

Министерство образования Республики Беларусь
Учреждение образования
«Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники»

Кафедра микро- и наноэлектроники

Б.С. Колосницын

***ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ НА ОСНОВЕ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ***

Учебно-методическое пособие
по дисциплине «Физика полупроводниковых приборов»
для студентов специальностей «Квантовые информационные
системы» и «Микро- и наноэлектронные технологии и системы»
дневной и заочной форм обучения

Минск 2006

УДК 621.382 (075.8)
ББК 32.85 я73
К 61

Рецензент:
ректор МГВРК, профессор Н.А. Цырельчук

Колосницын Б.С.

К 61 Электронные приборы на основе полупроводниковых соединений:
Учебно-метод. пособие по дисц. «Физика полупроводниковых приборов» для студ. спец. «Квантовые информационные системы» и «Микро- и наноэлектронные технологии и системы» дневн. и заоч. форм обуч. /
Б.С. Колосницын. – Мн.: БГУИР, 2006. – 104 с.: ил.
ISBN 985-444-936-X

В пособии рассмотрены электронные приборы, изготовленные на основе полупроводниковых соединений GaAs и GaN, которые отличаются от своих кремниевых аналогов сверхвысоким быстродействием и способностью устойчиво работать в более широком диапазоне температур.

УДК 621.382 (075.8)
ББК 32.85 я73

ISBN 985-444-936-X

© Колосницын Б.С., 2006
© БГУИР, 2006

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|---|----|
| Предисловие | 5 |
| 1. АРСЕНИД ГАЛЛИЯ КАК МАТЕРИАЛ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ..... | 6 |
| 2. ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ С ЗАТВОРОМ ШОТТКИ..... | 10 |
| 2.1. Устройство и принцип действия..... | 10 |
| 2.2. Пороговое напряжение..... | 11 |
| 2.3. Модель идеализированного транзистора | 12 |
| 2.4. Ограничение дрейфовой скорости электронов..... | 16 |
| 2.5. Сопротивления стока и истока. ВАХ реального транзистора..... | 18 |
| 2.6. Эквивалентная схема и частотные свойства..... | 22 |
| 2.7. Эффект паразитного управления..... | 23 |
| 2.8. Современные структуры транзисторов..... | 23 |
| 3. СВЧ ГЕТЕРОПЕРЕХОДНЫЕ ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ | 28 |
| 3.1. Повышение подвижности носителей заряда в полевых транзисторах на основе <i>GaAs</i> | 28 |
| 3.2. Гетеропереходы на основе <i>GaAs</i> | 28 |
| 3.3. Двумерный электронный газ – канал в гетерополевом транзисторе..... | 30 |
| 3.4. Устройство и принцип действия..... | 33 |
| 3.5. Пороговое напряжение..... | 34 |
| 3.6. Вольт-амперные характеристики | 36 |
| 3.7. Частотные свойства | 38 |
| 4. ГЕТЕРОПЕРЕХОДНЫЕ БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ | 40 |
| 4.1. Преимущества гетеробиполярных транзисторов | 40 |
| 4.2. Энергетическая зонная диаграмма эмиттерного перехода транзистора | 43 |
| 4.3. Термоэлектронно-диффузионная модель..... | 44 |
| 4.4. Термоэлектронно-диффузионно-полевая модель..... | 47 |
| 4.5. Структуры гетеробиполярных транзисторов..... | 47 |
| 4.6. Особенности рекомбинации носителей заряда в транзисторе..... | 49 |
| 5. ТРАНЗИСТОРЫ С ВЫСОКОЙ ПОДВИЖНОСТЬЮ ЭЛЕКТРОНОВ: ПРОБЛЕМЫ И ТЕХНОЛОГИИ ПРОИЗВОДСТВА | 51 |
| 5.1. Общие сведения..... | 51 |
| 5.2. Проблемы барьерного слоя <i>AlGaAs</i> | 55 |
| 5.3. Мольная доля <i>Al</i> в барьере <i>AlGaAs</i> | 56 |
| 5.4. Эффективная модуляция в гетерополевом транзисторе | 57 |
| 5.5. Подвижность в гетероструктуре с модулированным легированием..... | 57 |
| 5.6. Скорость носителей и крутизна в полевом транзисторе на гетеропереходе <i>AlGaAs/GaAs</i> | 59 |
| 5.7. Классификация транзисторов с высокой подвижностью электронов | 62 |
| 5.8. Основные положения по полевому транзистору на гетеропереходе <i>AlGaAs/GaAs</i> | 65 |
| 6. ПСЕВДОМОРФНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ С ВЫСОКОЙ ПОДВИЖНОСТЬЮ ЭЛЕКТРОНОВ..... | 67 |
| 6.1. Гетерополевые транзисторы в разных системах материалов | 67 |

| | |
|---|-----|
| 6.2. Псевдоморфный транзистор с высокой подвижностью электронов с растянутым слоем | 68 |
| 6.3. Мощные псевдоморфные транзисторы с высокой подвижностью электронов | 71 |
| 6.4. P-канальный псевдоморфный полевой транзистор с горбообразным затвором и модулированным легированием..... | 78 |
| 7. МОЩНЫЕ СВЧ ТРАНЗИСТОРЫ НА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ $AlGaN/GaN$ | 83 |
| 7.1. Общие сведения | 83 |
| 7.2. Конструкция и технология производства транзисторов на основе GaN | 88 |
| 7.2.1. Подложки и структуры, формируемые на основе GaN | 88 |
| 7.2.2. Контакты металл – нитриды III группы..... | 94 |
| 7.3. Электрические характеристики транзисторов на основе структур $AlCaN/CaN$ | 97 |
| 7.4. Последние разработки и новые конструкции..... | 100 |
| ЛИТЕРАТУРА | 103 |

ПРЕДИСЛОВИЕ

Традиционные кремниевые приборы в настоящее время почти достигли своих теоретических теплого, квантового и мощностного пределов. Для дальнейшего развития вычислительной и измерительной техники и т.д. на повестку дня выдвигается задача освоения новых частотных диапазонов.

В микроэлектронике давно идет поиск новых элементарных полупроводников и полупроводниковых соединений, способных далеко продвинуть частотный и мощностный пределы в работе схем. Полевые транзисторы Шоттки на основе $GaAs$ описаны и используются уже достаточно давно [1].

Учебно-методическое пособие включает в себя семь глав, и условно их можно разделить следующим образом: главы 1 – 4 и главы 5 – 7. С материалом глав первой части более подробно можно ознакомиться в учебниках и учебных пособиях [1] – [5] (см. список литературы). Главы второй части написаны на основе анализа журнальных статей и сведений из Интернета.

Первая глава знакомит со специфическими свойствами арсенида галлия как исходного полупроводникового материала для анализируемых полупроводниковых приборов (исключая приборы, рассмотренные в гл. 7). Возможности создания на его основе сверхбыстродействующих электронных приборов обусловлены некоторыми уникальными его электрофизическими характеристиками – высокой подвижностью электронов, широкой запрещенной зоной и т.д.

Вторая глава посвящена анализу физических принципов работы арсенид-галлиевых полевых транзисторов с затвором Шоттки (ПТШ). Анализируются электрические характеристики и предельные возможности этих приборов; обсуждаются современные и перспективные конструкции ПТШ.

В третьей и четвертой главах рассматриваются полевые и биполярные гетеропереходные транзисторы, которые в настоящее время являются наиболее быстродействующими активными приборами микроэлектроники, анализируются их работа и отличие от моноструктурных кремниевых прототипов.

Пятая и шестая главы посвящены решению проблем, с которыми сталкиваются разработчики гетерополевых транзисторов на основе $GaAs$, а также различные конструкции и технологии изготовления транзисторов с высокой подвижностью электронов и псевдоморфных транзисторов с высокой подвижностью электронов.

Седьмая глава посвящена анализу электрических характеристик, конструкции и технологии изготовления полевых транзисторов на $AlGaIn/GaN$ – гетероструктурах, которые благодаря уникальным физическим характеристикам находят все более широкое применение для создания высокочастотных мощных высокотемпературных полевых гетеротранзисторов.

Пособие включает материал, необходимый для проектирования и изготовления рассматриваемых приборов, и может быть полезно для студентов

электронных специальностей, магистрантов, аспирантов и инженеров электронной техники.

1. АРСЕНИД ГАЛЛИЯ КАК МАТЕРИАЛ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ

Арсенид галлия (*GaAs*) обладает рядом специфических особенностей, которые позволяют существенно улучшать некоторые важные характеристики интегральных микросхем (ИМС) при его использовании в качестве исходного полупроводникового материала. Основные физические свойства *GaAs* представлены в табл. 1.1, где для сравнения приведены также параметры традиционного материала микроэлектроники – кремния. Более подробные данные содержатся в работе [3].

Таблица 1.1

Основные физические характеристики *GaAs* и *Si* ($T = 300 \text{ K}$)

| Параметр | Обозначение | Единицы измерения | Значение параметра | |
|---|-------------|----------------------|---------------------|---------------------|
| | | | GaAs | Si |
| Период решетки | a | нм | 0,565 | 0,543 |
| Плотность | - | г/см ³ | 5,32 | 2,33 |
| Удельная теплопроводность | - | Вт/смК | 0,55 | 1,50 |
| Относительная диэлектрическая проницаемость | ϵ | - | 12,85 | 11,90 |
| Ширина запрещенной зоны | E_g | эВ | 1,42 | 1,12 |
| Эффективная масса электронов: | | | | |
| – главный минимум | m_n/m_o | - | 0,065 | 0,98 |
| – побочные минимумы | m_n/m_o | - | 1,20 | 0,16 |
| Эффективная масса дырок | m_p/m_o | - | 0,50 | 0,49 |
| Подвижность: | | | | |
| – электронов | μ_n | см ² /В·с | 9000 | 1500 |
| – дырок | μ_p | см ² /В·с | 320 | 475 |
| Эффективная плотность состояний: | | | | |
| – зона проводимости | N_c | см ⁻³ | $4,2 \cdot 10^{17}$ | $2,8 \cdot 10^{19}$ |
| – валентная зона | N_v | см ⁻³ | $9,5 \cdot 10^{19}$ | $1,0 \cdot 10^{19}$ |
| Характер межзонных переходов | - | - | Прямые | Непрямые |

Важнейшим свойством *GaAs* является высокая подвижность электронов в слабых полях (в 6 раз выше, чем в кремнии), связанная с малой эффективной массой. В чистом материале основным механизмом рассеяния является рассеяние на полярных оптических фононах. При охлаждении до 77 К подвижность ограничивается рассеянием на фоновых примесях и достигает

$(80 \dots 250) \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. На рис. 1.1 представлены зависимости подвижности электронов от концентрации примесных ионов для температур 300 и 77 К.

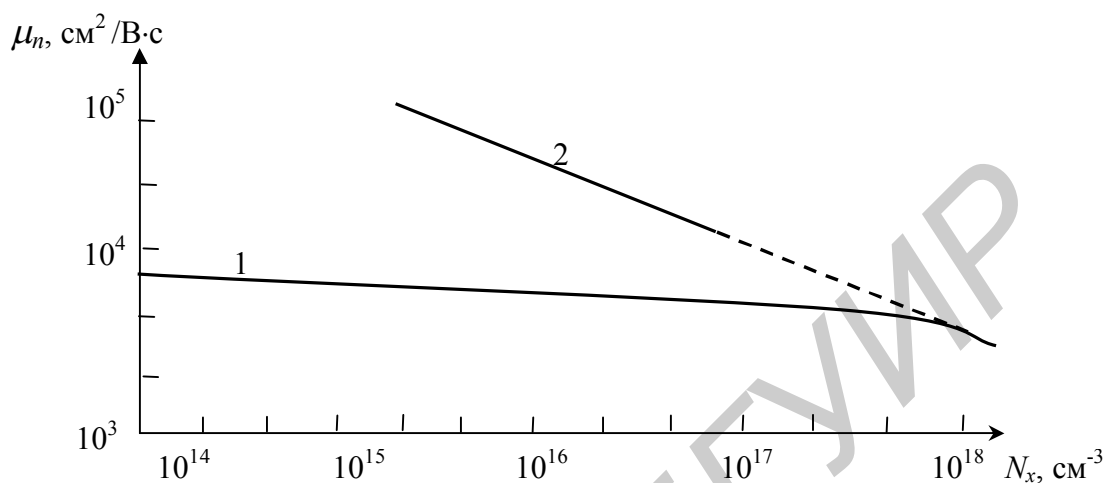


Рис. 1.1. Зависимость подвижности электронов в арсениде галлия от концентрации примесных ионов N_x при температуре 300 К (кривая 1) и 77 К (кривая 2)

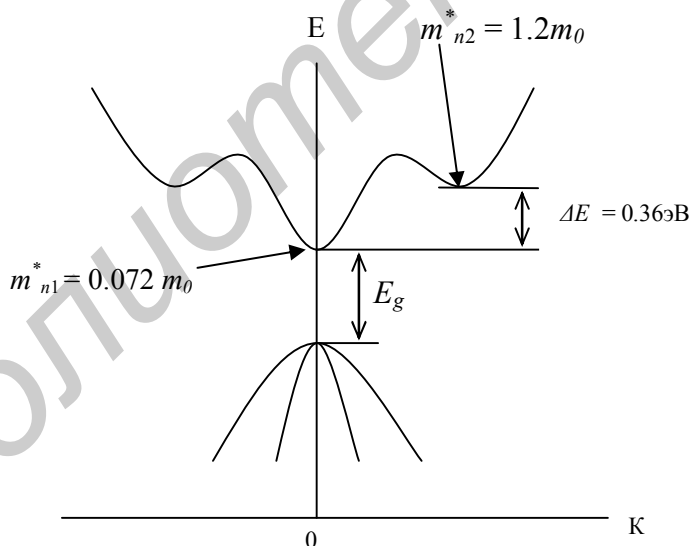


Рис. 1.2. Структура энергетических зон в арсениде галлия в кристаллографическом направлении [100]

Главные энергетические минимумы электронов и дырок в $GaAs$ находятся в центре зоны Бриллюэна, поэтому электронные переходы между зоной проводимости и валентной зоной обычно являются прямыми. Вследствие этого основным механизмом рекомбинации является межзонная излучательная рекомбинация.

Наличие в зоне проводимости побочных энергетических минимумов с высокой плотностью состояний (рис. 1.2) приводит к аномальной зависимости дрейфовой скорости электронов v_n от напряженности электрического поля E (рис. 1.3). При разогреве электрическим полем наиболее энергичные электроны переходят в побочные минимумы, где их эффективная масса резко возрастает. В результате зависимость $\mu_n(E)$ имеет участок с отрицательной дифференциальной подвижностью.

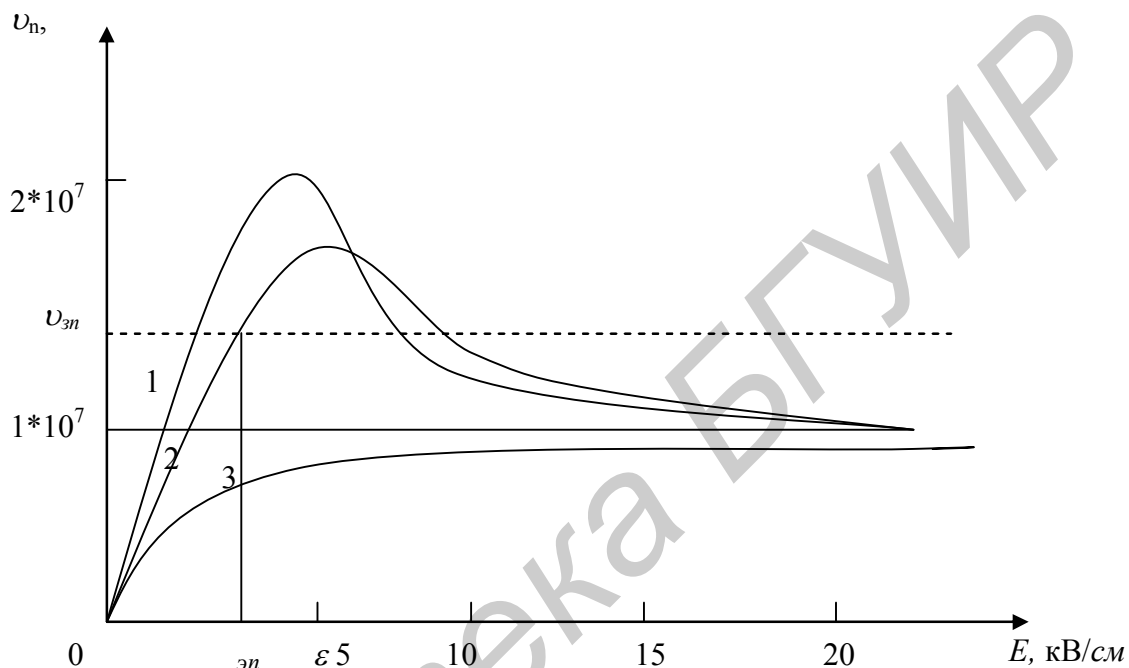


Рис. 1.3. Зависимость дрейфовой скорости электронов v_n от напряженности электрического поля E в арсениде галлия и кремнии при температуре 300 К: кривая 1 – $GaAs$, $N_x \rightarrow 0$; кривая 2 – $GaAs$, $N_x = 10^{17} \text{ см}^{-3}$; кривая 3 – Si , $N_x \rightarrow 0$

Важным преимуществом является значительная ширина запрещенной зоны. Собственная концентрация носителей заряда весьма мала ($\sim 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ при $T = 300 \text{ К}$), что позволяет получить материал с высоким удельным сопротивлением (полуизолирующий i^* – $GaAs$). Подложки $GaAs$ с удельным сопротивлением $\rho = (10^7 \dots 10^9) \text{ Ом} \cdot \text{см}$ обладают прекрасными диэлектрическими свойствами вплоть до частот в несколько сот гигагерц.

Высокая подвижность электронов позволяет создавать на основе $GaAs$ электронные приборы чрезвычайно высокого быстродействия, причем диэлектрическая подложка обеспечивает малые паразитные емкости в ИМС. Значительная ширина запрещенной зоны позволяет расширить температурный диапазон работы ИМС. Прямой характер межзонных переходов приводит к резкому снижению времени жизни избыточных носителей заряда. В сочетании с большой шириной запрещенной зоны это свойство $GaAs$ повышает радиационную стойкость ИМС на его основе.

Весьма полезным свойством $GaAs$ является возможность превращения легированного донорами или акцепторами материала в полуизолятор путем бомбардировки легкими ионами (водорода, бора или кислорода). Возникающие при этом радиационные дефекты приводят к появлению в запрещенной зоне глубоких разрешенных уровней, поглощающих свободные носители заряда. В результате создается возможность получения высококачественной взаимной изоляции элементов ИМС без нарушения планарности структуры.

Недостатками $GaAs$ по сравнению с кремнием являются высокая плотность дефектов, малая механическая прочность (хрупкость), меньшая теплопроводность, а также высокая стоимость и отсутствие высококачественного собственного окисла, подобного по свойствам SiO_2 . Поэтому применение $GaAs$ как исходного материала ИМС целесообразно в тех случаях, когда необходимые свойства изделий не могут быть получены при использовании кремния.

2. ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ С ЗАТВОРОМ ШОТТКИ

2.1. Устройство и принцип действия

Полевой транзистор с затвором Шоттки (ПТШ) принадлежит к классу полевых транзисторов с барьерным переходом. Простейшая структура ПТШ представлена на рис. 2.1. На высокоомной (полуизолирующей) i^* - $GaAs$ подложке I ($\rho \cong 10^7 \dots 10^9$ Ом·см) методами эпитаксии или ионного легирования сформирован активный слой n - $GaAs$ толщиной a . Электроды стока (2) и истока (2) имеют омический контакт с активным n -слоем. Электрод затвора 3 образует с n -слоем контакт типа Шоттки [2], под которым формируется обедненная электронная область пространственного заряда (ОПЗ) [3] толщиной X_d . В результате сток и исток соединены между собой проводящим электрически нейтральным каналом 3 толщиной $a - x_d$. При изменении потенциала затвора изменяется толщина ОПЗ и, следовательно, толщина канала. Если между стоком и истоком приложено напряжение

$$U_{cu} = U_c - U_u, \quad (2.1)$$

то изменение напряжения между затвором и истоком

$$U_{zu} = U_z - U_u \quad (2.1,a)$$

приводит к изменению тока стока I_c вследствие изменения проводимости канала.

Принципы действия ПТШ и МДП-транзистора весьма схожи: в обоих приборах напряжение сток – исток модулирует проводимость канала. Однако имеются и существенные различия.

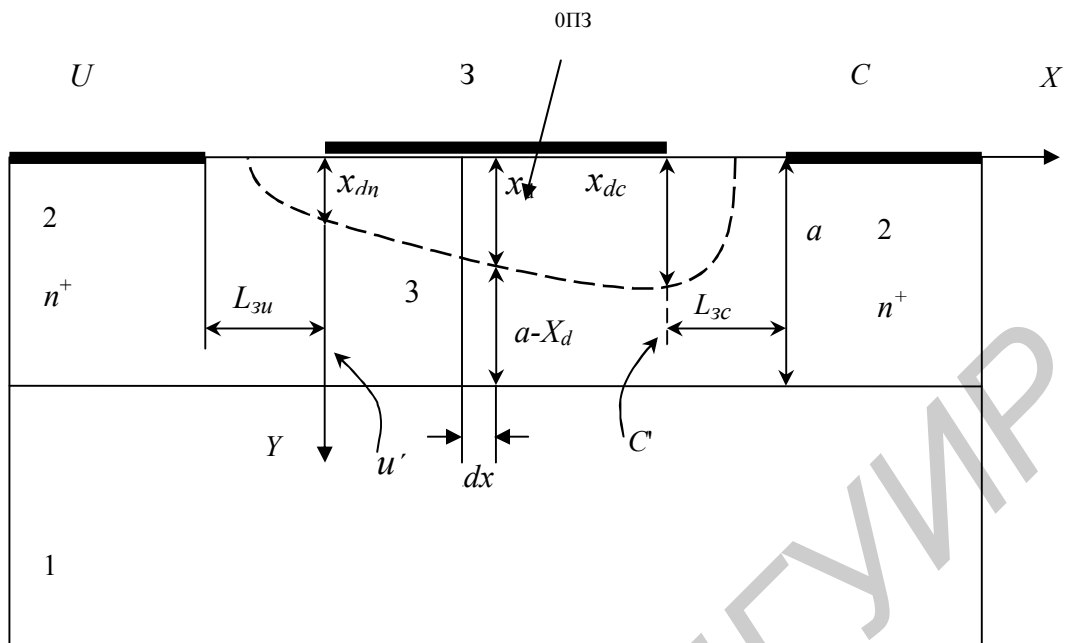


Рис. 2.1. Простейшая структура ПТШ

В n -канальном МДП-транзисторе канал представляет собой приповерхностную область полупроводника, легированную акцепторами и обогащенную электронами вследствие эффекта поля [2]. Толщина канала имеет порядок дебаевской длины экранирования, а модуляция его проводимости напряжением U_{3u} осуществляется за счет изменения концентрации электронов. Емкость затвор – канал определяется толщиной подзатворного диэлектрика и не зависит от напряжения между затвором и каналом.

В ПТШ канал представляет собой электронейтральную область, в которой положительный заряд доноров компенсирован зарядом основных носителей (электронов). Модуляция проводимости канала осуществляется за счет изменения толщины канала, которая обычно много больше дебаевской длины экранирования. Канал отделен от поверхности слоем ОПЗ, толщина которого зависит от напряжения между затвором и каналом и определяет барьерную емкость затвор – канал. Как правило, толщина ОПЗ в ПТШ больше толщины подзатворного диэлектрика в МДП-транзисторе. Поэтому управляющее действие затвора проявляется несколько слабее, что снижает крутизну ВАХ. Однако во столько же раз снижается емкость затвор – канал. Кроме этого, в канале ПТШ подвижность электронов не подвержена действию поверхностных дефектов, как это имеет место в МДП-транзисторе.

Несмотря на отмеченные различия, ВАХ ПТШ и МДП-транзистора качественно весьма схожи. Основное различие связано с тем, что в МДП-транзисторе затвор электрически изолирован от канала диэлектриком и ток затвора практически равен нулю. В ПТШ переход затвор – канал имеет диодную характеристику и при положительных напряжениях U_{3u} ток затвора может быть достаточно большим.

2.2. Пороговое напряжение

При $U_{cu} = 0$ ($I_c = I_u = 0$) потенциалы всех точек канала одинаковы, и на рис. 2.1 $X_{dn} = X_{dc}$. Толщина ОПЗ определяется напряжением U_{zu} [2]:

$$X_d = [2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_k - U_{zu})/qN_d]^{1/2}, \quad (2.2)$$

где N_d – концентрация доноров в однородно легированном активном слое; φ_k – контактная разность потенциалов между затвором и активным слоем.

В контактах Шоттки

$$\varphi_k = \frac{q\varphi_B - (E_c - E_{Fn})}{q},$$

где $q\varphi_B$ – барьер Шоттки, $E_c - E_{Fn}$ – разница величин энергии активного n -слоя и уровня Ферми.

При оптимальных значениях N_d современных ПТШ $(1...5)10^{17}\text{см}^{-3}$, величина $E_c - E_{Fn}$ очень мала и можно полагать, что $\varphi_k \cong \varphi_B$.

Пороговое напряжение U_{nop} соответствует напряжению затвор – исток, при котором толщина канала обращается в нуль, т.е. $a = X_d$. Таким образом, из (2.2) следует

$$U_{nop} = \varphi_B - U_{п}, \quad (2.3)$$

где $U_{п} = eN_d a^2 / 2\varepsilon\varepsilon_0$ – напряжение перекрытия канала, численно равное пороговому напряжению при $\varphi_B = 0$.

(2.3,а)

Величина барьерного потенциала слабо зависит от материала затвора, так как определяется в основном поверхностными состояниями, и составляет обычно около 0,8 В. Как будет показано ниже, крутизна ВАХ ПТШ пропорциональна произведению подвижности электронов в канале на концентрацию доноров. Для увеличения крутизны желательно повысить концентрацию доноров, однако при этом снижается подвижность (см. рис. 1.2), уменьшается толщина ОПЗ (2.2) и возрастает емкость затвор – канал. Оптимальное значение N_d лежит в диапазоне $(1...5)10^{17}\text{см}^{-3}$. При фиксированных значениях φ_B и N_d величина U_{nop} соответствует толщине активного слоя

$$a_0 = (2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_B / qN_d)^{1/2} = 0,1\text{мкм}. \quad (2.4)$$

При $a > a_0$ пороговое напряжение отрицательно, и в равновесном состоянии ($U_{zu} = 0$) канал существует. Такие ПТШ называются *нормально открытыми* (встроенный канал). При $a < a_0$ пороговое напряжение положительно, и для образования канала необходимо приложить напряжение

$U_{зи} = U_{пор} > 0$. Такие ПТШ называются *нормально закрытыми* (индуцированный канал). Таким образом, толщина активного слоя является главным параметром, определяющим величину порогового напряжения.

2.3. Модель идеализированного транзистора

Модель идеализированного ПТШ предложена У.Шокли и основана на следующих допущениях:

- 1) канал легирован однородно;
- 2) ОПЗ полностью обеднена электронами;
- 3) неосновные носители в канале отсутствуют;
- 4) область канала электрически нейтральна в каждой точке (концентрация электронов n соответствует равновесному значению $n_0 = N_d$);
- 5) ток в цепях затвора и подложки отсутствует;
- 6) в ОПЗ поперечное электрическое поле E_y (см. рис. 2.1) много больше продольного E_x ;
- 7) в канале поперечное электрическое поле E_y равно нулю;
- 8) подвижность электронов в канале μ_n постоянна;
- 9) сопротивления полупроводниковых областей между электродами стока, истока и затвора, а также сопротивления омических контактов стока и истока пренебрежимо малы.

Последнее допущение означает, что анализируется «внутренний» транзистор между плоскостями $X=0$ («внутренний» исток) и $X=L$ («внутренний» сток) на рис. 2.1.

В силу допущений 1, 4 и 9 ток в канале имеет дрейфовую природу и может быть описан законом Ома в дифференциальной форме. При этом для участка канала длиной dx (см. рис. 2.1) получим

$$dU(x) = IdR_K(x), \quad (2.5)$$

где $U(x)$ – потенциал канала, не зависящий от координаты x в силу допущения 7; $dR_K(x)$ – сопротивление участка канала длиной dx . В силу допущения 5 ток I не зависит от координаты x и равен току стока I_C .

Сопротивление $dR_K(x)$ составляет

$$dR_K(x) = \rho dx / Z(a - xd), \quad (2.6)$$

где удельное сопротивление канала ρ не зависит от координаты и определяется концентрацией доноров (допущения 1, 4):

$$xd = \left\{ \frac{2\varepsilon\varepsilon_0[U_k(x) + \varphi_B - U_{3Э}]}{qNd} \right\}^{1/2}. \quad (2.6,a)$$

Подставив (2.6,a) в (2.6) и считая, что канал легирован равномерно, проинтегрировав выражение (2.6) на отрезке канала $x = 0$ («внутренний» исток) и $x = L$ («внутренний» сток, рис. 2.1), получим основное уравнение ПТШ

$$I_c = g_o \geq \left\{ U_k - \frac{2[(U_k + \varphi_B - U_3)^{3/2} - (\varphi_B - U_3)^{3/2}]}{3 U_n^{1/2}} \right\}, \quad (2.7)$$

где $g_o = \frac{qNd\mu_n \cdot Za}{L}$ – проводимость необедненного канала (при $U_3 = U_{cu} = 0$, $U_k(U_{cu})$ – падение напряжения в канале под затвором.

Уравнение (2.7) применимо только до точки, где нет перекрытия канала со стороны стока, т.е.

$$a(L) = a_0 = \left[\frac{2ee_0(U_k + \varphi_B - U_3)}{qNd} \right] \leq a.$$

При $U_k = U_{cu} = U_{нас}$ перекрывается канал со стороны стока:

$$U_{нас} = U_n - \varphi_B + U_3. \quad (2.8)$$

Подставив (2.8) в (2.7), получим

$$I_{снас} = g_0 \left[\frac{1}{3} U_n + \frac{2(\varphi_B - U_3)}{3 U_n^{1/2}} - \varphi_B + U_3 \right]. \quad (2.9)$$

Значение крутизны $S(g_m) = \frac{dI_c}{dU_3} |_{U_{cu} - \text{const}}$ для крутой части характеристики находим из уравнения (2.7):

$$S = g_0 \frac{(U_{cu} + \varphi_B - U_3)^{1/2} - (\varphi_B - U_3)^{1/2}}{U_n^{1/2}}. \quad (2.10)$$

Из уравнения (2.9) находим значение крутизны для пологой области характеристики:

$$S = g_0 \left[\frac{1 - (\varphi_B - U_3)^{1/2}}{U_n} \right]. \quad (2.11)$$

Для малых значений напряжений на стоке, т.е. при $U_{cu} \ll \varphi_B - U_3$, выражения (2.7) и (2.10) можно упростить:

$$I_c = g_0 \left[1 - \left(\frac{\varphi_B - U_3}{U_n} \right)^{1/2} \right] \cdot U_{cu}, \quad (2.11,а)$$

$$S = \frac{g_0}{2} \frac{U_{cu}}{U_n^{1/2} (\varphi_B - U_{3u})^{1/2}}. \quad (2.11,б)$$

Для получения большого значения крутизны (а этот параметр – основная составляющая механизма усиления полевых транзисторов) необходимо иметь полупроводниковый материал с большой подвижностью носителей заряда и увеличивать соотношение Z/L . В соответствии с выражениями (2.10) и (2.11) увеличение ширины канала a также приводит к возрастанию S , но одновременно это приводит к увеличению $U_{пор}$ и $U_{нас}$. Поэтому для увеличения крутизны в ПТШ манипулируют отношением Z/L .

Как видно из рис. 2.2, выходные ВАХ идеализированного ПТШ весьма похожи на выходные ВАХ МДП-транзистора, хотя и описываются более сложными соотношениями. Различные формы записи ВАХ обусловлены тем, что в МДП-транзисторе емкость затвор – канал не зависит от напряжения. В ПТШ эта емкость определяется толщиной ОПЗ, которая зависит от напряжения затвор – канал и изменяется по длине канала, что приводит к более сложным формулам ВАХ.

Более существенно отличие ВАХ ПТШ состоит в том, что при положительном напряжении U_{3u}^* ток затвора $I_{3э}$ не равен нулю и ток истока отличается от тока стока. Поэтому для полного описания ПТШ необходимы семейства входных ВАХ I_3 (U'_{3u}, U'_{cu}), которые соответствуют ВАХ контакта Шоттки:

$$I_{3э} = I_{su} \left(\exp \frac{qU'_{3u}}{nkT} - 1 \right), \quad (2.11,в)$$

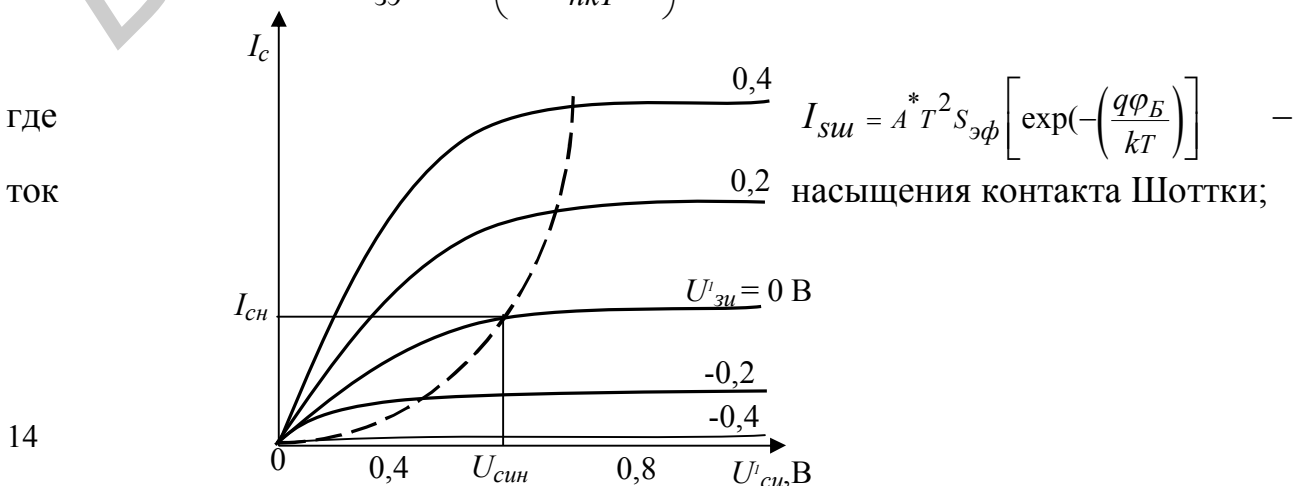


Рис. 2.2. Выходные характеристики идеализированного ПТШ с $U_{пор} = -0,6$ В

$A^* \cong 8 \text{ А/см}^2 \cdot \text{К}^2$ – эффективная постоянная Ричардсона для *GaAs*; $n = 1,03 \dots 1,3$ – фактор неидеальности; $S_{эф}$ – эффективная площадь контакта. Практически ток затвора имеет заметную величину при $U_{зи}^* > 0,4 \dots 0,5$ В. Его зависимость от напряжения $U_{си}$ при $U_{си} > 0$ невелика и обусловлена изменением эффективной площади $S_{эф}$ открытой части контакта Шоттки затвор – канал. Так, при $U_{си} = 0$ ток затвора растекается между электродами стока и истока поровну и весь контакт работает при одинаковом положительном напряжении ($S_{эф} = LZ$). При $U_{си} > 0$ принадлежащая к стоку часть контакта имеет более высокий потенциал, и часть перехода затвор – канал находится под меньшим положительным или даже отрицательным напряжением ($S_{эф} < LZ$). При значительных токах затвора имеет место эффект оттеснения тока, связанный с падением напряжения от тока затвора на сопротивление канала. Это явление также приводит к снижению эффективной площади канала и может быть учтено некоторым увеличением фактора неидеальности n .

2.4. Ограничение дрейфовой скорости электрона в канале

Как видно из рис. 1.3, нелинейный характер зависимости $v_n(E)$ проявляется в *GaAs* уже при полях $\sim 4 \cdot 10^3$ В/см. Типичная длина затвора L современных ПТШ составляет менее 1 мкм. Если считать, что $L = 1$ мкм и учитывать, что поле распределено по длине канала неоднородно (максимальная напряженность на стоковой границе канала), следует ожидать, что нелинейность $v_n(E)$ сказывается уже при напряжениях $U_{си} > 0,4$ В. Таким образом, допущение 9 подразд. 2.3 обычно не выполняется. Этот эффект можно учесть с помощью аппроксимации зависимости $v_n(E_x)$ в канале кусочно-линейной функции (рис. 1.3):

$$v_n(E_x) = \begin{cases} \mu_n E_x, & E_x \leq E_s; \\ v_{sn}, & E_x > E_s, \end{cases} \quad (2.12)$$

где $v_{sn} \cong 1,5 \cdot 10^7$ см/с – предельная дрейфовая скорость электронов; $E_s \cong 4,2 \cdot 10^{13}$ В/см – пороговое поле насыщения скорости.

Поскольку при $U_{си}^l > 0$ канал равномерно сужается по направлению от истока к стоку (см. рис. 2.1), ограничение скорости на уровне v_{sn} наступает в первую очередь на стоковой границе канала. При этом значение тока насыщения $I_{сн}$ будет соответствовать не полной отсечке канала, а уменьшению его толщины до величины, определяемой скоростью v_{sn} .

На рис. 2.3 представлена форма ОПЗ под затвором при ограничении дрейфовой скорости вблизи стока. На участке канала $0 \leq X \leq L_1$ поле $E_x < E_s$, и толщина ОПЗ остается локальной функцией напряжения затвор – канал. В точке $X = L_1$ поле E_x достигает порогового значения E_s . При $X > L_1$ $v_n = v_{sn}$. Ток в любом сечении канала постоянен, а согласно допущению 4 в подразд.2.3 концентрация электронов $n = N_d$ и также постоянна по координате X .

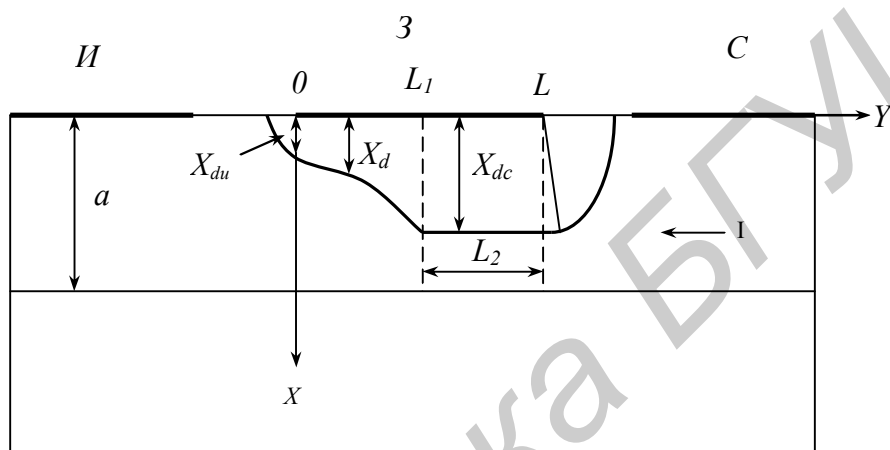


Рис. 2.3. Форма ОПЗ под затвором ПТШ при ограничении дрейфовой скорости электронов вблизи стока

Поэтому толщина канала на участке $L_1 < X < L_1 + L_2$ также постоянна (см. рис. 2.3). Заметим, что ограничение скорости электронов приводит к нарушению локальной зависимости толщины ОПЗ от напряжения затвор – канал. Это является следствием перераспределения электрического поля в ОПЗ на участке длиной L_2 , продольная составляющая которого E_x уже не может считаться меньше E_y (допущение в подразд. 2.3 не выполнено).

Минимальное напряжение U_{cu}^l , при котором скорость электронов в канале достигает значения v_{sn} , соответствует случаю $L_2 = 0$, $L_1 = L$. При этом поле E_x в канале достигает значения E_s в единственной точке $X = L$, а значение $U_{cu}^l = U_{cun}^l$ соответствует переходу транзистора в пологую область ВАХ. Ток в этой точке канала (и, следовательно, ток стока) определяется соотношением

$$I_{cu} = qN_d v_{sn} (a - X_d) Z = E_s L \left(1 - \frac{X_{dc}}{a} \right) / R_o. \quad (2.12,a)$$

Значение U_{cun}^l может быть найдено как

$$U'_{\text{син}} = U_n \left[\left(\frac{X_{dc}}{a} \right)^2 - \left(\frac{X_{du}}{a} \right)^2 \right]. \quad (2.13)$$

Значение $U'_{\text{син}}$, определяемое уравнениями (2.12) и (2.13), меньше значения, которое дается соотношением (2.8), и следовательно, соответствует меньшему току $I_{\text{сн}}$ в уравнении (2.12) по сравнению с (2.9).

В пологой области ВАХ $U'_{\text{си}} > U'_{\text{син}}, L_1 > L$ значение тока стока может быть найдено из (2.12) заменой $L \rightarrow L_1$ ($U'_{\text{си}} < L$ в выражении для R_o). Значение $L_1(U'_{\text{си}})$ уменьшается с ростом напряжения $U'_{\text{си}} > U'_{\text{син}}$ и при допущении электронейтральности канала может быть найдено путем решения уравнения Пуассона в ОПЗ на участке длиной L_2 (см. рис. 2.3). Этот эффект аналогичен эффекту модуляции длины канала в МДП-транзисторах и приводит к некоторому увеличению тока стока с напряжением в пологой области ВАХ. Практически канал на участке длиной L_2 не остается электронейтральным. Достаточно точные аналитические соотношения для описания пологой области ВАХ ПТШ в настоящее время отсутствуют.

В реальном транзисторе нужно учитывать падение напряжения на сопротивлении истока R_u . С учетом напряжения $V_{R_u} = I_c \cdot R_u$ проводимости g_o в соотношениях (2.7 – 2.11) заменяют величиной $g_o^* = g_o / (1 + g_o R_u)$.

Следует также отметить, что сопротивление R_u и R_c , весьма существенно влияют на вид ВАХ ПТШ, так как при отпирании барьерного перехода они ограничивают внутренние напряжения U_{zu} и U_{zc} .

2.5. Сопротивления стока и истока. ВАХ реального транзистора

В модели идеализированного ПТШ предполагается, что потенциалы точек канала с координатами $X = 0$ и $X = L$ равны потенциалам электродов стока и истока соответственно (допущение 9 в подразд. 2.3). В реальном ПТШ пассивные области истока (стока) имеют конечные сопротивления $R_{u(c)}$, которые складываются из сопротивлений $R'_{u(c)}$ полупроводниковых областей между электродом истока (стока) и затвором длиной $L_{zu(zc)}$ (см. рис. 2.1), а также сопротивлений омических контактов истока (стока):

$$R_{u(c)} = R'_{u(c)} + R_{\text{ик(ск)}}. \quad (2.14)$$

Сопротивления $R'_{u(c)}$ определяются очевидным соотношением

$$R'_{u(c)} = \rho \cdot L_{zu(zc)} / aZ. \quad (2.15)$$

При расчете сопротивлений $R_{uk(ск)}$ необходимо учитывать сопротивление омического контакта с полупроводником, (которое для *GaAs* значительно выше, чем для кремния из-за существования переходного высокоомного слоя), а также из-за сложного характера растекания тока в областях под омическими контактами. На рис. 2.4 представлена распределенная модель омического контакта истока.

Полупроводниковая область под контактом имеет погонное (на единицу длины по направлению оси Z) сопротивление:

$$R_l = \rho / aZ. \quad (2.16)$$

Омический контакт имеет погонную проводимость:

$$G_l = Z / \rho_k, \quad (2.17)$$

где ρ_k – удельное (на единицу площади поверхности) сопротивление контакта. Для участка длиной dZ падение напряжения $dV(Z)$ и изменение тока $dI(Z)$ составляют:

$$dU(z) = -I(z)R_l dz, \quad (2.18)$$

$$dI(z) = -U(z)G_l dz, \quad (2.19)$$

где $U(z)$ – напряжение на переходном слое металл – полупроводник.

Решение уравнений (2.18, 2.19) с граничными условиями $I(0) = I_u$, $I(\infty) = 0$ имеет следующий вид:

$$U(Z) = I_u (R_l / G_l)^{1/2} \exp[-Z(R_l G_l)^{1/2}],$$

$$I(Z) = I_u \exp[-Z(R_l G_l)^{1/2}].$$

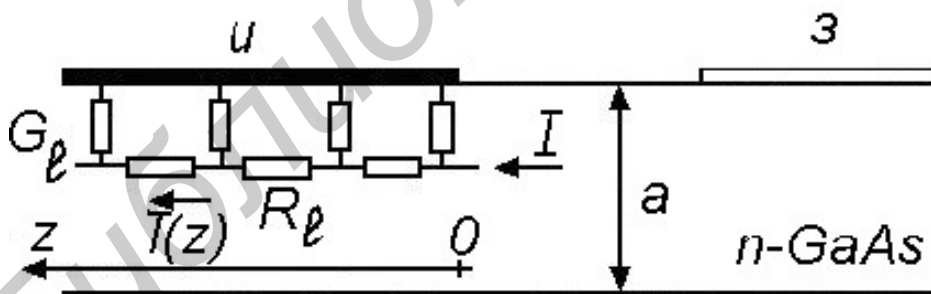


Рис. 2.4. Распределённая модель омического контакта истока

С учетом (2.16, 2.17) сопротивление омического контакта истока $R_{uk} = U(0)/I(0)$ составляет

$$R_{uk} = (\rho_k \rho / a)^{1/2} / Z. \quad (2.20)$$

Таковую же величину имеет сопротивление омического контакта стока.

Удельное сопротивление контакта ρ_k слабо зависит от концентрации доноров ($\sim N_d^{-1/3}$) и составляет обычно $(1...5) \cdot 10^{-6}$ Ом \cdot м².

На рис. 2.5, а представлены выходные характеристики реального ПТШ с пороговым напряжением - 0,6 В и шириной канала 10 мкм.

При $U_{зиs} > 0,6$ В барьерный переход у истока отпирается, и ток затвора $I_з$ становится сравнимым с токами I_c и $I_u = I_c + I_з$. В результате при $I_c = 0$ выходные ВАХ «отслаиваются» от начала координат. Действительно, при нулевом токе стока $I_u = I_з$, а напряжение на генераторе тока $S \cdot U_{зи} = I_c$ (рис. 2.5) равно нулю. Поэтому напряжение $U_{ци} = U_{зиs} - U_{зиs}'$ отлично от нуля и соответствует той части напряжения $U_{зи}$, которая выделяется на сопротивлении R_u .

Отличие от ВАХ «внутреннего» ПТШ (рис. 2.2) связано только с различием напряжений $U_{зиs}$ и $U_{зи}'$, а также $U_{зcs}$ и $U_{зc}'$ соответственно:

$$U_{зи} = U_{зи}' + I_u R_u ;$$

$$U_{зc} = U_{зc}' - I_c R_c .$$

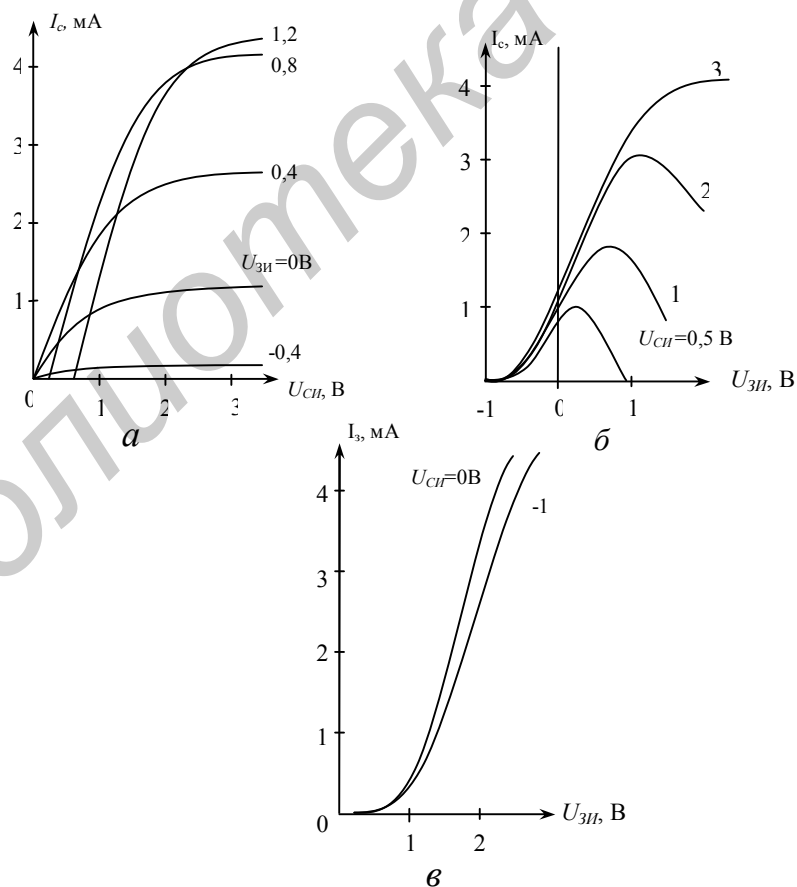


Рис. 2.5. ВАХ реального ПТШ с пороговым напряжением - 0,6 В

При $U'_{зи} \cong 0,6$ В дифференциальное сопротивление p - n -перехода затвор-исток мало, поэтому рост напряжения $U_{зи}$ не приводит к заметному увеличению напряжения $U'_{зи}$ и, следовательно, тока стока. Напряжение $U'_{зи} \cong 0,6$ В соответствует, таким образом, максимально достижимому току стока в пологой области выходных ВАХ $I_{си\max}$.

На проходных ВАХ (рис. 2.5, б) описанный эффект проявляется в насыщении тока стока и резком снижении крутизны при отпираии барьерного перехода затвор – исток. Как видно из рис. 2.5, б, увеличение напряжения $U_{зи}$ приводит даже к снижению тока стока, если напряжение сток – исток недостаточно велико. Этот эффект объясняется тем, что при фиксированном напряжении $U_{си}$ повышение напряжения $U_{зи}$ при открытом переходе затвор – исток ($U'_{зи} \cong 0,6$ В) приводит к повышению потенциала «внутреннего» истока u' и снижению напряжения $U'_{си}$, в результате чего ПТШ попадает в крутую область ВАХ и ток стока снижается. Начало падающего участка на проходной ВАХ примерно соответствует напряжению $U_{зи} \cong 0,6$ В + $U_{си} - U_{син}$.

Как и в МДП-транзисторе, сопротивление истока R_u снижает крутизну ВАХ S и выходную проводимость G :

$$S = S' / (1 + S' R_u);$$

$$G = G' / (1 + S' R_u),$$

где S' и G' – параметры «внутреннего» транзистора. Благодаря высокой

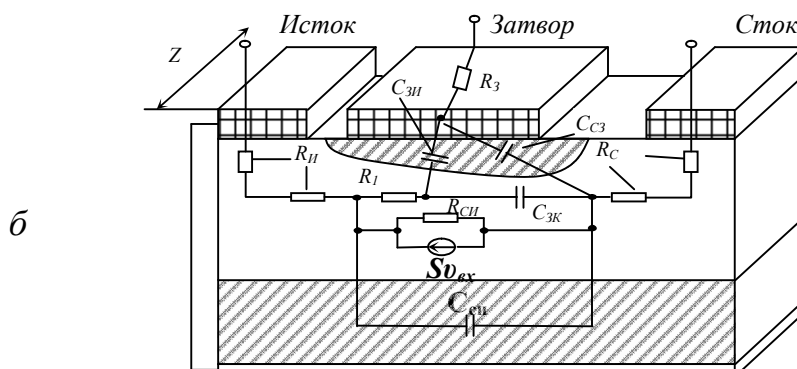
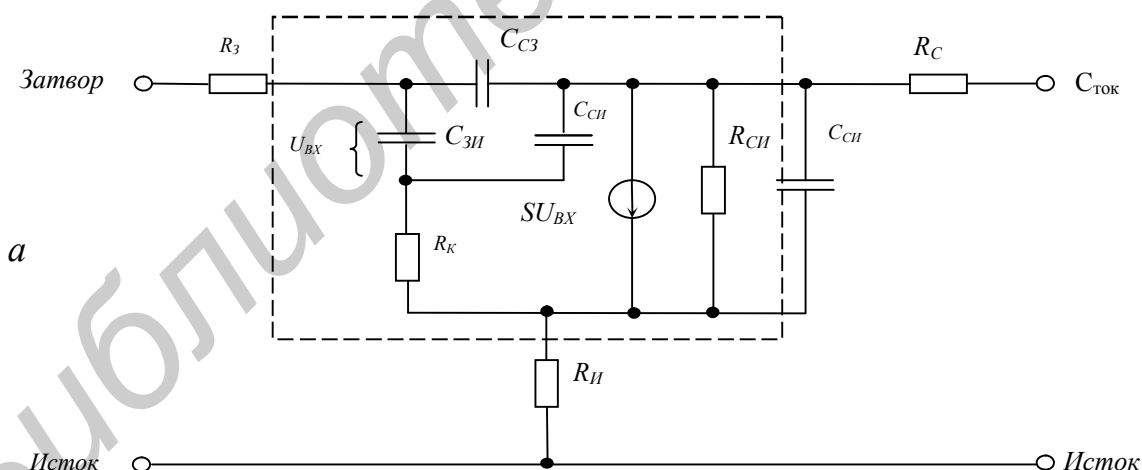


Рис. 2.6. Эквивалентная электрическая схема ПТШ (а) и физические элементы схемы структуры, соответствующие элементам эквивалентной электрической схемы (б)

подвижности электронов в *GaAs* ПТШ имеют значительно более высокую крутизну в пологой области ВАХ при равной ширине канала и меньшей емкости затвор – канал. Удельное (на единицу ширины канала Z) значение крутизны при длине затвора $L = 1$ мкм обычно составляет $(0,1 \dots 0,2)$ мА/мкм.

2.6. Эквивалентная схема и частотные свойства транзистора

ПТШ широко применяются с высокочастотных схемах для усиления малого сигнала ($U_{вх} < \varphi_T$). Поэтому для анализа частотных свойств транзистора целесообразно рассмотреть его малосигнальную физическую эквивалентную схему (рис. 2.6, а, б).

Конденсаторы C_{zu} и C_{zc} моделируют полную емкость затвор – канал, резистор R_k – входное, а R_{cu} – выходное сопротивление канала. Генератор тока SU_{zu} моделирует транзисторный эффект.

Ток обратносмещенного перехода затвор – канал определяется выражением (2.11, б), отсюда для входного сопротивления получим

$$R_{zu} = \left(\frac{dI_z}{dU_{zu}} \right)^{-1} = nkT/q(I_z + I_{zm}) . \text{ Согласно этой формуле, при } I_z \rightarrow 0, \quad I_{zm} \cong 10^{-10} \text{ А}$$

сопротивление R_{zu} при $T = 300$ К составляет ~ 250 МОм. Последовательные сопротивления стока и истока не модулируются напряжением затвора и поэтому обуславливают дополнительное падение напряжение между затвором и контактами стока и истока. Как уже отмечалось, это приводит к соответствующему уменьшению выходной проводимости и крутизны.

Высокочастотные характеристики ПТШ зависят от времени и зарядки $\tau = RC$, определяемым входной емкостью затвора C_{zk} , крутизной транзистора S и временем пролета носителей через канал. Если канал легирован равномерно и подвижность носителей постоянная, то время пролета

$$t_{np} = \frac{L}{U} = -\frac{L}{\mu_n E_x} = \frac{L^2}{\mu_n U_{cu}} .$$

При высоких электрических полях величина v приближается к величине скорости насыщения v_s , и при малых длинах канала время пролета обычно невелико по сравнению с постоянной времени зарядки затвора RC , определяемой входной емкостью затвора и крутизной транзистора.

Согласно эквивалентной схеме (см. рис. 2.6) частота отсечки f_T определяется как частота, при которой ток через входную емкость C_{zu} , равен выходному току (току генератора SU_{zu}):

$$\frac{i_{\text{вых}}}{i_{\text{ex}}} = SU_{3u} / \omega_T C_{3u} U_{3u} = 1, \quad f_T = \frac{S}{2\pi C_{3u}}. \quad (2.21)$$

Максимальная частота колебаний определяется выражением

$$f_{\text{max}} \approx f_T / 2[(R_3 + R_k + R_c) / R_{cu} + \omega_T R_3 C_{3c}]^{1/2}. \quad (2.22)$$

Для повышения f_{max} следует увеличивать f_T и оптимизировать отношение собственно транзисторных сопротивлений R_k / R_{cu} , а также уменьшать внешние сопротивления R_3 , R_c и емкость обратной связи C_{3c} .

2.7. Эффект паразитного управления

Как отмечалось выше, полуизолирующая подложка в арсенид-галлиевых ИМС обеспечивает высококачественную взаимную изоляцию элементов и снижает их паразитные емкости. Однако она не является идеальным изолятором, поэтому потенциал подложки под каналом ПТШ в ИМС зависит от потенциалов электродов самих транзисторов и от их взаимного расположения. Полуизолирующая подложка *GaAs* обладает слабовыраженными свойствами полупроводника *p*-типа. Уровень Ферми в подложке расположен несколько ниже середины запрещенной зоны, и концентрация дырок выше концентрации электронов (хотя они весьма малы). При этом между подложкой и каналом ПТШ образуется ОПЗ (*p-n*- переход), которая частично проникает в область канала. При уменьшении потенциала ОПЗ расширяется, что приводит к уменьшению канала и, следовательно, тока стока.

Если вблизи ПТШ в ИМС находится какой-либо электрод, потенциал которого ниже потенциала истока (например исток соседнего ПТШ), то потенциал этого «управляющего» электрода влияет на ток стока ПТШ. Этот эффект (паразитное управление по подложке) подобен влиянию напряжения подложка – исток на характеристики МДП-транзистора. Различие состоит в том, что в *n*-канальном МДП-транзисторе подложка является ярко выраженной *p*-областью с достаточно высокой проводимостью, и ее потенциал практически одинаков во всей ИМС. В ПТШ проводимость подложки весьма мала, и потенциал подложки зависит от потенциалов близкорасположенных элементов.

Степень проявления эффекта паразитного управления зависит от качества подложки и может быть уменьшена путем создания между каналом и подложкой буферного слоя (слаболегированный эпитаксиальный *i*-слой либо *p*-слой с фиксированным относительно истока потенциалом). В цифровых ИМС на *GaAs* эффект паразитного управления не должен приводить к снижению тока стока открытого ПТШ более чем на 10 % при подаче на близкорасположенные электроды напряжения до -5...-10 В относительно истока.

2.8. Современные структуры транзисторов

Качество ПТШ зависит от совершенства материала активного n -слоя (высокая подвижность электронов), длины канала L и сопротивлений стока и истока. На рис. 2.7 представлены наиболее простые варианты структуры ПТШ.

Буферный n -слой толщиной 1...2 мкм создается методом эпитаксии на полуизолирующей подложке. Он снимает эффект паразитного управления, а также исключает проникновение в активный n -слой неконтролируемых примесей из подложки.

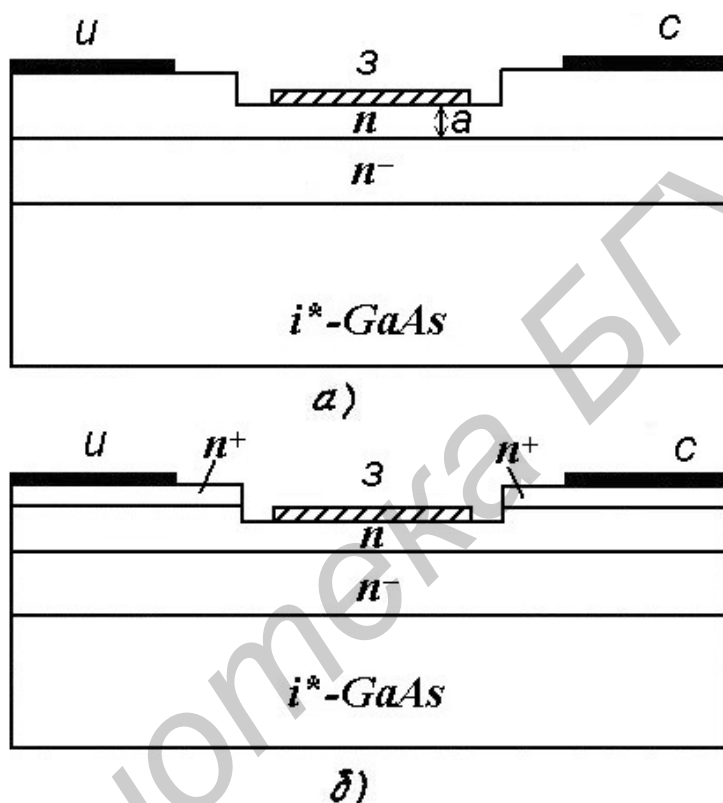


Рис. 2.7. Структуры ПТШ с заглубленным затвором:

а – с буферным n^- -слоем; б – с буферным n^- -слоем и контактным n^+ -слоем

Активный n -слой толщиной около 0,2 мкм создается методом эпитаксии или ионного легирования. В качестве донорных примесей используются кремний, селен или сера. Необходимая величина порогового напряжения обеспечивается прецизионным травлением активного слоя до нужной толщины (заглубленный затвор). Большая толщина пассивных областей стока и истока обеспечивает снижение сопротивлений R и (c). Оптическая литография позволяет получать длину затвора около 1 мкм при расстоянии между электродами стока и истока около 4 мкм. Снижению сопротивлений R и (c) способствует создание поверх активного n -слоя тонкого контактного n^+ -слоя (рис. 2.7, б).

Межэлементная изоляция осуществляется либо путем стравливания мезаструктур, либо (что предпочтительнее) бомбардировкой пассивных участков поверхности ионами H^+ , B^+ или O^+ .

Омические контакты стока и истока создаются вакуумным напылением слоя $AuGe$ ($\sim 0,1$ мкм) и затем слоя Ni , Au или Pt ($< 0,1$ мкм) с последующим отжигом. Для затворного контакта Шоттки применяются тугоплавкие металлы (Pt , Ti , W , Au и др.) либо силициды вольфрама или титана.

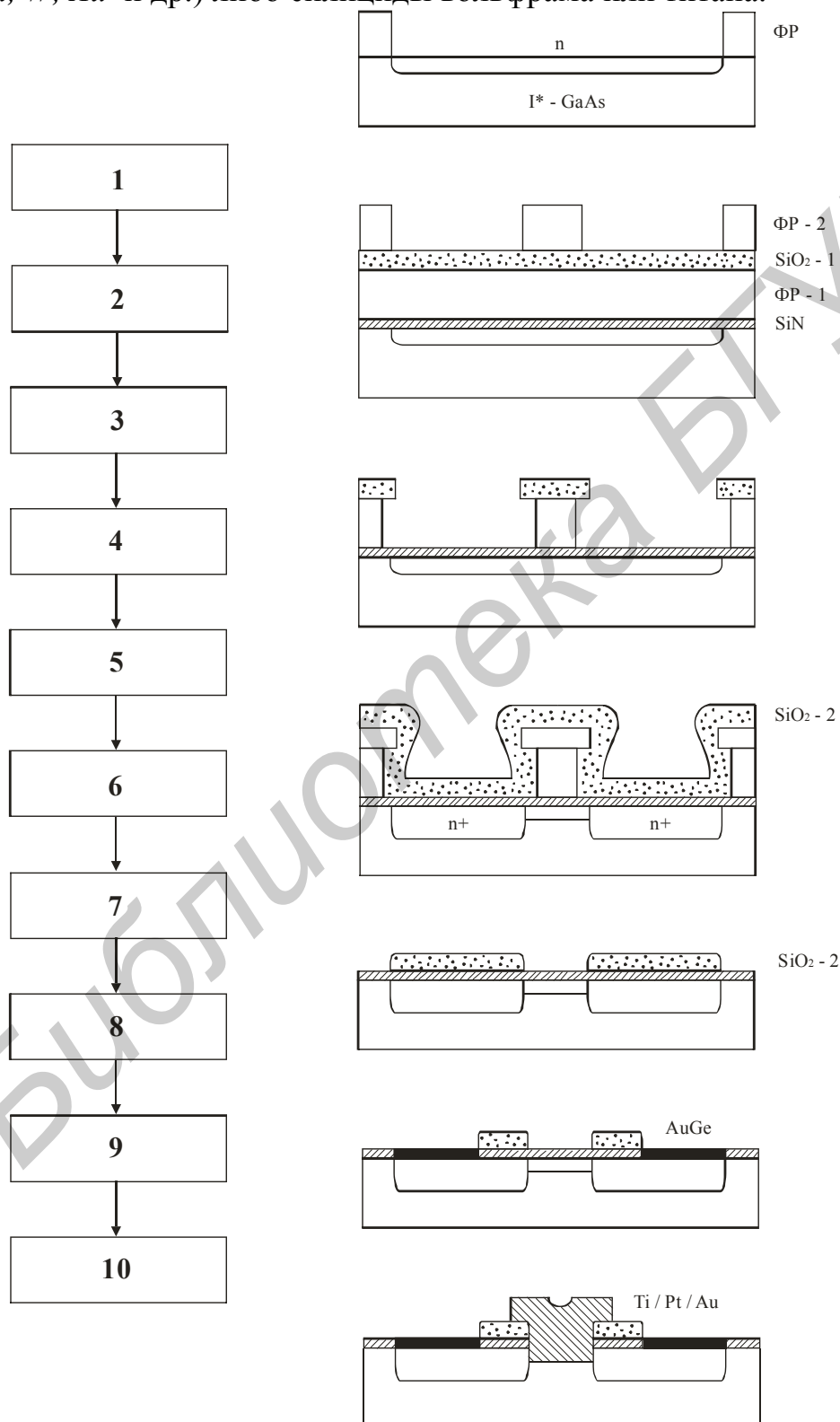


Рис. 2.8. Последовательность технологических операций при создании ПТШ по технологии SAINT:

1 – ионная имплантация n - канала, 2 – осаждение SiN , 3 – формирование Т-образной маски над затвором, 4 – ионная имплантация n^+ - слоя стока и истока, 5 – осаждение SiO_2 , 6 – взрыв фоторезиста ФР – 1, 7 – отжиг, 8 – металлизация омических контактов стока и истока, 9 – впавление омических контактов, 10 – осаждение затворного контакта

Наиболее перспективным методом получения активных слоев для больших интегральных схем является селективное ионное легирование чистой подложки. Для этого подложка должна иметь высокое удельное сопротивление и высокую подвижность электронов (последнее необязательно при использовании эпитаксиальных структур). Межэлементная изоляция при этом обеспечивается автоматически.

Для снижения сопротивлений стока и истока применяются методы самосовмещения, позволяющие максимально сократить или вообще исключить зазор между каналом и n^+ -слоем. На рис. 2.8 показана последовательность технологических операций при создании ПТШ по совмещенной технологии, основанной на применении многослойного резиста (SAINT-технология).

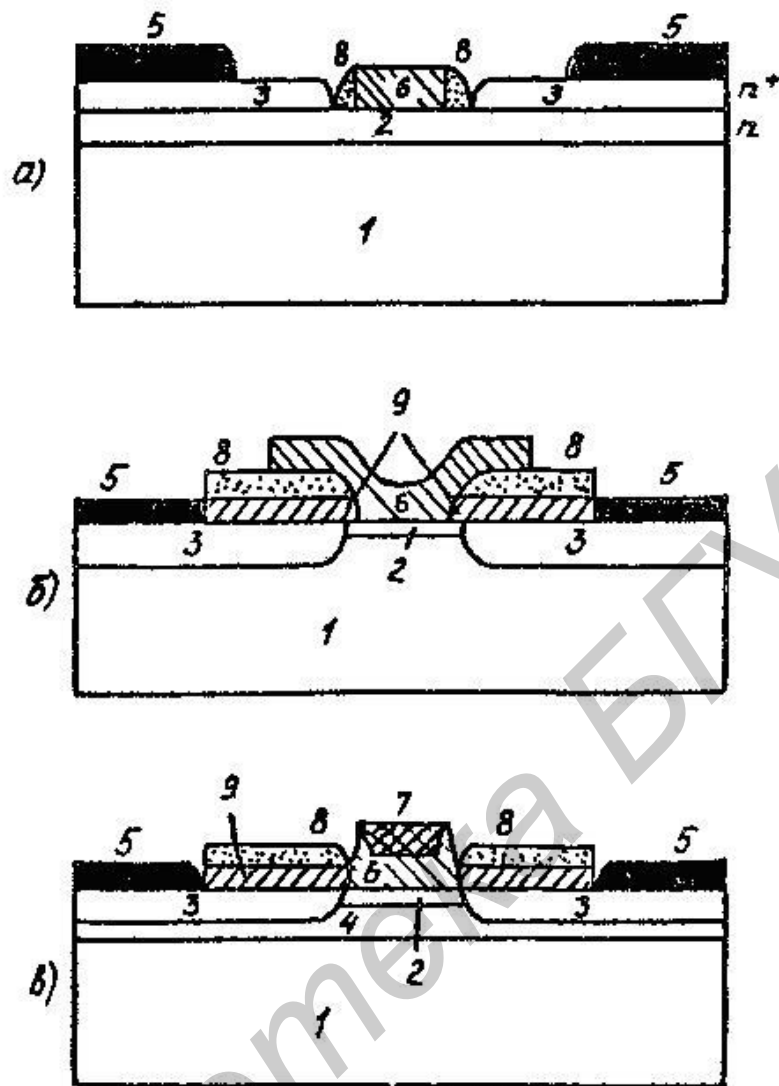


Рис. 2.9. Перспективные структуры ПТШ:

а – с затвором из силицида вольфрама и вертикальными диэлектрическими стенками; *б* – SAINT-структура; *в* – усовершенствованная SAINT-структура; 1 – полуизолирующая подложка; 2 – $n\text{-GaAs}$; 3 – $n^+\text{-GaAs}$; 4 – $n\text{-GaAs}$; 5 – контакты стока и истока; 6 – затвор (*а* – Wsi_x ; *б* – Pt/Ti/Au ; *в* – Mo); 7 – Au ; 8 – SiO_2 ; 9 – SiN

Перспективные структуры ПТШ показаны на рис. 2.9.

В структуре на рис. 2.9, *а* у боковых граней затвора из силицида вольфрама создаются вертикальные диэлектрические стенки.

Эти стенки толщиной $0,2 \dots 0,3$ мкм отделяют затвор от n^+ -областей стока и истока, снижая краевые емкости затвора.

Недостатком SAINT-структуры (рис. 2.9, *б*) является некоторое повышение емкостей $C_{зи,зс}$ за счет нависания электрода затвора над n^+ -областями. Этот недостаток устранен в усовершенствованной SAINT-структуре (см. рис. 2.9, *в*) путем использования композиции Mo-Au при создании затвора.

Применение электронной литографии позволяет получать затворы длиной 0,2...0,4 мкм и менее. Предельная частота таких ПТШ может достигать 30...50 ГГц.

В заключение отметим, что структуры ПТШ без электрода стока или с объединенными электродами стока и истока используются в качестве планарных диодов Шоттки. В последнем случае за счет снижения сопротивления базы $R_B = (R_{II}^{-1} + R_{IC}^{-1})^{-1}$ достигается минимальное значение постоянной времени $R_B C$, которая может составлять менее одной пикосекунды.

3. СВЧ ГЕТЕРОПЕРЕХОДНЫЕ ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

3.1. Повышение подвижности носителей заряда в полевых транзисторах на основе *GaAs*

Как отмечалось в гл. 1, подвижность электронов в *GaAs* может быть весьма высокой, особенно при низких температурах. В ПТШ эта особенность *GaAs* реализуется не полностью, так как значение подвижности ограничено рассеянием электронов на примесных ионах и составляет обычно 3500...4000 см²/В·с при T = 300 К. Понижение температуры не приводит к существенному увеличению подвижности, так как рассеяние на примесных ионах возрастает.

Резкого увеличения подвижности электронов в канале можно было бы ожидать в случае нелегированного канала. Такой канал возможно создавать в структуре МДП. К сожалению, до сих пор не удалось создать на основе *GaAs* высококачественные МДП-транзисторы, так как значительная поверхностная плотность дефектов и отсутствие стабильного собственного окисла ведут к нестабильности порогового напряжения и ВАХ, а также снижению подвижности носителей вблизи поверхности.

Возможность создания проводящего канала в нелегированном *GaAs* и управления его проводимостью с помощью эффекта поля связана с использованием гетеропереходов. При выполнении некоторых специальных условий энергетические уровни в гетеропереходе искривляются таким образом, что создается обогащенная электронами область (канал), проводимость которой определяется напряжением на гетеропереходе. Область канала достаточно удалена от поверхности, и при отсутствии примесных ионов подвижность электронов в канале может быть очень велика, особенно при низких температурах. Этот принцип действия лежит в основе гетеропереходного полевого транзистора (ГТП).

3.2. Гетеропереходы на основе *GaAs*

Возможность создания гетероперехода определяется существованием двух полупроводников с близкими значениями периода кристаллической решетки и

технологической возможностью их совместного изготовления. Для $GaAs$ прекрасной парой является $AlAs$. Различие периодов решетки для этих двух полупроводниковых соединений группы A^3B^5 составляет всего 0,12 % (0,5664 и 0,5661 нм соответственно). Технологически такой гетеропереход может быть изготовлен, например, методом молекулярно-лучевой эпитаксии, позволяющим создавать сверхтонкие (вплоть до моноатомных) полупроводниковые слои. На $GaAs$ выращивается эпитаксиальный слой $Al_xGa_{1-x}As$, где x – мольная доля Al . Ширина запрещенной зоны в $AlAs$ на $\Delta E = 0,736$ эВ больше, чем в $GaAs$, причем в соединении $Al_xGa_{1-x}As$ величина ΔE_g примерно пропорциональна доле Al : $\Delta E_g \cong x\Delta E_{g0}$.

Таким образом, при $x = 0,4$ величина ΔE_g составляет около 0,3 эВ.

На рис. 3.1, а представлены зонные диаграммы $p-GaAs$ (индекс «1») и $n-Al_xGa_{1-x}As$ (индекс «2»), а на рис. 3.1, б – энергетическая диаграмма гетероперехода. Штриховая линия соответствует энергии покоящегося электрона в вакууме E_0 .

Разрывы зоны проводимости и валентной зоны связаны очевидным соотношением

$$\Delta E_c + \Delta E_v = \Delta E_g. \quad (3.1)$$

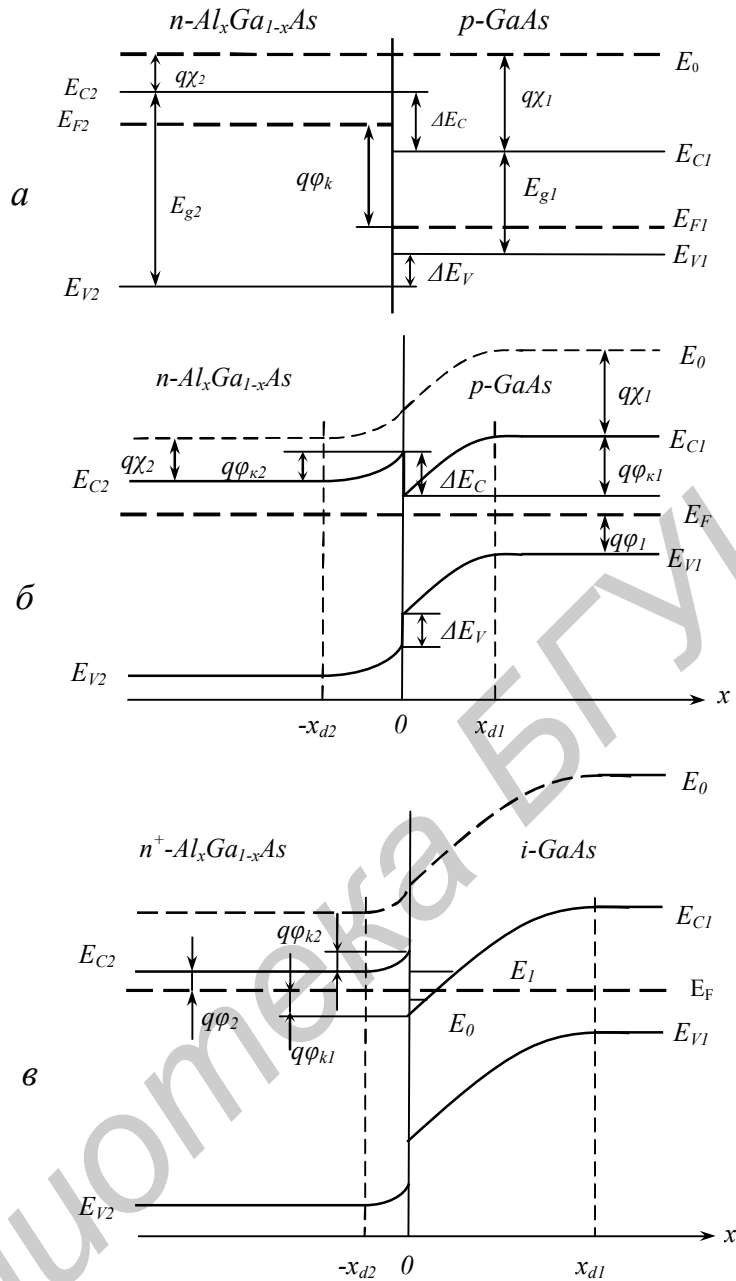


Рис. 3.1. Зонные диаграммы $p\text{-GaAs}$ и $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (а), энергетические диаграммы гетероперехода (б) и гетероперехода с ДЭГ (в)

В соответствии с рис. 3.1, а контактная разность потенциалов составляет

$$\varphi_k = (E_g + E_c) / q - (\varphi_1 + \varphi_2), \quad (3.2)$$

где расстояния между уровнями Ферми и границами зон φ_1 и φ_2 определяются результирующими концентрациями примеси:

$$N_1 = N_{a1} - N_{d1}; \quad N_2 = N_{d2} - N_{a2}. \quad (3.3)$$

В случае, когда диэлектрические проницаемости полупроводников 1 и 2 одинаковы, параметры φ_k , x_{d1} и x_{d2} определяются так же, как в обычном

ступенчатом p - n - переходе. В противном случае формулы несколько усложняются, так как напряженность электрического поля терпит разрыв на границе раздела. В $GaAs$ и $AlAs$ диэлектрические проницаемости практически одинаковы.

Контактная разность потенциалов φ_k распределяется между p - и n - областями (рис. 3.1, б):

$$\varphi_k = \varphi_{k1} + \varphi_{k2}.$$

Значения φ_{k1} и φ_{k2} можно найти интегрированием уравнения Пуассона на участках $0 < x < X_{d1}$ и $0 > x > X_{d2}$ соответственно:

$$\varphi_{k1} = qN_1 X_{d1}^2 / 2\varepsilon\varepsilon_0; \quad (3.4,а)$$

$$\varphi_{k2} = qN_2 X_{d2}^2 / 2\varepsilon\varepsilon_0. \quad (3.4,б)$$

3.3. Двумерный электронный газ – канал в гетерополевом транзисторе

Если результирующая концентрация акцепторов N_1 в p - $GaAs$ -области гетероперехода достаточно мала, а результирующая концентрация доноров N_2 в n - $Al_xGa_{1-x}As$ области достаточно велика, уровень Ферми в $GaAs$ вблизи границы раздела попадает в зону проводимости (рис. 3.1, в). В такой ситуации реализуется в гетеропереходах n^+ - $Al_xGa_{1-x}As$ нелегированный i - $GaAs$ (который обладает слабовыраженными свойствами полупроводника p -типа). В результате вблизи границы раздела формируется тонкий инверсный слой (канал), обогащенный электронами, подобно тому как это происходит в структуре МДП.

Благодаря малой эффективной массе электронов в $GaAs$ движение электронов в канале квантовано в направлении, перпендикулярном плоскости перехода, так как длина волны де Бройля λ превышает ширину потенциальной ямы (при $T = 300$ К $\lambda \cong 26$ нм и возрастает с понижением температуры). Эффект квантования электронов в канале существует в принципе и в кремниевых структурах МДП, однако при рабочих температурах им обычно можно пренебречь.

Квантованные значения энергии электронов в канале составляют

$$E_j \cong E_c(0) + [3\pi q\hbar E(0)(j + 3/4)]^{2/3} / 2m_n^{1/3}, \quad (3.5)$$

где $E(0) = \frac{1}{q} \frac{\partial E_0}{\partial x}(0)$ – напряженность электрического поля при $x = 0$.

Приближенное равенство в (3.5) соответствует допущениям о бесконечной высоте барьера ΔE_c и треугольной форме потенциальной ямы. На рис. 3.1, в показаны первые два энергетических уровня $E_{0,1}$.

Таким образом, n -канал содержит двумерный электронный газ (ДЭГ), в котором электроны могут свободно перемещаться только в плоскости гетероперехода.

Поверхностная плотность ДЭГ для j -й подзоны составляет

$$n_{sj} = \int_{E_j}^{\infty} Df_n(E)dE,$$

где $D = m_n / \pi \hbar^2$ – плотность разрешенных состояний (не зависящая для двумерного случая от энергии);

$$f_n = \frac{1}{1 + \exp[(E - E_F) / kT]} - \text{функция распределения Ферми-Дирака.}$$

Практически достаточно учесть две первые подзоны ($j = 0; 1$):

$$n_s = n_{s0} + n_{s1}.$$

Произведя интегрирование, получим

$$n_s = kTDLn \left[\left(1 + \exp \frac{E_F - E_0}{kT} \right) \left(1 + \exp \frac{E_F - E_1}{kT} \right) \right], \quad (3.6)$$

где значения $E_{0,1}$ определяются соотношением (4.5).

С другой стороны, поверхностная плотность электронов ДЭГ связана с полем $E(0)$ уравнением Гаусса:

$$\varepsilon \varepsilon_0 E(0) = qn_s + Q_{si},$$

где $Q_{si} = -qN_1$, X_{dl} – поверхностная плотность заряда примесей в обедненном слое $GaAs$ (см. рис. 3.1, б). В чистом нелегированном $i-GaAs$ величина N_1 составляет около 10^{14} см^{-3} , и ее вклад в общую величину поверхностного заряда мал. Поэтому можно считать, что

$$E(0) = qn_s / \varepsilon \varepsilon_0.$$

Подстановка этого соотношения в (3.7) для $j = 0$ и $j = 1$ дает

$$E_0 = E_0(0) + q\gamma_0 n_s^{2/3}; \quad (3.7,a)$$

$$E_1 = E_0(0) + q\gamma_1 n_s^{2/3}, \quad (3.7,b)$$

где

$$\gamma_0 = (9xq^{1/2} h / 4\varepsilon \varepsilon_0)^{2/3} / 2m_n^{1/3}; \quad \gamma_1 = (7/4)^{2/3} \gamma_0.$$

По экспериментальным данным с использованием циклотронного резонанса были показаны значения $\gamma_0 = 2,5 \cdot 10^{-12} \text{ В} \cdot \text{м}^{4/3}$, $\gamma_1 = 3,2 \cdot 10^{12} \text{ В} \cdot \text{м}^{4/3}$ и $D = 3,24 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-2} \text{ В}^{-1}$.

Подставляя (3.7) в (3.6), получаем

$$n_s = kTDLn \left[\left(1 + \exp \frac{\varphi_{F1} - \gamma_0 n_s^{2/3}}{\varphi_T} \right) \left(1 + \exp \frac{\varphi_{F1} - \gamma_1 n_s^{2/3}}{\varphi_T} \right) \right]. \quad (3.8,а)$$

Уравнение (3.8, а) связывает поверхностную плотность электронов ДЭГ n_s с положением уровня Ферми относительно зоны проводимости на границе раздела γ_{F1} . Простейшей аппроксимацией зависимости $\gamma_{F1}(n_s)$ является линейная функция

$$\gamma_{F1} = qn_s \Delta d / \varepsilon \varepsilon_o; \quad (3.8,б)$$

$$\varphi_{F1} \cong -Q_{sn} \Delta d / \varepsilon \varepsilon_o, \quad (3.8,в)$$

где $Q_{sn} = -qn_s$ – поверхностная плотность заряда в ДЭГ.

При $\Delta d = 8$ нм погрешность аппроксимации (3.8,б) для $GaAs$ не превышает 0,1 В в диапазоне 0... 300 К. С ростом температуры зависимость $\varphi_F(n_s)$ приближается к экспоненциальной, как это имеет место в кремниевых структурах МДП, где эффекты квантования не сказываются при обычных рабочих температурах. Линейный характер зависимости $\varphi_F(n_s)$ является одной из главных особенностей канала в гетеропереходах на основе $GaAs$.

Поверхностная плотность ДЭГ n_s и толщина ОПЗ в слое $n^+ - Al_x Ga_{1-x} As$ могут быть найдены из условия электронейтральности перехода:

$$Q_{s2} + Q_{sn} + Q_{s1} = 0,$$

где $Q_{s2} = qN_2 X_{d2}$ – поверхностная плотность заряда в слое $n^+ - Al_x Ga_{1-x} As$, Q_{sn} определяется соотношением (3.8), а величина $Q_{s1} = qN_1 x d_1$ мала. Исключая параметры φ_{k2} и φ_{F1} из соотношений (3.4, б), (3.8, б) и соотношения $\Delta E_c = q(\varphi_2 + \varphi_{k2} + \varphi_{F1})$ (см. рис. 3.1, в), получаем

$$n_s = N_2 \Delta d \left[\left(1 + \frac{2\epsilon\epsilon_0 \left(\frac{\Delta E_c}{q} - \varphi_2 \right)}{qN_2 \Delta d^2} \right)^{1/2} - 1 \right], \quad (3.9)$$

$$X_{d2} = n_s / N_2, \quad (3.10)$$

где обычно $\varphi_2 \ll \Delta E_c / q$. При $N_2 = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\Delta E_c = 0,25 \text{ В}$ и $\Delta d = 8 \text{ нм}$ параметры имеют следующие значения: $n_s \cong 2,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$; $X_{d2} \cong 12 \text{ нм}$.

3.4. Устройство и принцип действия

Инверсионный слой, содержащий ДЭГ с высокой подвижностью электронов в гетеропереходе $n^+ - Al_x Ga_{1-x} As - i - GaAs$, может быть использован в качестве канала полевого транзистора. Ввиду практического отсутствия примесных ионов подвижность электронов в ДЭГ достигает очень высоких значений, особенно при низких температурах. Однако в ПТ канал должен быть отделен от затвора слоем диэлектрика, тогда как в рассматриваемой структуре слой ДЭГ находится в контакте с низкоомным n^+ -слоем, который будет шунтировать канал. Устранить проводимость слоя $n^+ - Al_x Ga_{1-x} As$ можно, если сделать этот слой достаточно тонким и нанести на его поверхность металлический контакт типа Шоттки. В этом случае обедненная электронами ОПЗ распространяется на всю толщину n^+ -слоя.

Указанный принцип лежит в основе ГПТ, простейшая структура которого показана на рис. 3.2, а энергетическая диаграмма – на рис. 3.3. Как видно из рис. 3.3, электроны проводимости в слое $n^+ - Al_x Ga_{1-x} As$ практически отсутствуют при $E_{c2} - E_{F_n} \gg kT$ (E_{F_n} – квазиуровень Ферми для электронов).

Таким образом, этот слой выполняет функции диэлектрика в МДП-транзисторе с той лишь разницей, что содержит положительный объемный заряд доноров с постоянной плотностью qN_2 .

Действие ГПТ качественно аналогично действию МДП-транзистора. При изменении напряжения затвор – канал $U_{зк}$ изменяется поверхностная плотность ДЭГ и, следовательно, проводимость канала, что приводит к изменению тока стока при $U_{cu} > 0$.

Технологически сложно изготовить высококачественный омический контакт к широкозонному полупроводнику, поэтому под контактами стока и истока создается слой $n^+ - GaAs$ (рис. 3.2). Протекание тока в цепях стока и истока через потенциальный барьер в n^+ -слое на границе $n^+ - Al_x Ga_{1-x} As$ -ДЭГ под омическими контактами (рис. 3.1, в) осуществляется за счет

туннелирования, так как в соответствии с (3.9) и (3.10) толщина обедненного слоя Xd_2 в n^+ -слое мала.

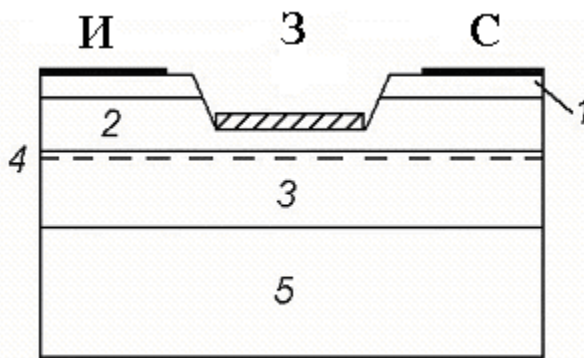


Рис. 3.2. Простейшая структура ГПТ:
 1 – n^+ -GaAs ($2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, 0...50 нм); 2 – n^+ -AlGaAs ($1,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, 35...50 нм);
 3 – i -GaAs (2...3 нм); 4 – ДЭГ; 5 – i^* -GaAs

3.5. Пороговое напряжение

Пороговое напряжение ГПТ может быть определено так же, как в МДП-транзисторе. Различие состоит в том, что подзатворный диэлектрик (обедненный слой $n^+ - Al_xGa_{1-x}As$) содержит положительный заряд доноров, поверхностный заряд на границе диэлектрик – канал практически отсутствует, а зависимость плотности электронов в канале от положения квазиуровня Ферми E_{Fn} линейна (см. рис. 3.3).

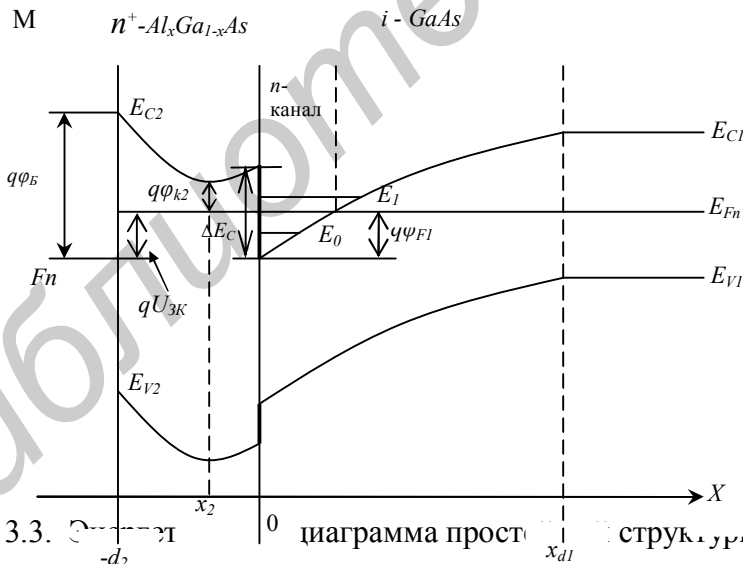


Рис. 3.3. Энергетическая диаграмма структуры ГПТ ($U_{зи} > 0$)

Согласно энергетической диаграмме на рис. 3.3, напряжение $U_{зк}$ может быть представлено в виде

$$U_{зк} = \varphi_B + \int_{-d_2}^0 E(x) dx - \Delta E_c / q + \varphi_{F1}, \quad (3.11)$$

где φ_B – барьерный потенциал контакта Шоттки затвор – $n^+ - Al_x Ga_{1-x} As$,

$$E(x) = E(-d_2) + \frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0} \int_{-d_2}^x qN_2 dx = E(-d_2) + qN_2(x + d_2) / \varepsilon\varepsilon_0 - \text{поле в диэлектрике.}$$

Граничное значение поля $E(-d_2)$ находится из уравнения Гаусса:

$$E(-d_2) = Q_{sm} / \varepsilon\varepsilon_0. \quad (3.12)$$

Плотность подзатворного заряда Q_{sm} в металлическом электроде затвора может быть найдена из уравнения электронейтральности структуры:

$$Q_{sm} + Q_{s2} + Q_{su} + Q_{s1} = Q_1, \quad (3.13)$$

где $Q_{s2} = qN_2d_2$ – поверхностная плотность заряда в слое $n^+ - Al_x Ga_{1-x} As$. Как отмечалось в подразд. 3.3, величина Q_{s1} мала. При этом из (3.12) и (3.13) получаем:

$$E(-d_2) = -(Q_{su} + qN_2d_2) / \varepsilon\varepsilon_0. \quad (3.14)$$

Подстановка этого соотношения в (3.12) и затем в (3.11) дает

$$U_{зк} = \varphi_B - \frac{qN_2d_2^2}{2\varepsilon\varepsilon_0} - \frac{\Delta E_c}{q} + \varphi_{F1} - \frac{Q_{sn}d_2}{\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (3.15)$$

Используя зависимость (3.8, в), связывающую величину φ_{F1} с поверхностной плотностью заряда электронов в канале, получаем из уравнения (3.15):

$$Q_{su} = -C_s(U_{зк} - U_{нор}), \quad (3.16)$$

где $U_{нор} = \varphi_B - Un_2 - \Delta E_c / q$ – пороговое напряжение; $C_s = \varepsilon\varepsilon_0 / (d_2 + \Delta d)$ – удельная (на единицу площади канала) емкость затвор – канал:

$$Un_2 = qN_2d_2^2 / 2\varepsilon\varepsilon_0. \quad (3.17)$$

При $U_{зк} < U_{нор}$ транзистор закрыт ($Q_{sn} = 0$).

Нужная величина $U_{нор}$ может быть обеспечена соответствующим выбором толщины и степени легирования слоя $n^+ - Al_x Ga_{1-x} As$ (т.е. величины U_{n2}). Таким способом можно создавать как нормально открытые, так и нормально закрытые ГПТ.

Интересно отметить, что эффективная толщина подзатворного диэлектрика составляет

$$d_{эфф} = d_2 + \Delta d,$$

что является следствием линейной зависимости $\varphi_{F1}(n_s)$ в структуре с ДЭГ. Избыточную толщину Δd можно трактовать как эффективную толщину ДЭГ. Как указывалось в подразд. 3.3, эта толщина (~ 8 нм) в несколько раз меньше длины волны де Бройля, что подтверждает необходимость учета квантования энергии.

3.6. Вольт-амперные характеристики

Соотношение (3.16), определяющее зависимость поверхностной плотности заряда электронов в канале, в точности совпадает с аналогичным соотношением для идеализированного МДП-транзистора. Поэтому ВАХ идеализированного ГПТ (нулевые сопротивления стока и истока, постоянная подвижность электронов в канале) совпадают по виду с ВАХ идеализированного МДП-транзистора до тех пор, пока ток затвора мал, а электроны в подзатворном слое $n^+ - Al_xGa_{1-x}As$ отсутствуют:

$$I_c = U_{cu}' K (U_{zu}' - U_{nop} - U_{cu}' / 2), \quad (3.18)$$

здесь

$$K = \mu_n Z C_o / L. \quad (3.19)$$

Количественное отличие состоит в значительно большей подвижности электронов и крутизне ВАХ.

Ввиду отсутствия проводящей подложки эффекты короткого канала в ГПТ проявляются весьма слабо, за исключением эффекта насыщения дрейфовой скорости электронов [3]. Этот эффект, напротив, проявляется в большей степени, так как в соответствии с (2.20) значение порогового поля E_s мало. Количественно эффект насыщения дрейфовой скорости описывается так же, как в МДП-транзисторе. В частности, ток стока и крутизна ВАХ «внутреннего» транзистора в пологой области составляет

$$\begin{aligned} I_{cn} &= K (E_s L)^2 \left[\left[1 + (U_{zu}' - U_{nop})^2 / (E_s L)^2 \right]^{1/2} - 1 \right]; \\ S' &= K (U_{zu}' - U_{nop}) \left[1 + (U_{zu}' - U_{nop})^2 / (E_s L)^2 \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (3.20)$$

Как видно из (3.20), насыщение дрейфовой скорости электронов существенно снижает крутизну S' при $U_{zu}' - U_{nop} > E_s L = U_s L / \mu_n \cong 0,2V$ (при $L = 1$ мкм, $T = 300$ К).

Сопротивления стока и истока R_{cu} значительно снижают крутизну ВАХ q_m ввиду высокой крутизны «внутреннего» транзистора:

$$S' = S / (1 + S' R_u).$$

При $S' \gg R_u^{-1}$ $S \rightarrow R_u^{-1}$, поэтому проходные ВАХ ГПТ ближе к линейным, чем к квадратичным (как в МДП-транзисторе).

Барьерный переход затвор – канал имеет диодную характеристику, как в ПТШ. Поэтому при протекании затворного тока ВАХ ГПТ имеет те же особенности, что и ВАХ ПТШ (см. разд. 2.6).

Специфической особенностью ГПТ является эффект экранирования ДЭГ в канале электронами, которые появляются в слое $n^+ - Al_xGa_{1-x}As$ при повышении напряжения затвор – исток. Этот эффект может проявляться уже при таких напряжениях U_{3u} , при которых ток затвора остается малым. С ростом напряжения U_{3u} уменьшается зазор между энергетическими уровнями E_{c2} и E_{Fn} (см. рис. 3.3). При $U'_{3u} = U'_{3uэ}$ его минимальная величина φ_{F2} достигает некоторого значения $\varphi_{F20} \cong 0$, при котором концентрация электронов в слое $n^+ - Al_xGa_{1-x}As$ не может считаться малой. В результате в n -слое создается второй канал, параллельный каналу с ДЭГ, который экранирует канал с ДЭГ от поля затвора. Поскольку подвижность электронов в слое $n^+ - Al_xGa_{1-x}As$ значительно меньше, чем в ДЭГ, крутизна ВАХ при $U'_{3u} \geq U'_{3uэ}$ резко снижается и ток стока практически насыщается.

Из энергетической диаграммы на рис. 3.3 следует

$$E_{c2}(x) - E_{Fn} = q(\varphi_s - U_{3u}) + q \int_{-d_2}^x E(x) dx. \quad (3.21)$$

Используя (3.12) и (3.15), получаем

$$E(x) = \frac{qN_2x - Q_{sn}}{\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{q(N_2x + n_s)}{\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (3.22)$$

Если $n_s \leq N_2d_2$, функция $[E_{c2}(x) - E_{Fn}] / q$ достигает минимального значения $q\varphi_{F2}$ в точке $x = x_{20} = -n_s / N_2$, где $E(x) = 0$ (см. рис. 3.3). Полагая $\varphi_{F2} = \varphi_{F20}$ и используя соотношения (3.24), (3.16) – (3.18), можно показать, что условие $n_s \leq N_2d_2$ выполнено при

$$U_{nop} \leq U_{nop0} = \varphi_s - \frac{\Delta E_c}{q} \left\{ 1 + \left[\left(1 + \frac{N_2}{N_0} \right)^{1/2} - \left(\frac{N_2}{N_0} \right)^{1/2} \right]^2 \right\}, \quad (3.23)$$

а напряжение $U'_{3kэ} = U'_{3uэ}$, при котором начинается экранирование ДЭГ электронами в n^+ -слое, составляет

$$U'_{3uэ} = U_{nop} + \frac{2\Delta E_c N_2}{qN_0} \left[\left(1 + \frac{N_0}{N_2} \right)^{1/2} - 1 \right] \left[1 + \left(\frac{eU_p N_0}{\Delta E_c N_2} \right)^{1/2} \right]. \quad (3.24)$$

В (3.25) и (3.26)

$$N_0 = \frac{2\varepsilon\varepsilon_0\Delta E_c}{(q\Delta d)^2} \cong 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} \quad (3.25)$$

Напряжению $U'_{зиэ}$ соответствует максимально достижимая поверхностная плотность электронов ДЭГ:

$$n_{s\max} = \Delta d N_2 \left[\left(1 + \frac{N_0}{N_2} \right)^{1/2} - 1 \right].$$

При $U_{\text{пор}} > U_{\text{пор},0}$ экранирования ДЭГ не происходит, так как напряжение $U'_{зиэ} = \varphi_B$ и практически недостижимо.

3.7. Частотные свойства

Частота отсечки идеализированного ГПТ, как и МДП-транзистора, определяется соотношением

$$\omega_T = S' / C'_{\text{зин}}. \quad (3.26)$$

Максимальное значение крутизны S' достигается при напряжении $U'_{зкэ} = U'_{зиэ}$, соответствующем началу экранирования ДЭГ. Емкость затвористок $C'_{\text{зин}}$ зависит от напряжений $U'_{зиэ}$, $U'_{зс}$, так же как в МДП-транзисторе, и на границе с пологой областью ВАХ составляет

$$C'_{\text{зин}} = \frac{2}{3} C_o LZ.$$

Поэтому максимальное значение частоты отсечки может быть найдено из (3.19) и (3.20):

$$\omega_{T\max} = \frac{3V_{zu}}{2L} \left[1 + \left(\frac{V_{su}L}{\mu_n (U'_{зиэ} - U_{\text{пор}})} \right)^2 \right]^{-1/2}; \quad (3.27,а)$$

$$\omega_{T\max} \cong 3V_{sn} / 2L. \quad (3.27,б)$$

Последнее приближение основано на том, что второе слагаемое в квадратных скобках (3.27,а) обычно меньше 1. Это означает, что предельная частота ГПТ в основном определяется не подвижностью электронов, а предельной дрейфовой скоростью электронов V_{sn} .

При $N_2 = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\varphi_B = 1,1\text{В}$ и $\Delta E_c = 0,25\text{В}$ из (3.25) получим $U_{\text{пор},0} = +0,75\text{В}$. Из (3.26) следует, что для ГПТ с $U_{\text{пор}} = +1\text{В}$ $U'_{зиэ} - U_{\text{пор}} \cong 1\text{В}$. Полагая $L = 1\text{мкм}$, $\mu_n = 8000 \text{ см}^2 \cdot \text{В} \cdot \text{с}(300\text{К})$, $U_{zn} = 1,5 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, из (3.26) получаем

$$\omega_{T\max} = 2,2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1} \quad (f_{T\max} = 35\text{ГГц}).$$

4. ГЕТЕРОПЕРЕХОДНЫЕ БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

4.1. Преимущества гетеробиполярных транзисторов

Требования к электрофизическим и геометрическим параметрам структуры биполярных транзисторов во многом являются противоречивыми [2]. Действительно, для обеспечения высокой эффективности эмиттера необходимо, чтобы результирующая концентрация примеси в эмиттере $N_э$ во много раз превышала концентрацию примеси в базе $N_Б$:

$$N_э \gg N_Б. \quad (4.1)$$

Для повышения коэффициента переноса и уменьшения времени пролета носителей через базу требуется уменьшать толщину базы $W_Б$, которая должна быть много меньше диффузионной длины неосновных носителей L_p :

$$W_Б \ll L_{nБ}. \quad (4.2)$$

В то же время выполнение условий (4.1) и (4.2) ведет к увеличению сопротивления базы $r_Б$, что ухудшает частотные свойства транзистора и коэффициент усиления базового тока при больших токах (эффект оттеснения эмиттерного тока [2]).

Чрезмерное легирование эмиттера для выполнения условия (4.1) не приводит к повышению его эффективности из-за уменьшения ширины запрещенной зоны [2]. Поэтому концентрация примеси в активной базе не должна превышать 10^{18} см^{-3} . При этом чрезмерное уменьшение толщины базы (до $\sim 0,1$ мкм) ведет к снижению напряжения смыкания коллекторного и эмиттерного переходов [2].

Высокие степени легирования эмиттера и базы ведут к увеличению барьерной емкости эмиттерного перехода. Снижение же степени легирования базы трудно осуществимо технологически и ведет к падению усилительных свойств при высоком уровне инжекции.

Таким образом, при выборе электрофизических и геометрических параметров структуры приходится руководствоваться компромиссными соображениями, так как улучшение одних характеристик прибора неизбежно сопровождается ухудшением других.

Значительная часть противоречий в требованиях к параметрам транзисторной структуры устраняется, если эмиттерную и базовую области изготовить из различных полупроводниковых материалов таким образом, чтобы ширина запрещенной зоны в эмиттере была больше, чем в базе. Такие биполярные транзисторы называются гетеропереходными (ГБТ).

Преимущества ГБТ на примере *n-p-n*-транзистора иллюстрируются энергетической диаграммой на рис. 4.1. В идеальном случае разница в ширине запрещенной зоны ΔE_g для эмиттера и базы соответствует разрыву энергетического уровня E_v :

$$\Delta E_g = \Delta E_v. \quad (4.3)$$

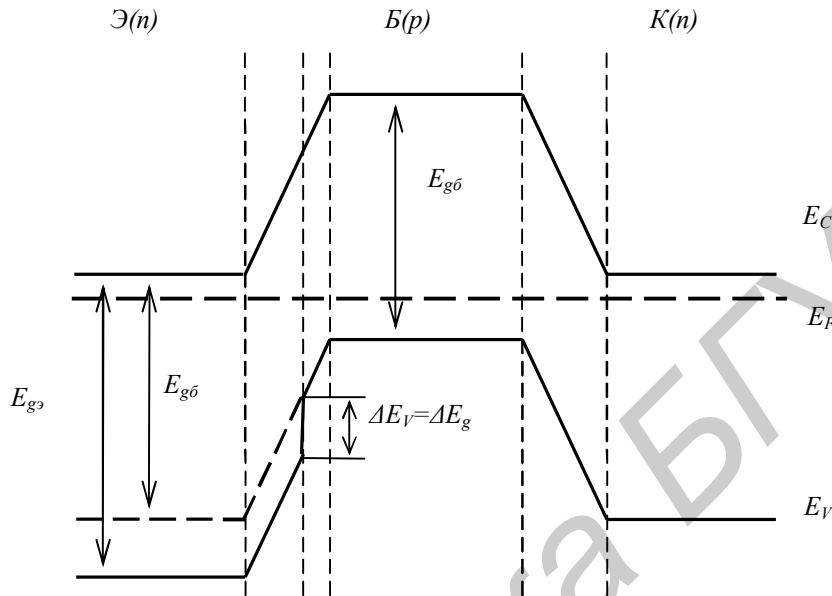


Рис. 4.1. Энергетическая диаграмма идеализированного ГПТ ($U_{ЭБ} = U_{КБ} = 0$)

При этом высота потенциального барьера для дырок, инжектируемых из базы в эмиттер, оказывается больше, чем для электронов, инжектируемых из эмиттера в базу, на величину ΔE_v . Таким образом, уменьшается отношение дырочной компоненты эмиттерного тока к электронной, т.е. повышается эффективность эмиттера.

Рассмотрим для простоты случай, когда вырождение в эмиттере и базе отсутствует, а толщина электронейтральных слоев эмиттера $W_э$ базы $W_б$ много меньше диффузионной длины неосновных носителей. При этом электронная и дырочная составляющие теплового тока эмиттерного перехода определяются соотношениями [2].

$$j_{эсн} = \frac{qn^2 i_B}{N_B} \cdot \frac{D_{нб}}{W_б}, \quad (4.3,а)$$

$$j_{эсп} = \frac{qn^2 i_э D_{рэ}}{N_э W_э}, \quad (4.3,б)$$

где $D_{рэ}$ и $D_{нэ}$ – коэффициенты диффузии неосновных носителей в эмиттере и базе соответственно. Собственная концентрация свободных носителей в полупроводнике зависит от ширины запрещенной зоны $[(n_i^2 = N_c N_v \exp(-E_g / kT))]$. Поэтому при одинаковых значениях эффективных плотностей квантовых состояний $N_{c,v}$

$$\frac{n_{iэ}^2}{n_{iБ}^2} = \exp \frac{-\Delta E_q}{kT}.$$

Для эффективности эмиттера $\gamma = (1 + j_{эсп} / j_{эсн})^{-1}$ получим:

$$\gamma = \left[1 + \frac{G_{NB} \cdot \bar{D}_{pэ}}{G_{Nэ} \cdot \bar{D}_{nБ}} \cdot \exp \left(-\frac{\Delta E_g}{kT} \right) \right]^{-1}, \quad (4.4)$$

где G_{NB} и $G_{Nэ}$ – числа Гуммеля в базе и эмиттере.

Таким образом, при $\Delta E_g \gg kT$ эффективность эмиттера может оставаться чрезвычайно высокой (близкой к единице) даже в том случае, когда эффективность эмиттера в гомогенной структуре $\gamma_0 = \left(1 + \frac{G_{NB} \cdot \bar{D}_{pэ}}{G_{Nэ} \cdot \bar{D}_{nБ}} \right)^{-1}$ мала. Это обстоятельство позволяет в ГБТ легировать базу значительно сильнее, чем эмиттер.

Основные преимущества ГБТ состоят в следующем:

- 1) высокая степень легирования базы ($N_B > 10^{19} \text{ см}^{-3}$) обеспечивает малое сопротивление базы r_B ;
- 2) малая степень легирования эмиттера ($N_э > 10^{17} \text{ см}^{-3}$) обеспечивает увеличение ширины эмиттерного перехода $X_{dэ}$ и, следовательно, снижение его барьерной емкости.

Соотношение (4.4) можно представить в виде

$$\gamma = \left(1 + \frac{G_{NB} \cdot \bar{D}_{pэ}}{G_{Nэ}^* \cdot \bar{D}_{nБ}} \right)^{-1} \quad (4.5)$$

здесь

$$G_{Nэ}^* = G_{Nээ} \exp(\Delta E_q / kT) \quad (4.6)$$

эффективное число Гуммеля в эмиттере.

Отметим, что в обычном (гомогенном) транзисторе повышение степени легирования эмиттера до уровня $N_э \gg N_{dn} = N_c \exp(-\Delta E_d / kT)$, где ΔE_d – энергия активации доноров, не приводит к повышению эффективности эмиттера, так как вследствие эффектов сильного легирования в число Гуммеля $G_{Nэ}$ входит эффективная концентрация примеси:

$$N_{ээф} \cong (N_э^{-1} + N_{dn}^{-1})^{-1}.$$

В ГБТ эмиттер остается невырожденным, но снижается эффективная концентрация примеси в базе:

$$N_{Бэф} \cong (N_B^{-1} + N_{an}^{-1})^{-1}, \quad (4.7)$$

здесь

$$N_{am} = N_v \exp(-\Delta E_a / kT), \quad (4.8)$$

ΔE_a – энергия активации акцепторов. Снижение эффективной концентрации $N_{B\text{эфф}}$ (по сравнению с N_B) при сильном легировании базы является полезным, так как приводит к повышению эффективности эмиттера. В то же время электропроводность базы определяется действительной, а не эффективной концентрацией примеси. Таким образом, эффекты сильного легирования не приводят к повышению сопротивления базы.

Соотношение (4.6) показывает, что изменение ширины запрещенной зоны является чрезвычайно эффективным средством повышения величины γ . Действительно, при $\Delta E_g = 0,25$ эВ эффективное число Гуммеля в эмиттере повышается более чем в 10^4 раз, что и позволяет сохранить высокие усилительные свойства ГБТ при условии $N_B \gg N_3$.

Дополнительным преимуществом ГБТ является весьма низкая степень проявления эффекта Эрли [2]. Концентрация примеси в базе во много раз превышает концентрации примеси в коллекторе и эмиттере, поэтому лишь малые части областей пространственного заряда коллекторного и эмиттерного p - n -переходов расположены в p^+ -области базы. В результате толщина базы очень слабо зависит от напряжений $U_{кБ}$ и $U_{эБ}$. Благодаря этому наклон выходных ВАХ в нормальном режиме работы ГБТ очень мал, а собственный коэффициент усиления по напряжению может достигать 10^6 . Такая ситуация обеспечивает также возможность уменьшения толщины базы до величины, меньшей 0,05 мкм, при сохранении достаточно высокого напряжения смыкания.

К недостаткам ГБТ можно отнести снижение подвижности основных и неосновных носителей в базе при сильном легировании.

4.2. Энергетическая зонная диаграмма эмиттерного перехода транзистора

В реальных ГБТ разрыв границ запрещенной зоны приводит к разрыву обоих энергетических уровней E_c и E_v . Из рис. 4.2 видно, что в этом случае в эмиттерном переходе существует энергетический «пичок» уровня E_c . Этот «пичок» создает для электронов, инжектируемых из эмиттера в базу, дополнительный потенциальный барьер высотой ΔE_n , который ведет к уменьшению электронной компоненты эмиттерного тока и нежелательному снижению эффективности эмиттера.

При условии (4.4) ширина базовой области эмиттерного перехода X_{d3} много меньше ширины эмиттерной области W_3 (см. рис. 4.1). Поэтому высота дополнительного барьера $\Delta E_n \cong \Delta E_c$ может быть значительной. Наличие дополнительного барьера необходимо учитывать при расчете параметров ГБТ. Наиболее просто это делается в рамках термоэлектронно-диффузионной

модели, изложенной ниже. Ввиду малой толщины «пичка» следует учитывать также возможность туннелирования электронов через этот барьер.

4.3. Термоэлектронно-диффузионная модель

В этой модели перенос электронов через дополнительный потенциальный барьер высотой ΔE_n (см. рис. 4.2) описывается с помощью теории термоэлектронной эмиссии. Во всей остальной части структуры используется обычная диффузионная модель. Предполагается, что эмиттер и база легированы однородно, а ширина запрещенной зоны изменяется скачкообразно в плоскости металлургического p - n - перехода эмиттер-база ($x = x_{jэ}$).

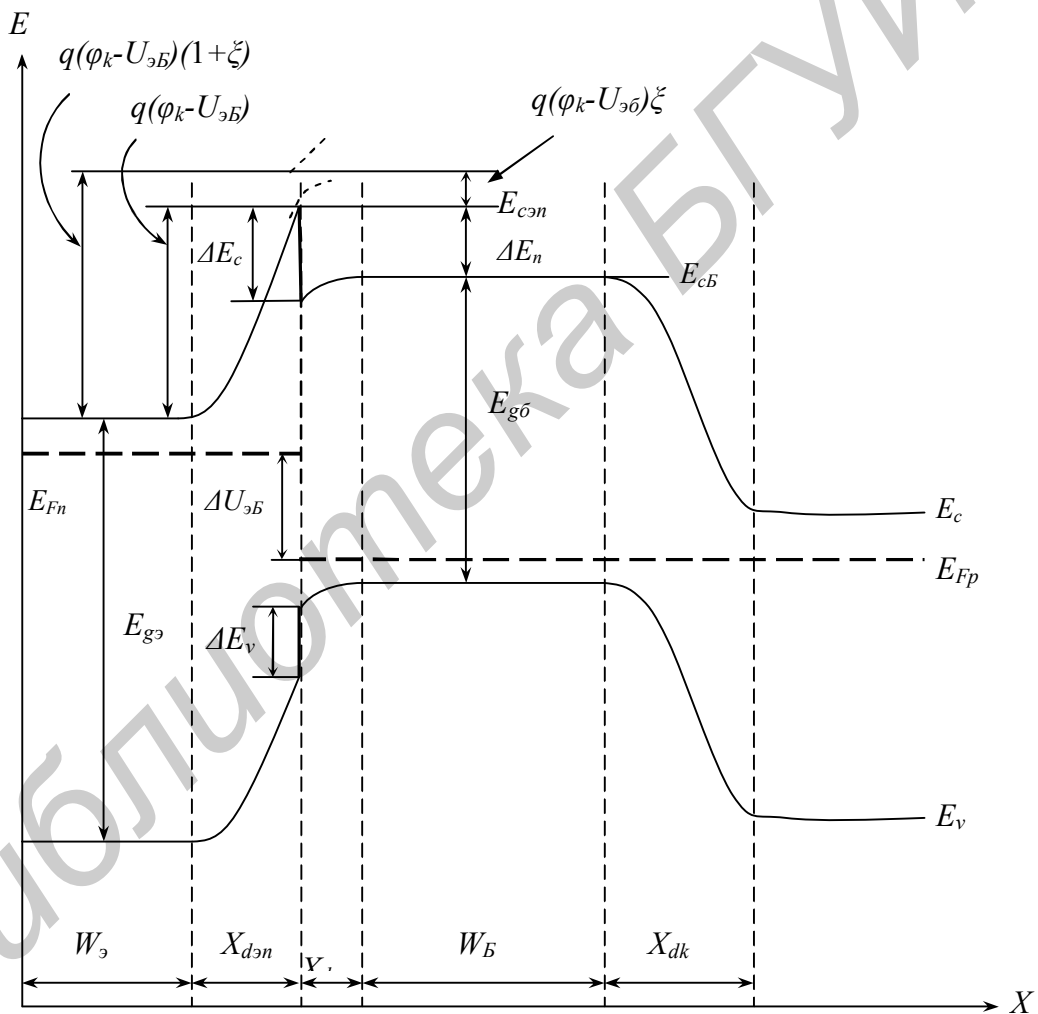


Рис. 4.2. Энергетическая диаграмма реального ГПТ ($U_{эб} > 0$; $U_{кб} > 0$)

Плотность электронного тока через плоскость ($x = x_{jэ}$) можно найти как разность термоэлектронных токов, текущих через барьер в двух противоположных направлениях:

$$j_n(x_{jэ}) = -\frac{1}{4} q v_{Tn} \left[n(x_{jэ} - 0) - n(x_{jэ} + 0) \exp(-\Delta E_c / kT) \right], \quad (4.9)$$

где v_{Tn} – средняя тепловая скорость электронов. Экспоненциальный множитель учитывает наличие потенциального барьера высокой ΔE_c для электронов, переходящих через барьер справа налево, подобно тому как это делается в теории термоэлектронной эмиссии. Эффективные массы электронов m_n по обе стороны барьера считаются одинаковыми.

Концентрации электронов по обе стороны плоскости $x = x_{jэ}$ связаны с их концентрациями на границах эмиттерного перехода соотношениями статистики Максвелла-Больцмана:

$$n(x_{jэ} + 0) = n_{Бэп} \exp\left[-(\varphi_{кэ} - U_{эБ})\xi / \varphi_T\right], \quad (4.10)$$

$$n(x_{jэ} - 0) = n_{эзр} \exp\left[-(\varphi_{кэ} - U_{эБ})(1 - \xi) / \varphi_T\right], \quad (4.10,а)$$

где $n_{эзр} = n(X_{jэ} - X_{дэ})$; $n_{Бэп} = n(X_{jэ} + X_{дэ})$; $\varphi_{кэ}$ – контактная разность потенциалов на эмиттерном переходе; $\xi = N_s / (N_s + N_B)$ – доля $\varphi_{кэ}$, приходящаяся на базовую область эмиттерного перехода толщиной $X_{дэп}$ (см. рис. 4.2). Диэлектрические проницаемости слоев эмиттера и базы для простоты приняты одинаковыми.

В пренебрежении током рекомбинации-генерации носителей заряда в эмиттерном переходе

$$j_n(x_{jэ}) = j_n(X_{jэ} + X_{дэп}) = -j_{эн}. \quad (4.11)$$

Знак «-» перед током $j_{эн}$ соответствует принятому положительному направлению эмиттерного тока против оси x .

Плотность тока $j_n(X_{jэ} + X_{дэп})$ на границе базы с эмиттерным переходом определяется обычной диффузионной теорией [1] и при $U_{кБ} = 0$ составляет

$$j_n(X_{jэ} + X_{дэп}) = qD_B \frac{dn}{dx}(X_{jэ} + X_{эБ}) = qD_B (n_{Бэп} - n_{Ба}) / W_B, \quad (4.12)$$

где $n_{Ба} = n_{iB}^2 / N_B$ – равновесная концентрация электронов в базе.

Подставляя (4.9) и (4.12) в (4.11) с учетом (4.10), найдем избыточную граничную концентрацию электронов в базе:

$$n_{Бэп} - n_{Ба} = R_n^{-1} \left[n_{эзр} \exp\left(\frac{\Delta U_c + U_{эБ} - \varphi_{кэ}}{\varphi_T}\right) - n_{Ба} \right], \quad (4.13)$$

где $\Delta U_c = \Delta E_c / q$, (4.14)

$$R_n = 1 + \frac{4D_{nБ}}{V_{Tn}W_B} \exp \frac{\Delta U_c - E(\varphi_{kэ} - U_{эБ})}{\varphi_T}. \quad (4.14,а)$$

Подстановка (4.14) в (4.12) с учетом (4.14), (4.16) и (4.11) дает ВАХ электронной составляющей тока через эмиттерный переход:

$$j_{эn} = j_{эsn}[\exp(U_{эБ} / \varphi_T) - 1], \quad (4.15)$$

где плотность электронного теплового тока $j_{эsn}$ определяется соотношением

$$j_{эsn} = \frac{qD_{nБ}n_{iБ}^2}{N_B W_B R_n}. \quad (4.16)$$

Сравнение (4.18) и (4.3,а) показывает, что влияние дополнительного потенциального барьера для электронов высотой ΔE_n (см. рис. 4.2) в формуле для плотности электронного тока учитывается множителем R_n^{-1} , который определяется соотношением (4.16). Формула (4.16) справедлива только при $\Delta E_n \geq 0$, когда $R_n \geq 1$. При $\Delta E_n < 0$ следует полагать $R_n = 1$ (дополнительный потенциальный барьер отсутствует).

Для плотности дырочного тока справедливо соотношение (4.3,б). Таким образом, для эффективности эмиттера с учетом (4.18) и (4.4) – (4.6) получим

$$\gamma = \left(1 + \frac{R_n \cdot G_{NB} \cdot \bar{D}_{эпэ}}{G_{Nэ}^* \cdot \bar{D}_{nБ}} \right)^{-1}. \quad (4.17)$$

Заметим, что величина R_n увеличивается с ростом напряжения $U_{эБ}$, что приводит к снижению эффективности эмиттера.

4.4. Термоэлектронно-диффузионно-полевая модель

При учете туннелирования электронов через дополнительный потенциальный барьер соотношение (4.9) следует записать в виде

$$j_n(x_{jэ}) = -\frac{1}{4}qV_{Tn}[n(x_{jэ} - 0) - n(x_{jэ} + 0)\exp(-\Delta E_c / kT)]R_T, \quad (4.18)$$

где

$$R_T = 1 + \frac{1}{kT} \int_{E_{сБ}}^{E_{сэ}} D(E) \exp \frac{E_{cm} - E}{kT} dE. \quad (4.19)$$

$D(E)$ – прозрачность дополнительного барьера для электронов с энергией $E_{сБ}$ $\leq E \leq E_{см}$, а энергетические уровни $E_{сБ}$ и $E_{см}$ показаны на рис. 4.2.

Таким образом, учет туннелирования эквивалентен увеличению эффективного значения тепловой скорости электронов $V_{Тн}$.

4.5. Структуры гетеробиполярных транзисторов

Для создания ГБТ на основе арсенида галлия в качестве материала эмиттера может быть использовано полупроводниковое соединение $Al_xGa_{1-x}As$. Свойства гетероперехода $n - Al_xGa_{1-x}As - p - GaAs$ описаны в подразд. 4.2.

На рис. 4.3 представлена простейшая «пирамидальная» структура ГБТ, которая может быть сформирована с применением методов молекулярно-лучевой эпитаксии или осаждения металлоорганических соединений в вакууме [4]. В табл. 4.1 приведены типичные значения концентрации легирующих примесей и толщины слоев.

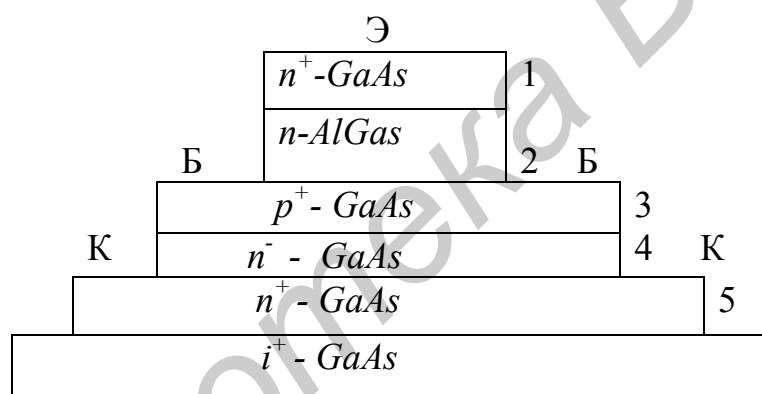


Рис. 4.3. Пирамидальная структура ГБТ

Контактный слой эмиттера 1 служит для снижения сопротивления эмиттерного контакта. Низкая концентрация примеси в коллекторе обеспечивает снижение барьерной емкости коллекторного перехода, а n^+ -слой субколлектора 5 – малое сопротивление тела коллектора.

Примесный профиль и профиль мольной доли гетерокомпонента (Al), а также зонная диаграмма простейшей структуры схематично представлены на рис. 4.4, а.

Типичные параметры структуры ГБТ

| Номер слоя | Функция слоя | Тип полупроводника | Толщина, мкм | Концентрация примеси, см ⁻³ |
|------------|--------------------------|--------------------|--------------|--|
| 1 | Контактный слой эмиттера | n^+ | 0,1 | $3 \cdot 10^{18}$ |
| 2 | Эмиттер | n | 0,2 | $3 \cdot 10^{17}$ |
| 3 | База | p^+ | 0,1 | $2 \cdot 10^{19}$ |
| 4 | Коллектор | n | 0,4 | $4 \cdot 10^{16}$ |
| 5 | Субколлектор | n^+ | 0,5 | $3 \cdot 10^{18}$ |

Модифицированная структура ГБТ отличается от простейшей наличием нелегированного тонкого (~ 20 нм) слоя $i-GaAs$ (спейсера) между p^+-GaAs -базой и $n-Al_xGa_{1-x}As$ -эмиттером. Поскольку плотность заряда в спейсере равна нулю, напряженность поля в нем постоянна и соответствует максимальной напряженности поля в эмиттерном гетеропереходе. Падение напряжения на спейсере позволяет снизить или вообще исключить дополнительный потенциальный барьер для электронов, связанный с разрывом зоны проводимости.

Другой способ нейтрализации дополнительного барьера состоит в создании варизонного эмиттера. В этом случае доля гетерокомпонента в легированном спейсере изменяется плавно от максимального значения до нуля.

Перспективой считается структура ГБТ с варизонной базой. В этой структуре p^+ -база также содержит гетерокомпонент, доля которого плавно снижается до нуля на границе с коллектором. При этом дополнительный потенциальный барьер для электронов может быть нейтрализован и в отсутствие спейсера, поскольку изменение ширины запрещенной зоны в эмиттерном переходе уменьшено. Разумеется, наличие в базе гетерокомпонента приводит к некоторому снижению эффективности эмиттера. При проектировании ГБТ необходимо оптимизировать профиль гетерокомпонента.

Интересной особенностью структуры с варизонной базой является наличие встроенного электрического поля в базе, которое действует только на электроны проводимости (квазиполе для электронов). Энергии E_c и E_v соответствуют потенциальным энергиям электронов и дырок, а ширина запрещенной зоны в базе не постоянна. Поэтому градиенты квазипотенциалов (квазиполя) для электронов и дырок различны: $E_n = dE_c/dx$; $E_p = dE_v/dx$.

В однородно легированной p^+ -базе уровень E_c привязан в состоянии равновесия к уровню Ферми, так как их разность определяет концентрацию основных носителей (дырок), равную концентрации примеси N_B . Поэтому квазиполе для дырок оказывается равным нулю. Квазиполе для электронов является ускоряющим, так как способствует их движению в направлении к коллектору.

Фактор квазиполя для электронов определяется изменением ширины запрещенной зоны в базе:

$$\Delta E_{gB} : \eta = \Delta E_{qB} / g\varphi_T. \quad (4.20)$$

Величина фактора квазиполя может существенно превосходить величину фактора поля в обычных дрейфовых транзисторах, где встроенное поле связано с изменением концентрации примеси в базе. Так, при $\Delta E_{gB} = 0,15 \text{ эВ}$ фактор поля $\eta = 6$, что недостижимо в гомогенной базе.

Встроенное поле повышает коэффициент переноса неосновных носителей через базу и уменьшает их пролетное время, что приводит к улучшению частотных свойств транзистора.

4.6. Особенности рекомбинации носителей заряда в гетероструктурах на основе *GaAs*

В подразд. 1.1 отмечалось, что межзонные переходы в *GaAs* являются прямыми, поэтому одним из основных механизмов рекомбинации носителей заряда является межзонная излучательная рекомбинация.

Для межзонной излучательной рекомбинации время жизни избыточных носителей при низком уровне инжекции обратно пропорционально концентрации примеси N . Для гетероструктуры можно пользоваться приближенным соотношением

$$\tau_1 = 1 / B_1(N, x)N, \quad (4.20, a)$$

где $B_1(N, x) \cong E_g^2(x)N^{-1/6}$.

При слабом легировании величина τ_1 велика и основным механизмом рекомбинации является ловушечная рекомбинация (Шокли-Рида-Холла). В области примесной проводимости при низком уровне инжекции время жизни для этого механизма рекомбинации τ_t зависит в основном не от степени легирования полупроводника, а от концентрации ловушек.

При сильном легировании играет роль Оже-рекомбинация, для которой время жизни обратно пропорционально квадрату концентрации примеси. Этот механизм в гетероструктурах также исследован слабо. В одной из работ по гетероструктурным лазерам предлагается следующая аппроксимация для расчета времени жизни неосновных носителей:

$$\tau_{A n, p} = 1 / N^2 C_{p, n} \exp(B_{p, n} x), \quad (4.20, б)$$

где $C_p = 1,1 \cdot 10^{-30} \text{ см}^6 / \text{с}$ $C_n = 1,9 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6 / \text{с}$, $B_p = -4,6$, $B_n = -3,7$.

Результирующее время жизни определяется соотношением

$$\tau^{-1} = \tau_I^{-1} + \tau_A^{-1} + \tau_t^{-1}.$$

Приведенные соотношения могут быть использованы для расчета коэффициента переноса, а также для оценочных расчетов токов генерации-рекомбинации в *p-n*- переходах.

5. ТРАНЗИСТОРЫ С ВЫСОКОЙ ПОДВИЖНОСТЬЮ ЭЛЕКТРОНОВ: ПРОБЛЕМЫ И ТЕХНОЛОГИЯ ПРОИЗВОДСТВА

5.1. Общие сведения

В настоящее время ГПТ в зависимости от совокупности материалов, используемых при их создании, разбиты на два больших класса: транзисторы с высокой подвижностью электронов (ТВПЭ) и псевдоморфные транзисторы с высокой подвижностью электронов (ПТВПЭ). В обоих типах транзисторов используют арсенид-галлиевую подложку. Но если в ТВПЭ для создания квантовой ямы с ДЭГ используют материалы *AlGaAs* и *GaAs*, которые имеют различные ширины запрещенных зон и практически одну и ту же постоянную решетки, то в ПТВПЭ для этой цели используют слои из материалов *AlGaAs* и *InGaAs*, которые имеют большую, чем у материалов ТВПЭ разницу в ширинах запрещенных зон и неодинаковые, хотя близкие по значению величины постоянных решеток (рис. 5.1).

Арсенид-галлиевые транзисторы с высокой подвижностью электронов достаточно быстро продвинулись в МОП-технологии. Их используют как приборы с низким уровнем шумов в миллиметровом диапазоне и в качестве приборов для усиления мощности. Транзисторы с высокой подвижностью электронов имеют несколько модификаций: транзисторы с модуляционным легированием и селективным легированием.

ТВПЭ и ПТВПЭ – полевые транзисторы и им присущи все принципы функционирования ПТШ и МОП-транзисторов. В этих транзисторах различные слои выращиваются для того, чтобы оптимизировать и улучшить электрические параметры МОП-транзисторов.

Эпитаксиальная структура ТВПЭ показана на рис. 5.2. Подобно МОП-транзисторам ВПЭ-транзисторные структуры выращиваются на полуизолирующей *GaAs* подложке с использованием технологии молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). В табл. 5.1 приводятся структурные слои МОП-транзисторов ТВПЭ и ПТВПЭ.

Эпитаксиально выращенный буферный слой, обычно *GaAs*, применяется для того, чтобы изолировать дефекты подложки от поверхностного активного слоя транзистора. Многие псевдоморфные ВПЭ-транзисторы содержат сверхрешеточные структуры для ограничения проводимости по подложке.

Цель применения структуры сверхрешеток – придание эпитаксиальному слою соответствующих свойств. Например, повторяющиеся слои $Al_x Ga_{1-x}$ и *GaAs* формируют сверхрешетку псевдоморфных ВПЭ-транзисторов. Соединение $Al_x Ga_{1-x} As$, имея большую ширину запрещенной зоны, выполняет роль буфера для *GaAs*. Однако существуют технологические трудности

получения толстого слоя соединения. Чтобы решить эту проблему, слой $Al_x Ga_{1-x} As$ выращивается ниже предельной величины, а сверху выращивается слой $GaAs$. Затем наращивается слой $Al_x Ga_{1-x} As$, и процесс повторяется 15 раз, пока не вырастет достаточно толстый буферный слой $Al_x Ga_{1-x} As^l$. В идеальных ВПЭ-транзисторных структурах канал – только электроны проводимости.

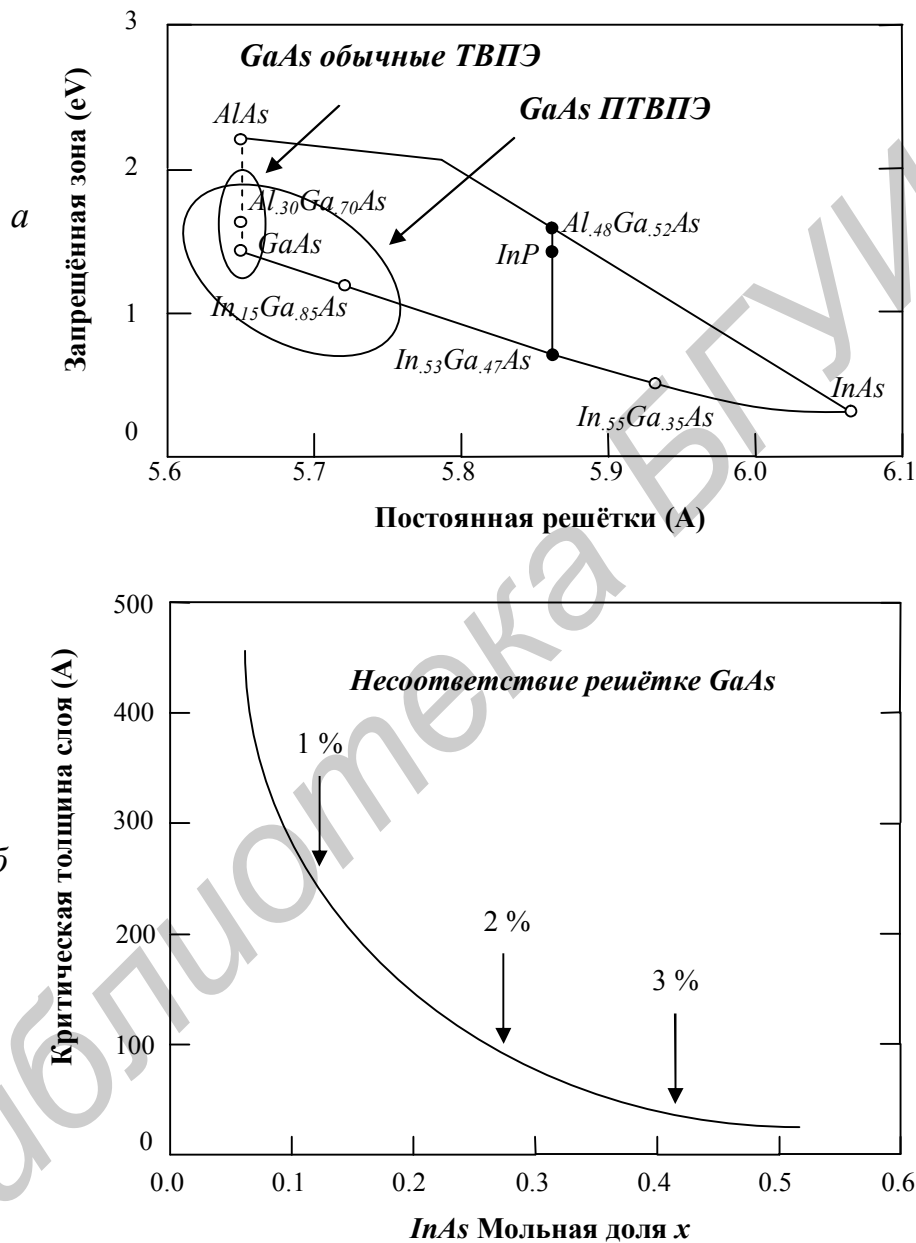


Рис. 5.1. ТВПЭ и ПТВПЭ: структура материала:
 а – связь величин запрещённой зоны и постоянной решётки полупроводниковых соединений на основе $GaAs$; б – несоответствие постоянной решётки в ПТВПЭ в зависимости от мольной доли $InAs$

ВПЭ-транзисторные структуры включают в себя разделительный слой

$Al_x Ga_{1-x} As$, n -слой $Al_x Ga_{1-x} As$, который формирует контакт Шоттки и высоколегированный $GaAs$ - слой. Разделительный слой предназначен для того, чтобы отделить слой ДЭГ от воздействия ионизированных доноров высоколегированного n^+ -слоя. Нижележащий разделительный слой регулирует количество носителей заряда в канале, так как при увеличении толщины разделительного слоя величина заряда в канале уменьшается. Высоколегированный n^+ -слой при $n-AlGaAs$ (Шоттки-слой) служит источником электронов. Для того чтобы предотвратить прохождения электронов в слое $Al_x Ga_{1-x} As$ (который имеет низкую подвижность), область обеднения Шоттки слоя должна простирается до границы $Al_x Ga_{1-x} As$ /ДЭГ. Слои $n + GaAs$ являются омическими контактами к структуре.

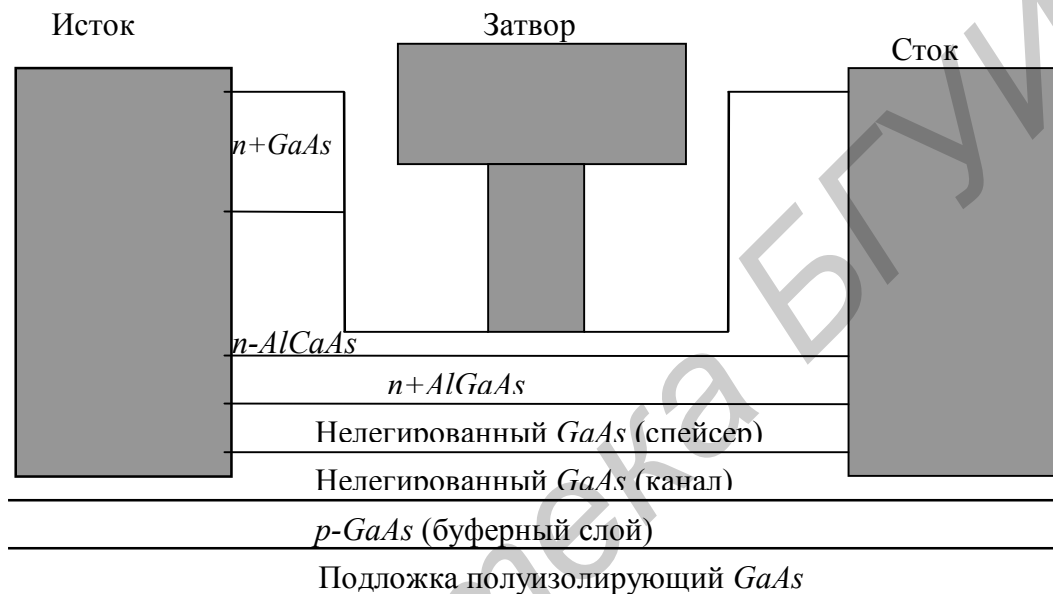


Рис.5.2. Эпитаксиальная структура на основе $AlGaAs/GaAs$

Описанная структура является базовой для ВПЭ-транзистора. Существуют различные варианты структур, оптимизирующих характеристики приборов в различных областях их применения. Например, многие псевдоморфные ВПЭ-транзисторы для усиления мощности используют двухканальные структуры (второй канал располагается ниже первого), что увеличивает общее количество носителей заряда.

Технология получения и принцип действия ВПЭ-транзисторов и псевдоморфных ВПЭ-транзисторов очень схожи с ПТШ. Отличие заключается главным образом в существовании слоя $Al_x Ga_{1-x} As$ в эпитаксиальной структуре. Как уже упоминалось, структуры $Al_x Ga_{1-x} As$ имеют ширину запрещенной зоны значительно большую, чем у $GaAs$, и она увеличивается с ростом мольной части $AlAs$. В ВПЭ-транзисторах необходимо формировать омические контакты непосредственно к слою ДЭГ, что затруднительно при увеличении мольной части $AlAs$. Достоинства использования структуры $AlGaAs$ в том, что создается более высокий барьер Шоттки при осаждении металла на $AlGaAs$. Конечно, высоколегированный n^+ -слой уменьшает размах

величины прикладываемого напряжения. Однако мощные ВПЭ-транзисторы и псевдоморфные ВПЭ-транзисторы работают с достаточно высоким напряжением ($U > 10\text{В}$), и при их изготовлении идут на уменьшение степени легирования Шоттки-слоя.

В ВПЭ-транзисторах, так же как и в ПТШ, при приложении отрицательного смещения на затвор увеличивается область обеднения Шоттки-слоя. При дальнейшем увеличении смещения на затворе слой ДЭГ тоже начинает обедняться. В конце концов модуляция ширины канала (ДЭГ) отрицательным смещением на затворе приводит к тому, что канал исчезает (полностью обедняется). Проводимость канала можно записать как

$$g_m = (\varepsilon\varepsilon_0 v_s \cdot Z) / d, \quad (5.1)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость $Al_x Ga_{1-x} As$, v_s – скорость насыщения для $Al_x Ga_{1-x} As$, Z – удельная ширина затвора; d – расстояние от затвора до ДЭГ. При больших электрических полях ТВПЭ имеет более высокую скорость насыщения, чем в ПТШ. Так как электроны от истока к стоку двигаются в канале с ДЭГ, то проводимость остается высокой даже при малых величинах тока стока. Так как ВПЭ-транзисторы и псевдоморфные ВПЭ-транзисторы обладают высокой подвижностью электронов, то величины паразитных сопротивлений стока и истока незначительны. В результате частота отсечки $f_T = S / 2\pi C_{зи}$ и максимальная частота f_{max} выше, чем в ПТШ, при тех же длинах затвора они имеют ниже уровень шума и большое усиление.

При создании этих эпитаксиальных структур по описанной технологии и геометрии встречаются некоторые сложности. В нижележащем слое $Al_x Ga_{1-x} As$, при мольной концентрации $AlAs$ около $x = 0,26$ появляются уровни захвата, называемые ДХ-центры.

Эти ловушки представляют собой глубокие донорные уровни, которые приводят к уменьшению тока стока, увеличению уровня низкочастотного шума и фотопроводимости, и возникают проблемы при работе при низких температурах. Количество ДХ-центров увеличивается с увеличением уровня легирования $Al_x Ga_{1-x} As$. Чтобы избежать образования ДХ-центров, необходимо мольную концентрацию Al и As иметь ниже 0,24 для $n-Al_x Ga_{1-x} As$. Другая проблема возникает из-за деконструкции слоя ДЭГ при высоких температурах. Проведенные тепловые испытания показали, что Al может частично мигрировать в затвор, из-за чего со временем изменяется ширина запрещенной зоны.

Для того чтобы использовать такое преимущество этих структур, как большая величина крутизны, необходимо изготавливать приборы с малыми размерами и по оптимальной технологии. Но, как и в ПТШ, в этих приборах необходимо учитывать электромиграцию и интерметаллическую диффузию, которые возникают при изготовлении омических контактов и металлизации. Кроме того, существует проблема, связанная с наличием ловушек, создаваемых

горячими электронами, которые возникают в результате ударной ионизации. Наличие горячих электронов приводит к деградации ВАХ и уменьшению величин усиления по току и мощности в микроволновых устройствах, так как они являются ловушками в пассивации или на границе $Al_x Ga_{1-x} As$ – пассивация. В мощных устройствах катастрофические отказы при работе приборов могут иметь место из-за перегрева канала из-за большой выделяемой мощности при протекании большого тока.

Таблица 5.1

Слои, входящие в структуры ВПЭ-транзисторов, псевдоморфных ВПЭ-транзисторов и ПТШ

| Приборный слой | ПТШ | ВПЭ-транзистор | Псевдоморфные ВПЭ-транзисторы |
|-------------------|------------|--|--|
| Омический контакт | $n^+ GaAs$ | $n^+ GaAs$ | $n^+ GaAs$ |
| Контакт Шоттки | $nGaAs$ | $nAlGaAs$ | $nAlGaAs$ |
| Донорный слой | - | $n^+ AlGaAs$ или импульсно-легированный Si | $n^+ AlGaAs$ или импульсно-легированный Si |
| Спейсер | - | Нелегированный $AlGaAs$ | Нелегированный $AlGaAs$ |
| Канал | $n^+ GaAs$ | Нелегированный $InGaAs$ | Нелегированный $InGaAs$ |
| Буферный слой | $pGaAs$ | $pGaAs$ | $pGaAs$ |

5.2. Проблемы барьерного слоя $AlGaAs$

Считается, что присутствие глубоких энергетических уровней вызвано зонной структурой $AlGaAs$ вследствие выталкивания неглубоких донорных уровней с их нормального положения рядом с границей зоны проводимости вглубь запрещенной зоны (рис. 5.3).

Глубокие центры дают возможность появления двух необычных феноменов:

- сжатие ВАХ стока в структуре полевого транзистора на гетеропереходе, которое проявляется при его охлаждении до криогенных температур ($\sim 77K$) в отсутствие света;

- стабильная фотопроводимость, при которой освещение гетероструктуры в условиях пониженных температур вызывает увеличение плотности ДЭГ из-за заселенности подуровней в квантовой яме на границе раздела гетероструктуры, и когда освещение убирается, увеличенная плотность ДЭГ сохраняется на длительный период.

Для уменьшения влияния глубоких центров необходимо вводить в структуру ТВПЭ сверхрешетки $AlAs(Si) - GaAs$.

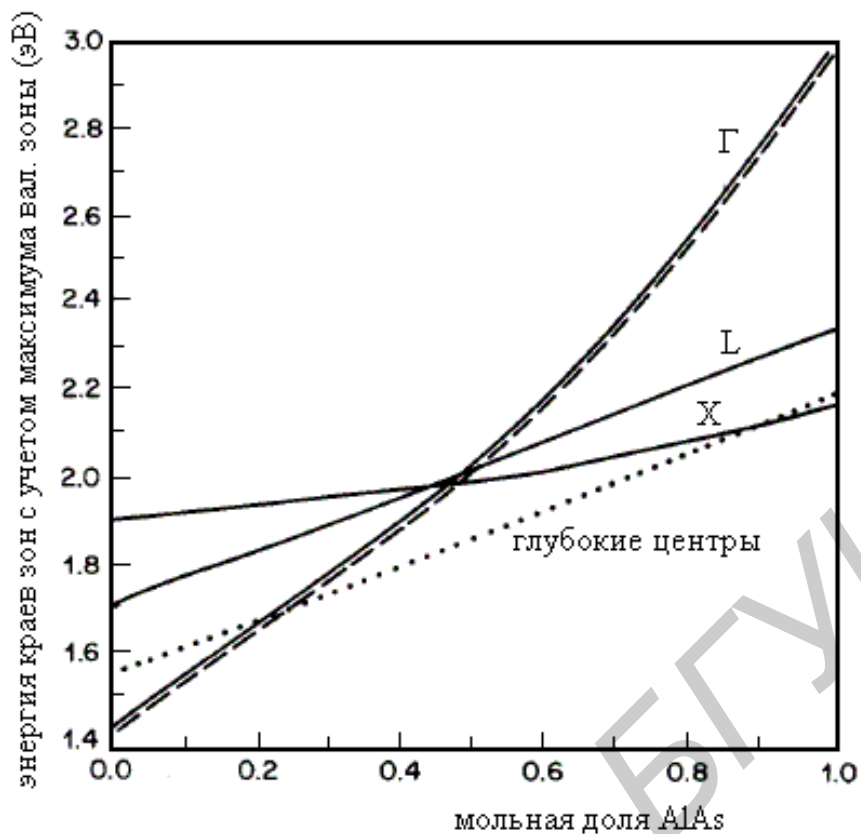


Рис. 5.3. Зависимость энергии краев зон от мольной доли $AlAs$

5.3. Мольная доля Al в барьере $AlGaAs$

Мольная доля Al в барьере $AlGaAs$ во многом играет определяющую роль в работе прибора. Если мольная доля Al меньше 0,45, то сплав $AlGaAs$ имеет прямую запрещенную зону и энергетическая разница ширины запрещенных зон в гетеропереходе $n+-AlGaAs/GaAs$ при 300К задается выражением

$$\begin{aligned} \Delta E_g \text{ (эВ)} &= 1,247x, \quad x \leq 0,45; \\ \Delta E_V &= 0,55x, \quad \Delta E_C = 0,697x. \end{aligned}$$

Коэффициент $\frac{\Delta E_V}{\Delta E_g} = 0,33 \sim 0,41, \quad x \leq 0,45.$

При мольной доле Al более 0,45 долина x опускается ниже долины Γ и изменение границы зоны проводимости (ΔE_C) уменьшается с увеличением мольной доли Al (рис. 5.4).

Важность ΔE_C заключается в том, что этот параметр определяет размер зоны локализации носителей заряда в потенциальной яме на границе раздела гетероструктуры.

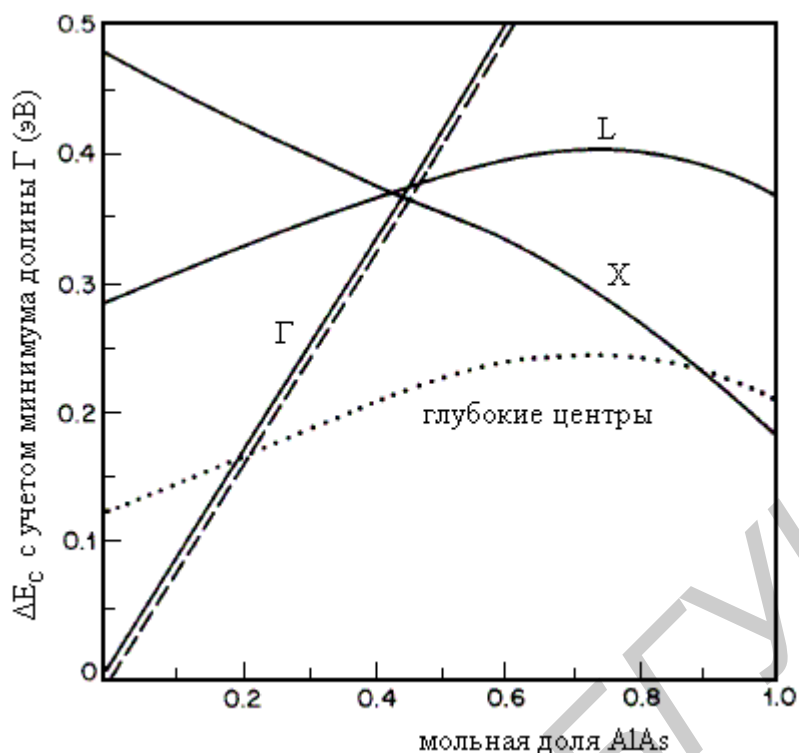


Рис. 5.4. Зависимость величины ΔE_c от мольной доли $AlAs$

5.4. Эффективность модуляции в гетерополевом транзисторе

Рис. 5.5 указывает на то, что если область $n+-AlGaAs$ будет слишком широка или легирована сверх конструкционного предела, то слой $AlGaAs$ остаётся необходимым. Минимальная вариационная зона на рисунке – это область, где нет свободных мест для носителей заряда в $n+-AlGaAs$. Это область, где в полевом транзисторе на гетеропереходе достигается максимальное преимущество от ограничения канала в ДЭГ.

Слишком малое легирование или слишком малая толщина легированного слоя $AlGaAs$ вызывает падение концентрации ДЭГ ниже максимальной величины, наблюдаемой в обычных устройствах (обычно 10^{12} см^{-2}).

В параллельном $AlGaAs$ полевом транзисторе с барьером Шоттки, который возникает в полевом транзисторе на гетеропереходе, меньше подвижность электронов и, как результат, меньшая эффективность переноса в полевом транзисторе на гетеропереходе. Кроме того, вносится избыточная ёмкость, являющаяся паразитной для данного устройства.

5.5. Подвижность в гетероструктуре с модулированным легированием

Электроны, возникающие в результате ионизации донорной примеси, в широкозонном полупроводнике накапливаются на энергетических уровнях в

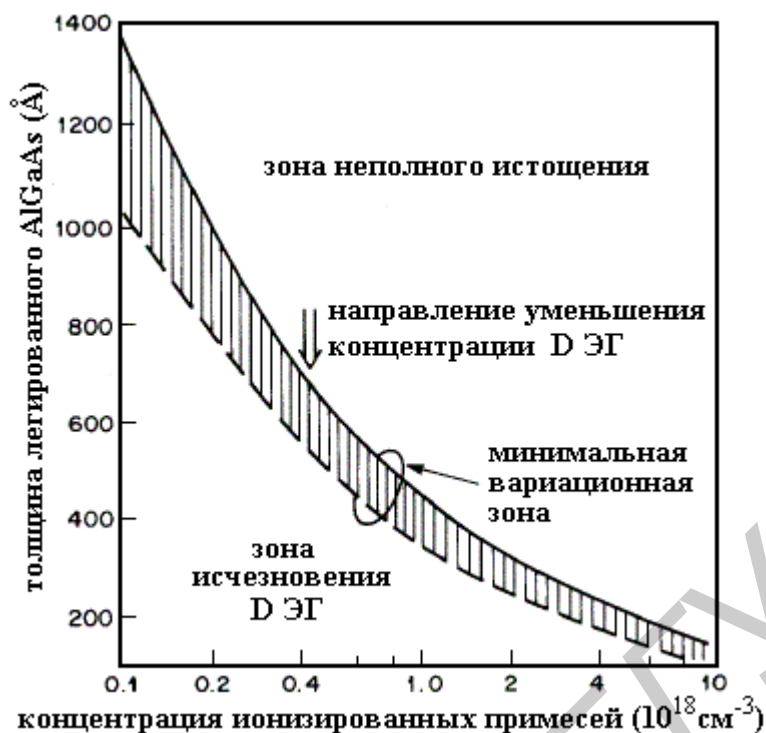


Рис. 5.5. Соотношение оптимальных толщин легированного слоя *AlGaAs* и концентрации примесей в нем

зоне проводимости с большой степенью электронного сродства (или соответственно малым интервалом) из-за требования сохранения постоянства уровня Ферми во всей структуре.

Электроны проводимости в *AlGaAs* отделены от своих донорных ионов и находятся в узкой области контакта *AlGaAs* – *GaAs* со стороны *GaAs*. Из-за того, что *GaAs* обычно не легирован, электроны в этой области движутся без существенного рассеивания на ионизированных примесях. При пониженных температурах, где этот механизм рассеивания является основным, подвижность электронов существенно увеличивается выше обычной величины в эпитаксиальном *GaAs* эквивалентной плотности легирования. Подвижность увеличивается от $8000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при комнатной температуре до $200\,000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при 77 К (рис. 5.6).

В *GaAs*, выращенном методом молекулярной эпитаксии, наблюдается проводимость *p*-типа с малой концентрацией носителей $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, что снижает до минимума кулоновское рассеивание.

Подвижность электронов может быть дополнительно увеличена введением беспримесного разделительного слоя *AlGaAs* между легированным слоем *AlGaAs* и беспримесным *GaAs* (рис. 5.7). Наличие разделительного слоя приводит к уменьшению плотности электронов с балансом между меньшей плотностью ДЭГ и большей подвижностью электронов. Обычная толщина разделительного слоя находится в диапазоне от 20 до 70 Å .

Уменьшение затвора на ДЭГ отражается в более высокой активной межэлектродной проводимости.

Подвижность и плотность электронов также являются функционально зависимыми от разрыва зон проводимости между *AlGaAs* и *GaAs*. И то, и другое увеличивается с ростом мольной доли *Al*. Мольная доля *Al* обычно находится в диапазоне от 0,25 до 0,33 для избежания ухудшения качества материала (глубокие центры) и сопротивления на контакте.

5.6. Скорость носителей и крутизна в полевом транзисторе на гетеропереходе *AlGaAs/GaAs*

При увеличении толщины разделительного слоя увеличивается подвижность электронов, но плотность ДЭГ уменьшается и, следовательно, уровень тока и крутизна характеристики прямой передачи уменьшаются. Видно, что крутизна характеристики прямой передачи (рис. 5.8) быстро падает при прямом смещении из-за сдвига зарядов, обеспечивающих проводимость, из ДЭГ в донорный слой *AlGaAs*.

Толщина разделительного слоя в 20 Å широко используется для баланса между высокой подвижностью и возможностью высокой управляемости движения носителей. Перекрестная наводка или обратное пропускание сигналов между устройствами также является проблемой в полевых транзисторах на гетеропереходе, выращенных методом молекулярной эпитаксии, и обычно связано с присутствием проводящего слоя на границе раздела подложки и эпитаксиального слоя.

Обычно максимальная скорость носителей в *GaAs* приблизительно $V = 2 \cdot 10^7$ см/с. Эта скорость может быть измерена в постоянном электрическом поле.

Действующая скорость носителей – это средняя скорость носителей в структуре полевого транзистора. Из-за того что поле в канале непостоянно, действующее значение скорости меньше максимального.

Величина напряжения на стоке, при котором наблюдается насыщение по скорости и максимальная величина крутизны в полевом транзисторе на гетеропереходе, меньше, чем в полевом транзисторе с барьером Шоттки из-за того, что более высокая плотность и подвижность носителей в ДЭГ полевого транзистора на гетеропереходе уменьшает паразитное сопротивление истока.

При соответствующем контроле порогового напряжения полевой транзистор на гетеропереходе может работать с очень малым напряжением питания и перепадом логических уровней и, следовательно, с меньшими мощностными затратами. Следует еще раз обратить внимание на параллельный *AlGaAs* полевой транзистор с барьером Шоттки в полевом транзисторе на гетеропереходе: если слои *AlGaAs* не полностью истощены полями (смещение на барьере Шоттки и смещение напряжения на границе раздела гетероструктуры *AlGaAs – GaAs*), тогда проводящий канал существует между электродом затвора и 2 ДЭГ. Этот канал работает для защиты ДЭГ от изменений величин приложенного смещения на затворе.

Мольная доля Al в барьере $AlGaAs$ играет важную роль в ТВПЭ не только в величине ΔE_c (см. подразд. 5.3), но и в величине скорости насыщения электронов в структуре $AlGaAs$ (рис. 5.9).

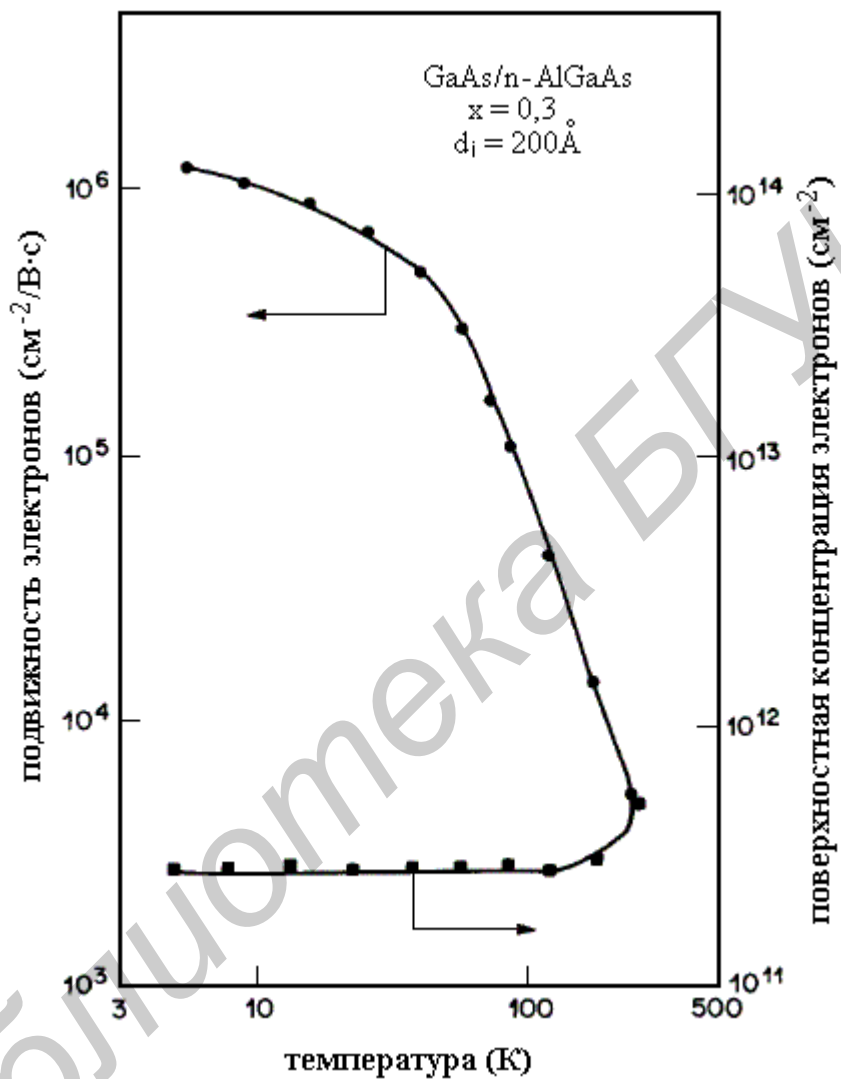


Рис. 5.6. Зависимость величины подвижности электронов в канале ТВПЭ от температуры

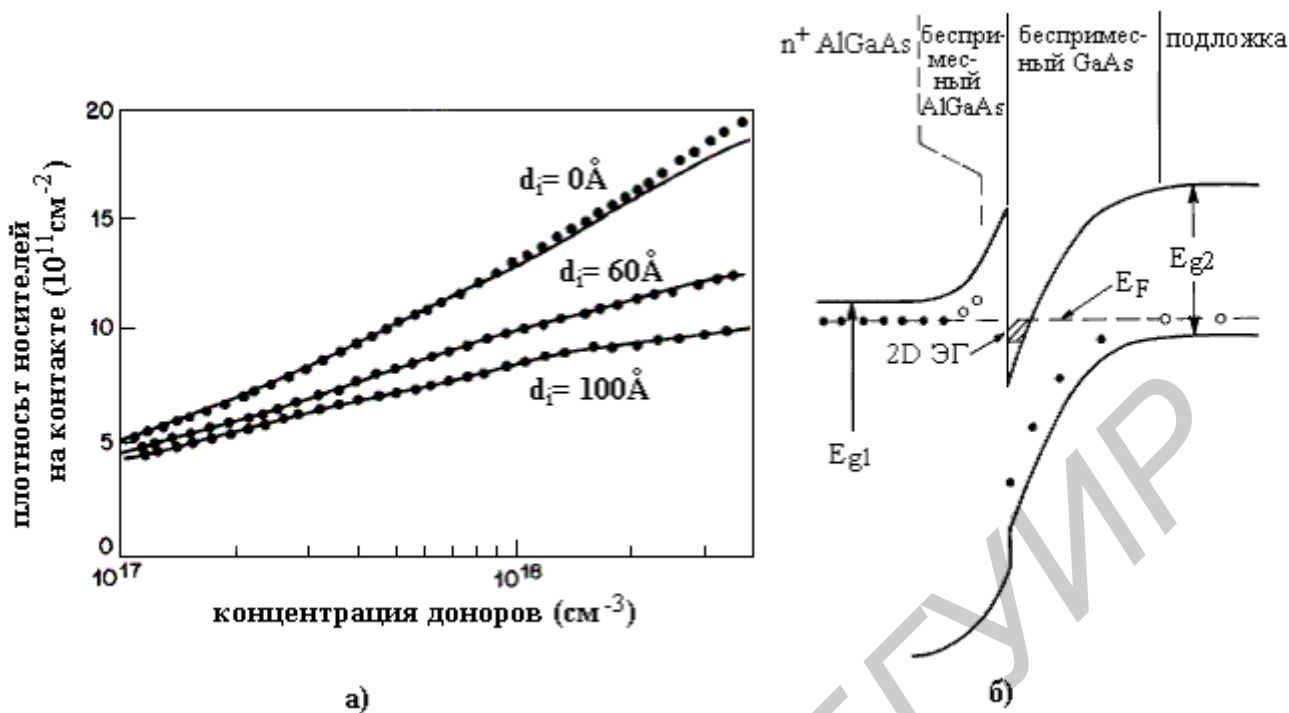


Рис. 5.7. Зависимость плотности носителей на контакте от плотности концентрации донорной примеси в $n^+ \text{ AlGaAs}$ (а), зонная диаграмма ТВПЭ с разделительным слоем (б)

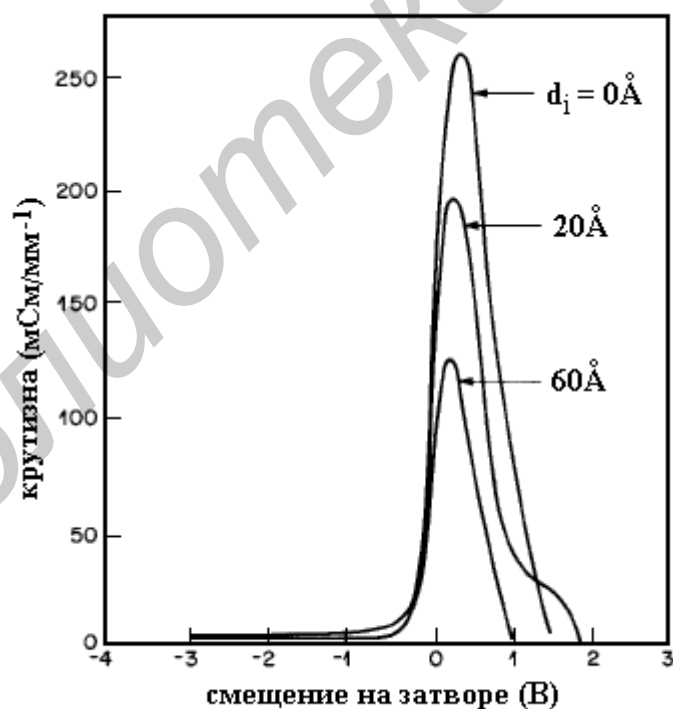


Рис. 5.8. Зависимость величины крутизны от смещения на затворе и толщины разделительного слоя

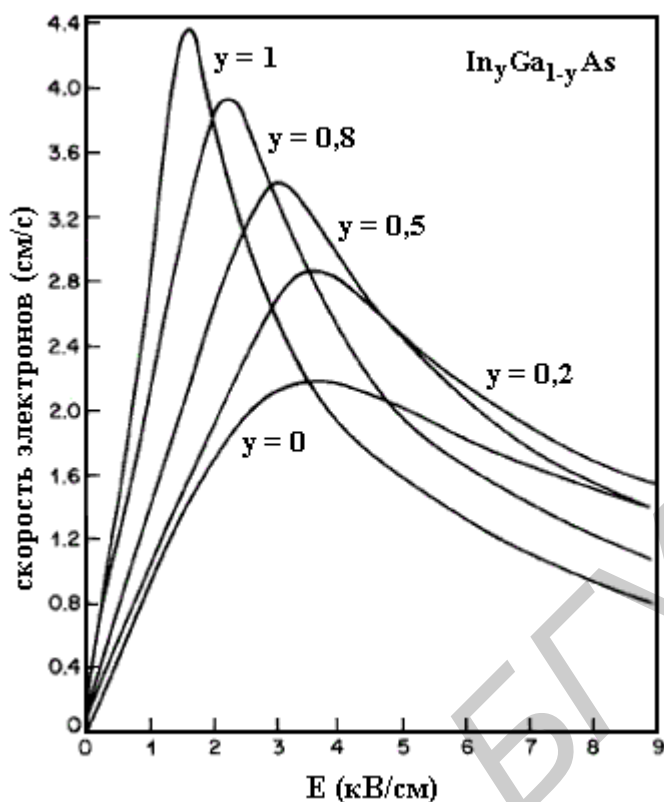


Рис. 5.9. График зависимости скорости электронов в канале от напряженности поля при различных мольных долях Al

5.7. Классификация транзисторов с высокой подвижностью электронов

Типы ТВПЭ можно классифицировать по состоянию донорного слоя: сильнолегированный донорный слой, δ – легированный донорный слой, донорный слой – сверхрешетка; по разновидностям ограничения канала: канал на квантовой яме (SQW), инверсная структура (И-ТВПЭ, I^2 -ТВПЭ); по степени легированности канала: беспримесный, легированный (ДНТ). В отдельную разновидность следует выделить ТВПЭ с изолированным затвором (полевые затворы с металлическим затвором MISFET и поликремниевым затвором SISFET). Независимо от типа ТВПЭ желательно для эффективной модуляции заряда в канале иметь минимальную емкость затвор – канал, для достижения улучшенного ограничения канала необходимо проводить комплексное проектирование устройства от подложки до омических контактов, а также необходимо легирование распространять на весь объем структуры: сильнолегированный слой, δ -легированный слой, сверхрешетка, легирование самого проводящего канала.

Проанализируем достоинства разновидностей ТВПЭ с различными донорными слоями. Сверхрешетчатая донорная структура не имеет параллельной проводимости в $AlGaAs$ -слоях, так как они нелегированы и имеют широкую запрещенную зону. Это относится к соединениям в пределах $Al_{0,6}Ga_{0,4}As$ до $AlAs$. Узкие легированные слои $GaAs$ также имеют

состояния с высокой энергией на границе ДЭГ – разделительный слой (так называемая краевая энергия), т.е. они не дают вклад в паразитную параллельную проводимость при прямом смещении.

При дельта-легировании пик легирования состоит из прерывания возрастания степени легирования и обеднения при поверхностной плотности $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Малошумящие микроволновые *SaAs* МОП-транзисторы с *ALCaAs* буферным слоем с δ -легированным каналом были изготовлены с длиной канала 0,1 мкм. Устройство имеет минимум шума в 0,8 дБ на 18 ГГц и уменьшенный эффект короткого канала по сравнению с обычными МОП-транзисторами.

Проведем анализ ТВПЭ с улучшенным ограничением канала. ТВПЭ на одной квантовой яме – это структура, где арсенид-галлиевый проводящий канал ограничен с каждой стороны слоями из *ALCaAs*. Этот тип транзистора также относят к полевым транзисторам на двойной гетероструктуре (ДТВПЭ). Такое ограничение увеличивает эффективную скорость переноса в канале, улучшает проводимость стока и укорачивает канал. В большинстве случаев оба ограничивающих слоя (*ALCaAs*) легированы для получения максимальной величины заряда в слое канала. При изготовлении ТВПЭ этого типа необходимо проводить тщательный контроль диффузии примесей из нижнего ограничивающего слоя *ALCaAs* в канал в процессе роста.

В транзисторах на инверсной структуре (ИТВПЭ) отсутствуют легированные слои между затвором и каналом и поэтому величина порогового напряжения в этих приборах менее чувствительная к глубине обеднения, чем у обычных ТВПЭ.

Транзисторы с высокой подвижностью электронов на инверсной структуре с изолированным затвором (И²-ТВПЭ) имеют более высокие электрические характеристики, чем И-ТВПЭ, так как у них больше величина высоты барьера Шоттки, и они обладают лучшим ограничением носителей в канале от влияния донорной примеси. У этих приборов ток утечки затвора очень мал даже при прямом смещении до 1,4 В.

Транзисторы с высокой подвижностью электронов с легированным каналом обычно называют MIS-подобными полевыми транзисторами с легированным каналом или, ДМТ. Металл затвора в этих приборах осаждается на нелегированный слой *ALCaAs*, который является изолятором и служит ограничивающим барьером для канала – нижележащего слоя $n^+ \text{CaAs}$. Превосходная производительность устройств с легированным каналом обусловлена тем, что ограничение носителей в гетероструктурах при их больших концентрациях более важно, чем их подвижность. Величина напряжения лавинного пробоя затвор – сток у этих транзисторов больше, чем у МОП-транзисторов или обычных ТВПЭ, потому что контакт затвора выполнен на нелегированном *ALCaAs*. Но в то же время отсутствие легирования в канале приводит к устранению обычно устойчивой фотопроводимости.

Гетероструктурный полевой транзистор с изолированным затвором, также известный как гетероструктурный МОП-транзистор, похож на обычный транзистор с высокой подвижностью электронов за исключением того, что

эпитаксиальный слой структуры не легирован. Достоинство этого устройства состоит в том, что в нем отсутствуют легированные $ALCaAs$ -слои, которые вели бы себя как ловушки, и в том, что величина порогового напряжения этого устройства задается материалом и его составом, а не толщиной и легированием, как в случае с $n^+ALCaAs/CaAs$ ТВПЭ.

Отсутствие легирования в активных слоях гетероструктурных полевых транзисторов с изолированным затвором позволяет создавать n - и p -канальные устройства путем выбора типа имплантации. В транзисторах SISFET материал затвора – полупроводник, в то время как в приборах MISFET – металл. Гетероструктурный полевой транзистор SISFET – полевой транзистор с поликремниевым затвором в КМОП устройствах. Величина порогового напряжения определяется разницей работой выхода материалов затвора и канала, которая в этом случае равна 0. Это пороговое напряжение также почти не зависит от толщины слоя $ALCaAs$. Для создания шаблона затвора обычно в нужном месте осаждается с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии германий и избирательно протравливается.

Для завершения классификации ТВПЭ следует привести табл. 5.2 со значением величин электрофизических параметров материалов, входящих в ТВПЭ, и профили энергетических зонных диаграмм зон проводимости на границе разделительного слоя ДЭГ (краевая энергия) с каналом композиции $AL_xCa_{1-k}As$ и примесной проводимости граничного слоя (рис. 5.11).

Таблица 5.2

Транзисторы с высокой подвижностью электронов

| Материал | m^*/m_0 | μ_0 , см ² /В·с | v_{sat} , 10 ⁷ см/с | $\Delta E(\Gamma-L)$, эВ | E_g , эВ |
|------------------------|-----------|-----------------------------------|-------------------------------------|------------------------------|---------------|
| $GaAs$ | 0,063 | 4600 | 1,8 | 0,31 | 1,42 |
| $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ | 0,092 | 1000 | – | 0,10 | 1,65 |
| $In_{0,15}Ga_{0,85}As$ | 0,062 | 5800 | 2,0 | 0,43 | 0,55 |
| InP | 0,08 | 2800 | 2,4 | 0,69 | 1,35 |
| $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ | 0,032 | 7800 | 2,1 | 0,55 | 0,78 |
| $InAs$ | 0,022 | 16000 | 3,5 | 0,87 | 0,35 |

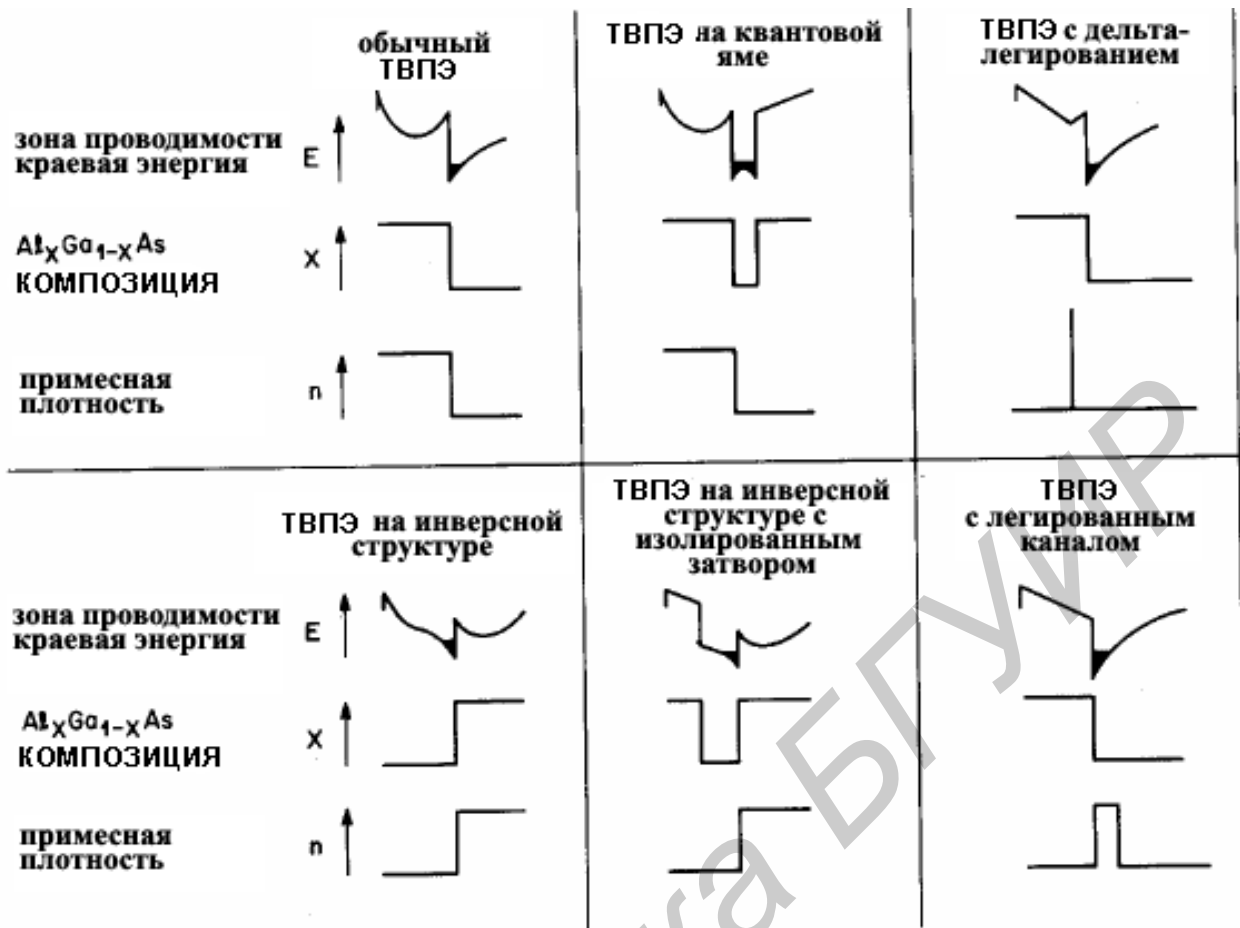


Рис. 5.10. Классификация ТВПЭ устройств по краевой энергии зоны проводимости материала с композицией $Al_xGa_{1-x}As$ и примесной плотности граничного слоя

5.8. Основные положения по полевому транзистору на гетеропереходе $AlGaAs/GaAs$

1. Материал с широкой запрещённой зоной ($AlGaAs$) легирован донорами (является материалом n -типа). Дополнительные заряды изгибают края зон и создают треугольную потенциальную яму на контакте с материалом с меньшей шириной запрещённой зоны ($GaAs$).

2. Электроны накапливаются в треугольной потенциальной яме и формируют заряженный слой, аналогичный инверсионному каналу в SiO_2/Si МОП-структуре.

3. Толщина канала обычно всего 100 \AA , что много меньше длины волны де Бройля. Поэтому электроны квантуются в двумерной системе на границе раздела гетероструктуры, вследствие чего канал полевого транзистора на гетеропереходе назван двумерным электронным газом (ДЭГ).

4. Физическое отделение электронов от доноров (примесей) уменьшает рассеяние на примесях и, следовательно, увеличивает подвижность и вместе с тем эффективную скорость электронов под действием электрического поля.

Требования к качеству гетероструктуры:

- одинаковая постоянная решетки;
- увеличение воспроизводимости гетероструктур;
- предсказуемые значения сдвигов валентной зоны и зоны проводимости в гетероструктурах.

Преимущества транзисторов с высокой подвижностью:

- технология сходна с технологией полевого транзистора с барьером Шоттки;
- высокая подвижность электронов;
- малое сопротивление истока;
- высокое значение величины частоты отсечки f_T в силу высокой подвижности электронов;
- большая величина активной межэлектродной проводимости из-за малого расстояния затвор – канал;
- более высокий барьер Шоттки (металл/*AlGaAs*);
- ТВПЭ на потенциальных ямах не имеют существенного рассеивания;
- нет открытых поверхностей *AlGaAs*.

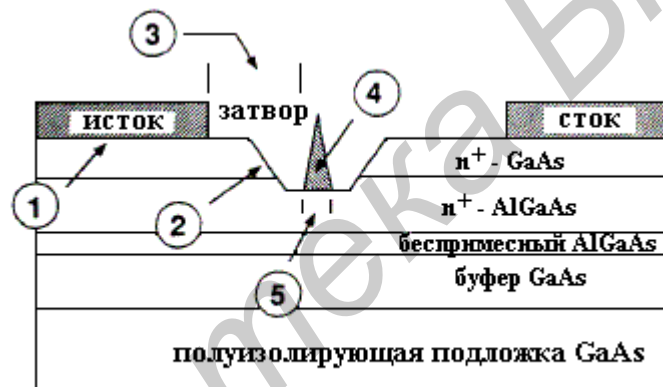


Рис. 5.11. Основные элементы изготовления ТВПЭ: 1 – омический контакт; 2 – канавка затвора; 3 – интервал исток – затвор; 4 – сопротивление затвора; 5 – длина затвора

6. ПСЕВДОМОРФНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ С ВЫСОКОЙ ПОДВИЖНОСТЬЮ ЭЛЕКТРОНОВ

6.1. Гетерополевые транзисторы в разных системах материалов

$In_{1-x}Ga_xAs$ как ДЭГ материала канала имеет псевдоморфный слой обычно толщиной 5,0...20,0 нм (< критической толщины) с мольной долей X в пределах 0,15...0,35. У композиции $AlGaAs/InGa_xAs$ большая величина ΔE_c , а следовательно:

- больше поверхностная плотность заряда ДЭГ;
- больше плотность тока и проводимость;

– лучше ограничения в канале.

Гетерополевые транзисторы со структурой $InAlAs/InGaAs$ по сравнению с $AlGaAs/GaAs$ ГПС обладают более высокой подвижностью электронов ДЭГ в $InGaAs$. Кроме того, в технологическом аспекте эти транзисторы имеют более высокую производительность по сравнению с обычными ТВПЭ.

InP и $In_{1-x}Ga_xAs$ – многообещающие материалы микроэлектроники, благодаря (табл. 6.1) следующим достоинствам:

- малой эффективной массе электрона;
- высокой подвижности электронов в слабом поле (μ_0);
- высокой величине скорости насыщения (V_{S});
- большой разности энергий между Γ и L – долинами $[\Delta E(\Gamma - L)]$.

Таблица 6.1

Основные физические параметры материалов группы $A^{III}B^V$, применяемых при изготовлении ГПТ

| Материал | m^*/m_0 | μ_0 , см ² /В·с | v_{sat} , 10 ⁷ см/с | $\Delta E(\Gamma - L)$, эВ | E_g , эВ |
|------------------------|-----------|-----------------------------------|-------------------------------------|--------------------------------|---------------|
| $GaAs$ | 0,063 | 4600 | 1.8 | 0.31 | 1.42 |
| $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ | 0,092 | 1000 | – | 0.10 | 1.65 |
| $In_{0,15}Ga_{0,85}As$ | 0,062 | 5800 | 2.0 | 0.43 | 0.55 |
| InP | 0,08 | 2800 | 2.4 | 0.69 | 1.35 |
| $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ | 0,032 | 7800 | 2.1 | 0.55 | 0.78 |
| $InAs$ | 0,022 | 16000 | 3.5 | 0.87 | 0.35 |

Анализ технологии производства и материалов, входящих в четырехполевые транзисторы, показывает, что единственное отличие псевдоморфного транзистора от обычного с высокой подвижностью электронов – нелегированный $InGaAs$ (рис. 6.1), на границе которого с полуизолирующей $GaAs$ -подложкой формируется ДЭГ.

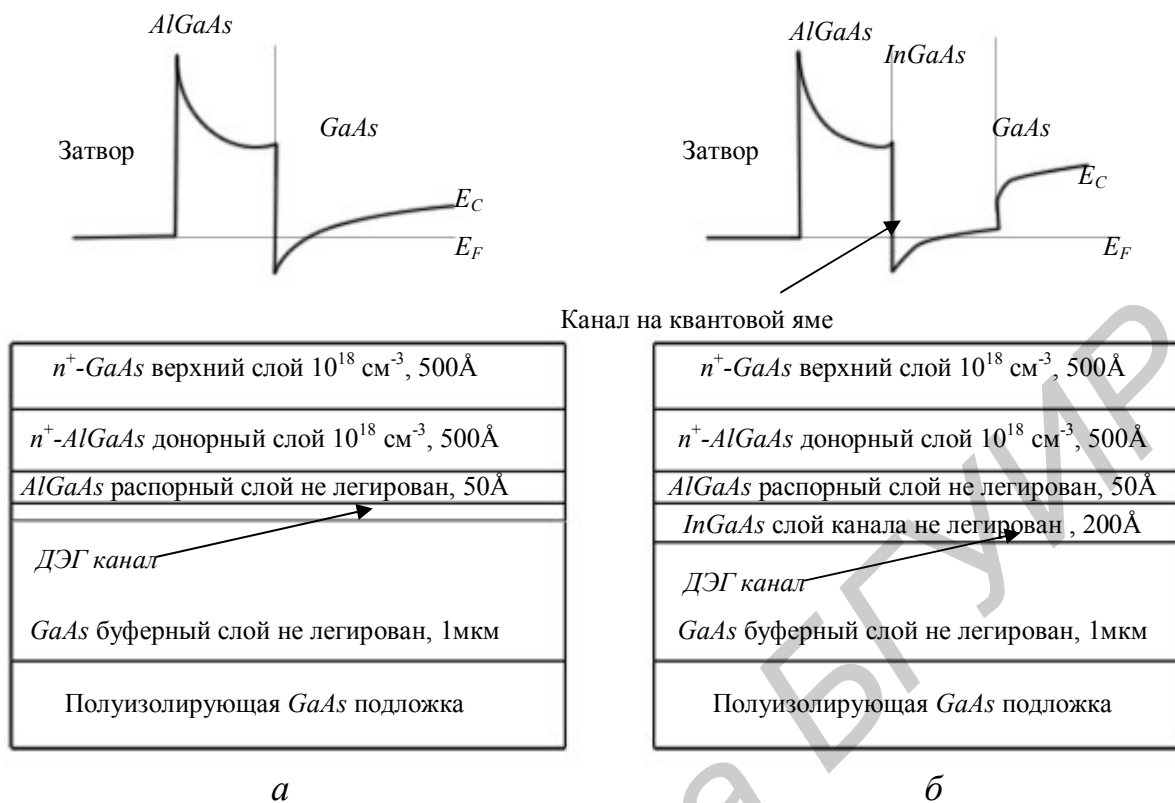


Рис.6.1. Технология производства и фрагменты энергетических зонных диаграмм ТВПЭ (а) и ИТВПЭ (б)

6.2. Псевдоморфный транзистор с высокой подвижностью электронов с растянутым слоем

Несоответствия решетки в слоях тоньше критической толщины могут быть полностью выправлены согласованным растягиванием слоев (рис. 6.2 и 6.3). При этом край зоны проводимости понижается ниже DX-центров если содержание *Al* меньше 0,22, уменьшая плотность глубоких слоев. К сожалению, использование низкомолярных фракций *AlAs* также снижает производительность полевого транзистора путем уменьшения неоднородности края зоны проводимости, что сказывается на ухудшении ограничения носителей.

AlGaAs/InGaAs структура с растянутым слоем поддерживает достаточную неоднородность зоны проводимости для ДЭГ ограничения путем использования в канале материала с меньшей запрещенной зоной. Содержание *In* в *AlGaAs/InGaAs* ТВПЭ с практической толщиной (>100 нм) ограничено молярной фракцией 0,25. Желательно перейти на еще большее содержание *In* для повышения производительности.

200Å *n*-GaAs

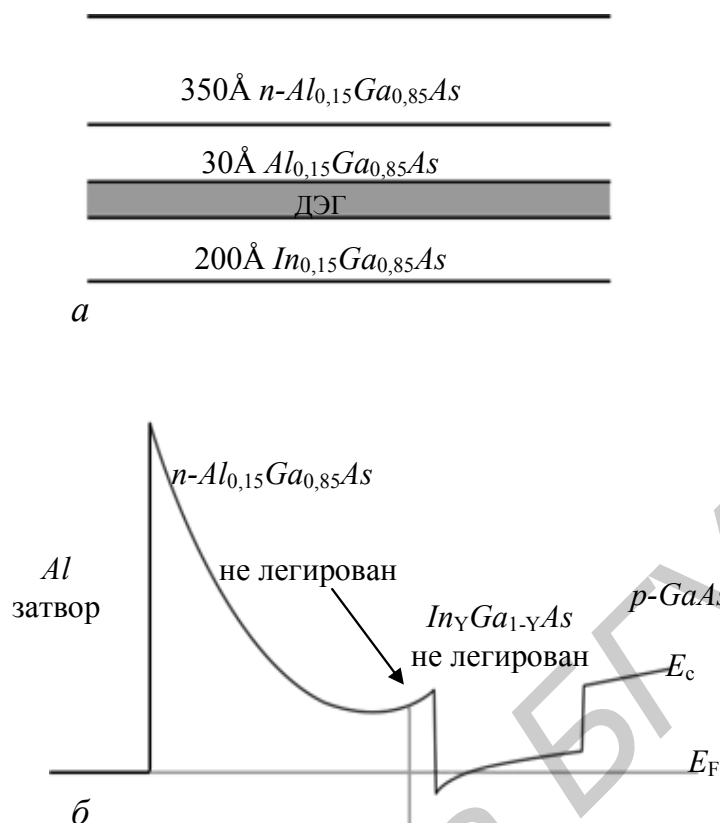


Рис. 6.2. Схема (а) и энергетическая зонная диаграмма (б) ПТВПЭ с растянутым слоем

InGaAs-слой подвергается тетрагональному смещению от своей нормальной кубической кристаллической ориентации, для того чтобы этот слой был сжат для получения соответствия постоянным решеткам *GaAs* и *AlGaAs*. Большое содержание *InAs* требуется для увеличения ΔE_c . Однако растянутый слой с высоким содержанием *InAs* имеет критическую толщину такую тонкую, что ограничивающий потенциал существенно уменьшается. Кроме того, для тонких колодцев большая часть волновой функции электрона проникает глубоко в соседние слои, увеличивая степень рассеяния. Критическая толщина слоя Мэттью-Блэйкли может быть превышена путем выращивания *InGaAs*-канала при более низких температурах, созданием кинетических барьеров для образования дислокаций. Тонкая растянутая сверхрешетка (ТРСР) преодолевает проблему толщины канала: тонкие слои *GaAs* внедрены в *InGaAs*-канал для уменьшения растяжения и сглаживания поверхности *InGaAs*. *GaAs*-слой настолько тонок, что ТРСР в действительности содержит только эквивалент одной толщины.

На рис. 6.3, а показан процесс тетрагонального смещения кубической кристаллической решетки в ПТВПЭ с растянутым слоем и типовые технологические величины толщин слоев, входящих в конструкцию транзистора (рис. 6.3, б).

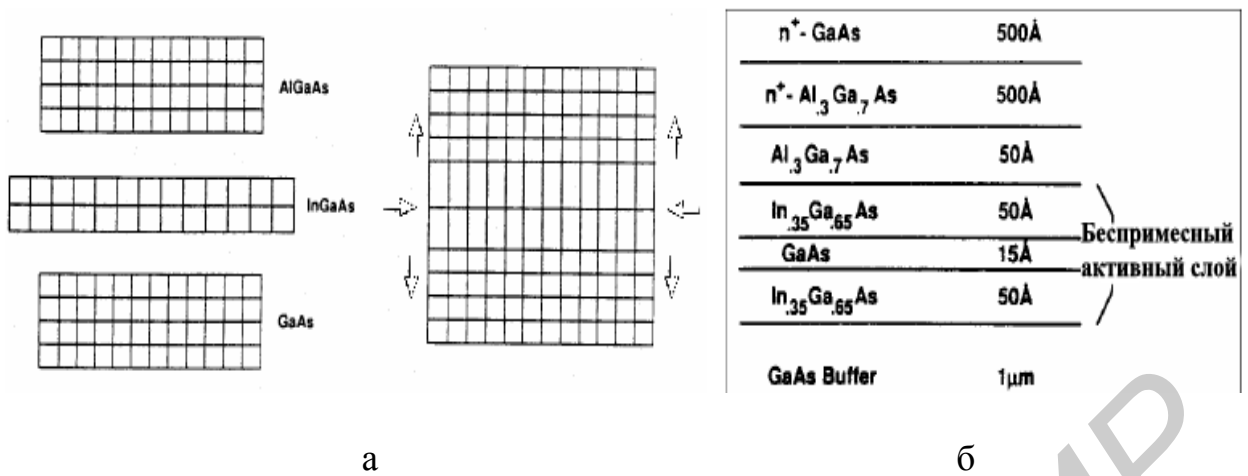
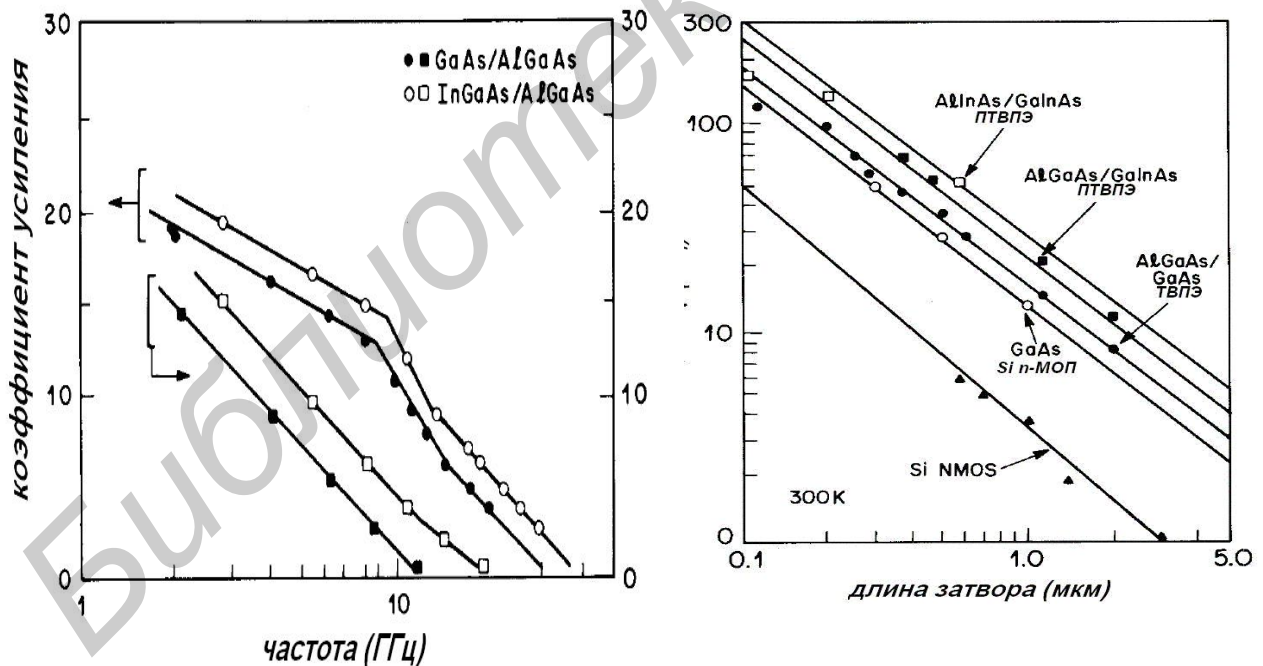


Рис. 6.3. Структура материала (а) и технологические слои (б) ПТВПЭ

Полевой транзистор p -типа с использованием гетероперехода $n-In_{0.52-u}Al_{0.48+u}As/In_{0.53+u}Ga_{0.47-u}As$, с $u = 0,07$ и каналом $In_{0.6}Ga_{0.4}As$ имеет не только более высокую скорость и подвижность электронов, но и наибольшую неоднородность края зоны проводимости среди всех гетероструктурных полевых транзисторов. На рис. 6.3, а,б приведены зависимости величин коэффициента усиления от частоты для ТВПЭ и ПТВПЭ и частоты отсечки от длины канала для ПТВПЭ, ТВПЭ, ПТШ и МОП.



а

б

Рис. 6.4. Сравнительный анализ величин коэффициента усиления (а) и частоты отсечки (б) ПТВПЭ, ТВПЭ, ПТШ и Si n-МОП

Благодаря большой величине ΔE_c с таким же уровнем легирования и толщиной разделительных слоев $AlGaAs$, как и у ТВПЭ, поверхностная концентрация заряда ДЭГ у структуры псевдоморфного транзистора с высокой подвижностью электронов всегда выше (рис. 6.5), чем у обычного ТВПЭ.

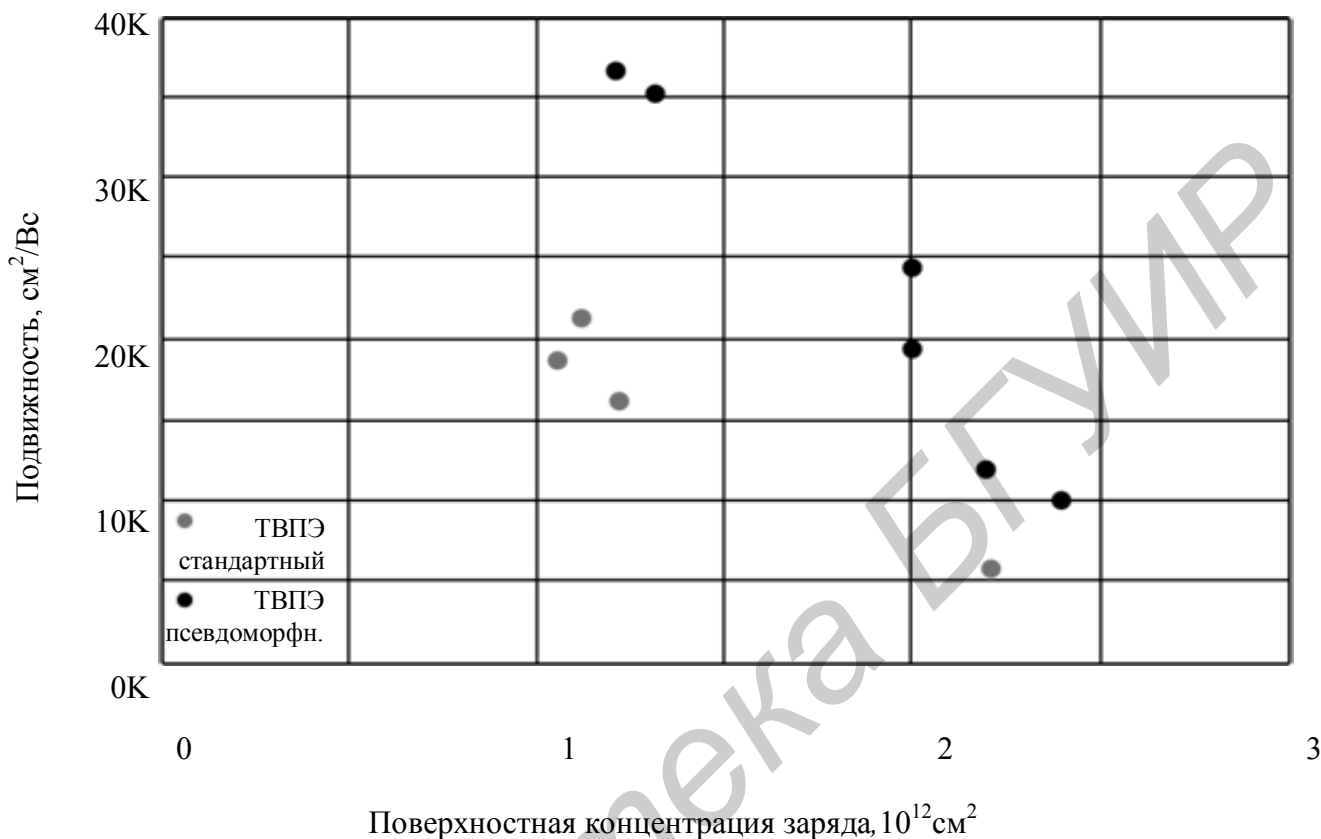


Рис. 6.5. График зависимости величины подвижности электронов в канале от поверхностной концентрации заряда в ДЭГ

6.3. Мощные псевдоморфные транзисторы с высокой подвижностью электронов

Мощные ПТВЭ нашли широкое применение в приборах миллиметрового и микроволнового диапазона. Псевдоморфные транзисторы с высокой подвижностью электронов работают на более высоких частотах, чем ТВПЭ, имеют более низкий уровень шума и более высокий коэффициент усиления. Более низкий уровень шума ($1/f$) в ПТВЭ по сравнению с ТВПЭ объясняется более низкой мольной долей $AlAs$ в легированном слое $AlGaAs$ и большей величиной ΔE_c на границе разделительный слой – ДЭГ. Однако более низкая мольная доля $AlAs$ приводит к появлению глубоких ловушек, которые уменьшают световую чувствительность и разрушаются только при низких температурах.

С использованием молекулярно-лучевой эпитаксии $AlGaAs/InGaAs/GaAs$ структура ПТВПЭ выращивается при меньшем значении температуры, чем структура транзистора с высокой подвижностью электронов.

Для получения оптимальных величин электрических параметров прибора глубина обедненной области под затвором ПТВПЭ должна быть оптимизирована при минимальной длине канала. Для данного порогового напряжения минимальное значение глубины обедненной области может быть получено с использованием высоколегированного слоя $AlGaAs$. При этом имеем:

- более высокую величину напряжения пробоя;
- возможность контроля порогового напряжения.

Планарно-легированную структуру (рис. 6.6) применяют для оптимизации тока затвора и порогового напряжения, поскольку эти параметры зависят от степени легирования $AlGaAs$. К тому же в планарно-легированном приборе можно достигнуть оптимального соотношения геометрических размеров, так как можно использовать углубление затвора в слаболегированном слое $AlGaAs$, что позволит минимизировать границу затвор – ДЭГ. Планарно-легированный псевдоморфный транзистор идеален для короткоканальных транзисторов с высокой подвижностью электронов.

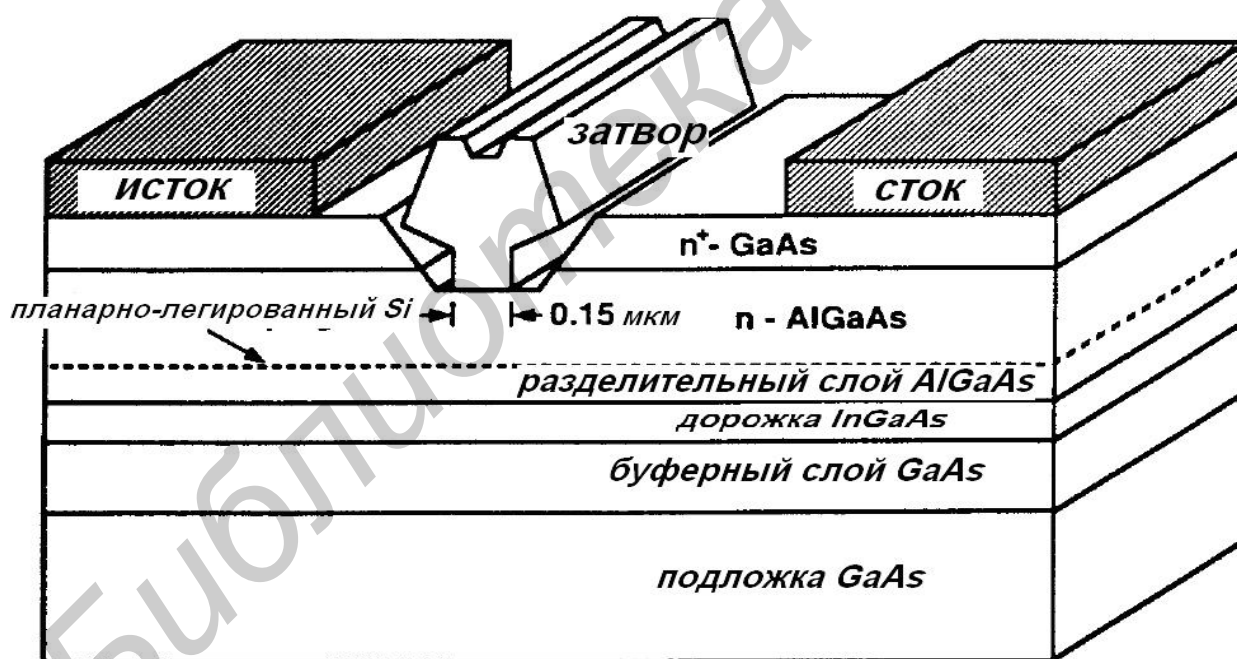


Рис. 6.6. Поперечный разрез планарно-легированного ПТВПЭ

При применении прибора в режимах повышенной выходной мощности с точки зрения структуры материала уровень легирования донорного слоя $AlGaAs$ под затвором должен быть достаточно низким для достижения малых токов утечки затвора и оптимального напряжения пробоя. Однако это уменьшает общую поверхностную концентрацию носителей заряда, которая

необходима в канале прибора. Для решения этой проблемы применяют псевдоморфные ТВПЭ с легированным каналом (рис. 6.7, а) или с двойным гетеропереходом (рис. 6.7, б)

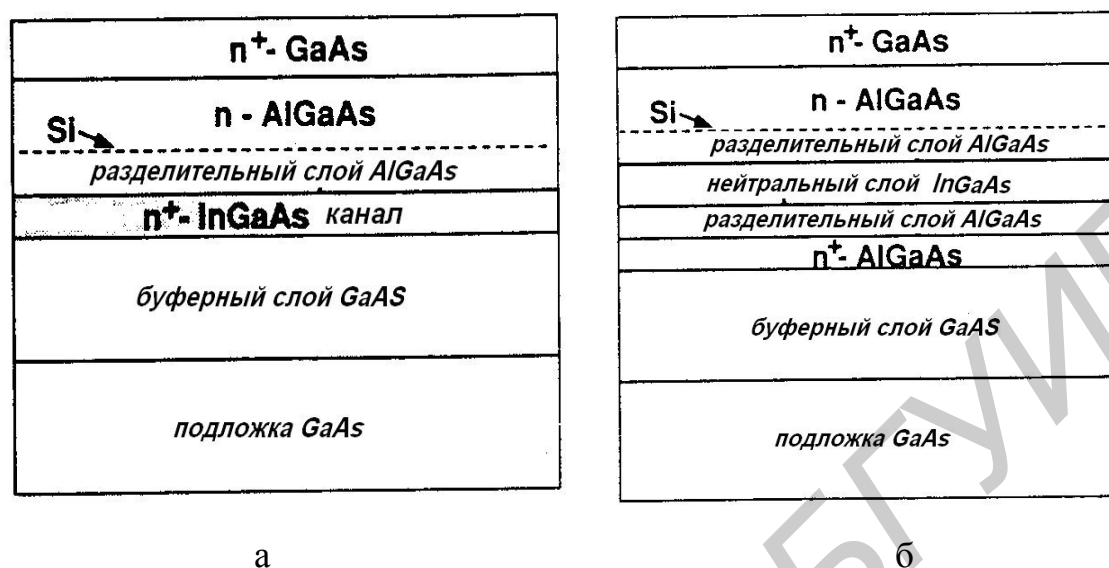


Рис. 6.7. Структуры мощных ПТВПЭ с легированным каналом (а) и двойным гетеропереходом (б)

В псевдоморфных транзисторах с высокой подвижностью электронов носители заряда переносятся в канал из планарно-легированной области, но канал прибора также сильно легирован для получения высокой поверхностной концентрации носителей заряда. В мощных ПТВПЭ общая поверхностная концентрация носителей заряда и локализация носителей заряда более важны, чем подвижность электронов. В ПТВПЭ с двойным гетеропереходом носители заряда вводятся в канал *InGaAs* путем легирования *AlGaAs* с двух сторон относительно *InGaAs*. Для получения необходимых величин пороговых напряжений в ПТВПЭ с двойным гетеропереходом нужен точный контроль уровня легирования в подканальном донорном слое *AlGaAs*. Поперечный разрез ПТВПЭ с двойным гетеропереходом представлен на рис. 6.8.

- Типовые параметры мощных ПТВПЭ:
- средний удельный ток стока I_c – 300 мА/мм;
- удельная крутизна $S(g_m)$ – 350 мСм/мм;
- средняя удельная выходная мощность – 1 Вт/мм.

В табл. 6.2 приведены средние значения основных электрофизических характеристик (величины подвижности μ и поверхностной плотности электронов ДЭГ для $T = 300$ К) и электрических параметров (удельная крутизна g_m и тока стока I_c и напряжения пробоя $U_{пр}$) мощных ПТВПЭ для различных длин канала (затвора).

Таблица 6.2.

Электрофизические и электрические
параметры мощных ПТВПЭ

| Длина затвора, (мкм) | Характеристики | ПТВПЭ с двойным гетеропереходом | ПТВПЭ с легированным каналом |
|-------------------------|--|------------------------------------|---------------------------------|
| | $\mu_{300K}(\text{см}^2/\text{Вс})$ | 5,200 $3,4 \times 10^{12}$ | 3,100 $4,2 \times 10^{12}$ |
| 0.25 | $S(g_m)(\text{мСм}/\text{мм})$ $I_c(\text{мА}/\text{мм})$ $U_{np}(\text{В})$ | 650 630 9 | 600 600 9 |
| 0.15 | $S(g_m)(\text{мСм}/\text{мм})$ $I_c(\text{мА}/\text{мм})$ $U_{np}(\text{В})$ | 700 750 8 | 670 700 8 |

В табл. 6.3 приведены значения основных электрических характеристик (удельного тока стока I_c , удельной крутизны g_m и частоты отсечки f_T) приборов на основе $GaAs$ для различных длин канала L .

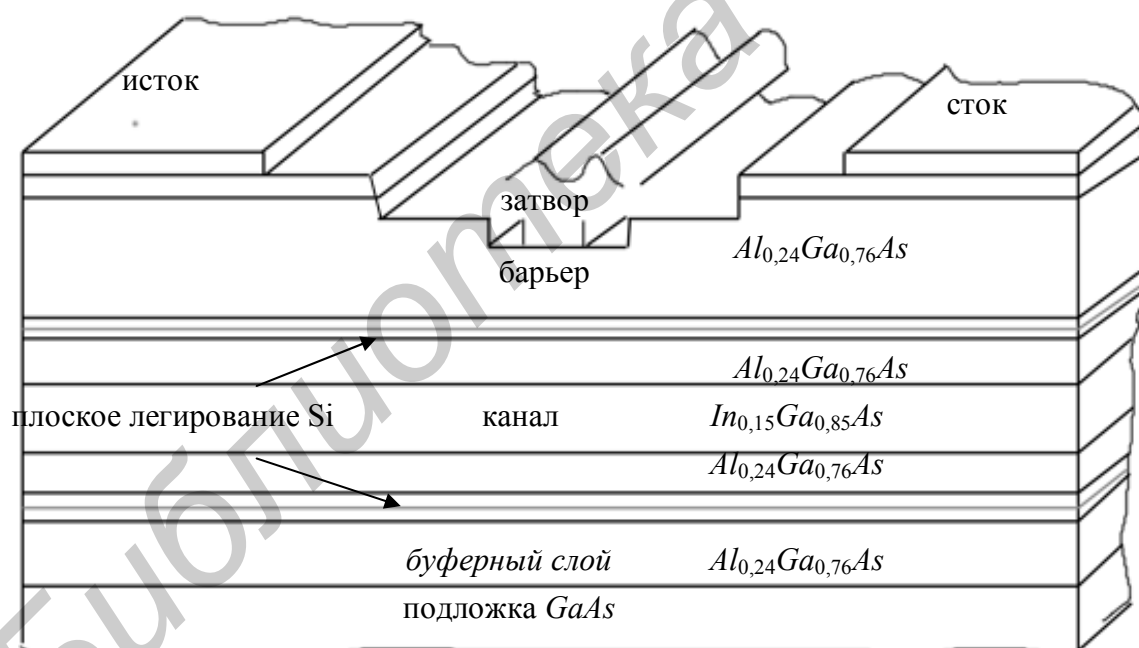


Рис. 6.8. Поперечный разрез ПТВПЭ с двойным гетеропереходом (двойным легированием)

Транзистор с канальной модуляцией обладает высокой поверхностной концентрацией носителей заряда и большой заряд электронов переносится в слоях с высоким содержанием индия. Для достижения высокой надежности работы прибора используется сверхрешетка $AlAs/InAs$. Работая как барьерный

уровень, эта сверхрешетка предотвращает примесное загрязнение и обеспечивает высокую термическую стабильность.

Таблица 6. 3

Сравнительные характеристики ПТШ, ТВПЭ и ПТВПЭ

| Тип прибора | L мкм | I_c мА/мм | g_m мСм/мм | f_T ГГц |
|--------------------------------------|---------|-------------|--------------|-----------|
| Полевой транзистор с барьером Шоттки | 0,50 | 200 | 250 | 22 |
| ТВПЭ | 0,50 | 180 | 290 | 30 |
| ТВПЭ | 0,25 | 380 | 320 | 40 |
| ПТВПЭ с одним гетеропереходом | 0,25 | 380 | 320 | 40 |
| ПТВПЭ с двойным гетеропереходом | 0,25 | 625 | 450 | 50 |

Для улучшения частотных свойств полевых транзисторов на гетеропереходе $InAlAs/InGaAs$ с двойной модуляцией примесей вносится тонкий слой $InAs$ в центр традиционного канала $InGaAs$.

Устройство с 0,2 мкм Т-образным затвором (рис. 6.9) показывает $g_m = 1370$ мСм/мм, $f_T = 180$ ГГц, $f_{max} = 210$ ГГц при напряжении стока $U_c = 1$ В.

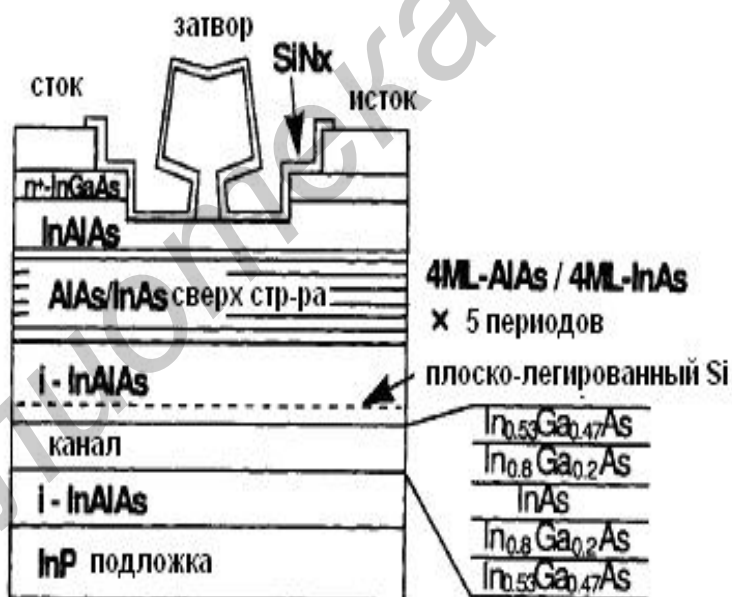


Рис. 6.9. Поперечный разрез ПТВПЭ с каналной модуляцией и сверхрешеточным барьерным слоем $AlAs/InAs$

Максимальная удельная крутизна $g_m = 1400$ мСм/мм достигнута для 0,13 микронных приборов при $f_T = 265$ ГГц.

Граничная частота f_T увеличивается благодаря введению слоя $InAs$, однако без увеличения максимальной частоты f_{max} , так как эти приборы имеют высокую выходную проводимость (табл. 6.4).

Структуры с $InAs$ и без него имеют при температуре $T = 77$ К величины подвижностей 28100 $cm^2/V\cdot s$ и 19600 $cm^2/V\cdot s$ соответственно. На рис.6.10 приведена типовая структура высокоэффективного транзистора на гетеропереходе $InAlAs/InGaAs/InAs$ с двойной модуляцией с указанием толщин входящих в нее слоев.

Таблица 6.4

Частотные свойства ГПТ с $InAs$ в канале и без него

| Длина затвора, мкм | | 0,13 | 0,15 | 0,30 | 0,52 |
|-----------------------|---------------|------|------|------|------|
| ПТВПЭ с $InAs$ | f_m ГГц | 265 | 235 | 155 | 90 |
| | f_{max} ГГц | 170 | 200 | 180 | 140 |
| ПТВПЭ | f_m ГГц | - | 190 | 120 | 70 |
| | f_{max} ГГц | - | 215 | 180 | 140 |

На рис. 6.11 представлены частотные зависимости коэффициентов усиления по току и мощности (а) и выходной ВАХ (б) ПТВПЭ со структурой $InAs/InGaAs/Inl$. Беспримесный $InAlAs$ слой Шоттки толщиной 12 нм покрывается 2,5 нм псевдоморфным слоем $AlAs$, который задерживает травление. В приборах используется грибоподобный затвор $Pt/Ti/Pt/Au$. После осаждения металла затвора для повышения порогового напряжения приборы отжигаются в азотной среде.

P -канальные ПТВПЭ с высоким быстродействием до сих пор изготавливались с помощью ионной имплантации Be . Из-за высокой эффективности активации Be легко получить слой p^+ с низким поверхностным сопротивлением даже в $AlGaAs$ с высоким содержанием Al . Были получены p -канальные полевые транзисторы на гетеропереходе с длиной затвора 0,5 мкм и удельной крутизной (проводимостью) около 70 мСм/мм. Длина канала 0,5 мкм – уже предельное значение, так как при дальнейшем уменьшении длины канала недопустимо увеличивается ток утечки стока из-за высокого коэффициента диффузии Be . Показано, что сложно уменьшить длину затвора, если применять ионную имплантацию Be .

Для получения p -канальных полевых транзисторов на гетеропереходе $AlGaAs/GaAs$ можно использовать Mg , так как коэффициент диффузии Mg меньше, чем Be . Однако такие приборы имеют малую величину проводимости (g_m) и большой ток утечки затвора при ширине 0,4 мкм.

Псевдоморфный p -канальный полевой транзистор на гетеропереходе $Al_{0,75}Ga_{0,25}As/In_{0,2}Ga_{0,8}As/GaAs$ (рис. 6.12, а,б) с длиной затвора 0,3 мкм, ионной имплантацией Mg и быстрым термическим отжигом демонстрирует

$$g_m = 68 \text{ мСм/мм и } f_T > 10 \text{ ГГц.}$$

| |
|--|
| 10 nm $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$: Si: $n=3.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ |
| 5.0 nm $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ |
| 1.5 nm $\text{In}_{0.40}\text{Al}_{0.60}\text{As}$ |
| δ -лег-ние Si: $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ |
| 11.5 nm $\text{In}_{0.40}\text{Al}_{0.60}\text{As}$ |
| δ -лег-ние: Si: $5.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ |
| 5.0 nm $\text{In}_{0.40}\text{Al}_{0.60}\text{As}$ |
| 4 nm $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ |
| 4 nm InAs |
| 4 nm $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ |
| 5.0 nm $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ |
| δ -лег-ние: Si: $2.75 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ |
| 1.0 nm $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ |
| 20 nm $\text{In}_{0.40}\text{Al}_{0.60}\text{As}$ |
| 230 nm $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ |
| InP Подложка |

Рис. 6. 10. Структура высокоэффективного транзистора на гетеропереходе $\text{InAlAs}/\text{InGaAs}/\text{InAs}$ с двойной модуляцией примеси

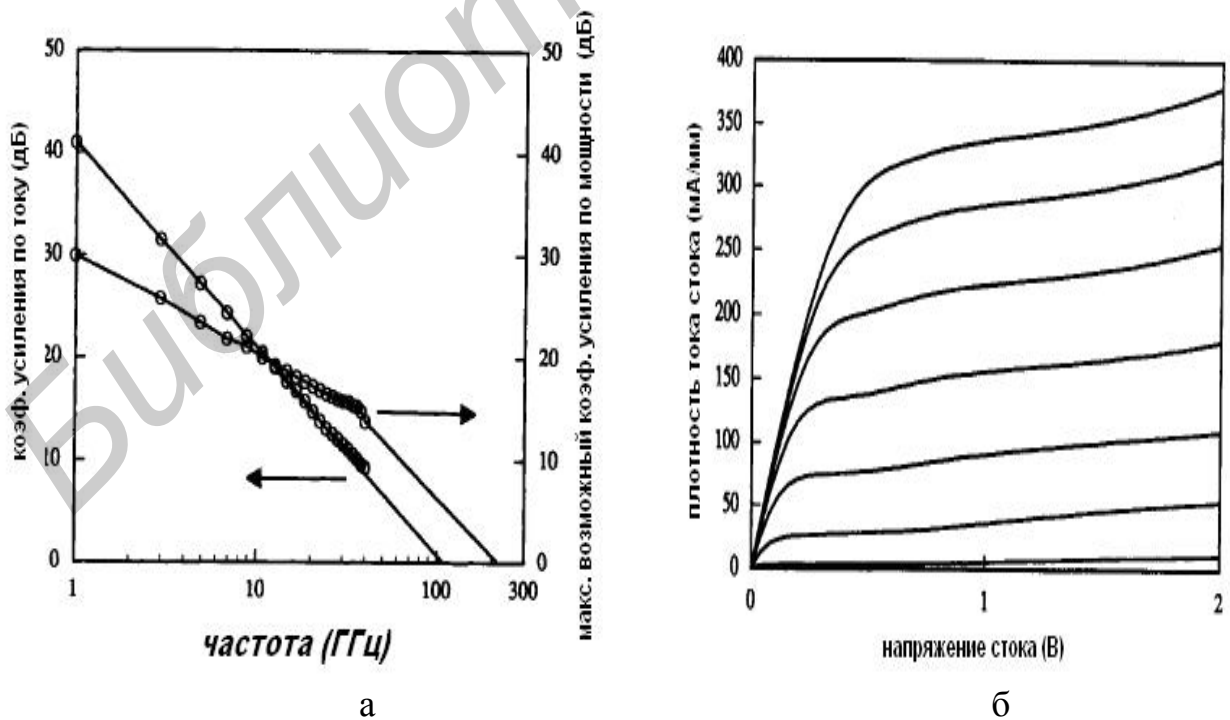


Рис. 6. 11. Основные электрические параметры (а) и выходная ВАХ (б) $\text{InAs}/\text{InGaAs}/\text{InP}$ ВПЭ-транзистора с $L_3 = 0,3 \text{ мкм}$

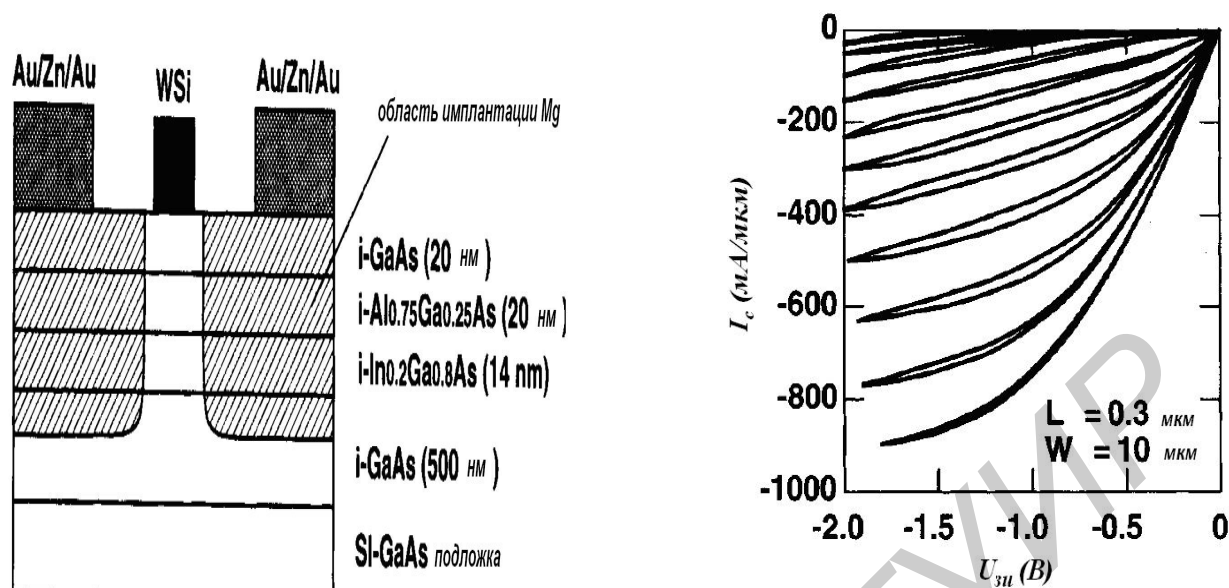


Рис. 6.12. Структура (а) и выходная ВАХ (б) p -канального транзистора на гетеропереходе $Al_{0,75} Ga_{0,25} As/In_{0,2} Ga_{0,8} As/GaAs$

6.4. P -канальный псевдоморфный полевой транзистор с горбообразным затвором и модулированным легированием

Комплементарные гетерополевые транзисторы (КГПТ) используются в логических схемах, так как они обладают хорошей однородностью величин порогового напряжения и большим запасом помехоустойчивости. Однако применение комплементарного ПТ строго ограничено из-за низкой выходной проводимости транзисторов, вызванной такой подвижностью дырок, которая намного меньше подвижности электронов. Даже если выходная проводимость в традиционных псевдоморфных $InGaAs$ ПТ может быть увеличена, то в них максимальная проводимость имеет место только при очень малых изменениях величины напряжения на затворе.

Электронные и оптические свойства p -канальных псевдоморфных полевых транзисторов с горбообразным затвором и модулированным легированием (MODFETS) зависят от подзатворного диэлектрика и типа носителей в канале. Кроме того, n -канальные ПТ с горбообразным затвором могут работать в широком диапазоне напряжений затвора при больших величинах тока стока и линейности устройства из-за большой высоты потенциального барьера затвора и высокого напряжения включения, которые объясняются наличием в затворе кроме обычного барьера Шоттки обедненного p - n -перехода. Описываемый $InGaP/InGaAs/GaAs$ p -канальный псевдоморфный полевой транзистор с горбообразным затвором и модулированным легированием обладает высокой плотностью тока и большим диапазоном величин выходной проводимости.

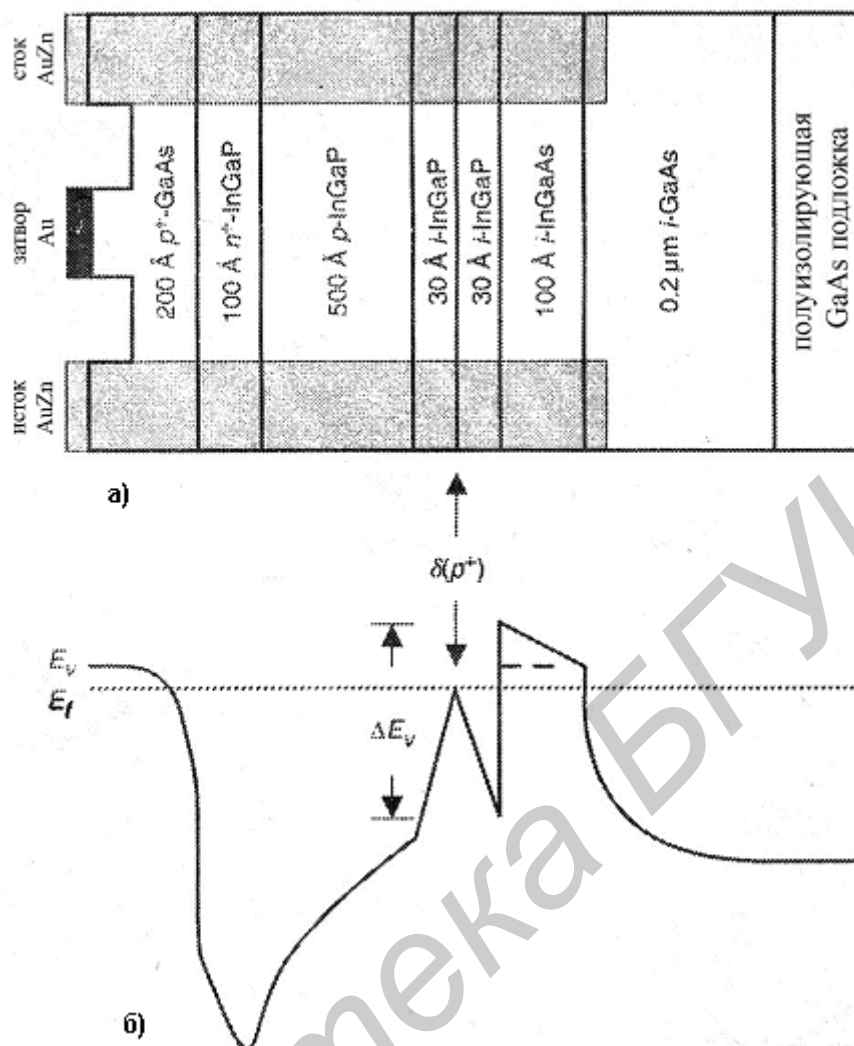


Рис. 6.13. Поперечный разрез (а) и соответствующая диаграмма валентной зоны (б) *InGaP/InGaAs/IGaAs* *p*-канального псевдоморфного MODFET с *p*⁺-*GaAs/n*⁺-*InGaP/p*-*InGaP* горбообразным затвором в равновесии

Анализируемое устройство было выращено при помощи химического осаждения из газовой фазы (MOCVD) на полуизолирующей *GaAs* подложке ориентации (100). Эпитаксиальные слои включают: 0,2 мкм – беспримесный буферный слой *GaAs*, 100 Å – беспримесный напряженный слой *In_{0,15}Ga_{0,85}As*, 30 Å беспримесный разделительный слой *In_{0,49}Ga_{0,51}P*, дельта-легированный $\delta(p^+) = 2,5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ – слой-поставщик носителей, 30 Å – беспримесный слой *In_{0,49}Ga_{0,51}P*, 500 Å – $p = 1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ слой *In_{0,49}Ga_{0,51}P*, 100 Å $n^+ = 8 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ слой *In_{0,49}Ga_{0,51}P* и 200 Å $p^+ = 6 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ верхний слой *GaAs*. Измеренная подвижность дырок и плотность двумерного дырочного газа (ДДГ) в *InGaAs* слое канала при 300 К составляют 875 см²/В·с и $3,4 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ соответственно. Омические контакты стока и истока были выполнены легированием осажденного *AuZn*. Омический контакт затвора был изготовлен испарением *Au*. Все контакты осаждены на верхний *p*⁺-*GaAs* слой. После осаждения контактов верхний слой частично углублялся, чтобы увеличить расстояние от затвора до других контактов. Размеры затвора и расстояние сток – исток (D–S) составляли $1 \times 100 \text{ мкм}^2$ и 3 мкм соответственно.

На рис. 6.13, а,б показаны: поперечный разрез (а) и энергетическая диаграмма валентной зоны (б) $InGaP/InGaAs/InGaAs$ p -канального псевдоморфного MODFET с $p^+-GaAs/n^+-InGaP/p-InGaP$ горбообразным затвором в равновесии. Поскольку слой $n^+-InGaP$ относительно тонок и вставлен между слоями p^+-GaAs и $p-InGaP$, то этот слой будет полностью обеднен. Слои p^+-GaAs и $n^+-InGaP$ вместе со слоем $p-InGaP$ действуют как горбообразная затворная структура, в то время как ДДГ сформирован в деформированном слое $InGaAs$. В равновесии δ -легированный слой-поставщик носителей полностью обеднен, и обедненная область погружена в ДДГ в $InGaAs$ -канале. Экспериментальная сток-затворная вольт-амперная характеристика устройства приведена на рис. 6.14. Измеренная величина напряжения включения при токе затвора 1 мА/мм составляет 2 В. Большое напряжение включения обеспечивается обеднением p - n -перехода (потенциал ~ 1.3 В) от $n^+-InGaP$ затвора к области канала и присутствию значительным разрывом полосы валентности ΔE_V (0.33 – 0.55 эВ) в $In_{0,49}Ga_{0,51}P/In_{0,15}Ga_{0,85}As/GaAs$ гетеропереходе. Это обеспечивает высокий потенциальный барьер, предотвращающий инжекцию дырок из канала в контакт затвора при увеличении прямого напряжения на затворе. Кроме того, вследствие использования $InGaP$ с большой шириной запрещенной зоны обратные токи затвора очень малы.

На рис. 6.15 приведены зависимости плотности тока насыщения сток-исток и проводимости от напряжения затвора при $V_{СИ} = -5$ В. Из рисунка видно, что максимальные величины проводимости и плотности тока насыщения достигают 63 мсм/мм и -345 мА/мм, а величина порогового напряжения чуть выше 5 В.

Когда напряжение на затворе отрицательно, $p^+-GaAs/n^+-InGaP$ горбообразный затвор обратно смещён, в то время как $n^+-InGaP$ - канал смещен в прямом направлении. При работе прибора область обеднения может сжаться до δ -легированного слоя-поставщика. Из-за хорошего эффекта сужения для ДДГ $InGaP/InGaAs$ гетеропереход обеспечивает высокий потенциальный барьер затвора и приложенное напряжение $V_{ЗИ}$ частично падает на $p^+-GaAs/n^+-InGaP/p-InGaP$ горбоподобным затворе. Изменение полной толщины обеднения при смещении затвора относительно мало и ожидается, что может быть получена высокая линейность устройства. Кроме того, δ -легированный слой – поставщик носителей, индуцирует высокоэнергетичные носители ДДГ в $InGaAs$ канал из-за большой ΔE_V в $InGaP/InGaAs$ гетероструктуре. Это позволяет увеличить плотность выходного тока насыщения. Однако поскольку к затвору приложено положительное смещение, $p^+-GaAs/n^+-InGaP$ горбообразный затвор смещен в прямом направлении, в то время как $n^+-InGaP$ - канал смещен в обратном направлении. Область обеднения проникает в $InGaAs$ слой, в то время как большинство носителей ДДГ в деформированном слое $InGaAs$ модулируются и увеличиваются. Таким образом, понятно, почему увеличивается положительное пороговое напряжение.

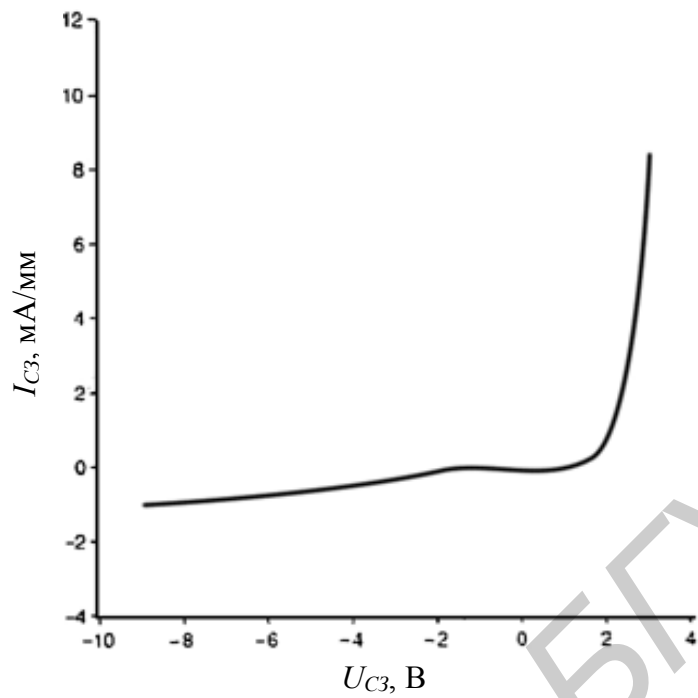


Рис. 6.14. Экспериментальная сток-затворная вольт-амперная характеристика изученного устройства с размерами затвора $1 \times 100 \text{ мкм}^2$

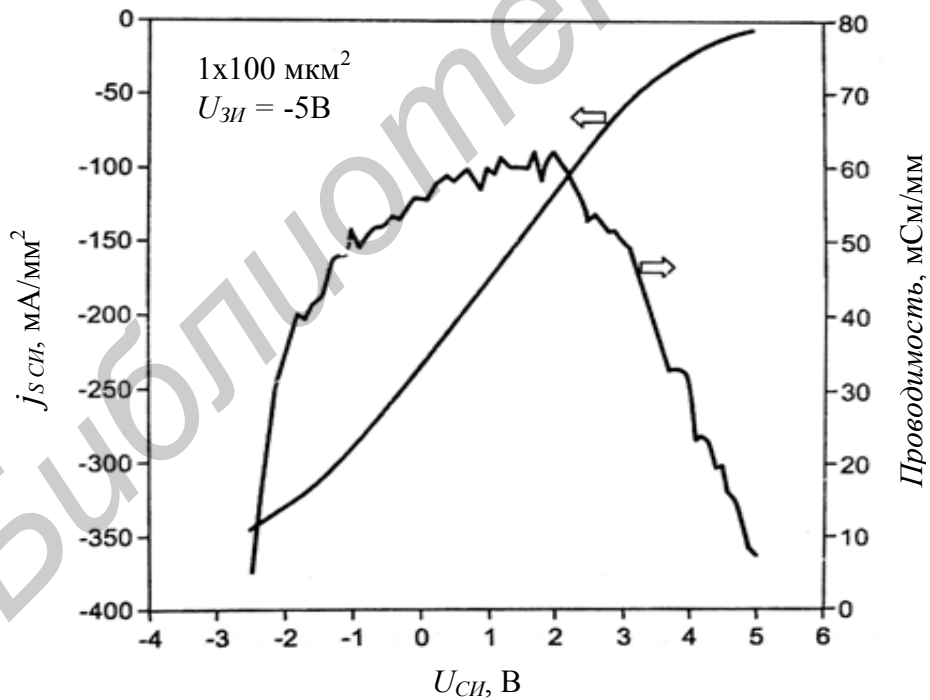


Рис. 6.15. Зависимость плотности тока насыщения сток-исток и проводимости исток-затвор с размерами затвора $1 \times 100 \text{ мкм}^2$. Напряжение затвор-исток - 5 В

Эти устройства показывают хорошие частотные свойства при их использовании в комплементарных схемах: величина частоты отсечки f_T до 3,1 ГГц и максимальная частота до 48 ГГц при $U_{cu} = -5\text{В}$ и $U_{zu} = 0\text{В}$.

Таким образом, $\text{InGaP}/\text{InGaAs}/\text{InGaAs}$ p -канальный псевдоморфный полевой транзистор с горбообразным $p^+ \text{-GaAs}/n^+ \text{-InGaP}/p\text{-InGaP}$ затвором с модулированным легированием имеет большое пороговое напряжение, большую плотность выходного тока, относительно независимую от напряжения на затворе проводимость и хорошие высокочастотные свойства, что позволяет его применять как в быстродействующих логических цепях, так и в мощных усилительных высокочастотных схемах.

7. МОЩНЫЕ СВЧ-ТРАНЗИСТОРЫ НА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$

7.1. Общие сведения

Благодаря уникальным физическим характеристикам нитриды III группы находят все более широкое применение в твердотельной электронике и не только в оптоэлектронных приборах (светодиоды голубого цвета свечения, лазеры, ультрафиолетовые фотоприемники), но и для создания высокочастотных мощных высокотемпературных полевых гетеротранзисторов с высокой подвижностью электронов. Этот класс приборов очень перспективен для использования в бортовых радиолокаторах с активной фазированной антенной и решеткой (АФАР) и СВЧ усилителя) общего и специального назначения (системы радиоэлектронной борьбы, наземные и спутниковые системы телекоммуникаций и связи). Основными способами выращивания приборных нитридных гетероструктур являются эпитаксия из металлоорганических соединений (МОСГФЭ) и молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ). Метод МОСГФЭ является более производительным и менее дорогостоящим, чем метод МЛЭ. Он достаточно хорошо освоен применительно к нитридным соединениям (этим методом изготавливают светодиоды и лазеры на основе GaIn). Наилучшие значения подвижности в слоях GaIn , полученные методом МОСГФЭ, составляют $900\text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при комнатной температуре и при концентрации электронов $n = 2 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-3}$.

В последнее десятилетие наблюдается значительный прогресс в изготовлении полевых гетероструктурных $AlGaN/GaN/AlGaN$ транзисторов. Недавно прошло сообщение об изготовлении прибора этого класса с углубленным Т-образным затвором [10], имеющего рекордную удельную крутизну 500 мСм/мм и частоту отсечки $f_T = 126$ ГГц.

Достижения в разработке полевых транзисторов на $AlGaN/GaN$ -гетероструктурах определяются фундаментальными характеристиками нитридных полупроводников.

С точки зрения реализации ТВПЭ $AlGaN/GaN$ -гетероструктуры выгодно отличаются от структур на базе $AlGaAs/GaAs$ благодаря следующим свойствам.

Прежде всего это широкие запрещенные зоны (E_g), возможность перехода по составу и E_g от 3,40 эВ (GaN) до 6,22 эВ (AlN). На гетерогранице $AlGaN/GaN$ возникает большой разрыв зоны проводимости $AlGaN/GaN$ (ΔE_c), что резко уменьшает токи утечки через затвор; с увеличением мольной доли Al ΔE_c растет. Для изготовления ТВПЭ используют $Al_xGa_{1-x}N$ различных составов ($x = 0,15 - 0,40$).

Разрывы зон проводимости можно оценить с учетом следующих соотношений:

$$E_{g(AlGaN)} = xE_{g(AlN)} + (1-x)E_{g(GaN)} - bx(1-x),$$

$$\Delta E_g = E_{g(AlGaN)} - E_{g(GaN)} = \Delta E_c + \Delta E_v,$$

$$\Delta E_v / \Delta E_c = 0,3 / 0,7,$$

где $b = 0,5$ эВ; ΔE_v – разрыв валентной зоны. Результаты расчетов представлены в табл. 7.1.

Таблица 7.1

Значения разрывов зон для гетероструктуры $Al_xGa_{1-x}N/GaN$

| x | ΔE_g , эВ | ΔE_c , эВ |
|-----|-------------------|-------------------|
| 0,2 | 0,484 | 0,339 |
| 0,3 | 0,741 | 0,519 |
| 0,4 | 1,008 | 0,706 |

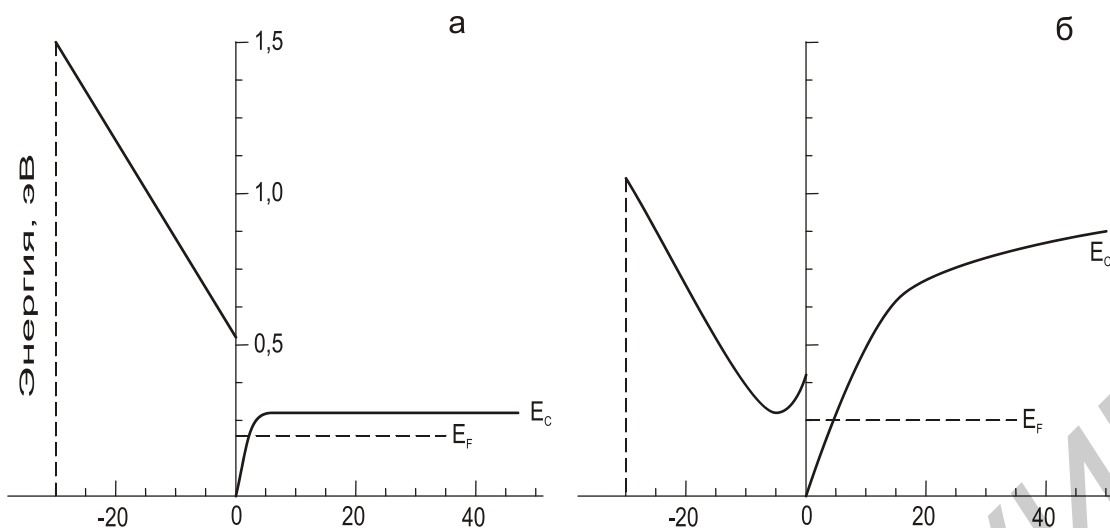


Рис. 7.1. Зонные диаграммы для ТВПЭ на основе GaN с $n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (а) и $GaAs$ (б)

На рис. 7.1 приведены энергетические диаграммы ТВПЭ-структур на основе GaN и $GaAs$. Энергетическая диаграмма $AlGaN/GaN$ – ТВПЭ в отличие от $AlGaAs/GaAs$ не имеет минимума в зоне проводимости по координате x в слое $AlGaN$, куда могли бы переходить электроны при больших токах в канале. На рис. 7.1 показано также различие в высоте энергетических барьеров на контактах затвора.

Из-за высокой степени ионности и отсутствия центра симметрии у вюрцитных GaN -материалов сильно выражены спонтанная и пьезоэлектрическая поляризации. Пьезоэлектрические коэффициенты почти на порядок больше, чем в обычных материалах $A^{III}B^V$. Пьезоэлектрический эффект в напряженном слое $AlGaN$, испытывающем упругое растяжение из-за рассогласования решеток $AlGaN$ и GaN (рис. 7.2), и различие в спонтанной поляризации между двумя материалами создают в слое $AlGaN$ электрическое поле в ДЭГ. Происходит так называемое пьезолегирование активного канала (рис. 7.3, а,б).

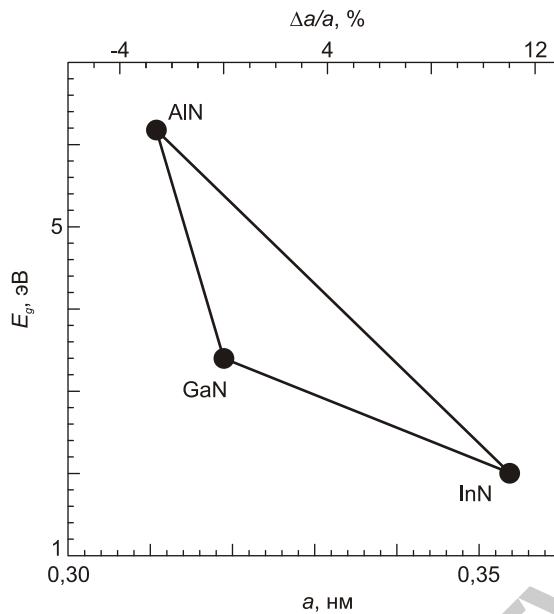


Рис. 7.2. Рассогласование решеток $AlGaN$ и GaN

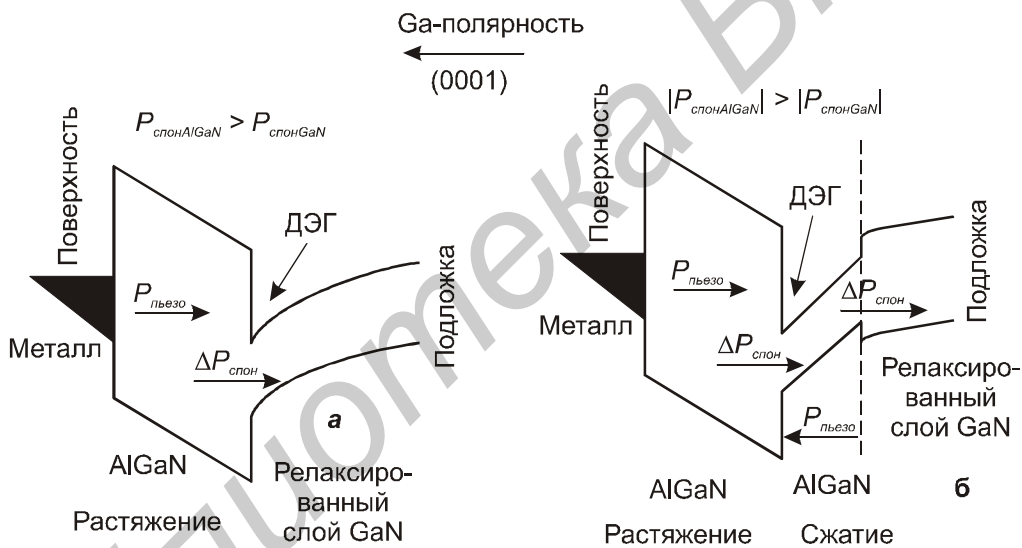


Рис.7.3. Эффекты поляризации в структуре $AlGaN$ и GaN

Плотность электронов в ДЭГ-канале ($n_s > 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$) на порядок выше, чем в $GaAs$; она обусловлена в значительной степени поляризацией. Скорость насыщения $V_s > 2,5 \times 10^7 \text{ см/с}$ в больших электрических полях в GaN также выше, чем в $GaAs$; она остается высокой и при возрастании температуры. Пробивные поля в GaN в 8 раз выше, чем в $GaAs$ ($33 \cdot 10^5$ и $4 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ соответственно), что при большом барьере на затворе ($> 1 \text{ эВ}$) позволяет прикладывать напряжение сток-исток до 100 – 400 В.

Большие значения n_s в сочетании с высокими пробивными полями обеспечивают увеличение плотности СВЧ-мощности в GaN -ТВПЭ более чем на порядок по сравнению с приборами на базе $GaAs$. Пролетные времена в субмикронном канале GaN – ТВПЭ при высоких полях уменьшены из-за

баллистического эффекта. Энергия оптических фононов в GaN велика – 91 мэВ, а в $GaAs$ – 36 мэВ, что дает возможность для баллистического пролета до достижения неупругого рассеяния на оптических фононах. Кроме того, отсутствие второго минимума в зоне проводимости GaN снимает проблему междолинного рассеяния. Для приборов из GaN с длиной канала $L = 0,1$ мкм уже достигнута предельная частота $f_T = 126$ ГГц.

Генерационно-рекомбинационные процессы через межграницные и поверхностные уровни в GaN -приборах ослаблены из-за больших значений E_g ; более слабая чувствительность к таким дефектам способствует уменьшению уровня шумов.

В три раза большая удельная теплопроводность GaN по сравнению с $GaAs$ (1,7 и 0,53 Вт/см²·К соответственно) обеспечивает работоспособность приборов выше 400°C.

Качество гетероструктур $AlGaN/GaN$ служит исходной позицией для получения оптимальных характеристик приборов. Однако по мере ужесточения требований к параметрам и степени сложности конструкций приборов все большее значение приобретают постростовые операции, в том числе:

- применение и сочетание двух разновидностей травления: сухого и мокрого;
- создание надежных контактов и других фрагментов металлизации, способных выдерживать высокие рабочие температуры;
- дальнейшая отработка пассивации поверхности.

В связи с созданием мощных СВЧ- и переключающих приборов возрастает роль выбора топологии с учетом проблемы теплоотвода, а также исследований деградации полевых GaN -транзисторов.

Усилия разработчиков GaN -ТВПЭ направлены на совершенствование как технологии получения более качественных исходных GaN -слоев и структур, так и постростовой техники изготовления приборов.

Технология эпитаксии GaN быстро развивается. Все большее число публикаций посвящено исследованиям и развитию гомоэпитаксии, поискам новых подложек и, в частности, использованию для этих целей Si . В настоящее время основным способом получения GaN -слоев остается гетероэпитаксия на изоструктурных подложках, однако вследствие геометрического несоответствия и разницы коэффициентов термического расширения создаются упругие напряжения, высокая плотность дислокаций и дефектность слоев.

Для уменьшения плотности дислокаций и соответственно улучшения качества слоев в приборных GaN -структурах все шире используют методы латерального роста. Суть процесса заключается в следующем. Методом газофазной эпитаксии с использованием металлоорганических соединений (на сапфире или SiC выращивают буферную пленку AlN , плотность дислокаций в которой достигает $5 \cdot 10^8 - 10^{10}$ см⁻², с последующим осаждением на ней слоя GaN толщиной 1 – 2 мкм). Далее на поверхность слоя GaN наносится маска SiO_2 в виде периодически расположенных узких полос шириной 7 – 10 мкм с

окнами между ними 3 – 5 мкм. Затем вновь продолжают выращивание слоя *GaN*. Процесс селективного роста начинается с образования зародышей по краям окон. По мере роста формируются островки в окнах, затем происходит их коалесценция. Последующий вертикальный рост в направлении [001] на шероховатой поверхности в середине окон идет с более высокими скоростями, чем на границах. В результате наращиваемый *GaN* формируется в пирамиду с более высокими скоростями, чем на границах. Дальнейший процесс состоит в разрастании пирамид *GaN* поверх маски в продольном направлении, т.е. осуществляется латеральный рост. Плотность дислокаций в пирамиде в области окна сопоставима с плотностью дислокаций в базовом слое, но она резко уменьшается в объеме пирамиды над маской. Образующаяся после срастания пирамидальных полос пленка толщиной в несколько микрометров содержит 10^4 - 10^5 см⁻² дислокаций.

Почти свободные от дислокаций пленки *GaN* получают с помощью двух последовательных операций латерального роста. При этом ряд окон во второй маске выделяется так, чтобы они оказались над закрытой частью первой маски.

На сегодняшний день большинство разработок *GaN*-ТВПЭ реализуются на дорогостоящих подложках сапфира и *SiC* небольшого диаметра (до 50 мм). Эта технология с успехом используется для светодиодов, лазеров, военной заказной электроники и других целей, экономически менее связанных со стоимостью единицы поверхности пластины. В целом это далеко не оптимальный путь развития *GaN*-технологии. Кремний в качестве подложек очень привлекателен не только потому, что имеет высокое совершенство, доступность и низкую цену, но также потому, что возможна интеграция *Si*-электроники с широкозонными полупроводниковыми приборами. Однако для выращивания качественных слоев *GaN* на *Si* должны быть преодолены большое рассогласование решеток, большое различие в термических коэффициентах расширения (табл. 7.2) и проникновение *Si* в *GaN*.

Таблица 7.2

Характеристики подложек для *GaN*

| Материал подложки | Рассогласование параметров решетки, % | Различие в коэффициенте термического расширения, % |
|------------------------------------|---------------------------------------|--|
| <i>AlN</i> * | 2,4 | +26 |
| <i>SiC</i> | 3,4 | +25 |
| <i>Al₂O₃</i> | 14,0 | -34 |
| <i>Si</i> | 17,0 | +36 |

- *AlN* приведен здесь, так как он используется в качестве переходного буферного слоя.

7.2. Конструкция и технология производства транзисторов на основе *GaN*

7.2.1. Подложки и структуры, формируемые на основе *GaN*

Объемные кристаллы *GaN* не производятся серийно и потому единственный широко доступный способ формирования структур на их основе

– гетероэпитаксия, т.е. выращивание GaN на подложке из другого материала. При формировании структур гетероэпитаксией необходимо учитывать ряд особенностей: различие в постоянных решетках материалов, структуре кристаллов, электрических свойствах, линейных коэффициентах термического расширения. Все эти факторы сильно ограничивают количество материалов, пригодных для формирования подложек для эпитаксии GaN .

На сегодняшний день главными претендентами на роль материалов подложек, на которых формируются структуры транзисторов с высокой подвижностью электронов, являются сапфир, карбид кремния (SiC) и кремний (Si).

Кристаллографическая ориентация GaN , осажденного на сапфир, зависит от исходной ориентации подложки.

Для подготовки поверхности сапфира перед осаждением GaN проводят отжиг подложки обдуванием воздухом при температуре $1400^{\circ}C$ в течение 5 мин. Эта процедура позволяет уменьшить шероховатость поверхности с 0,8 нм до 0,3 нм.

Азотирование сапфира в системе молекулярно-лучевой эпитаксии в азотной плазме позволяет уменьшить плотность дефектов, что оказывает влияние на подвижность носителей заряда в осаждаемом GaN .

После нескольких лет успешных разработок $AlGaN/GaN$ – ТВПЭ на сапфире выяснилось, что относительно высокое тепловое сопротивление сапфира стало ограничивающим фактором на пути улучшения мощностных характеристик приборов. Перспективной является замена подложек из сапфира на SiC и Si .

Рассмотрим структуру GaN -транзистора с высокой подвижностью электронов с углубленным Т-образным затвором на подложке из сапфира. Сапфир – это оксид алюминия Al_2O_3 . Большое рассогласование решеток сапфира и нитрида галлия (около 15 %) приводит к большой плотности дислокаций в пленке GaN . Эти дефекты являются причиной уменьшения подвижности носителей заряда, сокращения времени их жизни, уменьшения теплопроводности структуры, что ухудшает характеристики приборов на основе GaN .

Атомы в кристалле сапфира обладают ионными связями. Кристаллическая ячейка сапфира изображена на рис. 7.4. На рис. 7.4, а изображена ячейка, взгляд на которую направлен вдоль направления оси c , а рис. 7.4, б – перпендикулярно оси c . Поперечное сечение структуры показано на рис. 7.5. Структура была выращена осаждением из газовой фазы металлоорганических соединений. Использованные реагенты: триметилгаллий, триметилалюминий, аммиак и водород в качестве газа-носителя. Моносилан, разбавленный в водороде, использовался как источник легирующей примеси n -типа. Эпитаксиальная структура состоит из зародышевого слоя GaN толщиной 30 нм, нелегируемого слоя GaN толщиной 2,5 мкм.

Одним из наиболее серьезных требований ко всем типам подобных гетероструктур является низкая, не более 10^{15} см^{-3} , концентрация носителей в

буферном слое, необходимая для обеспечения межприборной изоляции и получения полной отсечки тока стока.

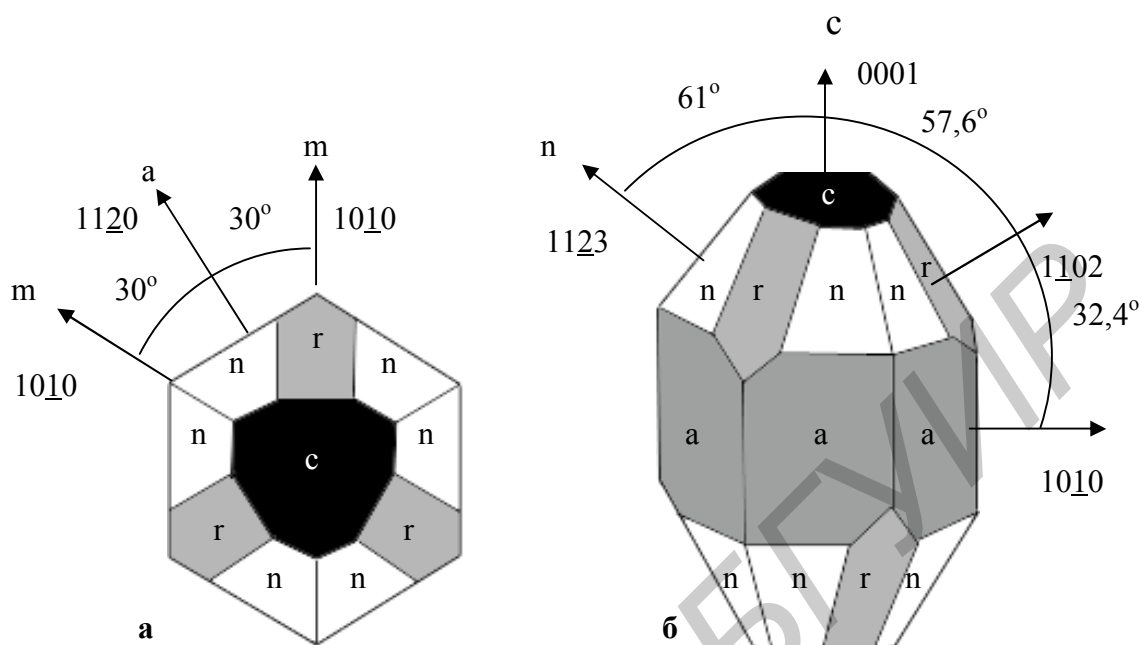


Рис.7.4. Изображение граней ячейки сапфира

Существует несколько причин, по которым выполнение этого требования путем выращивания нелегированного GaN (даже высокого кристаллического качества) сопряжено со значительными трудностями, которые в основном объясняются тем, что зародышевые слои, используемые на начальных стадиях роста нитридов на рассогласованных по параметру решетки подложках (сапфир, SiC , Si), могут образовать области с дефектной проводимостью вблизи интерфейса буферного и зародышевого слоев. В этом разделе будет дана краткая характеристика материалов подложки, технология формирования гетеропольевых структур на их основе и технологические приемы, позволяющие минимизировать дефектность проводимости границы буферного и зародышевого слоев. Для выращивания этого слоя скорости потоков аммиака и триметилгаллия в процессе осаждения из газовой фазы составили 51 и 69 мкмоль/мин соответственно. Далее были сформированы слои нелегированного $AlGaN$ и $AlGaN$, легированного кремнием до уровня 10^{18} см^{-3} толщиной 10 и 20 нм соответственно. Для их выращивания были выбраны скорости потоков аммиака, триметилгаллия и триметилалюминия 51; 29,5; 5,2 мкмоль/мин соответственно.

Для формирования меза-изоляции и для подзатворного подтравливания было использовано реактивное ионное травление в BCl_3 под давлением 3 Па с источником излучения 10 Вт. Подзатворное подтравливание используется для реализации технологии утопленного затвора, что вследствие увеличения влияния затвора на проводимость канала приводит к увеличению крутизны полевого транзистора.

Омические контакты к стоку и истоку были сформированы осаждением слоев Ti/Al (25 нм/150 нм) с последующим отжигом при температуре $900^{\circ}C$ в течение 1 мин.

Металлический затвор был выполнен осаждением слоев $Pt/Ti/Au$ толщиной 10 нм/40 нм/100 нм.

Длина и ширина затвора сформированной структуры составили 2,1 и 15 мк соответственно. Расстояние сток – исток составило 10 мк.

Сформированный транзистор имел следующие характеристики: подвижность $1100 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ (300 К), плотность носителей заряда в двумерном канале $6.8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (300 К), крутизна характеристики 146 мСм/мм, максимальный ток стока 900 мА.

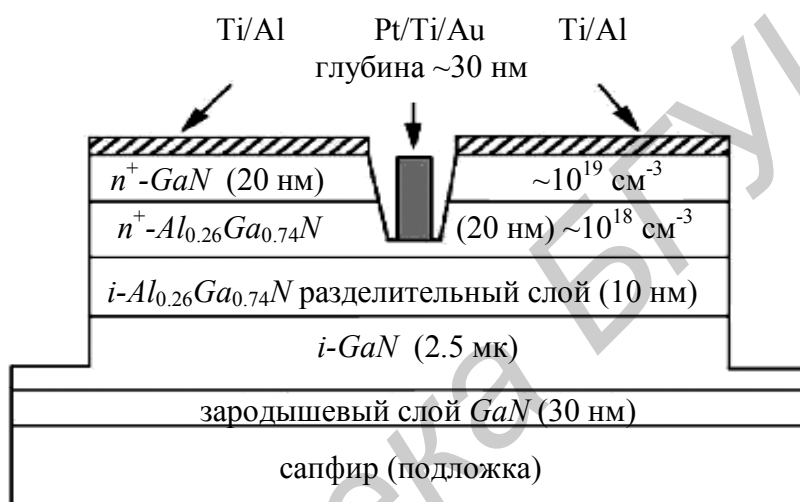


Рис. 7.5. Структура транзистора с высокой подвижностью электронов на подложке из сапфира

Карбид кремния, применяемый в качестве подложки для формирования транзисторов с высокой подвижностью электронов, имеет преимущества по сравнению с сапфиром. Во-первых, SiC и GaN имеют меньшее рассогласование постоянных кристаллических решеток, чем GaN и сапфир (3,1% и 15 % соответственно). Во-вторых, карбид кремния имеет более высокую теплопроводность, что позволяет ему рассеивать большую мощность. Кроме того, поверхность скола легче формировать у SiC , чем у сапфира, т.к. кристаллические плоскости у карбида кремния и у эпитаксиально наращиваемого GaN параллельны.

Однако SiC имеет и свои недостатки. Непосредственная эпитаксия GaN и SiC очень проблематична вследствие очень плохой взаимной смачиваемости этих материалов. Необходимо применение буферных слоев, в роли которых обычно выступают AlN и $AlGaN$. Рассогласование же решеток хоть и меньше, чем в случае с сапфиром, однако еще достаточно для формирования дефектов. Вследствие трудности формирования гладкой поверхности карбида кремния

его шероховатость после обработки большая, чем у сапфира. Главным недостатком карбида кремния является его чрезвычайно высокая стоимость.

SiC существует более чем в 250 модификациях. Элементарная ячейка, одинаковая для всех модификаций, представляет собой ковалентно связанный тетраэдр, состоящий из центрального атома углерода и четырех атомов кремния, расположенных по углам тетраэдра (рис. 7.6).

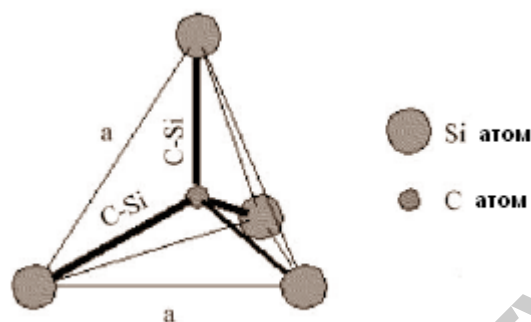


Рис. 7.6. Элементарная ячейка кристалла карбида кремния

Расстояние «а» и размер связи SiC составляют 3,08 и 1,89 Å соответственно. Закономерность, с которой элементарные ячейки повторяются в пространстве, и определяет модификацию кристалла SiC . Элементарные тетраэдрические ячейки образуют гексагональную базовую ячейку, которая имеет свою высоту. Отношение c/a для 2Н-, 4Н-, 6Н- SiC модификаций составляет соответственно 1,641, 3,271 и 4,908. Каждая модификация имеет свои уникальные электрические и оптические свойства.

Наиболее подходящими для серийного производства пластин большого диаметра являются 4Н- и 6Н- SiC модификации.

Процедура выращивания GaN на SiC может быть разделена на три логических этапа: подготовка поверхности карбида кремния, образование зародышевого слоя и выращивание CaN .

Малое рассогласование кристаллических решеток предполагает более высокое качество выращиваемой пленки CaN , однако, фактором, лимитирующим качество, становится шероховатость поверхности CaN (в 10 раз больше, чем у сапфира). Трудность обработки карбида кремния заключается в его высокой химической стабильности. В качестве варианта, позволяющего улучшить качество поверхности подложки, можно воспользоваться окислением SiC . Образовавшийся оксид кремния затем стравливается в плавиковой и соляных кислотах или посредством реактивного химического травления. Таким образом удаляются царапины и другие поверхностные дефекты.

Попытки непосредственного выращивания нитрида галлия на подложке карбида кремния при низкой температуре ($< 800^{\circ}C$) приводит к образованию зародышей островковой структуры (рис. 7.7, а).

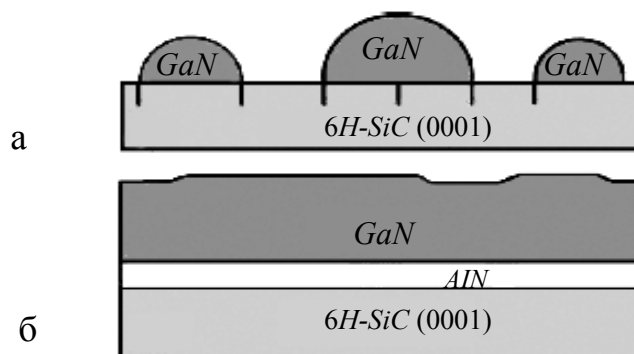


Рис. 7.7. Иллюстрация процесса осаждения пленки нитрида галлия на подложку из сапфира

В результате низкотемпературного осаждения AlN на Si образуется равномерная пленка (рис.7.7, б). Температура осаждения AlN составила $660^{\circ}C$, молекулярно-лучевая эпитаксия GaN проводилась при температуре $720^{\circ}C$. Прослойка нитрида алюминия сокращает рассогласование решеток между $6H-SiC$ и GaN и позволяет формировать более качественную эпитаксиальную пленку GaN . Высокотемпературное же осаждение AlN приводит к образованию крупных зерен AlN .

Кремниевые подложки, используемые в технологии GaN -транзисторов, отличаются своей дешевизной и высоким качеством благодаря хорошо отработанной технологии производства пластин из кремния. Кристаллическая структура кремния более совершенна, чем сапфиры и SiC , что позволяет производить пластины с чрезвычайно низкой шероховатостью поверхности.

При производстве транзисторов с высокой подвижностью электронов на основе кремниевой подложки открываются новые возможности в области интегрирования приборов на основе гетероструктур с более традиционной кремниевой электроникой.

Однако качество GaN , выращенного на Si , гораздо хуже, чем качество GaN на сапфире или на SiC . Это связано с большим рассогласованием постоянных кристаллических решеток и коэффициентов температурного расширения, а также с тем, что кремний под воздействием азотного реагента (например, при операции молекулярно-лучевой эпитаксии или осаждения металлоорганических соединений из газовой фазы) формирует аморфный нитрид, который ухудшает качество выращиваемых на нем слоев.

Структура кристалла кремния может быть представлена как две взаимопроникающие кубические кристаллические решетки, смещенные одна относительно другой вдоль направления диагонали куба на расстояние, равное четверти этой диагонали. Сторона куба $a = 0,543$ нм. Каждый атом решетки окружен четырьмя равноудаленными атомами, расположенными по углам тетраэдра. Монокристаллы кремния могут различаться ориентацией главных кристаллических осей кубической решетки относительно поверхности монокристалла. На рис. 7.8, а изображены структуры, взгляд на которые

осуществляется по направлениям вдоль ориентаций (001), (011) и (111) соответственно.

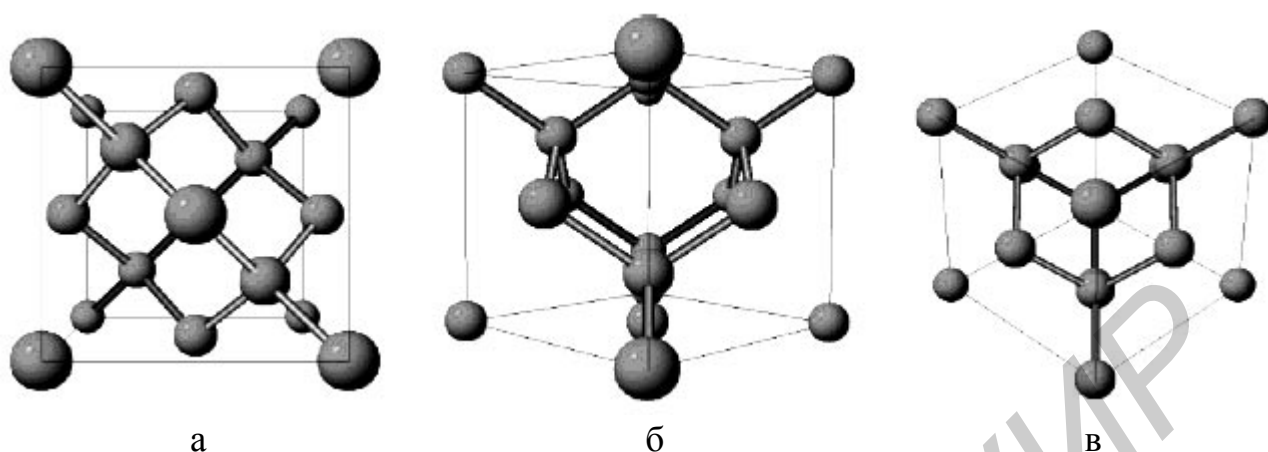


Рис. 7.8. Элементарная ячейка кремния

Производство объемных кристаллов кремния осуществляется главным образом с помощью двух методов: метода Чохральского и метода плавающих зон.

Методом Чохральского сегодня производится 85 % всех кристаллов кремния. Этот метод позволяет получить стержень кристалла кремния диаметром до 300 мм. Метод Чохральского заключается в вытягивании вращающегося стержня-затравки из расплава. Для формирования определенного типа проводимости кристалла легирующая примесь может добавляться прямо в расплав. Недостатком этого метода является высокое содержание примесей – кислорода и углерода, источниками которых являются используемые тигли – кварцевый или графитовый.

Метод плавающих зон позволяет получить стержни меньших диаметров, чем метод Чохральского, однако при этом не используются в технологическом процессе тигли, что уменьшает количество примесей и позволяет формировать более высокоомные подложки.

Для создания качественной пленки GaN на кремниевой подложке перед эпитаксией подложка обрабатывается в кипящих ацетоне, метаноле и деионизированной воде (в каждом реагенте по 5 мин) и высушиваются в потоке азота. Затем травится в 5 %-ном растворе плавиковой кислоты и окунается в кипящий раствор $HCl: H_2O_2: H_2O = 1:1:3$. После последующего погружения в раствор HF и промывки в деионизированной воде пластина снова высушивается в потоке азота. Для удаления поверхностного оксида пластина выдерживается в атмосфере водорода при температуре $1050^\circ C$.

Следующим этапом является осаждение буферного слоя AlN с помощью технологии осаждения металлоорганических соединений из газовой фазы при температуре $550^\circ C$ (низкотемпературное осаждение) или $1000^\circ C$ (высокотемпературное осаждение). Скорости подачи триметилалюминия и аммиака составляют 0,014 и 0,2 моль/мин соответственно.

После осаждения буферного слоя AlN выращивается высокотемпературная пленка GaN . Важным моментом здесь является отдельная подача триметилгаллия и аммиака в процессе осаждения металлоорганических соединений из газовой фазы. Источники G и N работают последовательно, как бы осаждавая один за другим слои галлия и азота. В результате такого подхода осаждаемые атомы имеют большую подвижность, т.к. ведут себя как адсорбированные поверхностные атомы, и при этом в какой-то степени согласуют решетки Si и AlN , компенсируя несоответствие постоянных решеток.

Наиболее качественная эпитаксия получается при осаждении GaN на Si с ориентацией (111) с промежуточным высокотемпературным слоем AlN толщиной 20 нм. Это объясняется хорошим согласованием и параллельностью атомных плоскостей выращиваемого GaN и Si , ориентированного в направлении (111).

7.2.2. Контакты металл – нитриды III группы

Создание металлических контактов для полевых $AlGaN/GaN$ -транзисторов является одним из ключевых моментов в изготовлении этих приборов. Для стока и истока требуются омические контакты, для затвора – выпрямляющий контакт – барьер Шоттки к $n-GaN$ или $n-AlGaN$.

Высота барьера Шоттки $q\phi_B$ для идеального контакта металл - полупроводник определяется работой выхода металла A_{Me} и электронным сродством полупроводника $q\chi_S$: $q\phi_B = A_{Me} - q\chi_S$ для получения полупроводника n -типа. Для GaN при 300 К $q\chi_S = 4,2$ эВ.

Реальные значения высот барьеров Шоттки довольно сильно отличаются от их значений для идеальных контактов. Такое несоответствие, как известно, связано с влиянием поверхностных состояний на границе раздела. Тем не менее для нитридов III группы как для полупроводников с преимущественной ионной связью следует ожидать выполнения данного соотношения.

В табл. 7.3 приведены идеальные и экспериментальные значения барьеров Шоттки. Видна тенденция к выполнению подобного соотношения.

Таблица 7.3

Высота барьеров Шоттки для GaN

| Металл | Работа выхода из металла, эВ | Высота барьера Шоттки $n-GaN$, эВ | |
|-----------|------------------------------|------------------------------------|-------------|
| | | Расчет | Эксперимент |
| <i>Al</i> | 4,08 | - | - |
| <i>Ti</i> | 4,33 | 0,23 | 0,10 – 0,60 |
| <i>Au</i> | 5,10 | 1,00 | 0,84 – 1,15 |
| <i>Pd</i> | 5,12 | 1,02 | 0,91 – 1,24 |
| <i>Ni</i> | 5,15 | 1,05 | 0,66 – 0,99 |
| <i>Pt</i> | 5,65 | 1,55 | 1,03 – 1,27 |

Разброс в значениях $q\phi_B$ может быть обусловлен присутствием окисла, локальными нарушениями стехиометрии поверхности, ее различной морфологией (шероховатостью) и другими причинами. Для GaN плотность поверхностных состояний на порядок меньше, чем для $GaAs$, и составляет $1,77 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$.

При создании омических контактов (ОК) используют контакт Шоттки с низким барьером. Основным требованием к ОК полевого транзистора является минимальное сопротивление истока и стока, определяющее потери, саморазогрев и предельные частоты прибора.

Омический контакт к $n-GaN$ ($AlGaN$) обычно состоит из многослойной металлической композиции. Тонкие слои металлов напыляются последовательно один на другой. Затем проводят кратковременный высокотемпературный отжиг в атмосфере азота. Металл первого слоя образует основной контакт с полупроводником. Заметим, что GaN ($AlGaN$) включает в себя летучую компоненту – азот. Следующий слой служит диффузионным барьером, препятствующим выходу атомов из полупроводника. Верхний слой защищает контакт от воздействия среды и обеспечивает присоединение электродов.

Наиболее подходящей парой металлов для ОК являются Ti и Al . Для $n-GaN$ используют Ti/Al с отжигом при 900°C в течение 30 с. Происходит разложение GaN и образуется соединение TiN . У поверхности накапливаются вакансии азота, являющиеся донорами в GaN . Приповерхностный слой становится сильнолегированным и обеспечивает туннельное проникновение через контакт. TiN имеет относительно небольшую работу выхода 3,74 эВ и способствует образованию ОК к $n-GaN$. Ti обладает низкими диффузионными качествами. Слой Al служит диффузионным барьером. На поверхности возникает фаза Al_3Ti , которая стабильна и устойчива к окислению. Сопротивление Ti/Al -контакта к $AlGaN$ -слою зависит от толщины слоя Ti , а также толщины $AlGaN$ -слоя и мольной доли Al в нем. Стандартную металлизацию осуществляют электронно-лучевым напылением $Ti(30 \text{ нм})/Al(71 \text{ нм})$ с последующим отжигом при 900°C в течение 30 с. В процессе отжига формируется металлический слой $AlTi_2N$ с обедненной азотом областью в приповерхностной части $AlGaN$ -слоя. В такой схеме все 71 нм Al реагирует с 25 нм Ti с образованием Al_3Ti . Остается 5 нм Ti для реакции с $AlGaN$. В этом случае значительная часть слоя $AlGaN$ может оставаться непрореагировавшей с Ti и доступ электронов к нижнему слою $n-GaN$ может быть затруднен. Оставшийся слой $AlGaN$ препятствует туннелированию носителей, поскольку в нем расположен широкий и высокий барьер.

Для уменьшения сопротивления ρ_s ОК следует уменьшать толщину непрореагировавшего с Ti слоя $AlGaN$. Для этого используют так называемую продвинутую схему Ti -металлизации с иными толщинами Ti (150 нм)/ Al (20 нм). В этом случае образуется фаза Ti_3Al , оставляя 85 нм Ti для реакции со слоем $AlGaN$, и формируется фаза $AlTi_2N$. Реакция происходит почти по всей толщине слоя $AlGaN$ и собственно слоя $AlGaN$ не остается.

Воспроизводимости и уменьшению сопротивления ОК способствует имплантация *Si* перед металлизацией для повышения концентрации электронов в тонком приповерхностном слое, что облегчает туннелирование носителей сквозь барьер контакта. Имплантацию *Si* проводят в сочетании с последующим отжигом при 1150°C в течение 30 с для активации внедренного *Si*.

Сочетание имплантации *Si* (40 кэВ) и продвинутой схемы *Ti*-металлизации для *AlGaN/GaN*-структур с толщиной верхнего слоя *AlGaN* 34 нм обеспечило значительное снижение сопротивления ОК до значений контактного сопротивления $R_K = 0,25 \text{ Ом} \cdot \text{мм}$ и удельного контактного сопротивления на границе раздела металл – полупроводник $\rho_s = 5,6 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$. *Ti*-металлизация имеет свои преимущества и недостатки, в частности шероховатость поверхности готовых контактов.

Многими разработчиками успешно используются несколько иные схемы *Ti/Al*-металлизации: *Ti/Al/Ni/Au*, *Ti/Al/Pt/Au*, *Ti/Al/Ti/Au*.

Применение системы *Ti*(20 нм)/*Al*(20 нм)/*Ni*(40 нм)/*Au*(40 нм) с температурой вжигания 830°C в течение 30 с позволяет получить $\rho_s = 7,7 \cdot 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$.

Сочетание металлизации *Ti* (20 нм)/*Al*(80 нм)/*Pt*(40 нм)//*Au*(150 нм) и стандартного вжигания в атмосфере азота при 900°C в течение 30 с позволяет получить $\rho_s = 5,38 \cdot 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$. Покрытие *Pt* добавлено для совместимости *Al*-металлизации с *Au*-металлизацией и для защиты *Al* при вжигании контактов.

При предварительном кратком (1 мин) химическом травлении поверхности *AlGaN* в растворе $K_2S_2O_8$: KOH под УФ-освещением с длиной волны $\lambda = 254 \text{ нм}$ контактное сопротивление уменьшается в два раза. Ни предварительный отжиг, ни сухое травление такого эффекта не дают.

Температурно стабильные ОК к $Al_{0,15}GaN$ изготовлены при применении системы *Ti* (10 нм)/*Al*(50 нм)/*Ti*(25 нм)/*Au*(30 нм)/*WSiN* (120 нм). Термостабильность этой композиции определяется стойкостью *WSiN*-диффузионного барьера и превышает 800°C, т.е. близка к температуре диссоциации *GaN*.

Создание надежного, термостабильного и воспроизводимого ОК с малым сопротивлением к *AlGaN/GaN* – сложная технологическая задача. Механизмы образования и поведения контактов изучены недостаточно.

Для создания выпрямляющего контакта к *n-GaN* и *n-AlGaN*, т.е. затвора Шоттки, следует использовать металл с большой работой выхода, в частности *Pt* или *Ni*. Показано, что значения высот барьеров для *AlGaN* выше, чем для *GaN*, а степень закрепления уровня Ферми у границы раздела меньше. Например, высота барьера для *Ni* на $n-Al_{0,15}GaN$ составила 1,26 эВ.

Здесь также применяют двух- и трехслойные композиции металлов, в том числе *Pt/Ti/Au*. Важной проблемой для барьеров Шоттки является их термостабильность. Использование силицидов *Pt* и *Ni* увеличивает термическую стабильность барьеров. Однако силициды не образуют термодинамически равновесных композиций с *GaN*, что создает опасность

деградации контактов с образованием соединений $Me-Ga$ и $Si - N$. Проблема надежных и воспроизводимых контактов еще не решена.

7.3. Электрические характеристики транзисторов на основе структур $AlGaN/InGaN$

При осуществлении эпитаксии слоев GaN и $AlGaN$ в процессе производства транзисторов с высокой подвижностью электронов методом осаждения металлоорганических соединений из газовой фазы наиболее распространенный технологический метод изготовления приборов этого типа следующий: металлические компоненты пленки транспортируются в виде паров металлоорганических летучих соединений в реактор, смешиваются с газообразным окислителем, после чего происходит разложение паров в реакторе с горячими стенками или на нагретой подложке и образование пленки. Металлоорганические соединения служат источником углерода, который попадает в высокоомный слой GaN . Углерод может проникать в эпитаксиальный слой и в результате автолегирования при использовании подложки из карбида кремния.

В любом случае вопрос о влиянии примеси углерода на свойства исследуемых структур актуален и требует отдельного рассмотрения, так как примеси углерода ответственны за явление так называемого коллапса тока.

Явление коллапса тока проявляется в уменьшении тока стока полевого транзистора при приложенном высоком напряжении сток-исток. При этом в области выходной вольт-амперной характеристики, соответствующей насыщению, появляется участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением (рис. 7.9).

В результате уменьшения тока снижается выходная мощность прибора. При больших приложенных напряжениях сток-исток и напряжениях на затворе образуются горячие носители заряда, которые уже не ограничиваются потенциальной ямой, образованной гетероструктурой, и попадают в прилегающие области, где рассеиваются на межзонных ловушках. Проводящий канал теряет носители заряда, в результате чего уменьшается ток стока, т.е. количество электронов, дошедших от истока к стоку.

При освещении транзистора электроны не захватываются ловушками, остаются в зоне проводимости и участвуют в протекании тока от истока к стоку. Таким образом, при освещении структуры явление коллапса тока компенсируется.

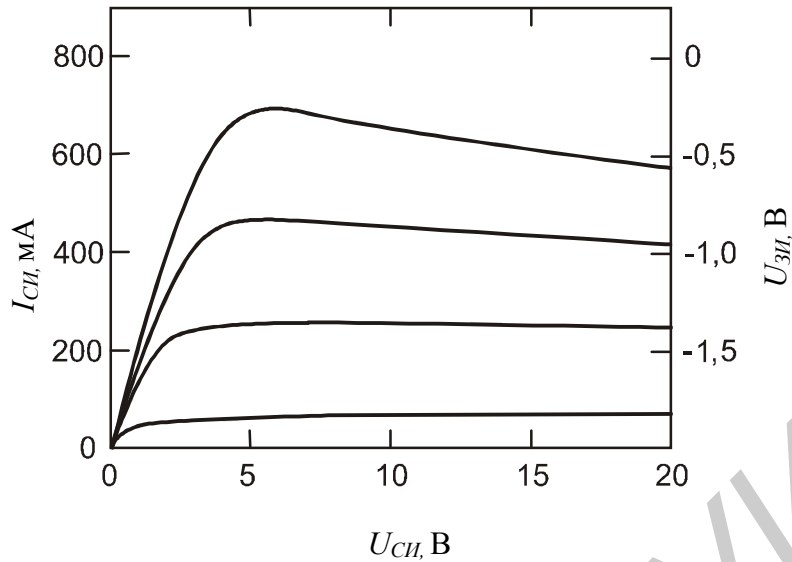


Рис.7.9. Выходные характеристики транзистора с высокой подвижностью электронов

Вольт-фарадные ($C-U$) характеристики широко применяются для анализа распределения концентрации носителей заряда по глубине полупроводника, на котором сформирован контакт Шоттки:

$$N(x) = \frac{C(U)}{q\epsilon\epsilon_0 dc / dV}, \quad (7.1)$$

где $N(x)$ – концентрация носителей на участке dx , на который расширилось ОПЗ контакта Шоттки при приложении напряжения dV , и при этом барьерная емкость уменьшилась на величину dc .

Из данных $C-V$ характеристик, снятых для структур $AlGaIn/GaN$, в координатах величина барьерной емкости контакта – обратное напряжение затвор – исток, можно определить величину напряжения $U_{зи}$, при котором ОПЗ достигает квантовой ямы.

В качестве примера проанализируем $C-V$ характеристику, измеренную на частоте 1 МГц, транзистора, имеющего следующие топологические размеры: длина затвора – 1,0 мкм, ширина затвора сформированного на кремниевой подложке – 120 мкм. На рис. 7.10 хорошо виден момент, когда кривая $C(V)$ меняет свой наклон и начинает спускаться более полого. Это говорит о том, что ОПЗ проникла в область с более высокой концентрацией носителей заряда, и дальнейшее увеличение напряжения на затворе приводит уже к меньшему увеличению ОПЗ, и, следовательно, к меньшему изменению емкости. Как видно из рисунка, это произошло при $U_{зи} = 0,5$ В. Следовательно, глубину залегания квантовой ямы можно определить по формуле Гаусса

$$X(U) = \frac{\epsilon\epsilon_0}{C(V)}, \quad (7.2)$$

определив величину емкости из рис. 7.10 при $U_{зи} = 0,5$ В.

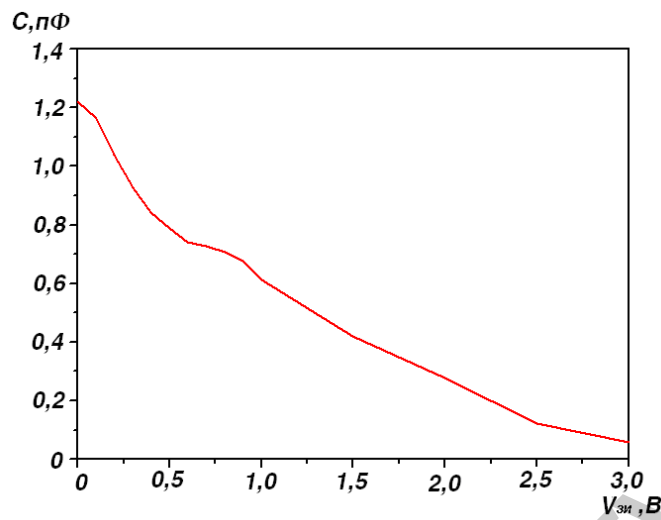


Рис. 7.10. Вольт-фарадная характеристика структуры $AlGaIn/GaN$

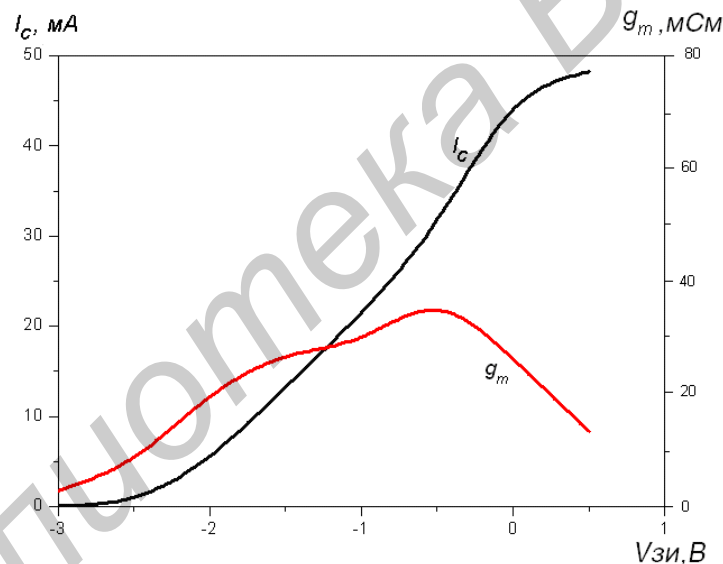


Рис. 7.11. Зависимость тока стока I_c и крутизны g_m от напряжения на затворе

На рис. 7.11 приведены зависимость тока стока I_c и крутизны g_m от напряжения на затворе. Напряжение сток-исток равнялось 2,5 В.

Видно, что максимальное значение крутизна достигает при $V_{зи} = -0,5$ В. Очевидно, что именно в этот момент ОПЗ достигает квантовой ямы. Эти данные хорошо согласуются с данными, описанными ранее.

7.4. Последние разработки и новые конструкции

Из проведенного анализа в [12] следует, что для выбранной величины мольной доли Al и при постоянной полной толщине $d_1 + d_2$, где d_1 – толщина барьерного слоя $AlGaIn$, d_2 – толщина верхнего слоя GaN , эффективная

высота барьера $q\phi_B$ имеет максимум для определенной толщины d_2 . Однако следует иметь в виду, что концентрация электронов в ДЭГ-канале несколько уменьшается с увеличением d_2 . Проведенная оптимизация привела к следующим результатам. При толщине верхнего слоя GaN 7,5 нм на основном барьерном слое $Al_xGa_{1-x}N$ (22,5 нм) с $x = 0,25 - 0,3$ достигнуто существенно увеличение барьера (на 0,27 – 0,37 эВ) при минимальном уменьшении концентрации электронов в канале. Например, высота барьера в структуре GaN (7,5 нм) / $Al_{0,25}GaN$ (22,5 нм) / GaN составила 1,89 эВ при $n_s = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Такое увеличение высоты барьера приводит к уменьшению токов утечки затвора без увеличения общей толщины барьера и мольной доли Al в слое $AlGaN$.

Аналитические и экспериментальные исследования показали, что включением In в барьерный слой ТВПЭ-структуры, т.е. созданием гетероперехода $Al_xIn_yGa_{1-x-y}N/GaN$, с подбором состава по x и y можно управлять поляризацией: при согласовании постоянных решетки твердого раствора и GaN пьезоэлектрическая поляризация может быть сделана малой; при определенном выборе состава, наоборот, преобладающим на границе раздела может быть заряд, индуцированный пьезоэлектрической поляризацией, поскольку спонтанные поляризации в GaN и InN близки и их разность $\Delta P_{спон}$ пренебрежимо мала.

Учет поляризационных эффектов вносит корректировку в решение задачи минимизации сопротивления омических контактов стока и истока. Ранее предполагали необходимость полного снятия барьерного $AlGaN$ -слоя в местах расположения омических контактов. Однако оптимальным для формирования низкоомного омического контакта может быть только частичное уменьшение толщины барьерного слоя, в том числе химическим травлением.

В последних разработках GaN -гетеротранзисторов используют современные технологические приемы: методы латериального роста, применение встроенных $AlN(Al_xGa_{1-x}N)$ -слоев, δ -легирование и т.д. исходя из требований оптимизации параметров приборов.

Противоречивые требования: увеличение тока $I_{сmax}$, крутизны g_m , и уменьшение тока утечки затвора I_3 решаются разными способами. Для повышения $I_{сmax}$ необходимо увеличение n_s и μ . Для достижения высокой крутизны толщину барьерного слоя $AlGaN$ уменьшают до 12 нм. Однако при создании GaN ТВПЭ с тонким барьерным слоем уменьшается n_s и возрастает I_3 . Для наполнения ДЭГ-канала электронами в дополнение к пьезолегированию применяют модулированное легирование введением легированной прослойки в барьерный слой. Для структуры $AlGaN/AlN/GaN$ с дельта-легированием после выращивания слоя $AlGaN$ 5 нм) получены следующие характеристики: $n_s = 2,35 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, $\mu = 1060 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Приборы с длиной затвора $L_3 = 0,25 \text{ мкм}$ имеют параметры: $I_{сmax} = 1,5 \text{ А/мм}$ при напряжении на затворе $V_3 = +1 \text{ В}$,

$g_m = 240$ мСм/мм, $f_T = 50$ ГГц и $f_{max} = 130$ ГГц; при $L_3 = 0,15$ мкм – $I_{cmax} = 1,8$ А/мм, $q_m = 330$ мСм/мм, $f_T = 70$ ГГц [13].

Реализован *CaN* ТВПЭ [14], в котором кроме модулированного легированного барьерного слоя имеется нижний легированный *n*-слой *AlGaN* (под *GaN*), электроны из которого стекают в ДЭГ-канал под действием отрицательных поляризационных зарядов, расположенных на нижней гетерогранице *GaN/AlGaN* (рис. 7.12). В такой структуре, состоящей из (сверху) 4 нм нелегированного $Al_{0,3}Ga_{0,7}N/5$ нм, легированного *Si* до $4 \cdot 10^{19}$ см⁻³ $Al_{0,3}Ga_{0,7}N/3$ нм, нелегированного $Al_{0,3}Ga_{0,7}N/25$ нм нелегированного *GaN*/10 нм, легированного *Si* до 10^{19} см⁻³ · $Al_{0,09}Ga_{0,91}N/1$ мкм *AlGaN/SiC*, получены $n_s = 2,8 \cdot 10^{13}$ см⁻², $\mu = 850$ см²/(В · с) при 300 К [15].

Изготовлен транзистор с двойной гетероструктурой *AlGaN/InGaN* [15], где из-за напряжения сжатия в тонком слое *InGaN* (5 нм) возникает поле пьезополяризации, способствующее локализации электронов в более глубоком ДЭГ-канале. Здесь существенно уменьшен заряд, захватываемый на ловушках, исключено падение тока в результате захвата.

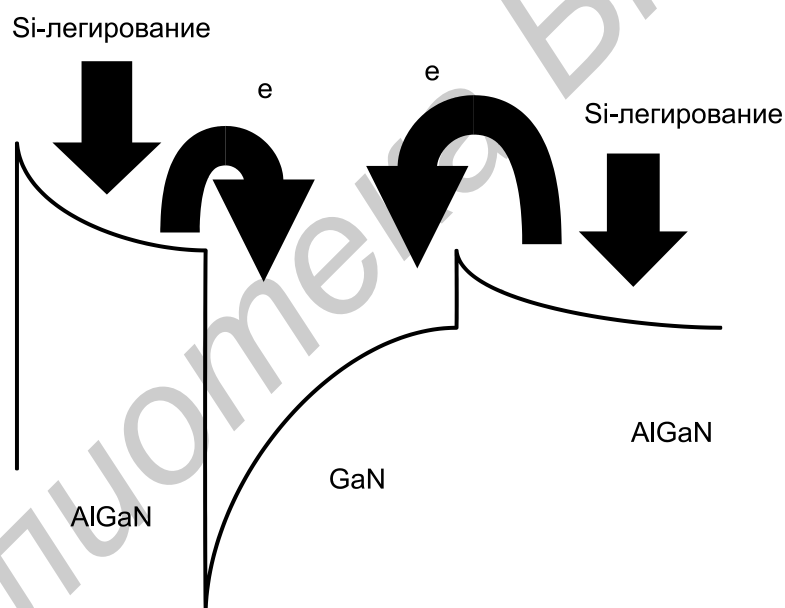


Рис. 7.12. Потенциальный профиль (край зоны проводимости E_c) $AlN/GaN/AlGaN$ - гетероструктуры с верхним и нижним легированным $AlGaN$ -слоем

Ток утечки затвора ограничивает мощностные и переключательные характеристики прибора, определяет пробивные напряжения и его надежность. Замена барьера Шоттки на МОП-затвор уменьшает I_3 на 4 – 6 порядков даже при $T > 300^\circ C$ [16].

Среди опробованных диэлектриков (SiO_2 , Si_3N_4 , AlN , Ga_2O_3 и др.) наилучшими оказываются Sc_2O_3 и MgO [17]. Окислы Sc_2O_3 и MgO наносили с помощью МЛЭ при $100^\circ C$. Было проведено сравнение полученных приборов с аналогичными, в которых применили SiN в качестве подзатворного

диэлектрика. Оба окисла обеспечивали увеличение выходной мощности и линейность усиления в более широком диапазоне выходной мощности. При использовании Sc_2O_3 и MgO оказалось, что в значительной степени подавлено отрицательное воздействие поверхностных состояний, приводящих к изменению тока. МОП-затвор с Sc_2O_3 не деградировал при облучении протонами 40 мэВ дозой $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Окислы Sc_2O_3 и MgO могут быть успешно использованы для создания как затворного диэлектрика, так и пассивирующего покрытия с минимумом ловушек на границах с Me и GaN . Еще одним преимуществом GaN ТВПЭ оказалась возможность изготовления приборов с малыми шумами, низкой рассеиваемой мощностью в сочетании с высокими пробивными напряжениями.

Известно, что в $InP-CaAs$ ТВПЭ достигают малого шума и низкой рассеиваемой мощности, но эти приборы имеют малые пробивные напряжения (менее 5 В). Однако для ряда важных применений требуется создание устойчивых к пробоем низкошумящих микроволновых усилителей на основе ТВПЭ. Такие усилители нужны для радаров с антеннами в виде фазированных решеток (АФАР), где присутствует малый входной и большой выходной СВЧ-сигналы. GaN ТВПЭ, стоящий в усилителе приемного тракта такой системы, будет обладать большой выживаемостью в условиях возможного проникновения СВЧ-импульсов большой мощности от выходного сигнала.

В [18] сообщается о разработке такого транзистора. Приборы изготовлены методом плазмы МЛЭ на SiC -подложках. Сопротивление омических контактов, полученных испарением Ti/Al , составляло 0,7 Ом, сопротивление сток – исток – 350 Ом. Ширина затвора Ni/Au – от 50 до 100 мкм, длина $L_3 = 0,15$ мкм, расстояния затвор – исток $L_{3и} = 0,65$ мкм, затвор – сток $L_{3с} = 0,85$ мкм, исток – сток $L_{ис} = 1,5$ мкм. Прибор имел характеристики: $I_{max} = 1,6$ А/мм при $V_{3и} = 2$ В, $g_m = 220 - 280$ мСм/мм. Фактор шума измеряли при $I_c = 9,8$ мА, $V_{cu} = 1$ В; мощность рассеяния на постоянном токе была равна 9,8 мВт/мм. Минимум фактора шума 0,75 дБ на 10 ГГц и 1,5 дБ на 20 ГГц. Эти GaN ТВПЭ имели пробивное напряжение – 40 В.

Сокращение расстояния L_{cu} в GaN ТВПЭ привело к уменьшению паразитных сопротивлений, значительно улучшило характеристики шума при малом смещении V_c и дало в результате низкую рассеиваемую мощность на постоянном токе. По шумам GaN – ТВПЭ сравнимы с $GaAs$ p -ТВПЭ, однако, имеют дополнительное преимущество – высокое пробивное напряжение.

Литература

1. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. В 2 т. Т.2: Пер. с англ. – М.: Мир, 1982, 1989. – 453 с.
2. Колосницын Б.С. Элементы интегральных схем. Физические основы. – Мн.: БГУИР, 2001. – 138 с.
3. Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия: Пер. с англ. – М.: Мир, 1991. – 632 с.
4. Полевые транзисторы на основе арсенида галлия. Принцип работы и технология изготовления: Пер. с англ. – М.: Радио и связь, 1988. – 488 с.
5. Старосельский В.И. Электронные приборы на основе арсенида галлия. – М.: МИЭТ, 1997. – 72 с.
6. Zakuonne M., Cordier Y., Bollaert S., Fevve D, D.Theron and Crosnir Y.// Solid State Electronics. 2000. Vol. 44. P. 1685 – 1688.
7. Boudrissa M., Delos E., Cordier Y., Theron D., and J.C.De Jaeger // IEE Electron Device Lett. Nov. 2000. Vol 21. P. 512 – 514.
8. Mahajian A., Avafa M., Fay P., Cancan C. and Aesida I. // IEEE Electron Devices Lett. 1998. Vol. 45. P. 2422 – 2429.
9. Dumka D.C., Hoke W.E. et all // IEE Electron Device Lett. 2001. Vol. 22.
10. Deng J., Gaska R., Shir M. et all // Ibid, 2000, ss1. W 45.
11. Александров С.Б., Баранов Д.А. и др. // Физика и техника полупроводников. Т. 38. 2004. С. 1275 – 1277.
12. Ковалев А.Н. // Изв. вузов. Материалы электронной техники. 2003. № 2. С. 4 – 14.
13. Dupuits R. // Electrton Lett., 2002. V. 38. P. 423.
14. Maeda M., Tsubara K. et all // Mater. Res., Soc. Symp. Pnoc., 2002. V. 693. P. 811-816.
15. Wang H., Zhang J. et all // MRS Symp. On Nitrides. Abstr. – Boston, 2002. L. 99. P. 284.
16. Clareke F., Ho F. et all // Ibid. L 910. P. 284.
17. Gillespie J., Fitch R. et all // IEE Electron Device Lett. 2002. V. 23. № 9. P. 505-507.
18. Moon J., Micovic M. et all // Ibid. V. 23. № 11. P. 637-639.

Учебное издание

Колосницын Борис Сергеевич

**ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ НА ОСНОВЕ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ**

Учебно-методическое пособие
по дисциплине «Физика полупроводниковых приборов»
для студентов специальностей «Квантовые информационные
системы» и «Микро- и нанoeлектронные технологии и системы»
дневной и заочной форм обучения

Редактор Т.П. Андрейченко
Корректор Е.Н. Батурчик

| | | |
|--------------------------------|-------------------------|--------------------|
| Подписано в печать 29.05.2006. | Формат 60x84 1/16. | Бумага офсетная. |
| Гарнитура «Таймс». | Печать ризографическая. | Усл. печ. л. 6,16. |
| Уч.-изд. л. 6,0. | Тираж 100 экз. | Заказ 18. |

Издатель и полиграфическое исполнение: Учреждение образования
«Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники»
ЛИ №02330/0056964 от 01.04.2004. ЛП №02330/0131518 от 30.04.2004.
220013, Минск, П. Бровки, 6