



МИР электроники

Г. Красников

Конструктивно–
технологические
особенности
субмикронных
МОП–транзисторов

Издание 2–е, исправленное

ТЕХНОСФЕРА

Москва

2011





Издание осуществлено при поддержке
ОАО «НИИ молекулярной электроники и завод «Микрон»

УДК 621.382

ББК 32.852

К78

К78 Красников Г.Я.

**Конструктивно-технологические особенности субмикронных
МОП-транзисторов**

Издание 2-е, исправленное

Москва: Техносфера, 2011. – 800 с. , ISBN 978-5-94836-289-2

В книге рассмотрены особенности работы субмикронных МОП-транзисторов, описаны направления развития и ограничения применения методов масштабирования транзисторов, представлены требования к подзатворным диэлектрикам и технологии их формирования, различные конструкции сток-истоковых областей МОПТ и технологические процессы создания мелкозалегающих легированных слоев. Рассмотрены проблемы влияния масштабирования размеров элементов в субмикронную область и особенностей технологических процессов на надежность и долговечность субмикронных МОП-транзисторов. Представлены данные о влиянии технологических процессов изготовления субмикронных СБИС (процессов плазменной обработки, ионного легирования и технологических операций переноса изображения) на деградацию подзатворного диэлектрика, а значит – на уровень выхода, надежность и долговечность годных готовых изделий.

Книга предназначена для специалистов в области проектирования и разработки технологии изготовления КМОП СБИС, а также для студентов старших курсов, аспирантов и преподавателей технических вузов.

УДК 621.382

ББК 32.852

© Красников Г.Я., 2011

© 2011, ЗАО «РИЦ «Техносфера», оригинал-макет, оформление

ISBN 978-5-94836-289-2

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	10
ГЛАВА 1	
ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ СУБМИКРОННЫХ МОП-ТРАНЗИСТОРОВ.....	11
1.1. Введение.....	11
1.2. Короткоканальные эффекты в МОПТ	12
1.2.1. Зависимость порогового напряжения от длины канала	12
1.2.2. Узкоканальный эффект	14
1.2.3. DIBL-эффект.....	15
1.3. Ток стока одномерного длинноканального МОПТ.....	16
1.3.1. Случай сильной инверсии.....	16
1.3.2. Режим слабой инверсии	19
1.4. Ток стока короткоканального транзистора.....	20
1.4.1. Универсальная зависимость подвижности носителей от напряженности эффективного электрического поля. Концепция эффективного поля	20
1.4.2. Отклонение от универсальной зависимости	24
1.4.3. Зависимость подвижности электронов от напряженности продольного электрического поля.....	28
1.4.4. Насыщение скорости носителей	29
1.4.5. Ток стока в линейной области.....	30
1.4.6. Распределение напряженности продольного электрического поля в канале	35
1.4.7. Длина области насыщения скорости носителей	39
1.4.8. Ток насыщения стока	41
1.5. Модель порогового напряжения МОПТ в глубоком субмикронном диапазоне	44
1.5.1. МОПТ без LDD-области.....	50
1.5.2. МОПТ с LDD- областью.....	51
1.5.3. Влияние напряжения на стоке.....	53
1.5.4. Оценки характеристической длины l	55
1.6. Аналитическая модель тока стока, учитывающая эффект превышения равновесной скорости носителей (overshoot)	57
1.7. Распределение электрического поля вблизи стока МОПТ со структурой LDD	62
1.8. Короткоканальный эффект в субмикронных p-МОПТ со скрытым каналом	64
1.9. Ток утечки стока, индуцируемый напряжением на затворе (GIDL-эффект).....	67
1.9.1. Квазидвумерная модель	72
1.9.2. Зависимость GIDL-тока от параметров LDD-структуры.....	74
1.10. Туннельный перенос носителей в стоковом переходе.....	77
1.11. Обратный короткоканальный эффект.....	78
1.12. Влияние квантования энергии носителей в инверсном слое	81
ЛИТЕРАТУРА	83

ГЛАВА 2	
ПРИНЦИПЫ И ОГРАНИЧЕНИЯ МАСШТАБИРОВАНИЯ МОПТ	87
2.1. Введение (историческая справка).....	87
2.2. Методы масштабирования МОПТ	89
2.2.1. Метод масштабирования с сохранением напряженности электрического поля.....	89
2.2.2. Обобщенный метод масштабирования	91
2.2.3. Метод селективного масштабирования.....	93
2.3. Закономерности изменения основных характеристик МОПТ при масштабировании.....	94
2.3.1. Нагрузочная способность МОПТ.....	94
2.3.2. Ограничения, связанные с током утечки	95
2.3.3. Ограничения, обусловленные надежностью (эффект горячих носителей и пробой окисла).....	97
2.4. Тенденции масштабирования и требования к последовательному сопротивлению МОПТ	98
2.5. Компромисс между быстродействием, напряжением питания и надежностью	103
2.6. Два сценария масштабирования	104
2.7. Компромисс между приборными характеристиками и рассеиваемой мощностью. Проблема немасштабируемости порогового напряжения	106
2.8. Плотность рассеиваемой мощности в масштабируемых приборах.....	109
2.9. Перспективы масштабирования КМОП СБИС	110
2.10. Структура приборов и технология ее реализации	111
2.10.1. Краткий исторический экскурс развития КМОП-технологии	111
2.10.2. Современное состояние КМОП-технологии.....	112
2.10.3. Проблемы масштабирования глубокосубмикронных МОПТ	114
2.11. Масштабирование МОПТ в области суб-0,1-мкм размеров.....	117
2.11.1. Масштабирование МОПТ с $L_g = 40$ нм.....	117
2.11.2. Масштабирование МОПТ с $T_{ox} = 1,5$ нм.....	117
2.11.3. Возможные пределы уменьшения размеров МОПТ	118
ЛИТЕРАТУРА	119

ГЛАВА 3	
ФОРМИРОВАНИЕ ПОДЗАТВОРНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ	
СУБМИКРОННЫХ МОПТ.....	123
3.1. Введение.....	123
3.2. Методы формирования подзатворных диэлектрических слоев на основе SiO_2	127
3.3. Дефектность и надежность тонких подзатворных окислов, полученных термическим окислением в среде с малым содержанием кислорода	132
3.4. Проникновение бора через подзатворный окисел.....	135
3.4.1. Обратный короткоканальный эффект в p-МОПТ с поверхностным каналом, обусловленный проникновением бора в область канала	139
3.5. Улучшение характеристик подзатворных окислов методом нитрирования...141	
3.5.1. Термическое нитрирование слоев SiO_2 в NH_3	143
3.5.2. Оптимизация процесса термического нитрирования подзатворного окисла в среде NH_3 при изготовлении n- и p-МОПТ.....	144

3.5.3. Нитрирование подзатворного окисла в среде закиси азота (N_2O)	152
3.5.4. Влияние горячих носителей на МОПТ с подзатворным окислом, нитрированным в среде N_2O	157
3.5.5. Термическое нитрирование подзатворных окислов МОПТ в среде окиси азота (NO)	164
3.5.6. Эффективная подвижность носителей в МОПТ с подзатворным окислом, легированным в N_2O или NO	169
3.6. Низкотемпературное формирование подзатворных диэлектриков с использованием плазмостимулированных процессов в режиме «отдаленной» плазмы	173
3.7. Формирование подзатворных окислов различной толщины. Окисление кремния, локально легированного азотом	177
3.8. Подзатворные слои оксинитрида кремния, изготавливаемые методом быстрого термохимического осаждения из газовой фазы	180
3.8.1. Формирование слоев оксинитрида кремния	182
3.8.2. Электрофизические характеристики оксинитридных слоев (SiO_xN_y), формируемых RTCVD-методом	183
3.8.3. Электрические характеристики МОП-структур и МОПТ с подзатворным слоем SiO_xN_y	187
3.9. Двухслойный подзатворный диэлектрик нитрид кремния-диоксид кремния	190
3.10. Формирование подзатворных слоев нитрида кремния методом струйного осаждения из газовой фазы	196
3.11. Альтернативные подзатворные диэлектрики с высокой диэлектрической проницаемостью	202
ЛИТЕРАТУРА	210
ГЛАВА 4	
ФОРМИРОВАНИЕ СТОК-ИСТОКОВЫХ ОБЛАСТЕЙ	219
4.1. Введение	219
4.2. Быстрый термический отжиг сток-истоковых областей МОПТ	221
4.2.1. Быстрый отжиг в реакторах с холодными стенками	222
4.2.2. Быстрый отжиг в реакторах с горячими стенками	226
4.3. Ионно-пучковая имплантация	229
4.3.1. Влияние имплантационных нарушений на диффузию примесей	229
4.3.2. Особенности имплантации ионов BF_2^+ и As^+	237
4.3.3. Нестационарная ускоренная диффузия примесей	246
4.3.4. Предварительная аморфизация кремния мелкозалегающих SDE-областей	252
4.3.5. Каналирование бора при имплантации ионов низких энергий	258
4.3.6. Влияние состава газовой среды отжига на параметры мелкозалегающих легированных слоев	260
4.3.7. Влияние скорости нарастания и спада температуры отжига на параметры легированных слоев	262
4.3.8. Использование высокомолекулярных соединений при ионной имплантации	264
4.3.9. Влияние последовательности термических операций на параметры имплантированных слоев	268

4.3.10. Влияние остаточных имплантационных дефектов на характеристики субмикронных МОПТ	271
4.3.11. Теневой эффект при ионной имплантации	273
4.4. Ионно-плазменная имплантация	278
4.4.1. Ионно-плазменная имплантация бора	280
4.4.2. Ионно-плазменная имплантация мышьяка и фосфора	285
4.5. Сравнение методов ионно-плазменной и ионно-пучковой имплантации ...	287
4.6. Формирование мелкозалегающих слоев методом быстрой диффузии из газовой фазы	289
4.7. Формирование SDE-областей быстрой диффузией из легированного окисла.....	294
4.8. Конструктивно-технологические проблемы субмикронных МОПТ	298
4.8.1. Ограничения использования LDD-структур	298
4.8.2. Уменьшение размеров LDD-областей и надежность МОПТ	300
4.8.3. МОПТ с асимметричной LDD-структурой.....	304
4.8.4. Обратная последовательность формирования LDD- и контактных сток-источковых областей.....	307
4.8.5. Структура типа LATID	312
4.8.6. Структура стока с rocket-областями.....	322
4.8.7. МОПТ с поликремниевыми контактами	329
4.8.8. Использование приподнятых сток-источковых областей в МОП-структурах.....	330
4.8.9. МОПТ со сток-источковыми областями, содержащими полицидный спейсер (S ⁴ D)	337
ЛИТЕРАТУРА	342

ГЛАВА 5

ФОРМИРОВАНИЕ ОБЛАСТИ КАНАЛА СУБМИКРОННЫХ МОПТ	349
5.1. Структура области канала субмикронного МОПТ	349
5.2. МОПТ с ретроградным распределением примеси в области канала	355
5.2.1. Пороговое напряжение МОПТ с ретроградным распределением примеси в канале	358
5.2.2. Ток стока МОПТ с ретроградным (ступенчатым) распределением примеси в области канала.....	364
5.2.3. Экспериментальные характеристики МОПТ с ретроградным распределением примеси в области канала.....	372
5.2.4. Особенности легирования области канала n-МОПТ индием	374
5.2.5. Формирование области канала с ретроградным распределением примеси ионной имплантацией через структуру затвора.....	379
5.2.6. Использование эпитаксиального наращивания кремния для формирования ступенчатого распределения примеси в области канала МОПТ	382
5.3. МОПТ с латерально-неоднородным распределением примеси в области канала.....	386
5.3.1. Оптимизация порогового напряжения pocket-МОПТ в короткоканальной области.....	390
5.3.2. Концепция полного подавления спада и подъема $V_i(L_c)$ для МОПТ со структурой SMART-Pocket	395

5.3.3. Формирование pocket-областей после отжига сток-истоковых слоев.....	398
5.3.4. Суб-0,1-микронные МОПТ с pocket-областями, легированными индием и сурьмой.....	401
5.4. p-канальные МОПТ со скрытым каналом	405
5.4.1. Пороговое напряжение p-МОПТ со скрытым каналом	409
5.4.2. Особенности легирования бором скрытого канала p-МОПТ методом ионной имплантации	415
5.4.3. Методы формирования скрытого канала ВС-p-МОПТ	418
5.4.4. Латеральное легирование PTS-областей ВС-p-МОПТ	428
5.5. МОПТ с областью канала «канавочного» типа	430
ЛИТЕРАТУРА	432

ГЛАВА 6

ФОРМИРОВАНИЕ ЗАТВОРА СУБМИКРОННЫХ МОПТ 437

6.1. Введение.....	437
6.2. Поликремниевые затворы	439
6.2.1. Влияние обеднения носителями поликремниевого затвора на характеристики МОПТ.....	439
6.2.2. Влияние микроструктуры поликремния на степень обеднения затвора носителями	441
6.2.3. Снижение степени проникновения бора из затвора в область канала ионной имплантацией азота	444
6.2.4. Другие методы снижения эффекта проникновения бора в канал p-МОПТ.....	448
6.2.5. Формирование затворов n+-и p+-типов осаждением легированных слоев поликремния.....	451
6.2.6. Оптимизация термического бюджета при легировании поликремниевого затвора.....	453
6.2.7. Эффект рассогласования параметров близкорасположенных МОПТ.....	458
6.3. Силицидная технология формирования затворов субмикронных МОПТ ...	461
6.3.1. Формирование затворов по самосовмещенной технологии.....	461
6.3.2. Затворы на основе силицида титана.....	465
6.3.3. Технологические методы интенсификации фазового превращения C49–C54 TiSi ₂	472
6.3.4. Силицидные затворы на основе CoSi ₂	484
6.3.5. Термическая стабильность слоев CoSi ₂	488
6.3.6. Методы повышения термической стабильности слоев CoSi ₂	491
6.3.7. Силицидные затворы на основе NiSi.....	500
6.4. Полицидные затворы КМОП-приборов	501
6.4.1. Особенности технологии формирования полицидных затворов	501
6.4.2. Нанесение слоев силицида вольфрама при формировании полицидных затворов	505
6.4.3. Влияние низкотемпературного отжига на деформацию боковой поверхности WSi _x -полицидного затвора	508
6.4.4. Методы подавления латеральной диффузии примесей в полицидных межсоединениях затворного уровня.....	509

6.4.5. Формирование полицидного затвора последовательным осаждением WSi_x и Si в едином вакуумном цикле (технология NICE)	512
6.4.6. Особенности формирования полицидных затворов $TiSi_x$ -поли-Si	515
6.4.7. Перераспределение примесей в полицидной структуре $TiSi_2$ -поли-Si.....	519
6.5. Полиметаллические затворы.....	523
6.5.1. Основные свойства полиметаллических затворов	523
6.5.2. Селективное окисление кремния при формировании полиметаллических затворов с использованием вольфрама	524
6.6. Поликристаллические Si_xGe_{1-x} - затворы	530
6.6.1. Использование поликристаллических SiGe-слоев	530
6.6.2. Технологические особенности формирования SiGe-затворов.....	532
6.6.3. Закономерности диффузии примесей в слоях поли-SiGe. Электрофизические характеристики затворов.....	535
6.6.4. Характеристики МОПТ с SiGe-затвором.....	544
6.7. Металлические затворы.....	546
6.7.1. КМОП-приборы с металлическими затворами	546
6.7.2. Особенности интеграции металлических затворов в технологию изготовления КМОП-приборов	548
6.7.3. Сравнение МОПТ с поликремниевыми и металлическими midgap-затворами	550
6.7.4. Использование металлов для затворов с низким значением V_t	553
ЛИТЕРАТУРА	557

ГЛАВА 7	
НАДЕЖНОСТЬ СУБМИКРОННЫХ МОП-ТРАНЗИСТОРОВ.....	567
7.1. Введение.....	567
7.2. Влияние горячих носителей на стабильность приборных характеристик МОПТ	568
7.2.1. Эффекты, обусловленные горячими носителями.....	568
7.2.2. Продольная составляющая напряженности электрического поля в канале	569
7.2.3. Ток подложки	571
7.2.4. Ток затвора.....	584
7.2.5. Деградация приборных характеристик МОПТ. Основные аспекты деградации МОП под воздействием горячих носителей	601
7.3. Прогнозирование срока службы МОПТ методом ускоренных испытаний.....	634
7.3.1. Статический подход к прогнозу срока службы t_L методом ускоренных испытаний с использованием характерных зависимостей t_L от тока подложки I_{sub}	634
7.3.2. Статический подход к прогнозу срока службы (t_L) методом ускоренных испытаний с использованием зависимости t_L от $(1/V_d)$	641
7.3.3. Метод прогнозирования срока службы, основанный на реальных временных эпюрах – $V_g(t)$ и $V_d(t)$	650
7.4. Микроструктурная природа и механизмы возникновения дефектов в МОПТ под воздействием горячих носителей	659
7.4.1. Дефекты на границе раздела Si-SiO ₂	659

7.4.2. Дефекты, создаваемые в объеме подзатворного слоя SiO ₂	664	
7.5. Пробой подзатворных окисных слоев	665	
7.5.1. Модели пробоя диэлектрических слоев	666	
7.5.2. Мягкий пробой	667	
7.5.3. Модели ускоренных испытаний на пробой	669	
7.5.4. Температурная зависимость пробоя	672	
7.5.5. Термохимическая модель деградации тонких слоев SiO ₂ под воздействием электрического поля	673	
ЛИТЕРАТУРА	687	
ГЛАВА 8		
ВЛИЯНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ		
НА НАДЕЖНОСТЬ МОПТ		699
8.1. Введение	699	
8.2. Технологические процессы с использованием плазмы	701	
8.2.1. Модель образования дефектов при проведении плазменных процессов	702	
8.2.2. Деградация параметров МОПТ	710	
8.2.3. Особенности плазменных процессов	717	
8.2.4. Процессы осаждения в плазме	728	
8.2.5. Скрытые нарушения при плазменных процессах	732	
8.2.6. Захват положительного заряда как скрытые нарушения	742	
8.3. Ионная имплантация	748	
8.3.1. Радиационные нарушения в подзатворном окисле	748	
8.3.3. Модель тока утечки в имплантированном окисле	752	
8.3.4. Деградация параметров МОПТ	753	
8.3.5. Токи заряжения при ионной имплантации	754	
8.3.6. Модель тока заряжения в подзатворном окисле при ионной имплантации	759	
8.3.7. Нейтрализация положительного заряда на пластине в процессе ионной имплантации	760	
8.4. Рентгенолитография	763	
8.4.1. n-канальные приборы	764	
8.4.2. p-канальные приборы	766	
8.4.3. Влияние X-облучения на GIDL в МОПТ	766	
8.5. Электронно-лучевая литография	768	
8.6. Уменьшение нарушений, привносимых технологическими процессами	770	
8.6.1. Применение защитных диодных структур	770	
8.7. Контроль и управление привносимыми нарушениями в процессе изготовления МОПТ	774	
8.7.1. Моделирование накопления привносимых нарушений при проведении технологических процессов	774	
8.7.2. Контроль привносимых нарушений с использованием тестовых структур	780	
ЛИТЕРАТУРА	788	
СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ	793	

ПРЕДИСЛОВИЕ

Мировое производство полупроводниковых изделий в своей подавляющей части основано на конструктивно-технологическом базисе КМОП-приборов. При этом в настоящее время в нашей стране отсутствует обобщенный анализ современной субмикронной и глубокосубмикронной технологии их изготовления.

В 1980-е годы у наших специалистов-электронщиков большой популярностью пользовались книги «Физика полупроводниковых приборов» С. Зи и «Технология СБИС» под его редакцией. Конечно же, многие положения, рассмотренные в этих изданиях, справедливы и для субмикронной технологии. Однако прогресс технологии микроэлектроники инициировал интенсивные исследования новых конструктивных видов физической структуры субмикронных и глубокосубмикронных МОП-транзисторов. Наблюдаемое в последние годы значительное, более чем на порядок, уменьшение размеров элементов физической структуры транзистора как в плане, так и в сечении, привело к определяющему влиянию сильных электрических полей на характеристики и надежность МОП-транзисторов. За рубежом в последние годы регулярно появляются многочисленные публикации, посвященные исследованию и разработке методов управления распределением напряженности электрического поля в активной области транзистора путем построения необходимого концентрационного профиля и выбора физической структуры и конструкции элементов МОПТ. Выполняемые в настоящее время исследования направлены, главным образом, на снижение влияния короткоканальных эффектов, уменьшение паразитных сопротивлений и емкостей, подавление до приемлемого уровня эффекта «горячих» носителей. Успехи этих исследований и достижения в разработке технологических процессов изготовления субмикронных МОПТ обеспечили увеличение нагрузочной способности, быстродействия и надежности транзисторов при масштабировании. Однако эта значительная по объему информация не систематизирована, вследствие чего и возникла необходимость в подготовке и выпуске предлагаемой книги.

В этом издании все части объединены в один том. Это сделает книгу более удобной для использования как учеными и специалистами-электронщиками, так и широкой студенческой аудиторией, желающей ознакомиться со всей полнотой достижений и задач современной микроэлектроники. В новое издание внесены небольшие исправления, необходимость в которых указана уважаемыми читателями, за что я им очень признателен.

Я благодарен О.М.Орлову за полезные замечания по второму изданию.

Г. Я. Красников

ГЛАВА I

ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ СУБМИКРОННЫХ МОП-ТРАНЗИСТОРОВ

I.1. Введение

Основная особенность субмикронного МОП-транзистора (МОПТ) заключается в том, что он работает в экстремальных условиях воздействия эффектов короткого канала и сильных электрических полей. Поэтому целью первой главы является изложение этих аспектов работы МОПТ, с которыми, по нашему мнению, необходимо в первую очередь ознакомить читателей и особенно – разработчиков технологических процессов и технологов полупроводникового производства. Акцент сделан на изложении результатов экспериментальных исследований и описании подходов в создании аналитических и полумпирических моделей параметров и процессов, протекающих в структуре МОПТ.

Конечно, трудно выбрать наиболее важные вопросы, оставив без внимания все остальные. Справедливо говорят, что в технологии есть основные и вспомогательные процессы, но – нет второстепенных! И тем не менее пришлось выделить те проблемы субмикронных МОПТ, решение которых, на наш взгляд, определяет дальнейшее успешное развитие СБИС КМОП.

В начале главы даются определения короткоканальных эффектов и краткое изложение длинноканальной модели МОПТ. При описании работы субмикронных транзисторов основное внимание уделяется универсальной зависимости эффективной подвижности носителей от эффективной напряженности поперечного электрического поля. Каждый из конструктивных элементов транзистора и параметров технологического процесса изготовления прибора в той или иной мере влияет на эту зависимость. В первой главе изложены концепция эффективного электрического поля в канале и представления о механизмах рассеяния носителей, а также основные факторы, приводящие к несоответствию значения эффективной подвижности универсальной зависимости. Приведены соотношения для подвижности электронов и дырок, зависящие от напряжения на затворе (V_g), порогового напряжения (V_T) и толщины подзатворного окисного слоя (T_{ox}), которые многократно подтверждены экспериментами в различных лабораториях мира. Эти соотношения являются основой для описания аналитической модели МОПТ. Сначала рассматривается модель, в которой допускается отсутствие градиента электрического поля в поперечном направлении. Затем предлагается модель без этого допущения, что позволяет получить выражение для тока-стока как функции эффективной длины канала и с учетом последовательного сопротивления сток-истоковых областей. Наконец, предлагается дальнейшее развитие этой модели с учетом непостоянства потока электрической индукции со стороны стока, что позволило описать и объяснить резкий спад порогового напряжения в области малой ($< 0,25$ мкм) длины канала. Такое последовательное усложнение модели позволяет читателю полнее оценить влияние различных факторов на характеристики транзистора.

Несмотря на снижение напряжения питания до 2,5 В, деградация параметров МОПТ, вызываемая горячими носителями, остается серьезной проблемой. Рассматриваются результаты расчетов распределения напряженности электрического поля вблизи стока для МОПТ с полным и частичным перекрытием стока затвором. Результаты показывают, что положение и величина максимума напряженности электрического поля при высоком и низком напряжениях на стоке могут изменяться, вследствие чего в некоторых случаях определение срока службы приборов методом ускоренных испытаний может быть ошибочным.

Уменьшение размеров МОПТ при масштабировании вызывает эффекты, которые связаны с изменением параметров физической структуры. Так, повышение концентрации легирующей примеси в перекрытом затвором участке стоковой области приводит к увеличению тока утечки стокового p - n -перехода, индуцированного напряжением на затворе, при напряжении, меньшем, чем напряжение пробоя p - n -перехода. При уменьшении длины канала возможно возникновение так называемого обратного короткоканального эффекта, обусловленного неправильным выбором технологии реализации структуры. Он проявляется в увеличении порогового напряжения и эффективной длины канала. Актуальна в настоящее время проблема выбора конструкции p -канальных МОПТ. Конструктивно-технологические особенности транзисторов как с поверхностным, так и со скрытым каналом требуют компромиссного решения с учетом обеспечения технологичности изготовления и необходимости увеличения тока стока при приемлемых короткоканальных характеристиках.

В глубокосубмикронных МОПТ (с длиной канала $L_c \leq 0,18$ мкм) проявляются качественно новые закономерности переноса носителей в канале. Это вызвано значительным возрастанием напряженности как поперечного, так и продольного электрического поля. В первом случае это приводит к ретроградному распределению плотности носителей в канале из-за квантования энергии носителей под воздействием сильного поля в направлении, перпендикулярном поверхности канала. Следствием этого эффекта является увеличение эффективной толщины подзатворного окисла. Во втором случае из-за значительного увеличения как напряженности, так и градиента электрического поля энергия электронов не успевает релаксировать при взаимодействии с решеткой, в связи с чем она не соответствует значению напряженности электрического поля в данной точке канала. Такая нелокальная зависимость энергии электронов от напряженности электрического поля приводит к так называемому «перегреву» электронов, иначе говоря, к превышению скорости носителей ее равновесного значения, соответствующего напряженности поля в данной точке.

Не все из описанных в данной главе особенностей работы субмикронного транзистора найдут продолжение в последующих главах. Однако мы сочли необходимым кратко рассказать о них в связи с проведением широких и интенсивных исследований в этой области при разработке технологии изготовления МОПТ с глубокосубмикронными размерами элементов.

1.2. Короткоканальные эффекты в МОПТ

1.2.1. Зависимость порогового напряжения от длины канала

При выводе соотношений для порогового напряжения V_t предполагается, что весь заряд под затвором в области обеднения (Q_b) определяется напряжением на за-

творе. Это справедливо лишь для длинноканальных приборов, в которых ширина областей обеднения у стока и истока много меньше длины канала L . Однако, когда длина канала уменьшается, уже нельзя пренебречь зарядом (Q_1) областей обеднения стока и истока в сравнении с зарядом Q_b (под затвором). Другими словами, когда длина канала уменьшается, затвор контролирует меньший заряд в подложке на величину (Q_1), что приводит к снижению порогового напряжения.

Из-за двумерной природы распределения заряда и электрического поля исследование короткоканального эффекта должно производиться путем решения двумерного уравнения Пуассона численным или аналитическим методами. В то же время для обеспечения простоты моделирования приборов зависимость порогового напряжения от длины канала выражают приближенными аналитическими выражениями, используя схему разделения зарядов [1], представленную на рис. 1.1. В трапецевидальной области под затвором заряд Q_b полностью контролируется напряжением на затворе. Заряды в заштрихованных областях контролируются напряжением на стоке и истоке. Принимая допущение о равенстве ширины области обеднения W_d стока, истока и канала, получим выражение для заряда обеднения в подложке Q_b , контролируемого напряжением затвора:

$$Q'_b = qN_b W_d [1 - (X_j / L_{eff}) \cdot (\sqrt{1 + 2W_d / X_j} - 1)] \equiv Q_b \cdot F_1, \quad (1.1)$$

где X_j — глубина залегания сток-истоковых p - n -переходов, L_{eff} — эффективная (электрическая) длина канала. Коэффициент F_1 называют коэффициентом разделения зарядов. Он определяет ту часть общего заряда обеднения, которая контролируется затвором. В длинноканальных приборах F_1 равен 1, так что $Q'_b = Q_b$. Глубина залегания p - n -переходов X_j играет важную роль в определении степени короткоканальности транзистора, так как F_1 зависит не столько от величины L_{eff} , сколько от отношения L_{eff} к X_j . Поэтому 5-микронный транзистор с большим значением X_j может оказаться более короткоканальным, чем 3-микронный прибор с меньшей глубиной X_j . Однако для заданной технологии с определенной физической структурой величина X_j фиксирована и тогда соотношение (1.1) определяет зависимость Q'_b от L_{eff} . При этом часто используется другое приближенное выражение для $\Delta Q'_b$:

$$\Delta Q'_b = (2\phi_F + V_{sb}) \cdot \gamma_1 / L_{eff}, \quad (1.2)$$

где γ_1 — подгоночный параметр, V_{sb} — напряжение исток-подложка, ϕ_F — потенциал Ферми.

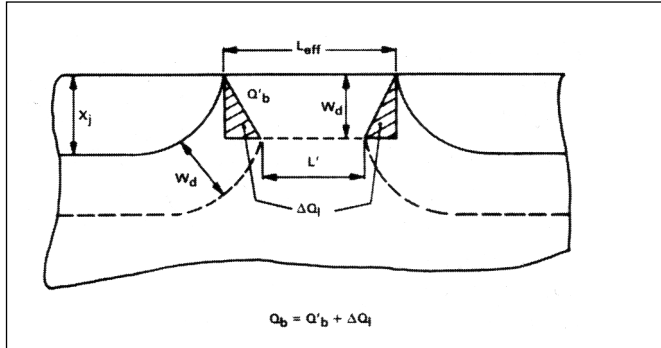


Рис. 1.1. Модель разделения заряда [1] для случая короткоканального МОПТ при достижении порога (начала инверсии). Заряд в заштрихованных областях контролируется истоком и стоком

При малом напряжении на стоке уменьшение порогового напряжения, связанное с короткоканальным эффектом, составит:

$$\Delta V_t = -\Delta Q'_b / C_{ox} . \quad (1.3)$$

1.2.2. Узкоканальный эффект

При расчете величины порогового напряжения всегда необходимо оценивать влияние узкоканального эффекта. Этот эффект связан, с одной стороны, с изменением концентрации в подложке, вызываемом смыканием области охраны и канала, а с другой, — с изменением напряженности электрического поля затвора вдоль канала, где толщина подзатворного окисла увеличивается до толщины изолирующего окисла. На рис. 1.2 эффективная ширина канала $W_{\text{эф}}$ меньше, чем топологическая ширина W_{top} на величину ΔW из-за бокового ухода изолирующего окисла и факторов фотолитографического процесса. Периферийное поле затвора индуцирует на границе с изолирующим окислом дополнительный заряд ΔQ_w . До тех пор, пока

$W_{\text{эф}}$ значительно больше ширины области обеднения $W_d = \sqrt{2\epsilon_{Si} \frac{\phi_s}{qN_b}}$, где поверх-

ностный потенциал (величина изгиба энергетических зон), N_b — концентрация

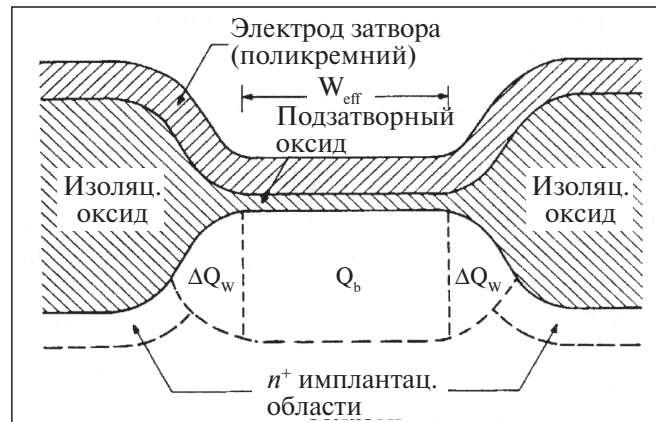


Рис.1.2. Поперечное сечение приборной структуры МОПТ с узким каналом, иллюстрирующее влияние краевой составляющей электрического поля на заряд области обеднения [2]

в однородно легированной подложке, можно считать, что заряд ΔQ_w много меньше общего заряда обеднения Q_b . Однако, когда $W_{\text{эф}}$ становится сравнимой с W_d , заряд ΔQ_w оказывается значительной компонентой заряда Q_b . Так как дополнительный заряд ΔQ_w требует дополнительного напряжения на затворе, чтобы обеспечить условие инверсии в канале, то это вызывает увеличение порогового напряжения на величину $2\Delta Q_w / C_{ox}$. Таким

образом, уменьшение ширины канала МОПТ вызывает увеличение порогового напряжения.

Для не слишком малых значений $W_{\text{эф}}$ и в предположении, что концентрация примеси в охранной области N_{guard} много меньше поверхностной концентрации в канале N_s , выражение для ΔQ_w имеет вид [2]:

$$\Delta Q_w = \gamma_w \cdot \epsilon_{Si} \cdot (\phi_{\text{guard}} + V_{sb}) / W_{\text{эф}} , \quad (1.4)$$

где V_{sb} — напряжение исток-подложка, а ϕ_{guard} — поверхностный потенциал в охранной области, равный:

$$\phi_{guard} = 2V_T \ln\left(\frac{N_{guard}}{n_i}\right) \quad V_T \equiv \frac{kT}{q}, \quad (1.5)$$

где γ_w – коэффициент, зависящий от технологии, $\gamma_w < 1$. В практических расчетах часто используют допущение $N_{guard} = N_b$, тогда $\phi_{guard} = 2\phi_F$, а выражение для ΔQ_w принимает вид [3]:

$$\Delta Q_w = (2\phi_F + V_{sb}) \cdot \gamma_w / W_{eff}. \quad (1.6)$$

При малом напряжении на стоке соответствующее увеличение порогового напряжения ΔV_T , вызываемое узкоканальным эффектом, будет равно:

$$\Delta V_T = \frac{\Delta Q_w}{C_{ox}} = \frac{(2\phi_F + V_{sb}) \cdot \gamma_w}{C_{ox} \cdot W_{eff}}. \quad (1.7)$$

1.2.3. DIBL-эффект

При анализе влияния короткоканального и узкоканального эффектов на пороговое напряжение предполагалось, что напряжение на стоке V_d мало ($< 0,1$ В). Однако с ростом V_d в субмикронных приборах область обеднения стока распространяется в направлении к истоку, и вследствие проникновения поля стока потенциальный барьер на истоке снижается. В результате происходит увеличение инжекции электронов из истока в канал и рост подпорогового тока. Описанное явление называют эффектом снижения потенциального барьера на истоке, индуцированного напряжением на стоке, или DIBL-эффектом (drain induced barrier lowering) [4]. Степень проникновения поля стока в латеральном направлении зависит от L_{eff} , толщины подзатворного окисла T_{ox} , X_j , распределения концентрации примеси в канале и напряжения V_d .

В короткоканальных приборах уменьшение порогового напряжения, вызываемое DIBL-эффектом, описывается простым эмпирическим соотношением, связывающим линейной зависимостью V_t и V_d :

$$V_t = V_{t0} - \delta V_{ds}, \quad (1.8)$$

где V_{t0} – пороговое напряжение при малых V_d ($< 0,1$ В) с учетом влияния короткоканального и узкоканального эффектов (1.3), (1.7), а параметр δ , называемый коэффициентом DIBL-эффекта, определяется следующим образом:

$$\delta = \delta_0 \varepsilon_{Si} / C_{ox} \cdot L_{eff}^n. \quad (1.9)$$

Параметр δ_0 является подгоночным коэффициентом, позволяющим учесть влияние геометрии прибора при заданных X_j и N_b . Показатель степени при L_{eff} изменяется в диапазоне 1÷3.

В соотношении (1.9) зависимость δ от напряжения смещения подложки относительно истока V_{sb} не учтена. Так как эта зависимость может иметь существенное значение, то используют выражение для δ , учитывающее ее [5]:

$$\delta = \delta_0 \varepsilon_{Si} / L_{eff} \left(C_{ox} + C_D(V_{sb}) \right), \quad (1.10)$$

где C_D – емкость области обеднения.

Следует отметить, что в связи с тем, что напряжение на стоке модулирует потенциальный барьер в области канала, то иногда сток называют вторым затвором,

а параметр δ – статическим коэффициентом обратной связи [6]. Значение учета DIBL-эффекта становится очевидным в случае, когда рабочее состояние транзистора определяется при $V_g = 0$. Это состояние соответствует уровню логического нуля интегральной схемы. При напряжении на стоке $V_d = 0,05$ В ток стока имеет порядок 10^{-11} А, но при $V_d = 3$ В ток выключенного состояния увеличивается на два порядка. Следовательно, статическая мощность рассеяния ИС в случае пренебрежения DIBL-эффектом будет занижена относительно реальной на те же два порядка величины. Для приборов, работающих в режиме насыщения, DIBL-эффект определяет выходное сопротивление.

1.3. Ток стока одномерного длинноканального МОПТ

В настоящей главе представлены модели МОПТ с субмикронными размерами до 0,25 мкм и менее. В качестве отправной точки кратко описывается одномерная модель длинноканального транзистора [6].

1.3.1. Случай сильной инверсии

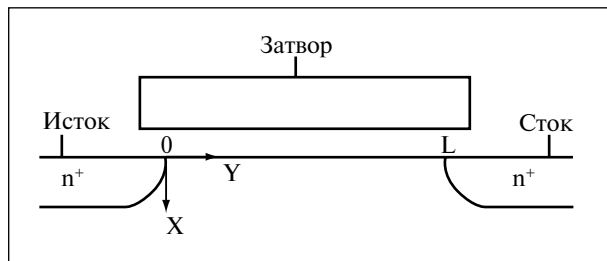


Рис. 1.3. Поперечное сечение МОП-транзистора с принятой привязкой системы координат

Для иллюстрации используемой системы координат на рис. 1.3 изображено поперечное сечение МОПТ.

В случае сильной инверсии диффузионным током в канале можно пренебречь, поэтому уравнение переноса носителей содержит лишь дрейфовую составляющую:

$$I_d = W(Q_n(y) \cdot v(y)), \quad (1.11)$$

где $Q_n(y)$ – плотность заряда носителей в инверсионном слое; $v(y)$ – дрейфовая скорость носителей.

Если дрейфовая скорость носителей линейно зависит от напряженности ускоряющего продольного поля $E(y)$, тогда (1.11) примет вид:

$$I_d = W \cdot Q_n(y) \cdot \mu_n \frac{dV(y)}{d(y)}, \quad (1.12)$$

где μ_n – подвижность носителей, $V(y)$ – напряжение в точке y канала.

Для одномерной модели длинноканального транзистора принимаются следующие приближения: 1) подвижность носителей не зависит от напряженности поперечного и продольного полей в канале, и вследствие этого игнорируется деградация подвижности из-за насыщения скорости носителей и из-за наличия вертикального поля; 2) выполняется приближение плавного канала:

$$\frac{\partial V(x, y)}{\partial y} \ll \frac{\partial V(x, y)}{\partial x},$$

т.е. плотность зарядов инверсионного слоя и слоя обеднения определяется поперечным полем.

Поэтому, используя приближение полного обеднения (когда концентрация носителей незначительна по сравнению с концентрацией примеси в большей части обеднения), для плотности заряда носителей в области инверсии $Q_n(y)$ принимается соотношение:

$$Q_n(y) = C_{ox} [V_g - V_{fb} - 2\phi_F - V(y)] + \sqrt{2\epsilon_{Si} q N_a [2\phi_F + V(y) - V_g]}, \quad (1.13)$$

где C_{ox} – емкость подзатворного окисла, V_g – напряжение на затворе, V_{fb} – напряжение плоских зон, ϕ_F – потенциал уровня Ферми, ϵ_{Si} – диэлектрическая постоянная кремния, V_b – напряжение смещения подложки.

Используя (1.13) в (1.12) и интегрируя (1.12) от $y = 0$ до $y = L$, получим известное выражение для тока длинноканального транзистора:

$$I_d = \mu_n \frac{W}{L} \cdot \left\{ C_{ox} (V_g - V_{fb} - 2\phi_F - \frac{1}{2} V_d) V_d - \frac{2}{3} \sqrt{(2\epsilon_{Si} q N_a)} \times \right. \\ \left. \times [(2\phi_F + V_d - V_b)^{3/2} - (2\phi_F + V_s - V_b)^{3/2}] \right\}. \quad (1.14)$$

Если подложка и область истока заземлены ($V_b = V_s = 0$), то уравнение (1.14) примет вид:

$$I_d = \mu_n \frac{W}{L} \cdot \left\{ C_{ox} (V_g - V_{fb} - 2\phi_F - \frac{1}{2} V_d) V_d - \frac{2}{3} \sqrt{(2\epsilon_{Si} q N_a)} \times \right. \\ \left. \times [(2\phi_F + V_d)^{3/2} - (2\phi_F)^{3/2}] \right\}. \quad (1.15)$$

Если сделать дополнительное предположение о малости объемного заряда в сравнении с зарядом носителей в инверсионном слое, то соотношение (1.15) приведет к простому квадратичному соотношению:

$$I_d = \mu_n \frac{W}{L} \cdot C_{ox} (V_g - V_t - \frac{1}{2} V_d) V_d. \quad (1.16)$$

В момент входа транзистора в режим насыщения плотность носителей в точке L можно принять равной нулю: $Q_n(L) = 0$. Используя это условие для уравнения (1.13), получим:

$$V_{d,sat} \Big|_{Q_n(L)=0} = V_g - V_{fb} - 2\phi_F - \frac{1}{C_{ox}} \sqrt{[2\epsilon_{Si} q N_a (2\phi_F + V_s - V_b)]}. \quad (1.17)$$

Выражение для $I_{d,sat}$ можно получить из (1.14) подстановкой $V_d = V_{d,sat}$. При использовании допущения о малости объемного заряда выражение (1.16) для I_d примет вид квадратичной зависимости:

$$I_d = \frac{\mu_n}{2} \cdot \frac{W}{L} C_{ox} (V_g - V_t)^2. \quad (1.18)$$

При увеличении напряжения на стоке $V_d > V_{d,sat}$ наблюдается эффект модуляции длины канала. Так как ток $I_{d,sat}$ обратно пропорционален длине канала L , то в соответствии с указанным эффектом ток стока будет связан с $I_{d,sat}$ следующим образом:

$$I_d(V_d > V_{d,sat}) = I_{d,sat} \cdot \left[\frac{L}{L - \Delta L} \right]. \quad (1.19)$$

где ΔL – длина области отсечки, которая распространяется в направлении к истоку при увеличении V_d .

Наиболее общим методом определения ΔL является решение уравнения Пуассона в области отсечки:

$$\frac{\partial^2 V(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V(x, y)}{\partial y^2} = \frac{-\rho(x, y)}{\epsilon_{Si}}. \quad (1.20)$$

В наиболее простом случае одномерного одностороннего резкого p - n -перехода заряд области обеднения $\rho(y) = -qN_a$. Также принимается допущение о равенстве нулю $E(y)$ в точке $y = L - \Delta L$. С учетом этих допущений и предположения отсутствия вертикальной компоненты поля в работе [7] получено выражение ΔL :

$$\Delta L = \left[\frac{2\epsilon_{Si}}{qN_a} \cdot (V_d - V_{d,sat}) \right]^{1/2}. \quad (1.21)$$

Теперь следует учесть некоторые физические несоответствия одномерной длинноканальной модели. Прежде всего они касаются распределения напряженности электрического поля в канале.

Напряженность электрического поля в канале $E(y)$ при $y < L - \Delta L$ может быть получена подстановкой (1.16) в уравнение (1.12). Используя допущения, принятые при выводе соотношения (1.2), можно получить:

$$E(y) = \frac{V_g - V_t}{2(L - \Delta L)} \cdot \frac{1}{1 - \frac{y}{L - \Delta L}} \quad \text{для } y < L - \Delta L, \quad (1.22)$$

$$E(y) = \frac{qN_a}{\epsilon_{Si}} [y - (L - \Delta L)] \quad \text{для } y > L - \Delta L. \quad (1.23)$$

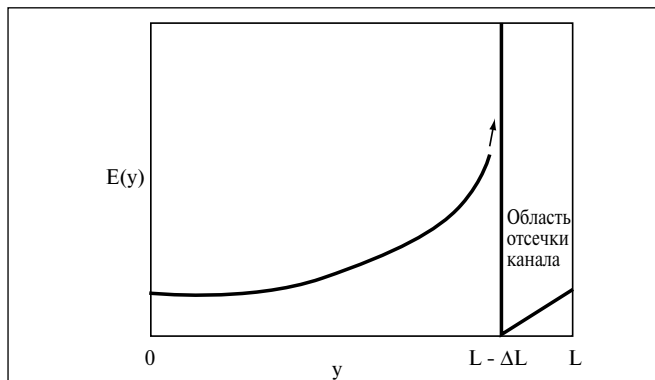


Рис. 1.4. Типичная картина изменения продольной составляющей напряженности электрического поля $E(y)$ вдоль канала для МОПТ в режиме насыщения в соответствии с длинноканальной моделью

На рис. 1.4 представлена зависимость $E(y)$. При $y \rightarrow L - \Delta L$ выражение для $E(y)$ стремится к бесконечности. Это является следствием принятого допущения о равенстве нулю заряда носителей в точке отсечки канала, т.е. $Q_n(L - \Delta L) = 0$. Тогда для сохранения непрерывности тока значение $E(L - \Delta L)$ слева от точки $(L - \Delta L)$ должно стремиться к бесконеч-

ности. Справа от точки $(L - \Delta L)$ значение E равно нулю вследствие допущения о резком p - n -переходе, принятого при выводе (1.21). Эти допущения привели не только к бесконечному значению $E(L - \Delta L)$, но и к значительной переоценке величины ΔL , которая даже в длинноканальных транзисторах может достигать значения L . Основным допущением, которое привело к такому результату, является условие $Q_n = 0$ в точке отсечки канала. Это условие никогда не выполняется даже для длинноканальных транзисторов, так как в действительности скорость носителей ограничивается конечным значением, равным скорости насыщения.

1.3.2. Режим слабой инверсии

Когда напряжение на затворе V_g МОПТ уменьшается ниже порогового напряжения V_p , прибор входит в подпороговый режим и ток стока резко падает. При $V_g \approx 0,2$ В и ниже спад становится экспоненциальным, и зависимость $I_d(V_g)$ становится похожей на зависимость коллекторного тока биполярного транзистора от напряжения на эмиттер-базовом переходе (рис. 1.5). Подпороговый ток на этом участке ВАХ имеет вид:

$$I_d = I_{d0} \exp\left(\frac{qV_g}{nkT}\right), \quad (1.24)$$

где $n > 1$. МОП-транзистор в режиме слабой инверсии действительно работает подобно биполярному транзистору. Неосновные носители инжектируются из истока («эмиттер») в приповерхностную область p -типа («база»). Большая часть этих носителей собирается на стоке («коллектор»), причем перенос имеет диффузионный характер, как в биполярном транзисторе. Однако существуют большие отличия от биполярного транзистора. Во-первых, инжекция носителей имеет локализованный характер (у поверхности). Во-вторых, напряжение « V_{EB} » (представляемое поверхностным потенциалом ϕ_s в МОПТ) подается на «базу» через емкость затвора.

В связи с этим эффективность передачи напряжения низка, так как часть напряжения падает на подзатворном окисле. Коэффициент η_v , определяющий эффективность передачи напряжения, определяется следующим образом:

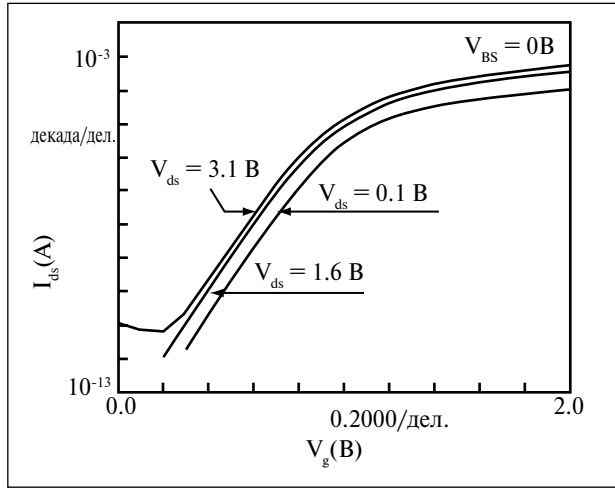


Рис. 1.5. Измеренные подпороговые $I_d(V_g)$ характеристики МОПТ ($T_m = 88 \text{ \AA}$; $W_{eff} = 2,0 \text{ мкм}$; $L_{eff} = 0,2 \text{ мкм}$). Обратная величина наклона прямолинейных участков получила наименование подпорогового S -фактора и измеряется в мВ/декаду (изменения тока стока)

$$\eta_v = \frac{d\phi_s}{dV_g} = \frac{1}{1 + \left(\frac{dV_{ox}}{d\phi_s} \right)} = \frac{1}{1 + \frac{C_D}{C_{ox}}}, \quad (1.25)$$

где C_D – емкость слоя обеднения. Как следует из этого соотношения, эффективность η выше для приборов с тонким подзатворным окислом, так как в этом случае падение напряжения на окисле меньше.

Вместо $\eta_v = 1/n$ чаще используется величина $S = nkT/q$ – «подпороговая крутизна» или подпороговый S -фактор. Влияние параметров технологического процесса на величину подпорогового S -фактора осуществляется через величину отношения C_D/C_{ox} . Длина канала и глубина залегания p - n -перехода оказывают слабое влияние на S -фактор, если конструкция МОПТ не допускает объемного или поверхностного смыкания сток-истоковых областей. Необходимо отметить, что p -МОПТ со встроенным каналом характеризуются высоким значением S , так как в режиме слабой инверсии скрытый проводящий канал увеличивает эффективную толщину подзатворного окисла. Паразитный МОП-транзистор на изолирующем окисле также характеризуется высокими значениями S -фактора (от 0,5 до 1,5 В/дек.). В связи с этим у таких транзисторов в сильной степени проявляется эффект спада порогового напряжения V_t при уменьшении длины канала. Поэтому для обеспечения удовлетворительной изоляции активных приборов необходимо тщательно рассчитывать пороговое напряжение паразитного транзистора.

1.4. Ток стока короткоканального транзистора

Длинноканальная модель тока стока МОПТ не является адекватной для короткоканальных приборов. Для обеспечения адекватности их описания необходимо учитывать следующие факторы: деградацию подвижности носителей при воздействии сильного вертикального поля; насыщение скорости носителей; влияние объемного заряда стока; неравномерное легирование канала; последовательное сопротивление истока и стока; емкость инверсионного слоя; эффекты горячих носителей.

Наиболее сильное влияние на величину тока стока оказывают первые четыре фактора. Последовательное сопротивление сток-истоковых областей играет значимую роль в МОПТ с длиной канала $< 0,25$ мкм. Эффекты горячих носителей являются обязательным предметом исследований при масштабировании субмикронных приборов.

1.4.1. Универсальная зависимость подвижности носителей от напряженности эффективного электрического поля. Концепция эффективного поля

Факт зависимости поверхностной подвижности носителей от напряженности поперечного поля известен давно [8]. Физические процессы, ответственные за эту зависимость, связаны с рассеянием носителей на фононах, кулоновских центрах и микрорельефе поверхности. При комнатной температуре МОПТ с хорошим качеством границы Si-SiO₂ в режиме сильной инверсии, в основном, носители испытывают влияние рассеяния на фононах. Широко используемая эмпирическая модель эффективной поверхностной подвижности, имеющая вид [9]:

$$\mu_{eff} = \frac{\mu_0}{1 + \theta(V_g - V_t)}, \quad (1.26)$$

где μ_0 – подвижность в объеме (вдали от поверхности), основана на экспериментальном наблюдении, что подвижность имеет максимальное значение при напряжении на затворе вблизи порогового напряжения V_t и монотонно снижается с увеличением $(V_g - V_t)$. Параметр θ , как обнаружено, сильно зависит от технологических факторов и от напряжения на подложке. Соотношение (1.26) дает хорошее совпадение результатов эксперимента и расчета характеристик транзисторов при не очень высоких электрических полях ($T_{ox} > 15$ нм). Физическая интерпретация зависимости (1.26) стала возможной благодаря предложенной в работе [10] концепции эффективного поперечного электрического поля E_{eff} и ее использования в экспериментально наблюдаемой универсальной зависимости $\mu_{eff}(E_{eff})$, справедливой как для электронов, так и для дырок [11,12]. Выражение для напряженности эффективного электрического поля имеет вид:

$$E_{eff} = \frac{Q_B + \eta \cdot Q_n}{\epsilon_{Si}}, \quad (1.27)$$

где Q_B и Q_n – плотности зарядов в слоях обеднения и инверсии.

E_{eff} представляет собой среднюю напряженность электрического поля $\langle E \rangle$, воздействующего на носители в инверсионном слое:

$$\begin{aligned} E_{eff} = \langle E \rangle &= \frac{\int_0^\infty n(x) E_x(x) dx}{\int_0^\infty n(x) dx} = \left[\frac{Q_B}{\epsilon_{Si}} \int_0^\infty qn(x) dx + \frac{q^2}{\epsilon_{Si}} \int_0^\infty n(x) \left(\int_x^\infty n(u) du \right) dx \right] / Q_n = \\ &= \left(\frac{Q_B \cdot Q_n}{\epsilon_{Si}} + \frac{1}{\epsilon_{Si}} \int_0^\infty \left[\frac{dQ_n(x)}{dx} \right] Q_n(x) dx \right) / Q_n = \\ &= \frac{Q_B + Q_n/2}{\epsilon_{Si}}, \text{ где } Q_n(x) = q \int_x^\infty n(x') dx'. \end{aligned} \quad (1.28)$$

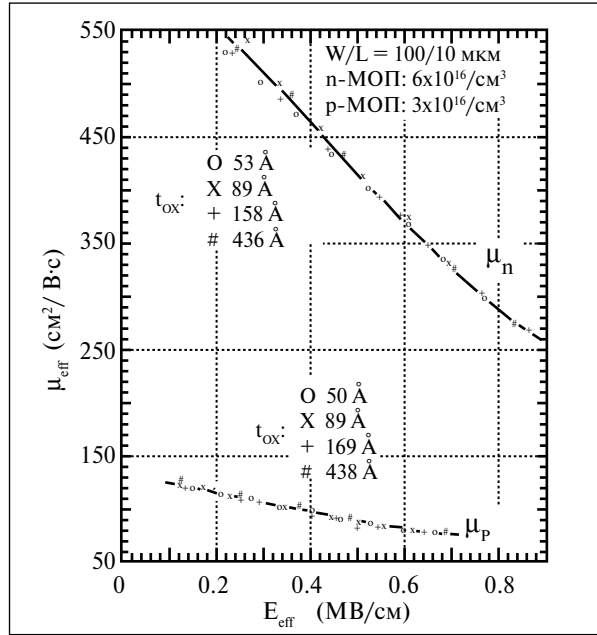


Рис. 1.6. Универсальная экспериментальная зависимость эффективной подвижности μ_{eff} от эффективной поперечной составляющей напряженности электрического поля E_{eff} для электронов и дырок в инверсионном слое [12]

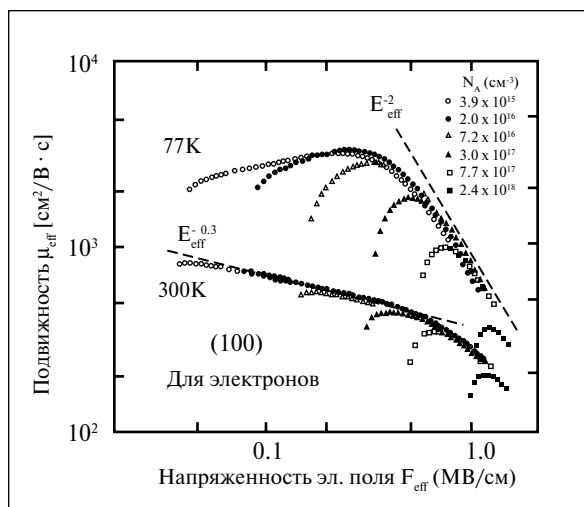


Рис. 1.7. Зависимости эффективной подвижности электронов (μ_{eff}) в инверсионном слое (при 300К и 77К) от эффективной поперечной составляющей напряженности электрического поля (E_{eff}) для конкретных значений концентрации акцепторной примеси (N_A) в подложке. Для вычисления E_{eff} использовалось соотношение (1.27) при $\eta = 0,5$

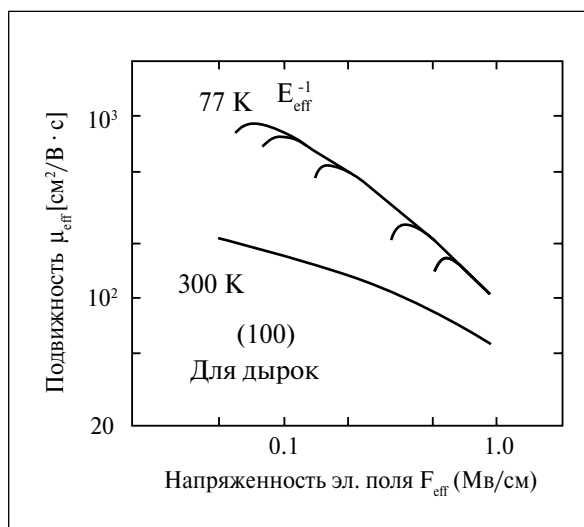


Рис. 1.8. Зависимости эффективной подвижности дырок μ_{eff} в инверсионном слое (при 300К и 77К) от эффективной поперечной составляющей напряженности электрического поля (E_{eff}). В качестве параметра выступает концентрация донорной примеси в подложке. Для вычисления E_{eff} использовалось соотношение (1.27) при $\eta = 1/3$

Необходимо указать, что упомянутая универсальная зависимость имеет место только в том случае, если подвижность ограничена рассеянием носителей на фононах. Экспериментальные универсальные зависимости μ_{eff} в инверсионных слоях для электронов и дырок от E_{eff} представлены на рис. 1.6. Эти зависимости могут быть представлены эмпирическим соотношением [12]:

$$\mu_{\text{eff}} = \frac{\mu_0}{1 + (E_{\text{eff}}/E)^v} \cdot (1.29)$$

Дальнейшие исследования [13] были направлены на изучение области применимости и физического обоснования универсальности закономерностей, представленных на рис. 1.7 и 1.8. Как видно, подвижность электронов при комнатной температуре описывается универсальной зависимостью (не зависящей от концентрации примеси в подложке) в диапазоне значений E_{eff} от 0,05 до 1,5 МВ/см, если параметр $\eta = 1/2$. Подвижность дырок подчиняется универсальной зависимости в диапазоне $E_{\text{eff}} = 0,05$ до 1МВ/см при значении параметра $\eta = 1/3$. Универсальность указанных зависимостей сохраняется для диапазона концентраций примеси в подложке до $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При более высоких концентрациях подвижность отклоняется от универсальной закономерности при значении E_{eff} , приблизительно соответствующем пороговому напряжению.

Рассмотрение зависимости подвижности электронов от E_{eff} (рис. 1.7) показывает, что при

комнатной температуре в диапазоне $E_{eff} = 0,05 \div 0,5$ МВ/см подвижность пропорциональна $E_{eff}^{-0,3}$, а при $E_{eff} > 0,5$ МВ/см зависимость становится более крутой; при температуре 77К подвижность приблизительно пропорциональна E_{eff}^{-2} .

Для зависимости дырочной подвижности от E_{eff} (рис. 1.8) характерны следующие особенности. При температуре 300К она не может быть охарактеризована постоянным показателем степени во всем диапазоне E_{eff} , можно только сказать, что эта зависимость немного сильнее, чем $E_{eff}^{-0,3}$. Кроме того, изменения в наклоне зависимости при высоких E_{eff} менее значительны, чем для случая электронной подвижности. При $E = 77$ К дырочная подвижность почти пропорциональна E_{eff}^{-1} , т. е. слабее зависит от E_{eff} , чем подвижность электронов.

На рис. 1.9 схематично изображены рассматриваемые закономерности с использованием общих представлений о механизме рассеяния носителей.

Как видно, универсальная зависимость может быть разделена на область влияния механизма рассеяния носителей на фонах и на область влияния рассеяния на микрорельефе поверхности. Отсюда различие в зависимости подвижности электронов и дырок от E_{eff} может быть связано с действием механизма рассеяния на микрорельефе поверхности, так как это различие увеличивается в области высоких E_{eff} и/или низких температур.

Исследования, выполненные в работе [13] в широком температурном диапазоне до 77К, позволили подтвердить этот вывод, а кроме того, экспериментально определить соотношения между подвижностью, ограниченной упомянутыми механизмами рассеяния, температурой и E_{eff} для электронов и дырок. Так, соотношение для подвижности носителей, ограниченной рассеянием на фонах, имеет вид:

$$\mu_{ph} = A \cdot E_{eff}^{-0,3} \cdot T^{-1,75}, \quad (1.30)$$

где A – постоянная, равная $2 \cdot 10^5$ для электронов и $6,1 \cdot 10^4$ для дырок. Соответствующее выражение для подвижности электронов, ограниченной рассеянием на микрорельефе поверхности, не содержит параметра, зависящего от температуры:

$$\mu_{mr} = B \cdot E_{eff}^{-\gamma}, \quad (1.31)$$

где $B = 4,5 \cdot 10^{19}$, а $\gamma = 2,6$.

Механизм рассеяния дырок на микрорельефе поверхности влияет на значения подвижности в широком диапазоне E_{eff} вплоть до 300К. В связи с этим затруднительно было представить выражение для μ_{mr} одним степенным множителем $E_{eff}^{-\gamma}$,

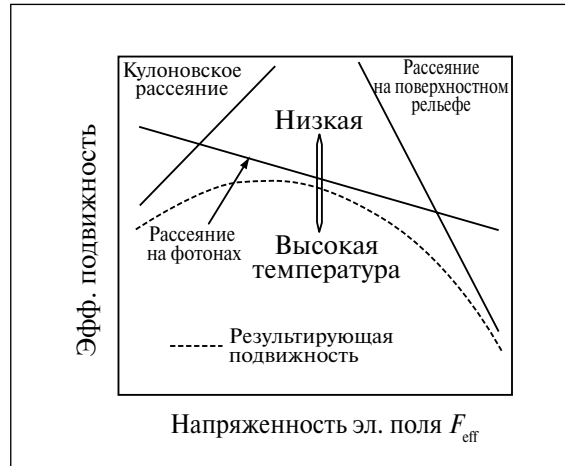


Рис. 1.9. Схема наложения отдельных участков зависимости эффективной подвижности (μ_{eff}) от E_{eff} или n_s в инверсионном слое, соответствующих доминирующим механизмам рассеяния

поэтому в качестве μ_{mr} для дырок принимается экспериментальное значение при 300К.

Результирующее значение подвижности носителей определяется правилом Маттисена [14]:

$$\mu_{TOT}^{-1} = \mu_{ph}^{-1} + \mu_{mr}^{-1}. \quad (1.32)$$

Приведенные соотношения дают хорошее совпадение с экспериментом в области средних и высоких значений E_{eff} , где роль механизма рассеяния носителей на кулоновских центрах незначительна.

1.4.2. Отклонение от универсальной зависимости

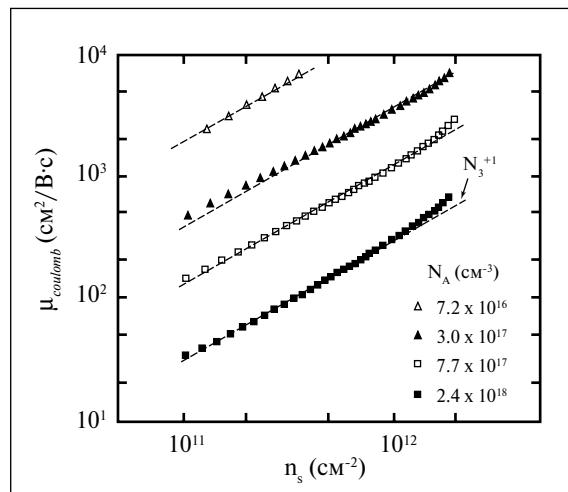


Рис. 1.10. Зависимости обусловленной кулоновским рассеянием подвижности электронов ($T = 300\text{K}$) от их поверхностной концентрации в инверсионном слое (n_s) при различной концентрации акцепторной примеси N_A [9]

ные ловушки в объеме подзатворного окисла. Значение подвижности носителей, связанной с кулоновским рассеянием μ_{coul} , определяется плотностью носителей в инверсионном слое Q_n . В основе указанной взаимосвязи лежит экранирующее влияние носителей. На рис. 1.10 представлены зависимости $\mu_{кул}$ от плотности носителей в инверсионном слое n_s для различных значений концентрации примеси в подложке N_A [13]. Как видно, независимо от N_A величина μ_{coul} пропорциональна удельной поверхностной концентрации носителей n_s , в то же время значение μ_{coul} уменьшается с ростом N_A . Взаимосвязь μ_{coul} с концентрацией примеси в подложке N_A представлена на рис. 1.11. Можно видеть, что величина $\mu_{кул}$ обратно пропорциональна N_A как раз в том диапазоне концентраций, в котором наблюдается отклонение $\mu(E_{eff})$ от универсальных зависимостей (рис. 1.7 и 1.8).

При концентрации примеси в подложке N_A меньше, чем $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, величина $\mu_{кул}$ определяется другими кулоновскими центрами – заряженными поверхностными состояниями и ловушками в окисле, действие которых в обычных условиях проявляется слабо. Усилить их влияние на μ_{coul} возможно, например, производя

Как видно из рис. 1.7 и 1.8, при малых значениях напряженности (приблизительно соответствующей пороговому напряжению) наблюдается отклонение $\mu(E)$ для дырок и электронов от универсальной зависимости. Это отклонение тем больше, чем выше концентрация примеси в подложке. Эти факты указывают на преобладающее влияние в этих условиях механизма рассеяния носителей на кулоновских центрах.

Известно, что существуют три вида центров кулоновского рассеяния носителей в инверсионных слоях, влияющих на подвижность: ионы легирующих примесей, заряженные поверхностные состояния и заряженные

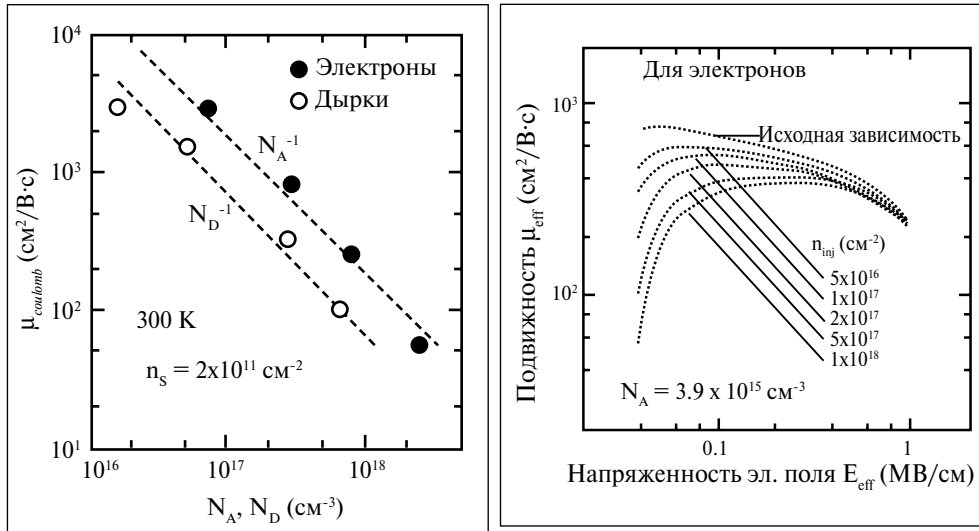


Рис. 1.11. Зависимости $\mu_{coulomb}$ для электронов и дырок ($T = 300$ К) в инверсионном слое от концентрации в подложке акцепторной (N_A) или донорной (N_D) примесей, соответственно. Поверхностная концентрация носителей принималась равной $n_s = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

Рис. 1.12. Взаимосвязь между эффективной подвижностью электронов и эффективной поперечной составляющей напряженности электрического поля при 300К после туннельной инжекции электронов по Фаулеру-Нордгейму. В качестве параметра фигурирует количество инжектированных электронов, приходящееся на единицу площади (N_{inj}). Концентрация акцепторной примеси в подложке составляла $N_A = 3,9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$

инжекцию электронов в подзатворный окисел. На рис. 1.12 представлены зависимости подвижности электронов от E_{eff} после туннельной инжекции электронов в окисел по Фаулеру-Нордгейму. Отклонение зависимости $\mu_{eff}(E_{eff})$ увеличивается с ростом плотности инжектированных в окисел электронов n_{inj} . Созданные в результате инжекции электронов заряженные состояния на границе раздела Si-SiO₂ (плотность N_s) приводят к уменьшению компоненты подвижности, связанной с кулоновским рассеянием, даже при низких значениях концентрации примеси в подложке $N_A = 3,9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (рис. 1.13). Естественно, что одновременно с деградацией подвижности носителей наблюдается сдвиг порогового напряжения ΔV_t .

Выражение (1.27) может быть представлено в более удобной форме, в которой E_{eff} связана только с такими хорошо известными параметрами, как V_{ds} , V_t и T_{ox} для электронов:

$$E_{eff,e} = C_{ox} \cdot \frac{(V_{gs} - V_t)/2 + V_t}{\epsilon_{Si}} = \frac{\epsilon_{ox}}{T_{ox}} \cdot \frac{V_{gs} + V_t}{2\epsilon_{Si}} = \frac{V_{gs} + V_t}{6T_{ox}}. \quad (1.33)$$

Здесь предполагается, что $Q_n = C_{ox}(V_g - V_t)$. Так как это допущение переоценивает величину Q_n при низких $(V_g - V_t)$ [15], то значения E_{eff} , полученные из (1.33), будут выше реальных значений, хотя ошибка незначительна при $(V_g - V_t) > 1\text{В}$. Для дырок:

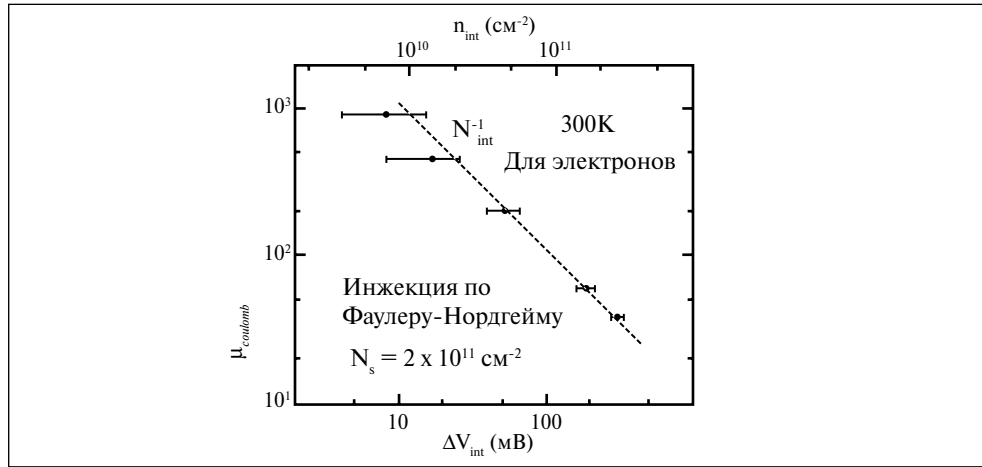


Рис.1.13. Связь между компонентой подвижности, обуславливаемой кулоновским рассеянием (μ_{coulomb}), определяемой по отклонению от исходной универсальной кривой, и смещением величины порогового напряжения (ΔV_t) после инжекции туннелирующих электронов по Фаулери-Нордгейму. Величина (ΔV_t) определялась из $C(V)$ – зависимостей. N_{int} – поверхностная плотность заряженных центров на границе раздела, которая оценивалась по ΔV_t в предположении, что смещение порогового напряжения обусловлено только зарядами, расположенными на границе раздела

$$E_{\text{eff},h} = \frac{Q_p/2,5 + Q_b}{\epsilon_{\text{Si}}} \approx \frac{V_{\text{gs}} + 1,5V_t - \alpha}{7,5T_{\text{ox}}} \quad (1.34)$$

где C_{ox} – емкость подзатворного окисного слоя, приходящаяся на единицу площади, V_g – напряжение на стоке и V_t – пороговое напряжение, ϵ_{ox} и ϵ_{Si} – относительные диэлектрические проницаемости SiO_2 и Si , соответственно.

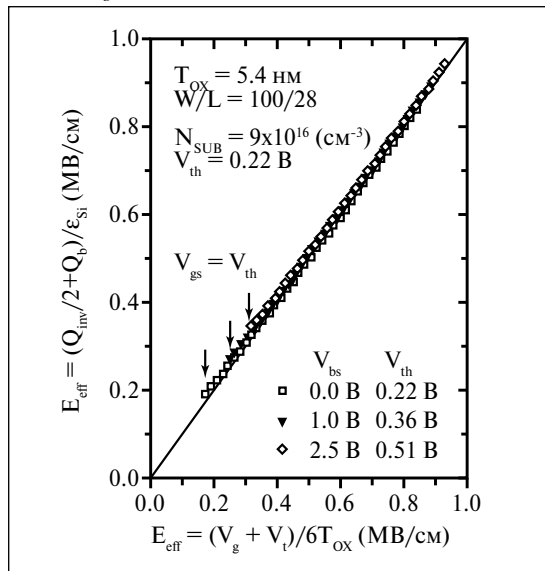


Рис.1.14. Демонстрация хорошей корреляции между $E_{\text{eff}} = (V_{\text{gs}} + V_{\text{th}})/6T_{\text{ox}}$ и $E_{\text{eff}} = (Q_{\text{inv}}/2 + Q_b)/\epsilon_{\text{Si}}$ для n -МОПТ

В случае p -МОПТ величины V_g и V_t берутся положительными; при этом в случае p -МОПТ с поверхностным каналом и с p^+ -поликремниевым затвором $\alpha = 0$, а в случае p -МОПТ с погруженным каналом и с n^+ -поликремниевым затвором $\alpha = 2,3$. На рис. 1.14 для сравнения приводится корреляционная картина взаимосвязи между двумя (1.33) и (1.34) соотношениями для E_{eff} . При этом величины Q_{inv} и Q_b для (1.34) брались по результатам $C(V)$ -измерений. Рис. 1.14 свидетельствует о том, что в случае n -МОПТ соотношение (1.33) является очень хорошей заменой менее удобного для практического использования исходного соотношения:

$$E_{eff} = (Q_{inv}/2 + Q_b) / \epsilon_{Si} \quad (1.35)$$

При использовании новых выражений (1.33) и (1.34) для E_{eff} были получены новые эмпирические соотношения для подвижности носителей в МОПТ, аналогичные тем, которые представлены в работах [12,16]. Так, для n -МОПТ имеем:

$$\mu_n(V_{gs}, V_t, T_{ox}) = 540 / \left[1 + (E_{eff} / 0,9)^{1,85} \right] = 540 / \left[1 + \left(\frac{V_{gs} + V_t}{5,4 T_{ox}} \right)^{1,85} \right] \quad (1.36)$$

и, соответственно, для p -МОПТ:

$$\mu_p(V_{gs}, V_t, T_{ox}) = 185 / \left[1 + (E_{eff} / 0,45) \right] = 185 / \left[1 + \left(\frac{V_{gs} + 1,5V_t - \alpha}{7,5 T_{ox}} \right) / 0,45 \right] \quad (1.37)$$

где используются следующие размерности: μ [см²·В⁻¹·с⁻¹]; E_{eff} [МВ/см]; V_g [МВ]; V_t [МВ] и T_{ox} [см]. В первом приближении для всех типов p -МОПТ использовалось одно и то же универсальное соотношение (1.37) для подвижности, при этом изменяемой величиной был только параметр α .

Соотношения (1.36) и (1.37) прошли проверку с привлечением измерений многочисленных МОПТ, изготовленных в различных лабораториях, как показано на рис. 1.15 [17].

Соотношения (1.36) и (1.37) определяют подвижность электронов и дырок при небольшой величине латеральной составляющей напряженности электрического поля. Влияние напряжения смещения стока будет рассмотрено позднее в рамках моделирования тока стока. Экспериментальная величина подвижности получается на основании измерений заряда инверсионного канала (в результате интегрирования расщепленных ветвей $C_g(V_g)$ -зависимости) и тока стока в линейной области.

Таким образом, подвижность носителей как в случае n -МОПТ, так и в случае p -МОПТ всех типов может быть предсказана, если заданы такие физические параметры, как V_g , V_t и T_{ox} . Впервые было показано, что дырки в p -МОПТ как в случае поверхностного канала, так и в случае скрытого канала могут рассматриваться в рамках единой универсальной модели подвижности за исключением того обстоятельства, что p -МОПТ со скрытым каналом имеет такую же подвижность дырок, как и p -МОПТ с поверхностным каналом при V_g на 2 В меньше – в предположении постоянства V_t и T_{ox} [17]. Законченная

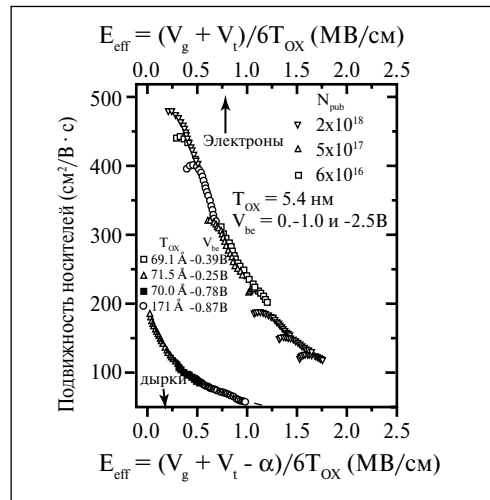


Рис.1.15. Демонстрация совпадения результатов новой универсальной модели подвижности носителей (сплошные кривые) с экспериментальными данными для электронов в n -МОПТ и дырок в p -МОПТ, изготовленных по различным технологиям в шести разных лабораториях

форма соотношений для деградации подвижности носителей как функций от V_g , V_t и T_{ox} является основой для разработки аналитической модели тока насыщения стока $I_{d,sat}$.

1.4.3. Зависимость подвижности электронов от напряженности продольного электрического поля

По мере приближения скорости носителей к участку насыщения зависимости $v(E)$ происходит снижение подвижности носителей. В процессе движения носителей вдоль канала их скорость приближается к скорости насыщения и, соответственно, происходит снижение их подвижности. Определение зависимости подвижности от продольного поля представляет значительно большие трудности по сравнению с подобной зависимостью от поперечного поля. В работе [18] описана методика независимого определения зависимости подвижности как от продольного, так и от поперечного поля для субмикронных транзисторов с длиной канала вплоть до 0,25 мкм. Методика основана на экстракции параметров β и v_{sat} в выражении для зависимости скорости носителей от напряженности продольного $E_{||}$ и поперечного эффективного E_{eff} полей [19]:

$$v(E_{||}, E_{\perp}) = \frac{\mu_0(E_{\perp}) \cdot E_{||}}{\left[1 + \left(\frac{\mu_0(E_{\perp}) \cdot E_{||}}{v_{sat}} \right)^{\beta} \right]^{1/\beta}}, \quad (1.38)$$

где μ_0 – низкополевая подвижность электронов при значении напряженности эффективного поля E_{\perp} ; $E_{||}$ – напряженность продольного электрического поля; v_{sat} , и β -параметры.

Экстракция указанных параметров осуществлялась путем сравнения экспериментальных и смоделированных с учетом выходных характеристик транзистора с параметрами: $L_{eff} = 0,6$ мкм, $W_{eff} = 20$ мкм, $T_{ox} = 157 \text{ \AA}$, $N_A = 1,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. По ре-

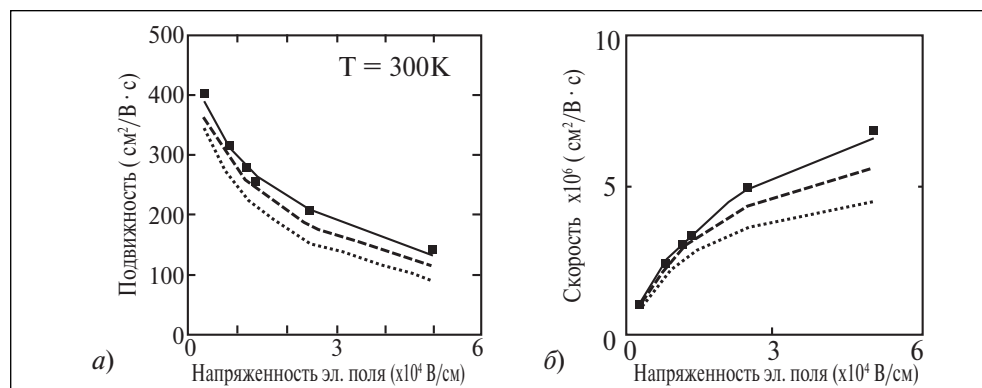


Рис. 1.16. Зависимости подвижности электронов (а) и их скорости насыщения (б) от продольной составляющей напряженности электрического поля в канале при комнатной температуре. Экспериментальные данные представлены зачерненными квадратами; теоретические кривые вычислялись по формуле (1.38) при $\beta = 1$ и $v_{sat} = 1,1 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ (сплошная кривая), $v_{sat} = 0,8 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ (кривая из удлиненных пунктиров) и $v_{sat} = 0,6 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ (кривая из коротких пунктиров)

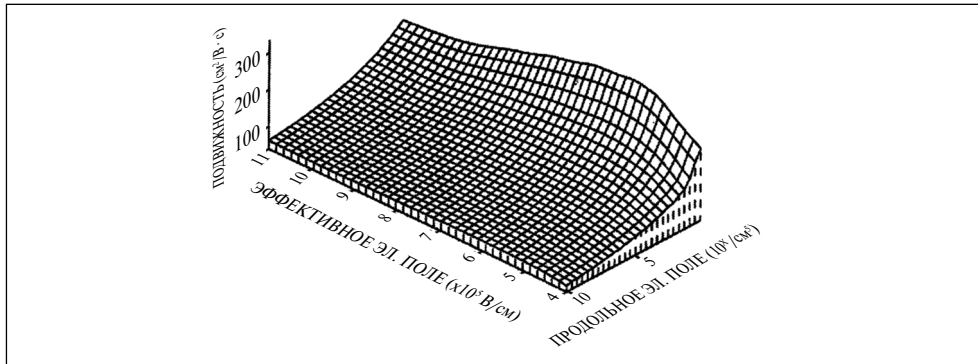


Рис. 1.17. Экспериментальные значения подвижности электронов как функции эффективной напряженности электрического поля, а также продольной его составляющей при комнатной температуре. Зависимость от эффективного поля была получена с помощью метода, рассмотренного в работе Bangueri J. et al. в SSE, 1996, v.39, p.875. Влияние продольной составляющей напряженности электрического поля учитывалось с помощью предложенного нового метода

зультатам процесса экстракции получено: $\beta = 1$, $v_{\text{sat}} = 1,1 \cdot 10^7$ см/с. При этом значения указанных параметров не зависели от напряженности эффективного поля, что согласуется с результатами работы [20]. На рис. 1.16 представлены расчетные зависимости подвижности и дрейфовой скорости носителей от напряженности продольного электрического поля, полученные на основе соотношения (1.38) при различных значениях параметра v_{sat} для транзистора с относительно большой длиной канала $L_{\text{eff}} = 0,6$ мкм. Также представлен ряд экспериментальных значений, которые совпали с кривой для $v_{\text{sat}} = 1,1 \cdot 10^7$ см/с.

С использованием описанной методики в работе [18] были получены зависимости подвижности электронов от напряженности продольного и поперечного полей для транзистора с длиной канала 0,25 мкм (описанного в работе [21]) (рис. 1.17). Как и для случая $L_{\text{eff}} = 0,6$ мкм значение насыщенной скорости носителей $v_{\text{sat}} = 1,1 \cdot 10^7$ см/с, однако значение параметра β стало выше ($\beta = 1,5$).

Необходимо отметить, что результаты, полученные в работе [18], основаны на измерении характеристик стандартного транзистора, а не тестовых приборных структур. Эта особенность использованной методики позволяет предполагать более высокую достоверность полученных результатов.

1.4.4. Насыщение скорости носителей

Как известно, при высоких значениях напряженности электрического поля дрейфовая скорость носителей в инверсионных слоях насыщается. Исследования показали, что насыщенная скорость v_{sat} электронов составляет $(6 \div 10) \cdot 10^6$ см/с, а дырок $(4 \div 8) \cdot 10^6$ см/с.

Для расчета дрейфовой скорости обычно применяют кусочно-гладкую модель, представляющую собой модификацию универсального соотношения (см. (1.20) в [22]):

$$v = \frac{\mu_{\text{eff}} E}{1 + (E/E_{\text{sat}})}, \text{ при } E < E_{\text{sat}}, \quad (1.39a)$$

Табл. 1.1. Параметры моделей эффективной подвижности для электронов и дырок

	Для электронов (в поверхностном канале)	Для дырок (в поверхностном канале)	Для дырок (в погруженном канале)
μ_0 (см ² /В(с))	670	160	290
E_0 (МВ/см)	0,67	0,7	0,35
v_0	1,6	1	1

$$v = v_{sat} \text{ при } E > E_{sat}. \quad (1.39б)$$

В соответствии с этой моделью насыщение скорости носителей происходит при E_{sat} . E_{sat} может быть выражено через v_{sat} и μ_{eff} подстановкой v_{sat} при $E = E_{sat}$ в соотношение (1.39а):

$$v_{sat} = \frac{\mu_{eff} E_{sat}}{1 + (E_{sat} / E_{sat})} \text{ или } E_{sat} = \frac{2v_{sat}}{\mu_{eff}}. \quad (1.40)$$

Сравнение указанных моделей на рис. 1.18 показывает, что кусочно-гладкая модель приводит к лучшему соответствию с экспериментальными результатами в широком диапазоне напряженности электрического поля при незначительном завышении значений скорости носителей v вблизи E_{sat} . Необходимо отметить, что выражение (1.40) для E_{sat} используется для того, чтобы обеспечить наилучшее соответствие экспериментальным результатам в области средних значений напряженности электрического поля. Это означает также, что произведение $E_{sat} \cdot \mu_{eff}$ нельзя интерпретировать как физическое значение насыщенной скорости. На рис. 1.19 представлены зависимости $v(E)$, рассчитанные с использованием соотношений (1.39) и (1.40) для трех значений толщины подзатворного окисла [6]. В расчете использованы следующие параметры: $V_t = 0,7$ В; $V_g - V_t = 2$ В; $v_{sat} = 1 \cdot 10^7$ см/с, а также данные из табл. 1.1 [12, 22, 23].

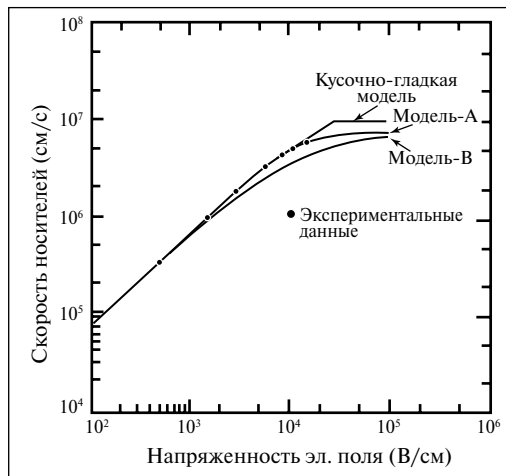


Рис. 1.18. Сравнение моделей зависимости скорости носителей от напряженности электрического поля: модели А и В задаются соотношениями (20) и (21) в [22], соответственно. Кусочно-гладкая модель соответствует соотношению (1.39). $\mu_0 = 7 \cdot 10^5$ см²/В·с и $v_{sat} = 1 \cdot 10^7$ см/с

Как видно, насыщение скорости носителей происходит интенсивнее при слабом поперечном поле и, соответственно, – при высокой подвижности.

1.4.5. Ток стока в линейной области

Получив выражение (1.39) для зависимости скорости носителей v от напряженности ускоряющего поля E , из уравнения (1.11) можно получить соотношение для тока стока в линейной области. Пренебрегая в (1.13) объемным зарядом, получим [6]:

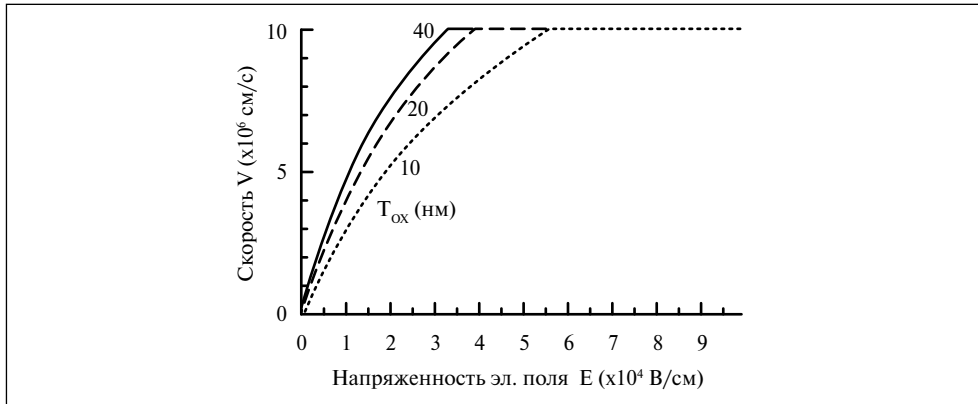


Рис. 1.19. Теоретические зависимости скорости приповерхностных электронов от напряженности электрического поля для трех значений толщины подзатворного окисного слоя (T_{ox}) - в соответствии с соотношениями (1.39), (1.40) и табл. 1.1. $V_t = 0,7$ В и $V_g - V_t = 2$ В

$$I_d = WC_{ox} [V_g^* - V(y)] \frac{\mu_{eff} E(y)}{1 + [E(y)/E_{sat}]}, \quad (1.41)$$

где $V_g^* = V_g - V_t$.

Распределение поля $E(y)$ тогда будет иметь вид:

$$E(y) = \frac{I_d}{\left\{ W \mu_{eff} C_{ox} [V_g^* - V(y)] - I_d \right\} / E_{sat}}. \quad (1.42)$$

Интегрируя (1.42) от $y = 0$ до $y = L$ и от $V(0) = 0$ до $V(L) = V_d$, получим

$$I_d = \frac{W}{L} \mu_{eff} C_{ox} \cdot \left(V_g^* - \frac{V_d}{2} \right) V_d \frac{1}{1 + V_d / (E_{sat} \cdot L)}. \quad (1.43)$$

Здесь предполагалось, что μ_{eff} не зависит от продольной координаты y . На самом деле μ_{eff} зависит от поперечного поля (см. (1.29)), которое изменяется вдоль канала. Однако на практике предположение о неизменности μ_{eff} вдоль канала оказалось приемлемым. Основанием для этого, в частности, является то, что это допущение компенсирует ошибку, допускаемую при расчете скорости носителей при средних значениях E с использованием двухдиапазонной кусочно-гладкой модели.

В выражение (1.43) для I_d параметры E_{sat} и L входят в виде сомножителей, поэтому МОПТ будет характеризоваться длинноканальным поведением, если или L , или E будут достаточно большими.

В соответствии с данной моделью ток стока в режиме насыщения равен произведению плотности носителей на значение дрейфовой скорости. В приближении плавного канала $WQ_n = C_{ox}(V_g^* - V_{dsat})$. Тогда с учетом (1.43)

$$I_{dsat} = v_{sat} WC_{ox} (V_g^* - V_{dsat}) = \quad (1.44a)$$

$$= \frac{W}{L} \mu_{eff} C_{ox} \cdot \left(V_g^* - \frac{V_{dsat}}{2} \right) V_{dsat} \frac{1}{1 + V_{dsat} / (E_{sat} \cdot L)}. \quad (1.44б)$$

Используя далее соотношение (1.40) можно получить соотношение

$$V_{sat} = \frac{E_{sat} \cdot L \cdot V_g^*}{E_{sat} \cdot L + V_g^*} \quad (1.45)$$

Подставляя (1.45) в (1.44a), получим для тока стока в режиме насыщения:

$$I_{dsat} = W \cdot \nu_{sat} \cdot C_{ox} \frac{(V_g^*)^2}{V_g^* + E_{sat} \cdot L} \quad (1.46)$$

Соотношение для максимальной крутизны в режиме насыщения получается путем дифференцирования выражения (1.44a):

$$g_{m,sat} = W \cdot \nu_{sat} \cdot C_{ox} \left(1 - \frac{\partial V_{dsat}}{\partial V_g} \right) \quad (1.47)$$

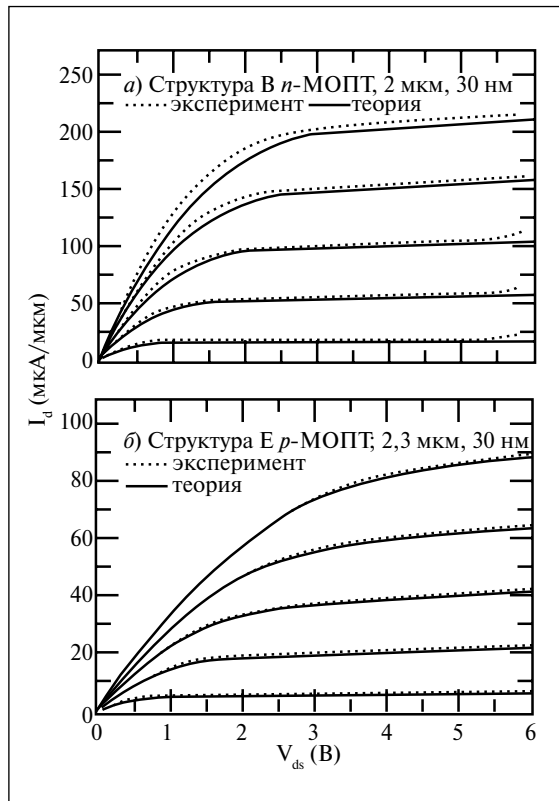


Рис.1.20. Экспериментальные и теоретические выходные $I_d(V_{ds})$ -характеристики для (а) n -МОПТ (NB) и (б) p -МОПТ (NE). Приборы типа «В» имели: $L_{eff} = 2$ мкм; $T_{ox} = 30$ нм; $V_t = 0,65$ В и $X_j = 0,3$ мкм. Приборы типа «Е» имели: $L_{eff} = 2,3$ мкм; $T_{ox} = 30$ нм; $V_t = -0,7$ В и $X_j = 0,5$ мкм (взято из работы [23])

Снова стоит упомянуть, что в выражения для I_{dsat} параметры L и E_{sat} входят в виде множителей, так что увеличение L или E_{sat} создает одинаковый эффект. Адекватные результаты при расчете параметров приборов могут быть получены при использовании значений ν_{sat} равных $8 \cdot 10^6$ см/с и $6 \cdot 10^6$ см/с для электронов и дырок, соответственно, и значений μ_0 , ν и E_0 , приведенных в табл. 1.1. На рис.1.20 представлены выходные характеристики n - и p -канальных МОПТ, рассчитанные с использованием рассмотренной модели. Результаты имеют удовлетворительное согласие с экспериментом. Благодаря простоте соотношений они получили широкое распространение несмотря на их приближенный характер. Более того, результаты расчетов близки к экспериментальным даже для приборов глубоко субмикронного диапазона. На рис.1.21 а, б [24] представлены расчетные зависимости I_{dsat} и g_{sat} для приборов с L_{eff} вплоть до 0,15 мкм вместе с экспериментальными данными [24],

которые были скорректированы с учетом последовательного сопротивления сток-истоковых областей. Параметры μ_0 , E_0 и d_0 взяты из табл. 1.1, а $v_{sat} = 8 \cdot 10^6$ см/с.

Рассмотрим некоторые выводы, касающиеся характеристик масштабируемых приборов, используя полученные соотношения.

1. О напряжении насыщения V_{dsat} . С уменьшением длины канала напряженность электрического поля вблизи стока будет достигать значения E_{sat} при более низком напряжении на стоке. Поэтому V_{dsat} уменьшается при масштабировании. При уменьшении толщины подзатворного окисла происходит деградация подвижности носителей из-за роста напряженности поперечного электрического поля. В результате E_{sat} , а также и V_{dsat} , будут увеличиваться.

2. О токе стока I_{dsat} . Анализируя выражение (1.46) для I_{dsat} , можно видеть, что при $E_{sat}L \gg V_g^*$ ток I_{dsat} пропорционален $(V_g^*)^2$, что характерно для длинноканального случая при $E_{sat}L \ll V_g^*$ $I_{dsat} \sim V_g^*$, что характерно для короткоканального поведения. Подобно выводам об изменении V_{dsat} при масштабировании, в данном случае прибор проявляет больше длинноканальных свойств при увеличении L или уменьшении T_{ox} .

Однако прибор даже с очень малой длиной канала при достаточно низких V_g^* может проявлять отчасти длинноканальные свойства. В этой ситуации с учетом того, что $E_{sat} = 2v_{sat}/\mu_{eff}$, ток стока равен:

$$I_{dsat} = \frac{\mu_{eff}}{2} \cdot \frac{W}{L} \cdot C_{ox} \cdot (V_g^*)^2, \text{ если } E_{sat} \cdot L \gg V_g^*. \quad (1.48)$$

Область действия условия длинноканальности зависит от величины E_{sat}/L . При заданной величине T_{ox} максимально возможное значение тока стока

$$I_{dsat} = v_{sat} \cdot W \cdot C_{ox} \cdot V_g^* \quad (1.49)$$

достигается при очень малой длине канала, такой, что V_{dsat} стремится к нулю (см. (1.44a)). При этих условиях скорость носителей насыщается уже вблизи истока.

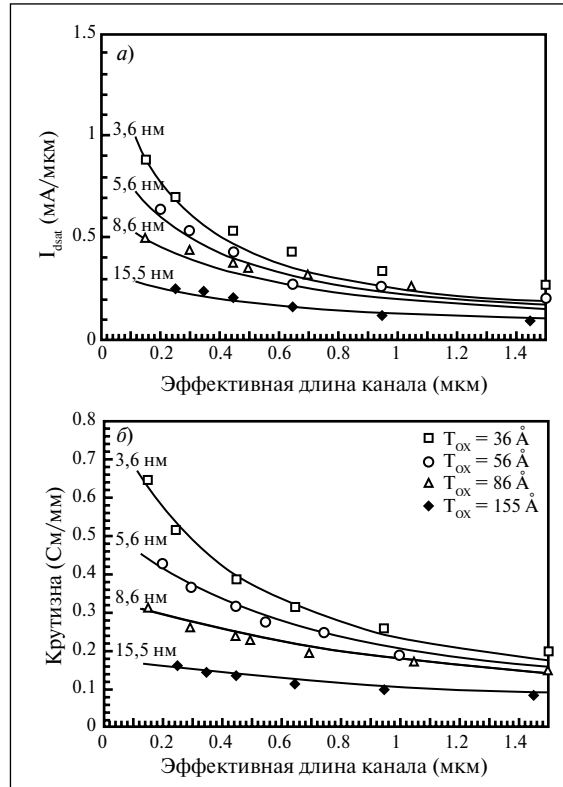


Рис. 1.21. Экспериментальные и теоретические зависимости от эффективной длины канала (L_{eff}): (а) тока насыщения стока I_{dsat} и (б) максимальной крутизны в области насыщения g_{msat} – для набора субмикронных МОПТ с четырьмя различными значениями толщины подзатворного окисного слоя (T_{ox}). $W_{eff} = 10$ мкм и $V_g - V_t = 2$ В. Данные взяты из работы [24]

Ток стока реальных приборов всегда ниже этого максимального значения. Полезно ввести коэффициент идеальности по току K_I для оценки качества масштабируемого прибора:

$$I_{dsat} = K_I \cdot v_{sat} \cdot W \cdot C_{ox} \cdot V_g^*, \quad \text{где } K_I < 1. \quad (1.50)$$

Из сравнения (1.50) и (1.44) получаем

$$K_I = (V_g^* - V_{dsat}) / V_g^*. \quad (1.51)$$

Коэффициент K_I очень полезен для сравнения параметров масштабируемых приборов. Так например, n -МОПТ с толщиной окисла $T_{ox} = 60$ нм и $L = 1$ мкм

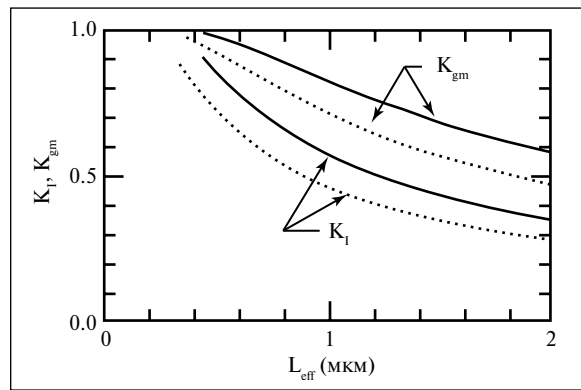


Рис.1.22. Теоретические зависимости коэффициентов идеальности K_I и K_{gm} от эффективной длины канала L_{eff} при двух различных толщинах подзатворного окисного слоя $T_{ox} = 25$ нм (сплошные кривые) и $T_{ox} = 10$ нм (точечные кривые) [23]. Здесь K_{gm} – коэффициент идеальности для $g_{m,sat}$, задаваемый соотношением (1.54)

насыщается при $V_d = 1,3$ В и $V_g^* = 4,3$ В. Значение коэффициента идеальности составит 0,72.

Это означает, что уменьшение длины канала при заданной толщине подзатворного окисла позволит улучшить ток стока не более, чем на 30%.

На рис. 1.22 представлены зависимости коэффициента K_I от длины канала L для двух значений толщины окисла T_{ox} .

Из представленной зависимости следует, что уменьшение длины канала L приборов с толстым подзатворным окислом не позволяет значительно увеличить ток стока.

Однако при малых L значение коэффициента K_I стремится к единице

независимо от T_{ox} . В этом случае $I_{d,sat}$ изменяется пропорционально C_m . Таким образом, очень выгодно использовать по возможности более тонкий подзатворный окисел в приборах с длиной канала менее 0,25 мкм. Приведенные на рис. 1.21, а, б результаты расчета и эксперимента подтверждают и иллюстрируют этот вывод.

3. О максимальной крутизне транзистора в режиме насыщения $g_{m,sat}$.

Из соотношения (1.47) следует, что максимальное значение крутизны в режиме насыщения равно

$$g_{m,sat} = W v_{sat} C_{ox}. \quad (1.52)$$

Однако в реальных приборах $g_{m,sat}$ всегда ниже этого максимального значения. Тогда, вводя коэффициент идеальности K_{gm} ,

$$g_{m,sat} = K_{gm} W v_{sat} C_{ox}, \quad \text{при } K_{gm} < 1. \quad (1.53)$$

Из сравнения с (1.47) K_{gm} определяется следующим образом:

$$K_{gm} = 1 - \partial V_{d,sat} / \partial V_g^*. \quad (1.54)$$

Величина $g_{m,sat}$ короткоканальных приборов принимает максимальное значение в области средних напряжений смещения на затворе, выше которых она будет

оставаться неизменной либо незначительно уменьшается. Учет коэффициента K_{gm} очень важен при экстракции v_{sat} : использование выражения для $g_{m,sat} = W \cdot v_{sat} \cdot C_{ox}$ вместо $K_{gm} \cdot W \cdot v_{sat} \cdot C_{ox}$ может привести к ошибочным результатам при определении v_{sat} .

4. Влияние последовательного сопротивления сток-истоковых областей.

Сопротивление сток-истоковых областей имеет три основные компоненты: сопротивление контактов, поверхностное сопротивление диффузионных областей и зависящее от напряжения на затворе сопротивление диффузионного слоя сток-истоковых областей на участке спада концентрации. Величина удельного сопротивления контакта алюминия к диффузионному слою не превышает 100 Ом·мкм². Типовое поверхностное сопротивление сток-истоковых областей в микронной технологии составляет 25 Ом/□ (n^+ -слой) и 60 Ом/□ (p^+ -слой); для 0,5-микронной технологии указанные значения примерно вдвое выше. Использование технологии самосовмещенного формирования силицида на сток-истоковых областях позволяет снизить их поверхностное сопротивление до 4 Ом/□, а удельное сопротивление контактов до 20 Ом·мкм².

Без использования силицидной технологии крутизна транзисторов, изготовленных по 0,5-микронной технологии, снижается более чем на 10%.

Введение последовательного сопротивления R_s стока и истока в аналитическую модель тока стока представляет сложную задачу. Приближенное выражение для $I_{d,sat}$ получают заменой V_g^* и V_d в исходном соотношении (1.43) на $(V_{g,ex} - I_d \cdot R_s)$ на $(V_{g,ex} - 2I_d \cdot R_s)$, соответственно, и последующим решением уравнения относительно $I_{d,sat}$. Последовательное сопротивление сток-истоковых областей увеличивает напряжение насыщения на величину $2I_d \cdot R_s$. Кроме того, оно вызывает уменьшение тока стока и крутизны.

1.4.6. Распределение напряженности продольного электрического поля в канале

При приложении к стоку транзистора напряжения, превышающего напряжение насыщения $V_{d,sat}$, в канале появляется область, в которой носители имеют насыщенную скорость. Будем называть ее областью насыщенной скорости – ОНС. При повышении напряжения на стоке V_d протяженность этой области увеличивается. Соответственно длина части канала, в которой выполняется приближение плавного канала, уменьшается с ростом V_d , а ток стока увеличивается. Для описания этого явления модуляции длины канала необходимо одновременное решение уравнения Пуассона и уравнения переноса носителей (уравнения непрерывности) в пределах ОНС. Уравнение Пуассона в общем виде представлено выражением (1.20). Заменяя $\rho(x,y)$ суммой объемных плотностей зарядов в области обеднения qN_a и заряда носителей qN_m , получим:

$$\frac{\partial^2 V(x,y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V(x,y)}{\partial y^2} = \frac{qN_a(x,y) + qN_m(x,y)}{\epsilon_{Si}}. \quad (1.55)$$

Точное решение этого уравнения возможно лишь численным методом с использованием двух- или трехмерного моделирования. Для приближенного аналитического решения с целью определения распределения $V(x,y)$ или, что более важно, распределения напряжения $V(y)$ и $E(y)$ вдоль канала, уравнение (1.55)

упрощается допущением отсутствия градиента напряженности электрического поля по вертикальной координате. Тогда уравнение (1.55) принимает вид:

$$\frac{dE}{dy} = \frac{qN_a + qN_m}{\epsilon_{Si}}. \quad (1.56)$$

Объемная плотность заряда носителей выражается следующим образом:

$$qN_m = A \frac{I_d}{X_j v_{sat} W_{eff}}, \quad (1.57)$$

где A — подгоночный параметр. Кроме того, предполагается, что ток стока I_d создается носителями, имеющими скорость v_{sat} и равномерно распределенными в объеме на глубину залегания p - n -перехода X_j , тогда уравнение (1.56) примет вид:

$$\frac{dE}{dy} = \frac{qN_a}{\epsilon_{Si}} + A \frac{I_d}{\epsilon_{Si} X_j v_{sat} W_{eff}}. \quad (1.58)$$

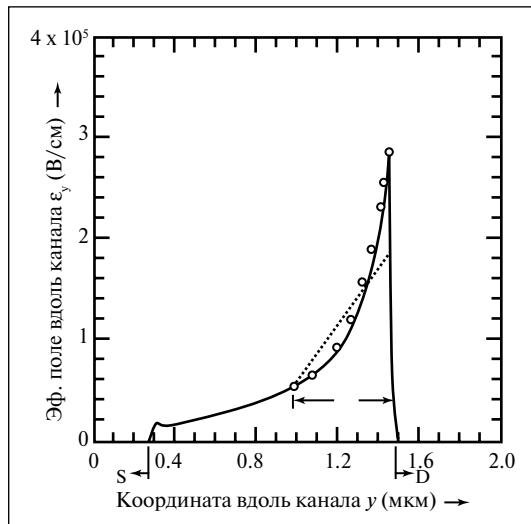


Рис. 1.23. Зависимости расчетной величины напряженности электрического поля вдоль канала E_y для трех теоретических моделей ($T_{ox} = 35,8$ нм; $N_A = 6,6 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$; $X_j = 300$ нм; $L_{eff} = 1,15$ мкм; $V_d = 8$ В; $V_g - V_t = 1,14$ В).

о о о — псевдо-двумерная модель;

----- — модель постоянного градиента напряженности электрического поля в направлении оси Y;

— — численное двумерное моделирование

Распределение поля $E(y)$ в области ОНС может быть получено при использовании граничного условия $E(y) = E_{sat}$ на границе ОНС. В результате распределение поля в канале будет характеризоваться постоянным градиентом, так как правая часть уравнения (1.58) не зависит от координаты y . В противоположность этому распределение поля в канале, полученное численным двумерным моделированием, характеризуется почти экспоненциальным ростом напряженности в направлении к стоку (рис.1.23), поэтому использование соотношения (1.58) приводит к значительной ошибке в оценке пикового значения напряженности электрического поля. Следовательно эта модель не может быть использована для исследования проблем, связанных с горячими носителями, которые очень чувствительны к пиковым значениям напряженности.

Причиной неадекватности модели (1.58), приводящей к постоянному градиенту электрического поля, является пренебрежение вертикальным полем, создаваемым затвором. Указанные проблемы расчета распределения поля в канале могут быть устранены при использовании псевдо-двумерного подхода [22, 25].

В соответствии с этим подходом применяется закон Гаусса-Остроградского для поверхности, окаймляющей область ОНС (контур ABCD на рис. 1.24). Внутри объема, охватываемого этой поверхностью, размещен заряд подвижных носителей и большая часть заряда области обеднения. В последующем анализе принят ряд допущений:

носители в области ОНС имеют скорость v_{sat} ; область стока сильно легирована и имеет крутой фронт; нижняя граница потока носителей совпадает с нижней границей стокового p - n -перехода. Второе допущение означает, что анализируемая структура не имеет LDD-областей – слаболегированных областей стока (lightly doped drain). Анализ с учетом LDD-областей выполнен в [26, 27]). Система координат на рис. 1.24 выбрана таким образом, что $y' = 0$ в точке A и $y' = \Delta L$ в точке D . В соответствии с законом Гаусса-Остроградского для контура ABCD:

$$-E_{sat} X_j + E(y') X_j + \frac{\epsilon_{ox}}{\epsilon_{Si}} \int_0^{y'} E_{ox}(0, k) dk = \frac{qN_a}{\epsilon_{Si}} X_j(y') + \frac{qN_m}{\epsilon_{Si}} X_j(y'). \quad (1.59)$$

При написании этого уравнения предполагается, что линии поля, пересекающие границу BC , дают малый вклад по сравнению с другими поверхностными интегралами. Это предположение вполне допустимо, так как линии поля, исходящие из области стока вблизи нижнего угла, в большей части горизонтальны. Кроме того, предполагается, что напряженность поля E не зависит от координаты X . Дифференцируя уравнение (1.59) по y' , получим:

$$X_j \times \frac{dE(y')}{dy'} + \frac{\epsilon_{ox}}{\epsilon_{Si}} E_{ox}(0, y') = \frac{qN_a X_j}{\epsilon_{Si}} + \frac{qN_m X_j}{\epsilon_{Si}}. \quad (1.60)$$

После подстановки $E_{ox} = [V_g - V_{fb} - 2\phi_F - V(y')]/T_{ox}$ уравнение (1.60) примет вид:

$$X_j \times \frac{dE(y')}{dy'} + \frac{\epsilon_{ox}}{\epsilon_{Si}} \cdot \frac{1}{T_{ox}} [V_g - V_{fb} - 2\phi_F - V(y')] = \frac{qN_a X_j}{\epsilon_{Si}} + \frac{qN_m X_j}{\epsilon_{Si}}. \quad (1.61)$$

Так как $[V_g - V_{fb} - 2\phi_F - V_{d,sat}]/T_{ox} = E_{ox}(y' = 0) = (qN_a X_j + qN_m X_j)/\epsilon_{ox}$, то уравнение (1.61) упрощается:

$$\epsilon_{Si} X_j \frac{dE(y')}{dy'} = C_{ox} [V(y') - V_{d,sat}] \quad (1.62a)$$

или

$$\frac{dE(y')}{dy'} = \frac{[V(y') - V_{d,sat}]}{l^2}, \quad \text{где } l^2 = \frac{\epsilon_{Si}}{\epsilon_{ox}} T_{ox} X_j. \quad (1.62b)$$

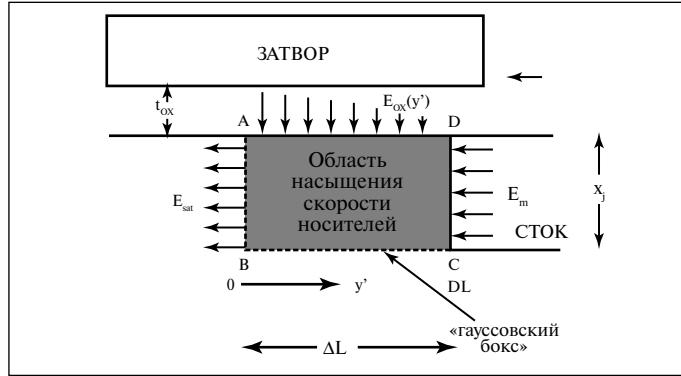


Рис.1.24. Схема, использованная при анализе картины распределения напряженности электрического поля в области насыщения скорости носителей

Физический смысл уравнения (1.62а) состоит в следующем. В точке A канала (где $V(y' = 0) = V_{d,sat}$) напряженность вертикального поля в окисле определяется как зарядом инверсионного слоя, так и зарядом обедненного слоя. Заряд инверсионного слоя остается неизменным по всей области ОНС, так как скорость носителей постоянна (равна v_{sat}), а ток не изменяется в соответствии с принципом непрерывности. Однако так как напряжение в канале растет в направлении к стоку, то напряженность вертикального поля будет уменьшаться и поэтому только часть заряда в области ОНС будет связана с ним. Другая часть заряда в соответствии с уравнением Пуассона приведет к образованию градиента напряженности вдоль канала. В соответствии со сказанным правая часть уравнения (1.62) представляет собой заряд, не связанный с вертикальным полем, а левая – соответствующее увеличение градиента напряженности вдоль канала.

Решение уравнения (1.62) производится при граничных условиях $E(0) = E_{sat}$ и $V(0) = V_{d,sat}$ и имеет вид :

$$E(y') = E_{sat} \cdot ch(y'/l), \quad (1.63)$$

$$V(y') = V_{d,sat} + l \cdot E_{sat} \cdot sh(y'/l). \quad (1.64)$$

На стоковом конце канала пиковое значение напряженности электрического поля равно:

$$E_m = \left. E_{sat} \cdot ch(\Delta L / l) \right|_{y'=\Delta L}, \quad (1.65)$$

а значение напряжения в этой точке

$$V_d = V_{d,sat} + l \cdot E_{sat} \cdot sh(\Delta L / l). \quad (1.66)$$

Из уравнений (1.65) и (1.66) следует

$$\Delta L = l \cdot \ln \left[\frac{(V_d - V_{d,sat}) / l + E_m}{E_{sat}} \right], \quad (1.67)$$

$$E_m = \left[\frac{(V_d - V_{d,sat})^2}{l^2} + E_{sat}^2 \right]^{1/2}. \quad (1.68)$$

Уравнения (1.63–1.68) содержат важную информацию. Из уравнения (1.63) следует, что напряженность электрического поля в канале растет почти экспоненциально в направлении к стоку. Зависимость $E(y')$, рассчитанная с использованием уравнения (1.63), представлена на рис. 1.23 вместе с результатами численного двумерного расчета.

Пик напряженности E_m определяется падением напряжения на области ОНС. Действительно, E_m зависит от длины канала косвенно через $V_{d,sat}$. Если V_d превышает V_{dsat} хотя бы на 2 В, то $(V_d - V_{dsat})/l \gg E_{sat}$ и тогда E_m будет пропорционально $(V_d - V_{d,sat})$. Этот вывод важен для понимания поведения тока подложки.

Возвращаясь к уравнению (1.62), следует сказать, что путем численного двумерного моделирования выражение для l уточнено следующим образом:

$$l = 0,22 \cdot X_j^{1/2} \cdot T_{ox}^{-1/\beta}, \quad (1.69)$$

где l , X_j и T_{ox} должны быть представлены в сантиметрах. Исследования показали, что это выражение, в котором показатель степени при T_{ox} равен $1/3$, а не $1/2$, справедливо в широком диапазоне значений X_j , T_{ox} и N_a . Для количественной оценки значений E_m в n -МОП транзисторе с длиной канала 1 мкм подставим в (1.68) значения $T_{ox} = 250 \text{ \AA}$, $X_j = 0,2 \text{ мкм}$, $1/l = 7,5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$. При низком напряжении на затворе ($V_g - V_t$) напряжение V_d , соответствующее насыщению, также приближается к нулю ($V_{dsat} \approx 0$). При значениях $E_{sat} = 5 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ и $V_d = 5 \text{ В}$ пиковая напряженность электрического поля будет равна $E_m = 3,85 \cdot 10^5 \text{ В/см}$. Такой высокий уровень напряженности приводит к эффектам горячих носителей. При этом в связи с тем, что E_m пропорциональна величине $1/(T_{ox}^m X_j^{1/2})$, где $1/3 < m < 1/2$, то при масштабировании приборов проблемы, связанные с горячими носителями, будут возрастать. Снижение напряжения питания снимает остроту этих проблем.

Теперь, имея соотношение (1.67) для ΔL , можно получить выражение для тока стока в режиме насыщения для $V_d > V_{dsat}$:

$$I_d(\Delta L) = I_{d,sat} \frac{L}{L - \Delta L} \left[\frac{V_{d,sat} + E_{sat} \cdot L}{V_{dsat} + E_{sat} (L - \Delta L)} \right]. \quad (1.70)$$

Выходное сопротивление прибора R_{out} в режиме насыщения может быть получено дифференцированием уравнения (1.70) относительно V_d . Приближенное выражение для R_{out} имеет вид:

$$R_{out} = \frac{1}{I_d} \cdot \frac{(V_d - V_{d,sat})}{l} L + \frac{V_{dsat}}{E_{sat}}. \quad (1.71)$$

Из этого выражения следует, что R_{out} пропорционально $1/I_d$. Такая зависимость действительно выполняется в реальных приборах, если в них отсутствует эффект смыкания или утечки.

1.4.7. Длина области насыщения скорости носителей

Длина области насыщения скорости носителей вблизи стока МОПТ является важнейшим параметром, определяющим характеристики транзистора. При по-

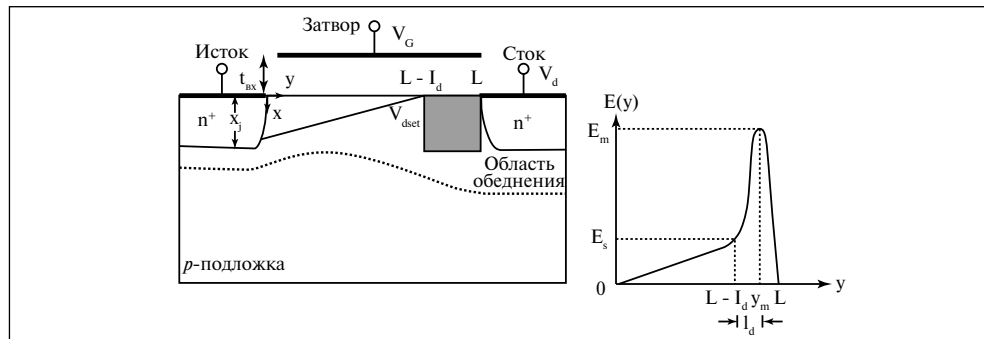


Рис. 1.25. Схематическое сечение приборной структуры с указанием координат и области насыщения скорости носителей. Обозначены также координаты, соответствующие граничным условиям. Заштрихованная область соответствует участку насыщения скорости носителей

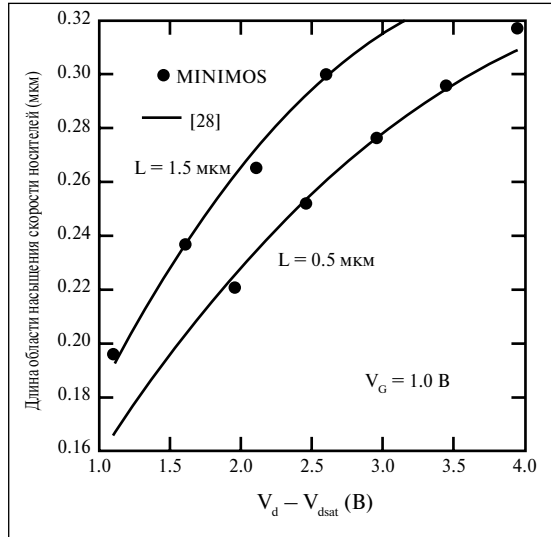


Рис.1.26. Графики зависимости протяженности области насыщения скорости носителей l_d от ($V_d - V_{dsat}$). Отдельные точки (•) соответствуют результатам, смоделированным с помощью программы MINIMOS, а сплошные кривые получены с помощью аналитических соотношений

вышении напряжения на стоке (V_d) до величины напряжения насыщения (V_{dsat}) напряженность электрического поля вблизи стока достигает критического значения ($\sim 4 \cdot 10^4$ В/см), при котором скорость носителей насыщается. Сильное поле в этой области также вызывает ударную ионизацию и генерацию тока подложки, а горячие носители, инжектированные в подзатворный диэлектрик, изменяют характеристики транзистора. В МОПТ с коротким каналом область с высокой напряженностью поля становится соизмеримой с длиной канала и вследствие этого определяет величину тока стока. Показано, что длина области насыщения скорости носителей определяется глубиной залегания стокового $p-n$ -перехода и толщиной подзатворного диэлектрика

[28], напряжением на стоке [29] и длиной канала. В работе [30] получено более точное аналитическое выражение для вычисления длины области насыщения l_d (рис. 1.25), определяемое как область вблизи стока, в которой напряженность электрического поля выше $4 \cdot 10^4$ В/см:

$$l_d \approx \lambda \left(\frac{A + u + \sqrt{u^2 + 2au + 1}}{a + 1} \right), \quad (1.72)$$

где $\lambda = \sqrt{[(\epsilon_{Si}/\epsilon_{ox}) \cdot T_o \cdot X_j]}$, $a = \lambda/(L - 2\lambda)$, $u = a \left(\text{ch} \frac{I_d}{\lambda} - 1 \right) + \text{sh} \frac{I_d}{\lambda}$.

При малых значениях a (для длинноканальных приборов) выражение (1.72) совпадает с полученным соотношением (1.67):

$$I_d = \lambda \ln(u + \sqrt{u^2 + 1}). \quad (1.73)$$

На рис. 1.26 представлены зависимости длины области насыщения скорости носителей от ($V_d - V_{dsat}$) для значений длины канала $L = 0,5$ мкм и $1,5$ мкм ($X_j = 0,43$ мкм; $T_{ox} = 15$ нм; $N_B = 5,2 \cdot 10^{16}$ см⁻³). Точками указаны результаты двумерного моделирования. Как видно, результаты расчетов с использованием выражения (1.69) и двумерного моделирования совпадают. Зависимость области насыщения от длины канала представлена на рис. 1.27. Как и ожидалось, в длинноканальных приборах эта зависимость выражена слабее.

1.4.8. Ток насыщения стока

Среди всех параметров МОПТ ток насыщения стока (I_{dsat}) оказывает наибольшее влияние на быстродействие схем на основе МОПТ, и, следовательно, I_{dsat} является одним из наиболее важных приборных параметров. Однако до сих пор во многих случаях использовалось при анализе или даже для предсказания зависимости I_{dsat} от T_{ox} , L_{eff} и V_{DD} известное выражение, поскольку отсутствовала аналитическая модель для I_{dsat} в глубокой субмикронной области:

$$I_{dsat} = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{W_{eff}}{L_{eff}} \right) \cdot \mu_{eff} \cdot \left(\frac{\epsilon_{ox}}{T_{ox}} \right) (V_g - V_t)^2 \quad \text{см., например (1.48),}$$

где W_{eff} — эффективная ширина канала, L_{eff} — эффективная длина канала, T_{ox} — толщина подзатворного окисного слоя, ϵ_{ox} — диэлектрическая проницаемость SiO_2 , V_t — пороговое напряжение, V_g — напряжение смещения затвора и μ_{eff} — эффективная подвижность носителей в канале. Это соотношение, взятое из учебных пособий, оказывается весьма неадекватным современным МОПТ, так как в исходной модели не были учтены эффекты насыщения скорости носителей, короткоканальные эффекты (например, спад порогового напряжения при уменьшении длины канала), деградация подвижности при увеличении вертикальной составляющей напряженности электрического поля в канале, влияние последовательного сопротивления LDD-структур истока и стока ($R_d = R_s$).

Уточненная модель I_{dsat} для МОПТ была разработана в [33]. В этой модели деградация подвижности учитывалась путем использования соотношений (1.33)–(1.37), обсуждаемых в подразделе 1.4.1 [33]. Для учета короткоканального эффекта спада V_t в работе [33] использовались значения V_t , измеренные при соответствующих величинах L_{eff} . Далее насыщение скорости носителей учитывалось с помощью следующего соотношения [22]:

$$I_{dsat} = W v_{sat} C_{ox} \cdot (V_{gs} - V_t - V_{dsat}) = W v_{sat} C_{ox} \cdot \frac{(V_{gs} - V_t)^2}{V_{gs} - V_t + E_{sat} L_{eff}}, \quad (1.74)$$

где скорость насыщения $v_{sat} = 8 \cdot 10^6$ см/с; V_{dsat} — напряжение насыщения тока стока; $E_{sat} = 2v_{sat}/\mu_{eff}$ — напряженность электрического поля, соответствующая насыщению скорости носителей. Последовательное сопротивление истока обычно находится в диапазоне 300–500 Ом·мкм. Эффективная величина напряжения смеще-

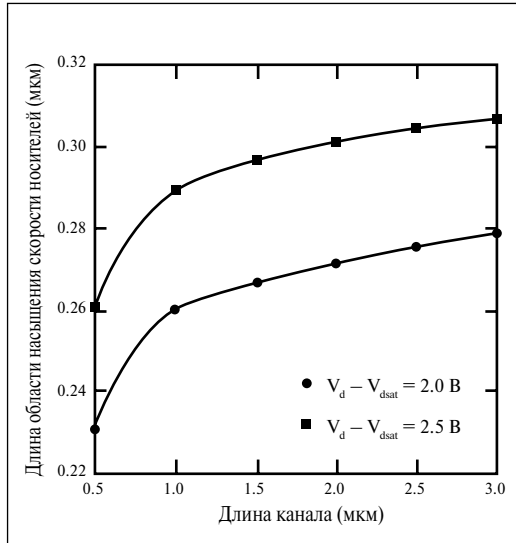


Рис.1.27. Зависимости протяженности области насыщения скорости носителей (l_d) от длины канала (L)

ния затвора ($V_g - V_t$) таким образом должна быть уменьшена на величину $I_{dsat} R_s \sim 0,2-0,3$ В, так что получаем $(V_g - V_t - I_{dsat} R_s)$. Следовательно, влияние R_s становится более сильным при более низких величинах напряжения питания V_{DD} . Для того чтобы учесть влияние R_s на I_{dsat} , соотношение (1.71) следует привести к виду:

$$I_{dsat} = W \nu_{sat} C_{ox} \cdot \frac{(V_{gs} - V_t - I_{dsat} R_s)^2}{V_{gs} - V_t - I_{dsat} R_s + E_{sat} L_{eff}} \quad (1.75)$$

Решая это квадратное уравнение относительно I_{dsat} , получаем [31]:

$$I_{dsat} = \frac{(V_1 + V_2) - \sqrt{(V_1 + V_2)^2 - 2V_2 E_{sat} L_{eff}}}{2(R_s + W \nu_{sat} C_{ox} R_s^2)}, \quad (1.76)$$

где $V_1 = (V_g - V_t) + E_{sat} L_{eff}$ и $V_2 = 2(V_g - V_t) R_s W \nu_{sat} C_{ox}$.

Ограничиваясь первым членом в разложении в ряд Тейлора (1.76), получаем следующее выражение для $I_{dsat}(R_s)$:

$$I_{dsat}(R_s) = \frac{I_{dsat0}}{1 - \frac{2I_{dsat0} R_s}{V_{gs} - V_t} + \frac{I_{dsat0} R_s}{V_{gs} - V_t + E_{sat} L_{eff}}}, \quad (1.77)$$

где $I_{dsat0} \equiv I_{dsat}(R_s = 0)$ задается соотношением (1.74). На рис. 1.28 [33б] и рис. 1.29 [33а] показано, что использованная модель весьма хорошо отвечает экспериментальным зависимостям $I_{dsat}(L_{eff})$ при различных $V_{DD} = 1,5$ В; 2 В и 2,5 В, т.е. в достаточно широком диапазоне V_{DD} и L_{eff} . Более подробное подтверждение модели I_{dsat} путем сравнения с экспериментальными данными можно найти в работах [17] и [40].

Необходимо отметить, что для сравнения модели I_{dsat} с экспериментальными

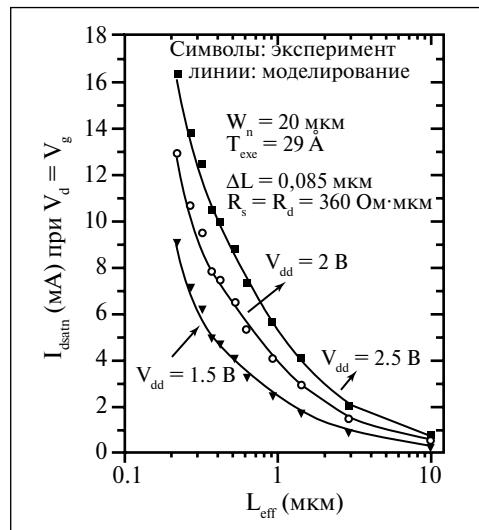


Рис.1.28. Предсказываемые новой моделью [33б] зависимости тока стока насыщения (I_{dsat}) от эффективной длины канала (L_{eff}) хорошо совпадают с измеренными данными для n -МОПТ в широком диапазоне L_{eff} при $T_{ox} = 2,5$ нм и при трех различных значениях $V_{DD} = 1,5$ В

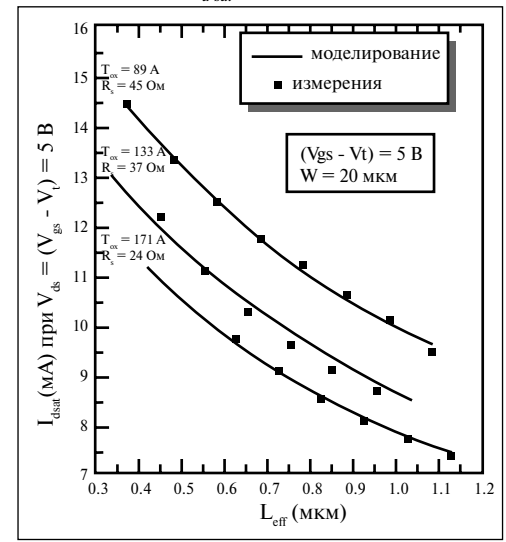


Рис.1.29. Предсказываемые новой моделью [33а] зависимости тока стока насыщения (I_{dsat}) от эффективной длины канала (L_{eff})

ми данными для МОПТ с тонкими подзатворными окисными слоями следует использовать величины T_{ox} , измеренные электрическими методами ($C(V)$ -методом), а не получаемые с помощью оптических измерений. Более подробное обсуждение всех аспектов этой проблемы можно найти в работе [336] или же в [40,33]. Величина L_{eff} определяется обычным методом. Используемое здесь значение порогового напряжения V_t определяется путем линейной экстраполяции зависимости I_d от V_g при небольших величинах V_g в случае относительно длинноканальных МОПТ. В случае короткоканальных МОПТ для определения V_t рекомендуется метод постоянного тока для того, чтобы учесть эффект снижения барьера, индуцируемый стоком (DIBL-эффект), а также учитывать другие короткоканальные эффекты, оказывающие влияние на V_t .

Чтобы получить представление относительно общей тенденции изменения нагрузочной способности МОПТ по току, обеспечиваемой будущими технологиями, на рис. 1.30 и 1.31 приводятся зависимости I_{dsat} от L_{eff} при фиксированных значениях V_t и R_s , но при различных величинах T_{ox} и напряжении питания (V_{DD}). При малых величинах $L_{eff} < 0,1$ мкм может начать сказываться эффект «перегрева» носителей, проявляющийся в увеличении скорости носителей относительно ее равновесного значения, что может потребовать усовершенствования данной модели с целью повышения ее точности. Данные, представленные на рис. 1.30 и 1.31, демонстрируют, что вследствие деградации подвижности и масштабирования напряжения питания I_{dsat} не должен превышать 0,8–0,85 мА/мкм.

С целью получения удобного в использовании соотношения I_{dsat} (аналогичного (1.48)) для оценки влияния масштабирования параметров МОПТ и напряжения питания на I_{dsat} были осуществлены процедуры моделирования влияния различных условий с использованием при этом новой точной модели I_{dsat} . Было

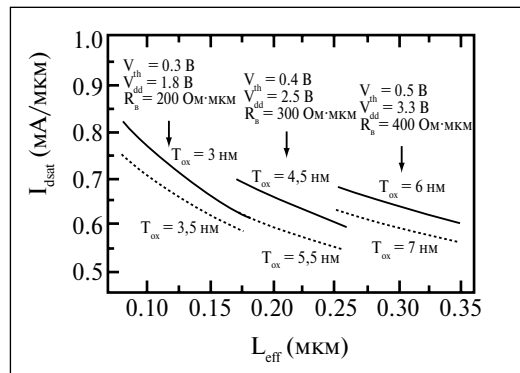


Рис.1.30. Предсказываемые новой моделью [336] зависимости тока стока насыщения $I_{d,sat}$ от эффективной длины канала (L_{eff})

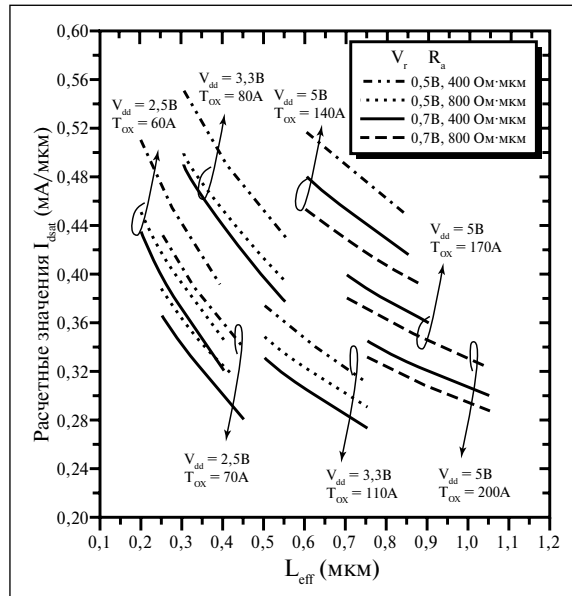


Рис.1.31. Предсказываемые новой моделью [33] величины $I_{dsat}(L_{eff})$ для современных и будущих технологий при различных напряжениях питания (V_{DD}) и толщинах подзатворного окисного слоя (T_{ox})

установлено, что достаточно хорошую аппроксимацию I_{dsat} для предсказания работы МОПТ в глубокой субмикронной области обеспечивает следующее эмпирическое соотношение:

$$I_{dsat} = k(R_s) \cdot L_{eff}^{-0,5} T_{ox}^{-0,8} \cdot (V_g - V_t)^{1,25} . \quad (1.78)$$

Сравнение (1.48) и (1.78) для короткоканальных МОПТ (в глубокой субмикронной области) и МОПТ с длинным каналом показало, что масштабирование L_{eff} или увеличение V_g и/или V_{DD} в случае МОПТ с L_{eff} в глубокой субмикронной области будет давать меньший выигрыш по сравнению со случаем длинноканальных МОПТ из-за эффекта насыщения скорости носителей. Аналогичный вывод может быть сделан и при масштабировании (уменьшении) T_{ox} из-за деградации подвижности. Соотношение (1.78) также указывает на то, что если L_{eff} , T_{ox} и $(V_g - V_t)$ масштабируются одновременно и с одним коэффициентом, то в этом случае I_{dsat} будет оставаться примерно неизменным по величине, поскольку масштабирование этих трех важнейших параметров должно взаимно погашать их влияние на I_{dsat} , как это видно в первом приближении из рис. 1.30.

Таким образом, характеристики МОПТ при масштабировании размеров и напряжений могут быть предсказаны с помощью новой модели I_{dsat} . Подходящей формой для соответствующей оценки влияния масштабирования L_{eff} , T_{ox} , V_{gs} и V_t на I_{dsat} является соотношение (1.78). Обсуждение этого обстоятельства было ограничено случаем n -канальных МОПТ. Аналогичные выводы могут быть сделаны и для p -канальных МОПТ.

1.5. Модель порогового напряжения МОПТ в глубоком субмикронном диапазоне

Рассмотренное выше квазидвумерное аналитическое решение уравнения Пуассона в области обеднения позволяет получить выражение для величины сдвига порогового напряжения $\Delta V_t(L_{eff})$, экспоненциально зависящее от эффективной длины канала, что лучше согласуется с экспериментальными данными по сравнению с моделью разделения зарядов [34], которая предсказывает $1/L_{eff}$ – зависимость для ΔV_t .

И хотя квазидвумерный подход позволяет учитывать изменение поверхностного потенциала вдоль канала, описать DIBL-эффект и эффект влияния подложки, все же рассмотренная в 1.4.6 модель не позволяет описать спад V_t в случае малой длины канала ($\leq 0,25$ мкм). Развитие вышеуказанного подхода для разработки модели порогового напряжения МОПТ с глубокосубмикронными размерами, а также с учетом LDD-областей, представлено в работе [35].

Аналогично тому, как это сделано в 1.4.6 [22], на основе закона Гаусса-Остроградского применительно к двумерному прямоугольному элементу объема («гауссовскому боксу») высотой X_{dep} и протяженностью Δy в области обеднения канала (рис.1.32 [35]) и без учета заряда подвижных носителей, можно вывести следующее уравнение [36]:

$$\epsilon_{Si} \cdot \frac{X_{dep}}{\eta} \cdot \frac{dE_s(y)}{dy} + \epsilon_{ox} \cdot \frac{V_{gs} - V_{fb} - V_s(y)}{T_{ox}} = qN_{sab} X_{dep} , \quad (1.79)$$

где $E_s(y)$ — напряженность продольного электрического поля в точке « y », $V_s(y)$ — потенциал канала у границы раздела Si/SiO₂, V_{gs} — напряжение между затвором

и истоком, V_{fb} — напряжение плоских зон, N_{sub} — уровень легирования в области канала, T_{ox} — толщина подзатворного окисного слоя, и ϵ_{ox} и ϵ_{Si} — диэлектрическая проницаемость SiO_2 и Si , соответственно. Толщина (глубина) слоя обеднения $X_{dep} = [2\epsilon_{Si} (\phi_s - V_{bs}) / (q N_{sub})]^{1/2}$, где V_{bs} — напряжение смещения подложки, а $\phi_s = 2\phi_b$ — потенциал поверхности при наступлении инверсии; η — подгоночный параметр. Уравнение (1.79) аналогично уравнению (1.60), за исключением того, что высота «гауссовского» элемента объема принята равной не X_j , а толщине слоя обеднения X_{dep} , и, кроме того, непостоянство потока электрической индукции через правую стенку учитывается коэффициентом η .

Решение уравнения (1.79) при пограничных условиях $V_s(0) = V_{bi}$ и $V_s(L) = V_{ds} + V_{bi}$ (потенциал подложки принят равным нулю) имеет вид:

$$V_s(y) = V_s + (V_{bi} + V_{ds} - V_{st}) \cdot \frac{\text{sh}(y/l)}{\text{sh}(L/l)} + (V_{bi} - V_{st}) \cdot \frac{\text{sh}(L-y/l)}{\text{sh}(L/l)}. \quad (1.80)$$

В соотношении (1.80) $V_{sl} = V_g - V_{t0} + \phi_x$ представляет поверхностный потенциал для случая МОПТ с длинным каналом, $V_{t0} = V_{fb} + qN_{sub} \cdot X_{dep} (T_{ox}/\epsilon_{ox}) + \phi_s$ соответствует пороговому напряжению МОПТ с длинным каналом; V_{bi} — встроенный потенциал p - n -переходов исток/подложка и сток/подложка, они принимаются идентичными; параметр l является характеристической длиной, определяемой как

$$l = \left(\frac{\epsilon_{Si} \cdot T_{ox} \cdot X_{dep}}{\epsilon_{ox} \eta} \right)^{1/2}. \quad (1.81)$$

Поверхностный потенциал канала, выражаемый соотношением (1.80), может рассматриваться как поверхностный потенциал для случая длинного канала, измененного краевым полем областей истока и стока. Заметим, что при решении уравнения (1.79) предполагалось, что X_{dep} является постоянной величиной. Фактически же X_{dep} является функцией напряжения на стоке и длины канала [37, 38]. Принимая во внимание, что эффекты изменения боковой составляющей напряженности электрического поля в слое обеднения под каналом учитываются с помощью параметра η [39,40], можно интерпретировать член X_{dep}/η в соотношении (1.81) как усредненную толщину слоя обеднения вдоль канала. Хотя η (а следовательно и l) могут также являться функциями напряжения на стоке, тем не менее допущение об усреднении толщины слоя обеднения не является слишком грубым, что будет видно из последующего изложения, и при этом оно упрощает

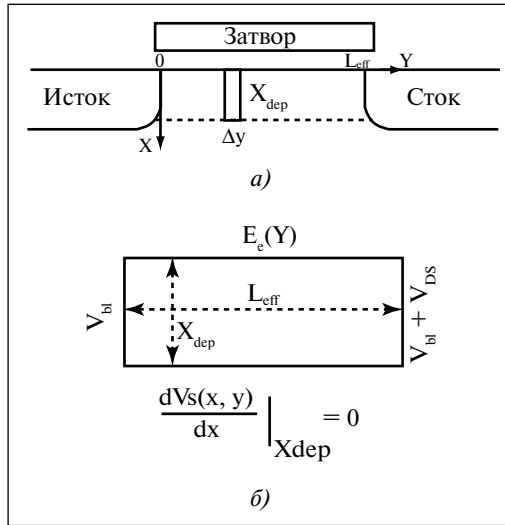


Рис.1.32. Схематическое представление сечения приборной структуры вдоль канала (а) и «гауссова бокса» с граничными условиями (б), используемых в квазидвумерном анализе с целью решения уравнения (1.79)

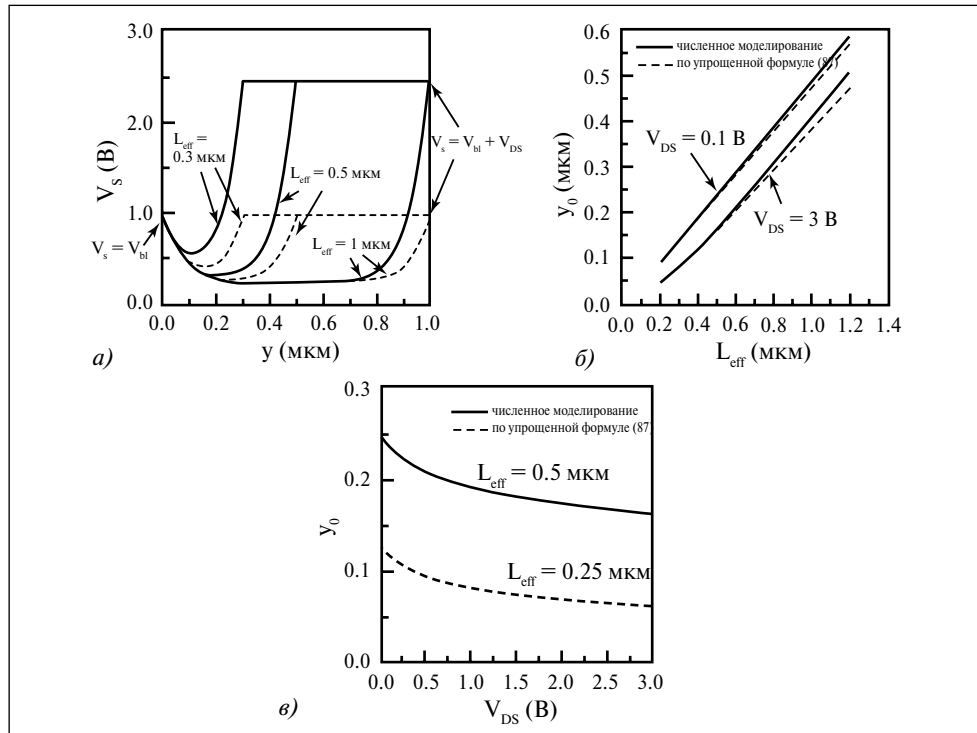


Рис.1.33. (а) Полученные расчетным путем распределения поверхностного потенциала вдоль канала при различной его длине. Параметры приборной структуры: $T_{ox} = 10$ нм; $N_{sub} = 10^{16}$ см $^{-3}$; $N^+ = 10^{20}$ см $^{-3}$; $\eta = 1$ (т. е. $l = 0,1$ мкм). Смещение подложки было равно 0 В. Пунктирные линии соответствуют данным для $V_d = 0,05$, а сплошные линии $V_d = 1,5$ В. (б) Полученные расчетным путем зависимости координаты y_0 (соответствующей минимуму потенциала V_s от эффективной длины канала (L_{eff}). (в) Зависимости координаты y_0 от напряжения на стоке (V_d) при различных L_{eff}

решения уравнения (1.79). Поэтому параметр η рассматривается в качестве постоянной величины для заданной технологии при дальнейшем обсуждении, если не будет оговорено особо.

При заданных величинах V_g , V_{bs} и V_d распределение потенциала канала, полученное с помощью новой модели, приводится на рис. 1.33а для приборных структур с различной длиной канала. В отличие от модели с постоянным потенциалом канала (что характерно для длинноканальных моделей), новая модель предсказывает значительные изменения потенциала вдоль канала для приборов с коротким каналом, даже когда напряжение на стоке мало. Этот результат был подтвержден двумерным численным моделированием [37]. Потенциал канала имеет минимум при y_0 ; величина y_0 может быть получена из решения $dV_s(y)/dy = 0$. Минимальная величина потенциала канала увеличивается, т. е. потенциальный барьер для электронов, перемещающихся от истока к стоку, должен снижаться при уменьшении длины канала и увеличении напряжения на стоке. Величины y_0 и минимума потенциала (V_{smin}) могут быть получены путем численного решения при условии:

$$V_{smin} = V_s(y_0), \quad (1.82a)$$

$$\left. \frac{dV_s}{dy} \right|_{y=y_0} = 0. \quad (1.82б)$$

Рассмотрим решение (1.82a) для двух случаев. В случае $V_{sd} \ll V_{bi} - V_{st}$ величина y_0 может быть аппроксимирована как $L/2$ (см. рис. 1.33a). Следовательно, величина V_{smin} может быть получена аналитически из (1.82a):

$$V_{smin} = V_{se} + [2(V_{bi} - V_{se}) + V_{ds}] \cdot \frac{\text{sh}(L/2l)}{\text{sh}(L/l)}. \quad (1.83a)$$

Напомним, что V_{st} является функцией V_g . Для нахождения порогового напряжения будем считать, что

$$V_{smin}|_{V_g=V_t} = 2\phi_b = 2 \frac{KT}{q} \cdot \ln \frac{N_{sub}}{n_i}, \quad (1.83б)$$

что верно с точностью до kT/q [41]. Таким образом, определив V_t как напряжение на затворе, при котором V_{smin} становится равным $2\phi_b$, для V_t можно записать:

$$V_t(L) \equiv V_{to} - \Delta V_t = V_{to} - \frac{V_{bi} - \phi_s + V_{ds}/2}{\text{ch}(L/2l) - 1}. \quad (1.84a)$$

При $l \ll L$ с учетом того, что

$$1 / [\text{ch}(L/2l) - 1] \approx 2e^{-L/2l} \cdot (1 + 2e^{-L/2l}). \quad (1.84б)$$

Для величины сдвига порогового напряжения V_t в зависимости от L можно получить соотношение:

$$\Delta V_t = [2(V_{bi} - \phi_s) + V_{ds}] \cdot (e^{-L/2l} + 2e^{-L/l}). \quad (1.85)$$

Следует отметить, что экспоненциальный член в соотношении (1.85) сводится к простой экспоненте, аналогично случаям простых «экспоненциальных» моделей, предложенных в работе [38], когда $L > 5l$. Для большинства технологий значения l находятся в диапазоне $0,1 \div 0,15$ мкм, следовательно, простые модели справедливы, когда длина канала превышает $0,5 \div 0,8$ мкм. При уменьшении L соотношение (1.85) предсказывает ускорение уменьшения V_t в результате наличия второго экспоненциального члена. Также необходимо упомянуть, что более точное соотношение (1.84) предсказывает физическое явление, согласно которому при $L \rightarrow 0 \Delta V_t \rightarrow \infty$, т. е. МОПТ не может быть выключен, когда L достаточно мала. В соответствии с соотношением (1.85), можно утверждать, что более высокий уровень легирования области канала, меньший уровень легирования областей истока и стока и/или более тонкий подзатворный окисный слой — все эти факторы должны препятствовать спаду V_t при уменьшении длины канала.

В случае, когда V_d недостаточно мало, y_0 становится заметно отличным от $L/2$, как это можно видеть из рис. 1.33б и 1.33в. Следовательно, соотношения (1.83)–(1.85) перестают быть справедливыми при достаточно больших V_d . Когда $L \gg l$, соотношение может быть аппроксимировано и приведено к виду:

$$V_s(y) = V_{se} + (V_{bi} + V_{ds} - V_{se})e^{(y-L)/l} + (V_{bi} - V_{se})e^{-y/l} + (V_{bi} + V_{ds} - V_{se})e^{-L/l}. \quad (1.86)$$

Тогда, приравнивая производную $dV_s/dy = 0$ (см. (1.86)), можно получить:

$$y_0 = \frac{L}{2} - \frac{l}{2} \cdot \ln \frac{V_{bi} - V_{sl} + V_{ds}}{V_{bi} - V_{sl}}. \quad (1.87)$$

На рис. 1.33б и 1.33в приводятся расчетные результаты, полученные с использованием (1.87), а также приведены результаты численных расчетов с помощью (1.82). Соотношение (1.87) является хорошей аппроксимацией y_0 , особенно в наиболее важном случае малых значений L . Хотя при больших L ошибка возрастает, это обстоятельство серьезно не влияет на точность определения V_{smin} , поскольку V_s является достаточно слабой функцией от y вблизи y_0 (рис. 1.34а). Используя (1.87), на основании (1.80) и (1.82а), для V_{smin} можно записать:

$$V_{smin} = V_{sl} - (V_{bi} + V_{ds} - V_{sl})e^{-L/l} + 2[(V_{bi} - V_{sl} + V_{ds})(V_{bi} - V_{sl})e^{-L/l}]^{1/2}. \quad (1.88)$$

Так же, как было получено соотношение ΔV_t для случая малых величин V_d , на основании (1.88) можно вывести более общее соотношение для ΔV_t :

$$\Delta V_t = 1 + \frac{B}{2A} \cdot (1 - e^{-L/l}) + \left[\left(1 + \frac{B}{A} \right) \cdot (e^{-L/l} - 1) \right]^{1/2} \cdot \frac{A}{2\text{sh}^2 L/2l}, \quad (1.89a)$$

где $A \equiv V_{bi} - \phi_s$; $B \equiv V_{ds} + (V_{bi} - \phi_s)$.

Для случая $L \gg 1$ можно записать:

$$\begin{aligned} \Delta V_t &\approx \left[3A + V_{ds} + 2A \cdot (1 + V_{ds}/A)^{1/2} \right] \cdot e^{-L/l} = \\ &= (3A + V_{ds}) \cdot e^{-L/l} + 2 \cdot \sqrt{(AB)} \cdot e^{-L/l}. \end{aligned} \quad (1.89б)$$

Соотношение (1.89б) принимает форму (1.85) для больших величин L/l и малых величин V_d , как и следовало ожидать. Однако соотношения (1.89) предсказывают более слабую зависимость ΔV_t от V_d по сравнению с (1.85), когда V_d велико. При этом ΔV_t не оказывается пропорциональным V_d , а принимает функциональную зависимость вида $aV_d + b\sqrt{V_d}$. В первом приближении величины a и b зависят только от параметров приборной структуры.

Вышеприведенный анализ игнорировал возможное падение напряжения на диффузионном участке области стока. Это допустимо как в случае обычных структур МОПТ, так и в случае наличия LDD-области до тех пор, пока V_d остается достаточно малым. В случае МОПТ с LDD-областью V_{bi} является встроенным потенциалом n - p -перехода. Когда V_d становится большим ($V_d > 1B$), то падение напряжения в области стока необходимо вычитать из члена $V_d + V_{bi}$ в соотношениях (1.85) и (1.89) в случае наличия LDD-области. Это обстоятельство будет подробнее обсуждено в последующем разделе.

На рис. 1.34 приводятся расчетные результаты, полученные с помощью соотношений (1.85) и (1.89). Для сравнения также приведено численное решение с использованием уравнения (1.79). Когда $L \gg 1$ и $V_d \ll V_{bi} - \phi_s$ соотношение (1.85) дает достаточно достоверную оценку сдвига V_t (см. рис. 1.34а). Отметим, что когда $L > 5l$, полученные данные могут аппроксимироваться прямой линией

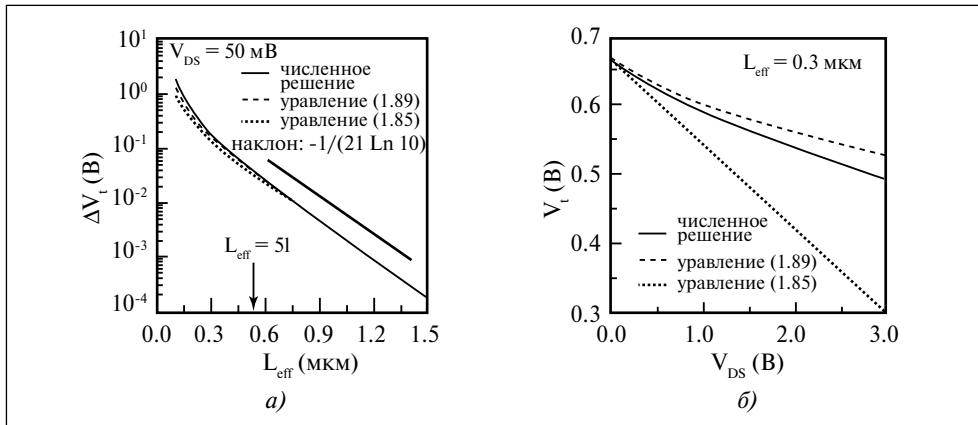


Рис.1.34. (а) Зависимости сдвига величины порогового напряжения (V_t) от эффективной длины канала (L_{eff}) при $V_d = 0,05$ В. Использование простых аналитических соотношений дает хорошее согласие с результатами численных вычислений. Параметры приборной структуры были те же самые, что и на рис. 1.33. При $L > 5l$ все кривые имеют одинаковый наклон, равный $1/(2l \ln 10)$. (б) Сравнение между зависимостями $V_t(V_d)$, полученными с помощью простых аналитических соотношений (1.82) и (1.86), и численным решением. Решение, основанное на допущении $y_0 = L/2$ (т.е. соотношение (1.82)), дает значительно искаженные значения V_t (см. [35])

с наклоном, равным $1/(2l \cdot \ln 10)$. Очевидно, что соотношение (1.85) дает завышенные значения V_t при высоких величинах V_d , поскольку допущение $y_0 = L/2$ перестает быть справедливым. Однако соотношение (1.89) все еще достаточно точно предсказывает величины V_t (рис. 1.34б). Для оценки точности представленной модели на рис. 1.35 приводятся кривые зависимостей $V_t(L_{eff})$, полученные с помощью длинноканальной модели разделения зарядов [42], численного двумерного моделирования [43] и с помощью новой модели [35]. Из рис.1.35 можно ясно видеть, что в то время как длинноканальная модель недооценивает спад V_t при уменьшении L_{eff} , предложенная в [35] квазидвумерная модель дает результаты, совпадающие с двумерным численным моделированием. Кроме того, новая модель приводит к простым аналитическим соотношениям.

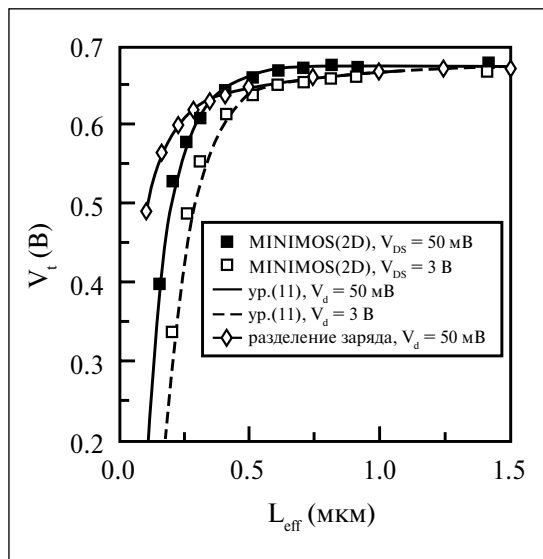


Рис.1.35. Сравнение расчетных зависимостей порогового напряжения (V_t) от эффективной длины канала (L_{eff}), полученных с помощью модели разделения заряда; двумерного численного моделирования (MINIMOS); аналитической модели [35]. Использованные параметры приборной структуры аналогичны параметрам, соответствующим результатам, представленным на рис.1.33 и 1.34

При экспериментальной проверке полученных соотношений эффективная длина канала (L_{eff}) определялась с помощью $C(V)$ -метода [44] как в случае обычных, так и в случае МОПТ с LDD-областью. Для оценки порогового напряжения использовались два метода. Один метод заключался в нахождении напряжения на затворе, при котором $I_d = 10^{-7} \cdot W/L$ [А] при $V_d = 0,05$ В. Другой метод состоял в экстраполяции зависимости $I_d(V_g)$, начиная от точки максимума dI_d/dV_g до точки, соответствующей $I_d = 0$. При этом точка пересечения с осью V_g принималась в качестве порогового напряжения. Оба эти метода давали почти идентичные величины ΔV_t . Однако первый метод давал более воспроизводимые результаты, когда ΔV_t было мало. Сдвиг V_t при больших значениях V_d измерялся путем оценки параллельного смещения кривых зависимости $\lg I_d$ от V_g в подпороговой области. Обычно, когда $V_d > 1$ В, величина сдвига порогового напряжения (ΔV_t) определялась как смещение кривых зависимости $\lg I_d$ от V_g при значениях I_d , меньших на три порядка величины тока стока, при котором определялось V_t в режиме малых величин V_d .

1.5.1. МОПТ без LDD-области

На рис. 1.36 приводятся экспериментальные данные и теоретические зависимости V_t от L_{eff} , полученные в работе [35], которые наглядно демонстрируют наличие характерного спада V_t при достаточно малых величинах L_{eff} . Теоретические кривые были получены на основании модели, предложенной в работе [35], и рассчитывались при различных параметрах структуры соответствующих МОПТ. Можно

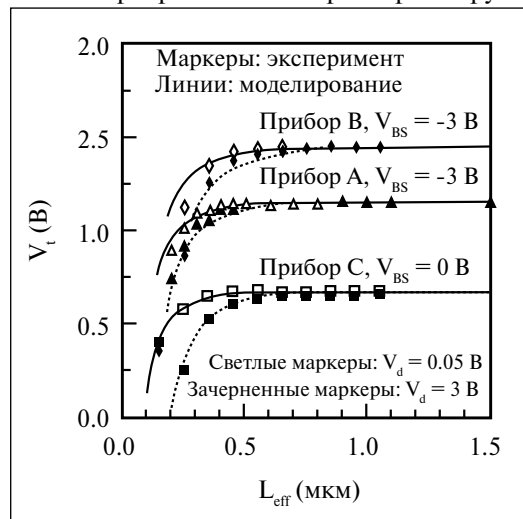


Рис.1.36. Экспериментальные и расчетные зависимости порогового напряжения (V_t) от эффективной длины канала (L_{eff}) для МОПТ без LDD-областей, изготовленных по различным технологиям. Прибор А: $T_{ox} = 5,5$ нм; $N_{SUB} = 3,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; $X_j = 0,25$ мкм; $l = 0,04$ мкм. Прибор В: $T_{ox} = 8,6$ нм; $N_{SUB} = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; $X_j = 0,2$ мкм; $l = 0,05$ мкм. Прибор С: $T_{ox} = 15,6$ нм; $N_{SUB} = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $X_j = 0,2$ мкм; $l = 0,09$ мкм

видеть, что предложенная модель хорошо предсказывает влияние T_{ox} и N_{sub} на величину V_t . Кроме того, с помощью этой модели может быть оценено влияние на V_t напряжения смещения. В следующем разделе будут подробно рассмотрены эффекты влияния V_d .

Как уже упоминалось ранее, простое одночленное экспоненциальное представление соотношения между ΔV_t и L_{eff} дает заниженные величины ΔV_t при уменьшении L_{eff} . Двучленные экспоненциальные выражения дают более крутой спад V_t с уменьшением L_{eff} , что хорошо иллюстрирует рис. 1.37, где приводятся зависимости $\lg \Delta V_t$ от L_{eff} . В соответствии с новой моделью [35] теоретические зависимости хорошо ложатся на экспериментальные точки, причем эти зависимости $\lg \Delta V_t$ от L_{eff} хорошо аппроксимируются прямыми линиями (при достаточно больших L_{eff}), наклон которых воз-

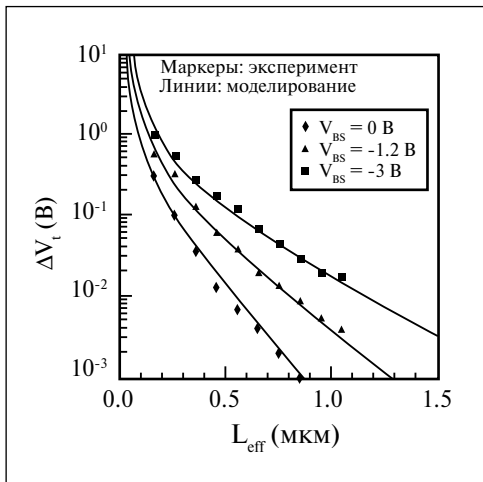


Рис.1.37. Зависимости сдвига порогового напряжения (V_t) от эффективной длины канала (L_{eff}) при $V_{DS} = 0,05$ В и при различных напряжениях смещения подложки (V_{bs}) для случая МОПТ без LDD-областей. Сплошные кривые соответствуют расчетным результатам, а пунктирные линии (асимптотически) совпадают с экспериментальными данными в диапазоне $L_{eff} > 5l$. Следует отметить, все пунктирные линии пересекают ось ординат в одной точке, соответствующей величине $2(V_{bi} - \varphi_s) + V_d$

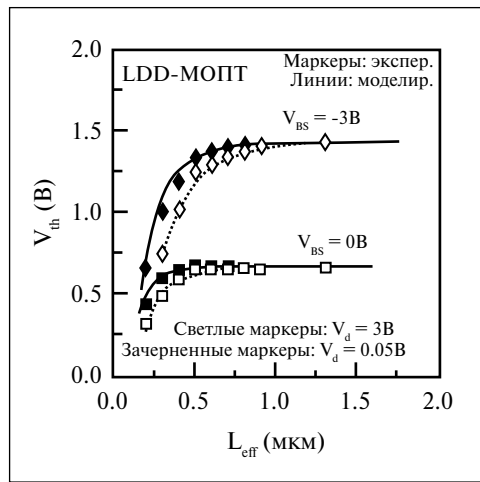


Рис.1.38. Типичные зависимости порогового напряжения (V_t) от эффективной длины канала (L_{eff}) для МОПТ с LDD-областями

растет с уменьшением V_{bs} . При уменьшении L_{eff} зависимости $\lg \Delta V_t$ от L_{eff} все больше отклоняются от прямых линий, что предсказывается также и более простыми экспоненциальными моделями в случае очень коротких каналов ($L_{eff} < 5l$). Когда $L_{eff} \gg l$ зависимости $\lg \Delta V_t$ от L_{eff} хорошо аппроксимируются прямыми линиями при различных напряжениях смещения подложки (V_{bs}), причем эти прямые пересекаются в точке, примерно соответствующей $2(V_{bi} - \varphi_s)$ в соответствии с (1.85). Наклон этих прямых равен $1/2l \ln 10$ и, следовательно, является функцией напряжения смещения подложки (V_{bs}), поскольку l пропорциональна квадратному корню из X_{dep} , что видно из соотношения (1.81).

1.5.2. МОПТ с LDD- областью

На рис. 1.38 приводятся типичные зависимости V_t от L_{eff} для МОПТ с LDD-областью, работающих при различных напряжениях смещения. Можно видеть, что квазидвумерная модель достаточно правильно предсказывает поведение V_t если сделаны надлежащие уточнения. Так, например, величина V_{bi} должна представлять встроенный потенциал перехода n^- /подложка, а не перехода n^+ /подложка. Падением напряжения на n^- -области (LDD-области) при больших величинах V_d нельзя уже пренебрегать. И кроме того, напряжение смещения при оценке L_{eff} должно тщательно выбираться, так чтобы не было обеднения n^- -области при измерении емкости затвор-канал [44].

Для сравнения чувствительности V_t к L_{eff} в случае различного типа приборных структур (с LDD-областью и без нее) на рис. 1.39 приводятся зависимости $\lg \Delta V_t$ от L_{eff} для МОПТ с LDD-областью и без нее, которые были изготовлены по одинаковой технологии с идентичными величинами T_{ox} , X_j и N_{sub} . На рис. 1.39

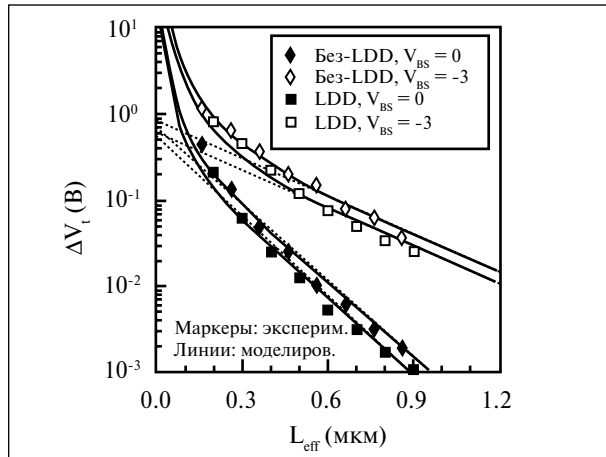


Рис.1.39. Сравнение зависимостей величин изменения порогового напряжения (V_t) от эффективной длины канала (L_{eff}) для МОПТ с LDD-областями и без них при $V_d = 0,05$ В. Сплошные кривые соответствуют расчетным результатам, а пунктирные линии соответствуют асимптотам, наилучшим образом сопрягающимся с экспериментальными зависимостями в районе $L_{eff} > 5l$. Величины ΔV_t для МОПТ с LDD-областями оказываются меньше на коэффициент, равный $[V_{bi}(\text{без LDD}) - \phi_s] / [V_{bi}(\text{LDD}) - \phi_s]$

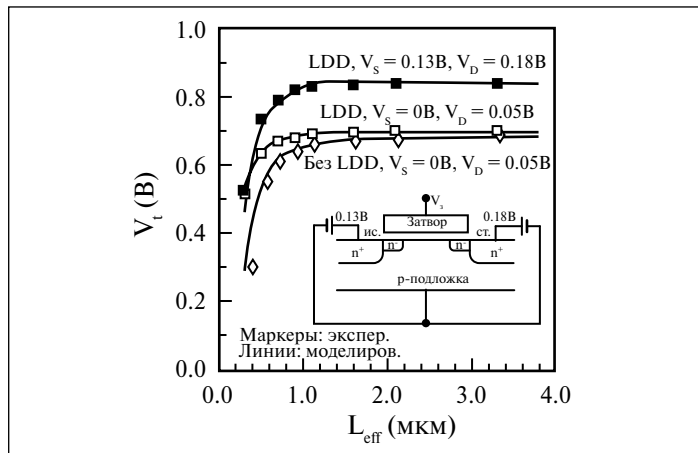


Рис.1.40. Сравнение зависимостей порогового напряжения (V_t) от эффективной длины канала (L_{eff}) для обычных МОПТ и МОПТ с LDD-областями. В результате подачи на $p-n$ -переходы истока и стока напряжения обратного смещения, равного разнице между встроенным потенциалом n^+p -перехода в обычном МОПТ и $n-p$ -перехода в LDD-МОПТ (0,13 В), эти две приборные структуры продемонстрировали одинаковую чувствительность к длине канала. Вставка иллюстрирует схему подачи напряжения смещения на исток и сток, так чтобы $V_g = 0,05$ В

можно видеть две различные точки пересечения аппроксимационных прямых линий, что обусловлено различием в величинах V_{bi} для приборных структур с LDD-областью и без нее, как уже было объяснено выше. Как вытекает из (1.85), приборные структуры с LDD-областью характеризуются меньшим спадом V_t по сравнению с обычными МОПТ без LDD-области, поскольку величины V_{bi} для первых меньше, чем в случае обычных МОПТ, хотя для обоих типов приборных структур величины l оказываются вполне сопоставимыми. Следовательно, при заданном допустимом спаде V_t минимально допустимая длина канала в МОПТ с LDD-областью будет меньше, чем в случае приборной структуры без LDD-области на коэффициент, равный $2 \cdot \ln [(V_{bi} - \phi_s) / (V_{biLDD} - \phi_s)]$. Необходимо также отметить, что на рис. 1.39 также можно видеть эффект ускорения спада V_t при уменьшении L_{eff} .

Путем приложения соответствующих значений обратного смещения и $p-n$ -переходов истока и стока в случае МОПТ с LDD-областью диффузионный потенциал $p-n$ -перехода можно сделать равным V_{bi} для обычной приборной структуры без LDD-области.

Величина V_t МОПТ с LDD-областью с таким специальным смещением обнаруживает тенденцию к спаду V_t , сопоставимую с той, которая характерна для нормально смещенной обычной структуры МОПТ без LDD-области. Эта ситуация демонстрируется рис. 1.40, где обратное смещение, равное 0,13 В, приложено к p - n -переходам исток/подложка и сток/подложка в случае МОПТ с LDD-областью.

1.5.3. Влияние напряжения на стоке

Рассмотренная модель позволяет оценить величину DIBL-эффекта, характеризующего значение сдвига ΔV_t , вызываемого большим напряжением на стоке.

На рис. 1.41 представлены зависимости V_t от V_{ds} для обычных МОПТ (без LDD-области). В соответствии с предшествующими исследованиями V_t уменьшается при увеличении V_d . Чем меньше длина канала, тем более сильно уменьшается V_t . Как точно предсказывает предложенная в [35] модель, при уменьшении L_{eff} нарушается линейная зависимость V_t от V_d , характерная для ранних моделей DIBL-эффекта. Эта нелинейная зависимость от V_d в случае очень коротких каналов предсказывается соотношением (1.89а). В соответствии с (1.89а), зависимость V_t от (V_d) приближается к линейной при больших значениях V_d . Однако при низких значениях V_d зависимость $V_t(V_d)$ в случае короткоканальных приборных структур приближается к зависимости типа (1.85).

На рис. 1.42 для сравнения приводятся зависимости $V_t(V_{ds})$ как для случая МОПТ с LDD-областями, так и для обычных МОПТ, изготовленных по одной и той же технологии. Как можно видеть, МОПТ с LDD-областями характеризуются ослабленным проявлением DIBL-эффекта, на что указывает меньший наклон зависимостей $V_t(V_d)$. Это обстоятельство, вероятнее всего, связано с падением напряжения на n -области. Для корректного предсказания

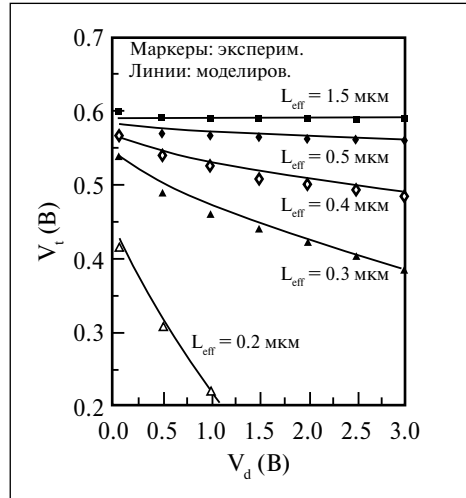


Рис.1.41. Зависимости порогового напряжения (V_t) от напряжения на стоке (V_d) при $V_{BS} = 0$ В и при различных величинах эффективной длины канала, демонстрирующие влияние DIBL-эффекта на V_t . Параметры приборной структуры были такими же, как и на рис. 1.37

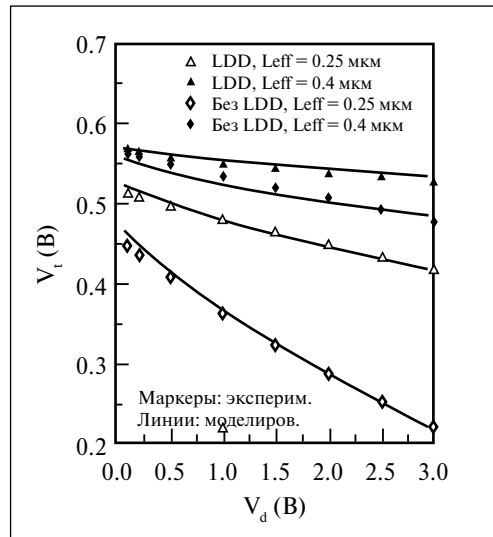


Рис.1.42. Сравнение влияния DIBL-эффекта на V_t в случаях обычных МОПТ и LDD-МОПТ при $V_{BS} = 0$ В. Параметры приборных структур были такими же, как и на рис. 1.39

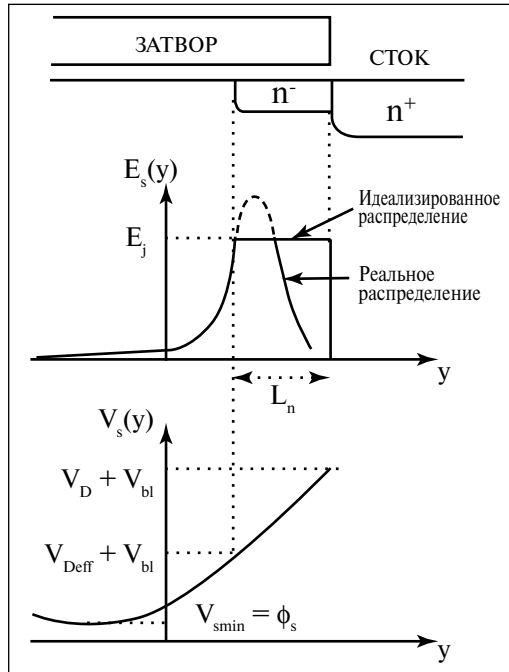


Рис.1.43. Диаграмма распределения вдоль канала напряженности электрического поля у поверхности $E_s(y)$ и потенциала $V_s(y)$ в случае МОПТ с LDD-областями

измерениях V_i величины $V_{bi} - V_{smin} (\approx 0,1 \text{ В})$ оказываются намного меньше V_{deff} , то можно записать:

$$V_d = V_{deff} + V_{n^-} = E_j (l + L_{n^-}) \approx \frac{V_{deff}}{l} \cdot (l + L_{n^-}). \quad (1.91)$$

Основываясь на соотношении (91) для V_{deff} , можно получить:

$$V_{deff} = \frac{V_d}{1 + L_{n^-}/l}. \quad (1.92)$$

Заметим, что для реальных LDD-структур E_s не является постоянной в LDD-области, как это показано на рис. 1.43, и падение напряжения на LDD-области не равно $E_j L_{n^-}$, а пропорционально величине $\alpha E_j L_{n^-}$, где α – подгоночный параметр, величина которого находится в диапазоне между 0 и 1. Тогда вместо (1.92) можно записать:

$$V_{deff} = \frac{V_d}{1 + \alpha L_{n^-}/l}. \quad (1.93)$$

При этом соотношения (1.84)–(1.89) в случае их использования для приборных структур с LDD-областью необходимо модифицировать, заменив в них V_d на V_{deff} . Результаты такой коррекции представлены на рис. 1.42. Для заданной технологии параметр α определяется главным образом концентрационным профилем распределения легирующей примеси в LDD-области [36] и, следовательно, не зависит

DIBL-эффекта в приборных структурах с LDD-областью необходимо принимать во внимание это падение напряжения. На рис. 1.43 показаны эпюры распределения напряженности латерального электрического поля E_s и поверхностного потенциала V_s вдоль канала в приборных структурах с LDD-областью, где E_j – «усредненная» напряженность электрического поля в LDD-области, которая принята равной реальной величине E на границе канала с LDD-областью, а L_{n^-} – длина LDD n^- -области. Если через V_{n^-} обозначить падение напряжения на слаболегированной n^- -области и ввести обозначение $V_{deff} = V_d - V_{n^-}$, то тогда для E_j можно записать следующее приближенное соотношение:

$$E_j = \frac{V_{deff} + V_{bi} - V_{smin}}{l}, \quad (1.90)$$

т. е. площадь под экспоненциальной кривой $E_s(y)$ можно приближенно считать равной $E_j \cdot l$. Поскольку при

от L_{eff} . Для большинства технологий эмпирическая величина α находится в диапазоне между 0,3 и 0,7. Поскольку величины l обычно составляют 0,1–0,15 мкм, а $L_{n^*} = 0,1–0,3$ мкм, то эффективное напряжение V_{deff} может быть уменьшено в 1–3 раза. Следовательно, DIBL-эффект может быть значительно подавлен. Таким образом, можно констатировать, что помимо стойкости по отношению к воздействию горячих носителей, МОПТ с LDD-областями характеризуются уменьшенной чувствительностью V_t к L_{eff} и V_d .

1.5.4. Оценки характеристической длины l

В подразделе 1.4.6 [6] было получено соотношение (1.62б) для характеристической длины l , примерно равной длине участка канала, на котором происходит значительное изменение $V_s(y)$ и $E_s(y)$ вблизи стока. В данном подразделе будет рассмотрен вопрос определения характеристической длины l , поскольку она влияет на точность результатов, получаемых с помощью предложенной квазидвумерной модели. Хотя величины l , рассчитываемые с помощью соотношения (1.81), имеют правильный порядок величины, из-за неопределенности, вносимой параметром η , вытекает необходимость определения точных величин l для конкретных приборных структур. Достаточная оценка величины l может быть выполнена в результате подгонки теоретических зависимостей $\lg(\Delta V_t)$ от L_{eff} к экспериментальным данным в области $L_{eff} > 5l$. При этом наклон подгоночной прямой равен $1/(2l \ln 10)$ – см. соотношение (1.85) и рис. 1.34а. На рис. 1.44 приводятся результаты оценки величин

параметра l в зависимости от толщины слоя обеднения X_{dep} для приборных структур, изготовленных по различным технологиям. Разные значения X_{dep} на этом рисунке для каждой заданной технологии соответствуют различным напряжениям смещения подложки. Экспериментальные данные хорошо ложатся на прямые линии с одинаковым наклоном, равным $2/3$, что свидетельствует о том, что l пропорциональна $X_{dep}^{2/3}$. Отметим, что l не пропорциональна $X_{dep}^{1/2}$ (как это должно быть на основании (1.81)), и кроме того увеличение V_{DS} приводит к некоторому уменьшению наклона зависимости l от X_{dep} . Это может быть интерпретировано как наличие зависимости подгоночного параметра η от X_{dep} и V_{ds} . Как можно видеть из рис. 1.44, влияние V_{DS} на l или η носит характер эффектов второго порядка. Таким образом, экспериментальные данные показывают, что

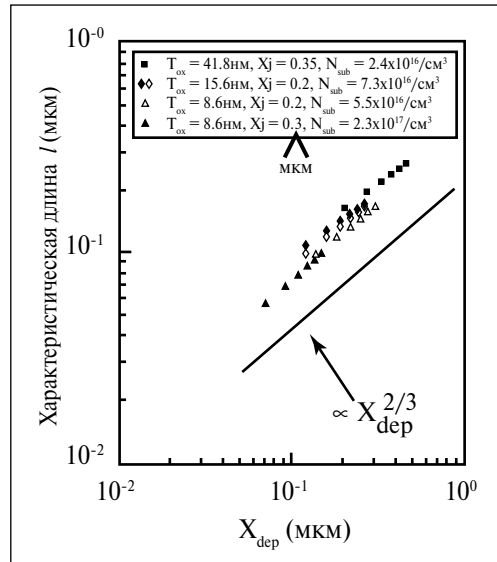


Рис. 1.44. Зависимости измеренных величин характеристической длины l от толщины слоя обеднения, изменяющегося при различных напряжениях смещения подложки, для приборных структур, изготовленных по разным технологиям. Зачерненные ромбические маркеры относятся к данным, полученным для $V_d = 3$ В; остальные результаты были получены при $V_d = 0,05$ В

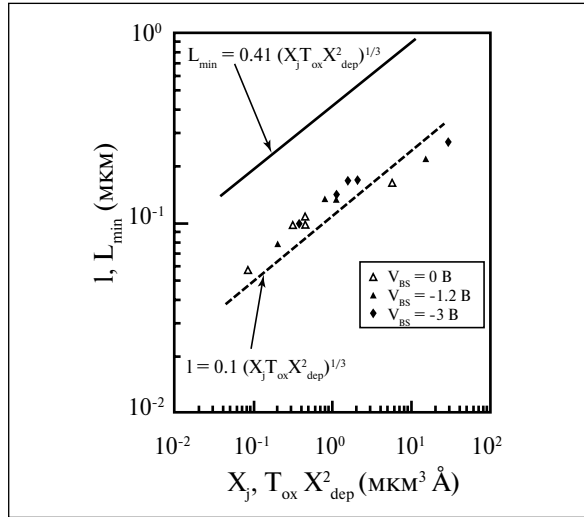


Рис. 1.45. Зависимости опубликованных значений L_{min} (минимальной длины канала, при которой допустимо минимален короткоканальный эффект спада V_t [45]), а также измеренных величин характеристической длины l от $X_j T_{ox} X_{dep}^2$, свидетельствующие о пропорциональной корреляции между ними

работой [45] для L_{min} можно записать следующее эмпирическое соотношение:

$$L_{min} = 0,41 (X_j T_{ox} X_{dep}^2)^{1/3}, \quad (1.94)$$

где L_{min} , X_j и X_{dep} измерены в микронах, а T_{ox} в ангстремах. Принимая $L_{min} = 5l$, на основании (1.94) можно утверждать, что l также должна быть пропорциональна $(X_j T_{ox} X_{dep}^2)^{1/3}$. Используя одинаковые приборные структуры и вычисляя L_{min} с помощью (1.94), а также определяя l из рис. 1.44, на рис. 1.45 авторами [45] были нанесены величины L_{min} и l в зависимости от $X_j T_{ox} X_{dep}^2$, на основании которых методом подгонки можно получить следующую формулу для l :

$$l = 0,1 (X_j T_{ox} X_{dep}^2)^{1/3}. \quad (1.95)$$

Соотношение (1.95) также подтверждает сделанную ранее оценку, согласно которой $l \approx L_{min} / 5$. Кроме того, соотношение (1.95) позволяет учесть влияние X_j на V_t . В случае n -канальных МОПТ с n^+ -поликремниевым затвором было показано, что для того, чтобы установить $V_t = 0,7$ В, т.е. чтобы выполнялось равенство $V_t = 0,7 = V_{fb} + \phi_s + 2\epsilon_{Si} T_{ox} \phi_s / \epsilon X_{dep}$, необходимо условие:

$$X_{dep} = \frac{T_{ox}}{\epsilon_{ox}} \cdot \frac{2\epsilon_{Si} \phi_s}{(V_t - V_{fb} - \phi_s)} \approx 2 \frac{\epsilon_{Si}}{\epsilon_{ox}} \cdot T_{ox}. \quad (1.96)$$

В результате подстановки (1.96) в соотношение (1.95) для l можно получить:

$$l \approx 0,0007 \cdot X_j^{1/3} \cdot T_{ox}, \quad (1.97)$$

где X_j и l в микронах, а T_{ox} в ангстремах. С другой стороны, в случае n -канальных

для каждой заданной технологии в достаточно широком диапазоне величин $L_{eff} = 0,2 \div 5$ мкм и $V_{DS} = 0,05 \div 3,5$ В можно использовать одно единственное значение l (или η).

В соответствии с (1.85), при $L = 5l$ величина смещения порогового напряжения ΔV_t оказывается примерно равной 0,03 В. В предположении типового значения подпорогового S -фактора (обратная величина наклона $I_d(V_g)$ -характеристик), равного $S = 100$ мВ/декаду, величина $\Delta V_t \approx 0,03$ В должна приводить к увеличению подпорогового тока в 2 раза. Следовательно, минимальная допустимая длина канала L_{min} [45] должна быть равна примерно $5l$. В соответствии с ра-

МОПТ с p^+ -поликремниевым затвором в предположении, что $V_t = 1,2$ В, следует записать

$$X_{dep} \approx 4 \frac{\epsilon_{Si}}{\epsilon_{ox}} \cdot T_{ox} . \quad (1.98)$$

Следовательно,

$$l \approx 0,0011 \cdot X_j^{1/3} \cdot T_{ox} . \quad (1.99)$$

Это позволяет объяснить, почему приборные структуры со скрытым каналом как n -МОПТ, так и p -МОПТ обычно характеризуются более сильным проявлением короткоканальных эффектов.

Таким образом, предложенная модель объясняет влияние V_{ds} , L_{eff} , T_{ox} , N_{sub} , X_j и напряжения на подложке на величину порогового напряжения (V_t) для приборов с длиной канала в диапазоне от 0,8 до 0,1 мкм. Ранее опубликованная модель простой экспоненциальной зависимости ΔV_t от L_{eff} перестает быть справедливой при $L_{eff} < 0,8$ мкм, тогда как предложенная в работе [35] модель дает вполне удовлетворительные результаты вплоть до $L_{eff} \approx 0,1$ мкм. Эта модель также предсказывает, что V_t не является линейной функцией от V_{ds} , а в случае короткоканальных МОПТ лучше всего описывает нелинейное поведение $V_t(V_{ds})$ зависимостью типа $V_t \propto \sqrt{V_{ds}}$. Новая модель позволяет обосновать простое правило масштабирования, согласно которому эффективная длина канала (L_{eff}) должна быть, по крайней мере, не меньше пятикратной величины характеристической длины l , которая в свою очередь пропорциональна $X_j^{1/3} T_{ox}$ или $(X_j T_{ox} X_{dep}^2)^{1/3}$.

МОПТ с LDD-областью, как было установлено, характеризуются малой чувствительностью V_t к DIBL-эффекту. Это обстоятельство дает основание полагать, что в дополнение к своей способности подавлять эффекты, связанные с горячими носителями, МОПТ с LDD-областью также оказываются перспективными приборными структурами с точки зрения стабильности V_t по отношению к короткоканальным эффектам. Предложенная новая модель также хорошо работает в случае МОПТ с LDD-областью при надлежащей коррекции, учитывающей характерные для нее меньшие величины V_{bi} и падение напряжения на LDD-области.

1.6. Аналитическая модель тока стока, учитывающая эффект превышения равновесной скорости носителей (overshoot)

При проектировании ИС наибольшее распространение благодаря своей простоте получила диффузионно-дрейфовая модель МОПТ. В условиях, когда длина канала значительно превосходит характеристическую длину свободного пробега и длину релаксации энергии и импульса носителей, диффузионно-дрейфовая модель позволяет рассчитывать основные характеристики транзистора с достаточно высокой точностью. Однако применимость диффузионно-дрейфовой модели для описания процессов переноса заряда ограничена условием незначительного изменения электрического поля на расстоянии длины свободного пробега носителей, что эквивалентно требованию малого времени релаксации энергии и импульса по сравнению с временем пролета активной области прибора. В приборах с длиной канала в области глубокосубмикронного диапазона на-

пряженность и градиент напряженности продольного электрического поля настолько велики, что указанные условия, как правило, нарушаются. В результате этого процесс переноса тока становится неравновесным, а энергия электронов в заданной точке канала может не соответствовать напряженности электрического поля в той же точке, т.е. зависимость энергии электронов от поля становится нелокальной. В результате температура электронов может существенно превысить температуру решетки – происходит «перегрев» электронов. Поэтому учет переноса энергии является важным фактором при расчете тока в канале глубоководных транзисторов [46].

Наиболее адекватным методом моделирования МОПТ с учетом процесса переноса энергии является метод Монте-Карло [47]. Однако этот метод требует больших вычислительных ресурсов и в связи с этим для целей конструирования приборов его использование неэкономично. Более экономичным методом является моделирование, основанное на так называемых гидродинамических уравнениях [48].

В гидродинамической модели уравнение непрерывности решается одновременно с уравнением переноса энергии. Гидродинамическая модель является полезным инженерным компромиссом между более простой статической диффузионно-дрейфовой моделью и методом Монте-Карло [48, 49]. Гидродинамическая модель стала популярным методом моделирования приборов, однако она все же требует значительных, хотя и меньших, чем в методе Монте-Карло, вычислительных ресурсов.

Поэтому широкое распространение получил подход по разработке аналитических моделей ВАХ, учитывающих основные физические явления и процессы в приборах и обеспечивающих удовлетворительную точность определения подгоночных коэффициентов.

Указанный подход был использован в работе [50], в которой на основе приближенного решения уравнения переноса энергии и двумерного уравнения Пуассона получены аналитические соотношения для тока стока и напряжения насыщения с учетом «перегрева» носителей.

Пренебрегая диффузионной составляющей, получим плотность тока I_n [51]:

$$I_n = -q\mu_n n \frac{\partial \varphi}{\partial y} + qS_n \frac{\partial T_n}{\partial y} = -qnv_D, \quad (1.100)$$

где $S_n = \mu_n k n/q$ (коэффициент Сорета – Soret's coefficient), n – плотность, k – постоянная Больцмана, T_n – температура, v_D – дрейфовая скорость, μ_n – подвижность электронов, φ – потенциал. Допуская, что кинетическая энергия электронов E определяется, главным образом, термической компонентой, т.е. $E = 3/2 nkT_n$, и вводя понятие термического потенциала носителей $V_{Tn} = kT_n/q$, получаем уравнение переноса энергии в соответствии с [52]:

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial y}\right)^2 - \frac{7}{2} \frac{\partial V_{Tn}}{\partial y} \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \frac{5}{2} \left(\frac{\partial V_{Tn}}{\partial y}\right)^2 = \frac{3}{2\tau_{rel}\mu_n} (V_{Tn} - V_i), \quad (1.101)$$

где $V_{Tn} = kT_n/q$ – термический потенциал носителей, V_i – равновесный термический потенциал электронов, τ_{rel} – время релаксации энергии электронов.

При решении этого уравнения вводится понятие нелокальной подвижности:

$$\mu_n \approx \mu_{eff} \frac{T_i}{T_n} = \mu_{eff} \frac{V_l}{V_{Tn}}, \quad (1.102)$$

где, напомним, μ_{eff} представляет собой эффективную поверхностную подвижность:

$$\mu_{eff} = \frac{\mu_0}{1 + \theta(V_g - V_l)}. \quad (1.103)$$

Использовано также допущение:

$$\left. \frac{\partial V_{Tn}}{\partial y} \right|_y \approx \frac{V_{Tn}(y) - V_l}{y}, \quad (1.104)$$

что приемлемо для малых значений y . С учетом (1.102) и (1.104) решение уравнения (1.101) имеет вид:

$$V_{Tn}(y) = V_l + \frac{A_2 - \sqrt{(A_2^2 - 4A_1A_3)}}{2A_1} \cdot y,$$

$$\text{где } A_1 = \frac{5}{2} - \frac{3}{2\tau_{rel}\mu_{eff}V_l} \cdot y^2; \quad A_2 = \frac{7}{2}E_y + \frac{3}{2\tau_{rel}\mu_{eff}} \cdot y; \quad A_3 = E_y^2, \quad (1.105)$$

E_y – напряженность продольного поля в точке y .

Полученное решение (1.105) используется для определения подвижности μ_n «перегретых» носителей. Для диапазона больших значений $y \gg 7\tau_{rel}\mu_{eff}E_y/3$ подвижность равна:

$$\mu_n \approx \mu_{eff} \frac{V_l}{V_{Tn}} = \mu_{eff} \frac{2}{1 + \sqrt{\left(1 + \frac{8}{3V_l} \tau_{rel}\mu_{eff}E_y^2\right)}}. \quad (1.106)$$

Это выражение может быть представлено в виде феноменологического приближенного соотношения:

$$\mu_n \approx \mu_{eff} \frac{1}{1 + \alpha E_y}, \quad (1.107)$$

где α – подгоночный параметр. Для малых значений $y < 7\tau_{rel}\mu_{eff}E_y/3$

$$\mu_n(y) = \mu_{eff} \frac{V_l}{V_l + \frac{2E_y \cdot y}{5}}. \quad (1.108)$$

Для полного диапазона значений y используется феноменологическое приближенное выражение:

$$\mu_m \approx \mu_{eff} / \left[1 + \beta E_y \cdot y \cdot \exp(-y/L) + \alpha E_y \cdot (1 - \exp(y/L_y)) \right], \quad (1.109)$$

где L_y – подгоночный коэффициент, а $\beta = \frac{2}{5} \cdot \frac{kT_0}{q}$.

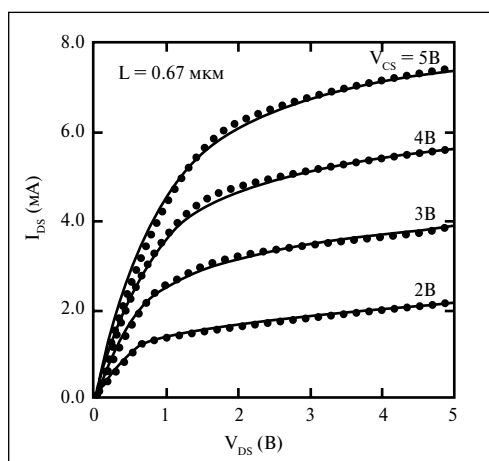


Рис.1.46. Экспериментальные и смоделированные выходные $I(V)$ -характеристики n -канального МОПТ с $W = 19,5$ мкм; $L = 0,67$ мкм и $t_{ox} = 22$ нм [50]. Черные кружки соответствуют экспериментальным данным, а сплошные кривые – смоделированным зависимостям, полученным в результате подгонки параметров

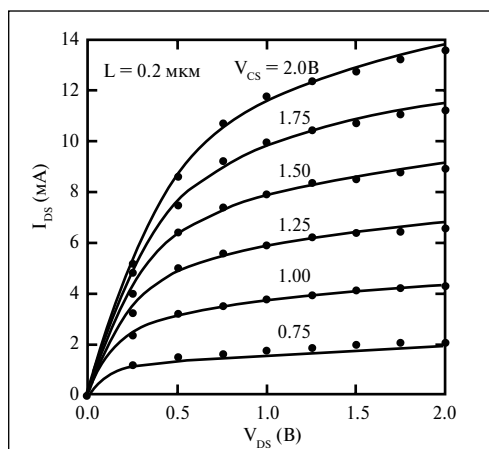


Рис.1.47. Экспериментальные и смоделированные выходные $I(V)$ -характеристики n -канального МОПТ с $W = 20$ мкм; $L = 0,20$ мкм и $T_{ox} = 3,5$ нм [50]. Черные кружки соответствуют экспериментальным данным, а сплошные кривые – смоделированным зависимостям, полученным в результате подгонки параметров

Уравнение (1.109) является ключевым соотношением рассмотренной модели. При движении носителей вдоль канала они получают энергию от электрического поля. Температура и скорость электронов начинает возрастать, увеличивается интенсивность рассеяния на решетке. При прохождении определенного расстояния избыточная относительно равновесной скорости носителей снижается и со временем достигает равновесной. При уменьшении длины канала напряженность электрического поля вблизи истока растет, и носители, приобретя высокую энергию в начале канала, не успевают отдать ее решетке. В этом случае эффект превышения равновесной скорости носителей (overshoot) будет влиять на параметры приборов, так как эффективная средняя скорость носителей в канале будет увеличиваться с уменьшением длины канала.

Аналитические выражения для ВАХ МОПТ, полученные в работе [50], из-за сложности здесь не приводим. Проверка модели производилась на приборах с длиной канала $L = 0,67$ и $0,2$ мкм. Получено удовлетворительное согласование экспериментальных и расчетных результатов как для субмикронных приборов, так и для суб- $0,25$ -микронных приборов (рис. 1.46 и 1.47). На рис. 1.48 представлены выходные характеристики n -МОПТ с длиной канала $0,09$ мкм. Как видим, для приборов с суб- $0,1$ -микронным каналом имеется совпадение результатов эксперимента и расчета. Кроме того, на рис. 1.48 пунктиром представлены результаты моделирования без учета эффекта превышения равновесной скорости носителей.

Следует отметить, что превышение носителями равновесной скорости (равной насыщенной скорости носителей) наблюдается и в приборах в режиме насыщения, когда напряженность и градиент напряженности электрического поля в канале велики, а расстояния, преодолеваемые носителями, малы. Однако этот эффект превышения равновес-

ной скорости на стоковом конце канала не приводит к существенному росту тока стока, так как он вызывает лишь изменение распределения носителей по скоростям. (При этом следует отметить, что рассматриваемый эффект, конечно, может влиять на величину тока подложки и на генерацию поверхностных состояний.) По этой причине диффузионно-дрейфовая модель позволяет успешно делать достаточно достоверные оценки тока стока в приборах с длиной канала вплоть до 0,25 мкм, используя понятие локальной подвижности. Поэтому в диффузионно-дрейфовой модели нет необходимости учитывать эффект превышения носителями равновесной скорости. Когда же длина канала уменьшается до $\leq 0,25$ мкм, то в зависимости от напряжения на стоке точка, в которой средняя локальная скорость носителей превышает равновесную насыщенную скорость, приближается к истоку. В тот момент, когда эта точка достигнет истока, ток стока и крутизна МОПТ превысят значения, вычисляемые по диффузионно-дрейфовой модели. Увеличение тока стока произойдет даже в том случае, если при этом мгновенная скорость носителей не достигнет уровня насыщенной скорости.

При уменьшении длины канала при фиксированном напряжении на стоке напряженность электрического поля в канале увеличивается и соответственно растет напряженность поля вблизи истока. При значительном повышении напряженности поля в канале вблизи истока будет проявляться нелокальный эффект переноса носителей и увеличение их скорости. С ростом напряжения на стоке этот эффект будет выражен сильнее. На рис.1.49 представлены

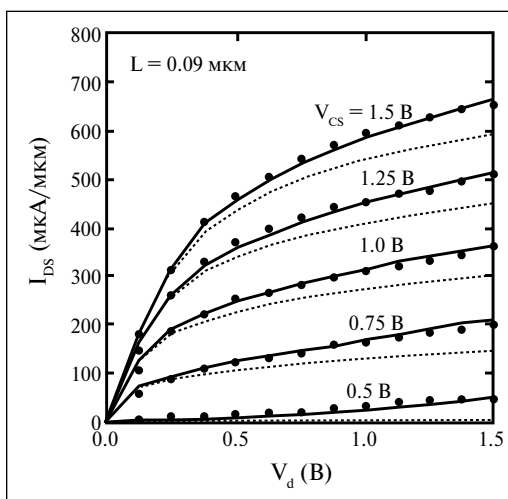


Рис.1.48. Экспериментальные и смоделированные выходные $I(V)$ -характеристики n -канального МОПТ с $L = 0,09$ мкм и $T_{ox} = 3,5$ нм [50]. Зачерненные кружки соответствуют экспериментальным данным, а сплошные кривые – смоделированным зависимостям, полученным в результате подгонки параметров. Пунктирные кривые представляют результаты, полученные без учета эффекта перегрева носителей

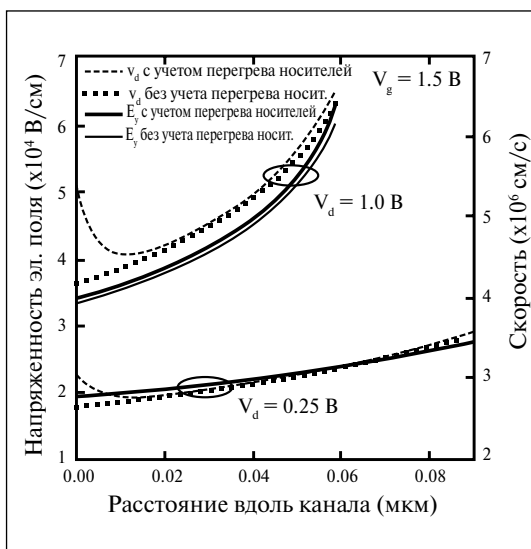


Рис.1.49. Полученные расчетным путем распределения напряженности электрического поля и дрейфовой скорости носителей электронов вдоль канала в случае n -канального МОПТ с параметрами, соответствующими данным, представленным на рис. 1.48

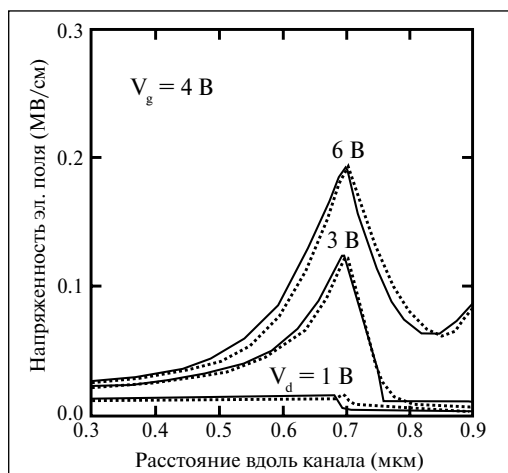


Рис. 1.50. Распределение напряженности электрического поля вдоль канала для FOLD n -МОПТ (с полностью перекрытыми затвором LDD-областями) для $L_y - L_{02} = 0,70 \text{ мкм}$ и $L_{01} = 0,25 \text{ мкм}$. Точечные кривые соответствуют аналитической модели [54]; сплошные кривые получены моделированием, которое осуществлялось с помощью двумерной программы MEDICI при различных значениях V_d , $W = 1 \text{ мкм}$, $T_{ox} = 20 \text{ нм}$ и $N_n = 2,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$

расчетные зависимости напряженности электрического поля и скорости носителей в канале с учетом рассматриваемого эффекта и без него для двух значений напряжения на стоке. При $V_d = 0,25 \text{ В}$ канал по всей длине находится в состоянии сильной инверсии, напряженность электрического поля вблизи истока мала, поэтому эффект превышения носителями равновесной скорости незначителен. При высоком напряжении на стоке ($V_d = 1,0 \text{ В}$) область канала разделяется на два участка с границей между ними в точке отсечки канала. Из рис. 1.49 видно, что в этом случае действие рассматриваемого эффекта нелокального механизма переноса носителей начинается на расстоянии $y = 0,01 \text{ мкм}$ от истока. На этом участке канала скорость носителей уменьшается с увеличением y , так как релаксация энергии носителей из-за рассеяния на решетке доминирует над эффектом ускорения носителей при воздействии электрического поля. Когда напряже-

ние на стоке повышается или уменьшается длина канала, влияние эффекта превышения равновесного значения скорости носителей на ток стока будет увеличиваться.

Следует отметить, что недостатком описанной аналитической модели при всей ее физической наглядности является ее плохая «непрерывность» в режиме насыщения и в линейном режиме работы транзистора, поэтому используются два различных соотношения для тока стока.

В работе [53] представлена аналитическая модель ВАХ МОПТ субмикронного и глубокосубмикронного диапазона, справедливая для всех режимов работы. Гладкий переход из подпорогового в линейный режим и из линейного режима в режим насыщения обеспечивается благодаря введению сглаживающих функций, зависящих от V_g , V_t и V_d , а также от подгоночных коэффициентов.

1.7. Распределение электрического поля вблизи стока МОПТ со структурой LDD

При масштабировании МОПТ рабочее напряжение снижают до 3,3–2,5 В и ниже для того, чтобы уменьшить потребляемую мощность и повысить надежность приборов. Однако деградация МОПТ, вызываемая горячими носителями, остается серьезной проблемой, несмотря на снижение рабочего напряжения. Горячие носители вызывают постепенное изменение тока стока вследствие образования заряженных состояний на границе Si-SiO₂ и в объеме подзатворного окисла. Как известно, для снижения эффекта горячих носителей в физическую структуру МОПТ вводят дополнительные слабелегированные области стока, что позволяет снизить

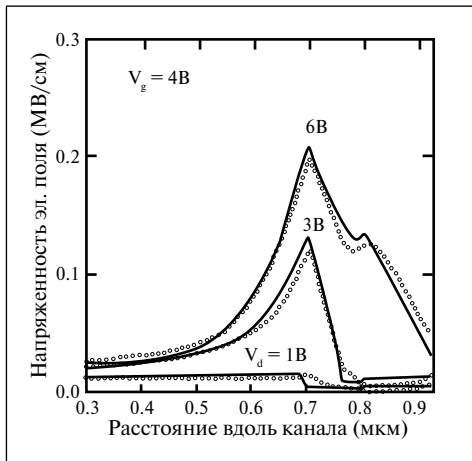


Рис.1.51. Распределение напряженности электрического поля вдоль канала для POLD n -МОПТ (с частично перекрытым затвором LDD-областями) для $L_y - L_{o2} = 0,70$ мкм, $L_2 - L_{o3} = 0,2$ мкм и $L_{o3} = 0,15$ мкм. Моделирование осуществлялось с помощью двумерной программы MEDICI при различных значениях V_d и $W = 1$ мкм. Сплошные линии соответствуют смоделированным результатам

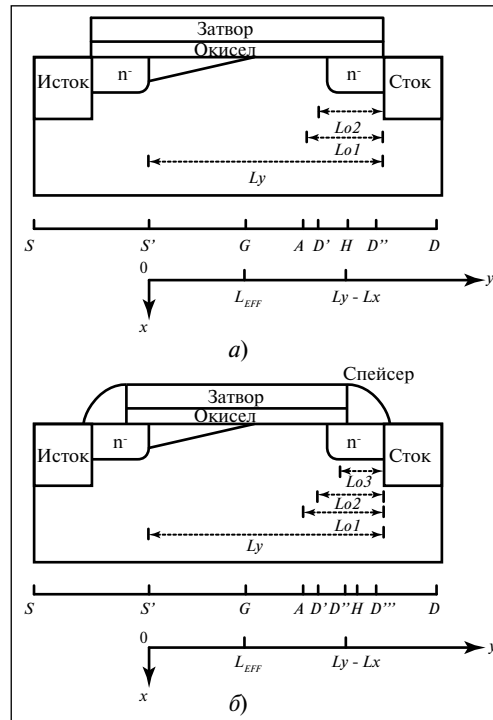


Рис.1.52. Схематическое представление сечения приборной структуры МОПТ с LDD-областями: а – полное перекрытие затвором LDD-областей; б – частичное перекрытие затвором LDD-областей

максимальную напряженность электрического поля вблизи стока. Однако введение слаболегированных областей снижает нагрузочную способность приборов из-за увеличения последовательного сопротивления. Анализ и оптимизация субмикронных МОПТ со слаболегированными областями стока (LDD) должны производиться с использованием двумерного подхода. В работе [54] представлена аналитическая модель, основанная на решении квазидвумерного уравнения Пуассона и учитывающая изменение концентрации примеси в продольном направлении. Модель также дает возможность учитывать изменение состояния поверхности LDD-областей от обогащения до обеднения с ростом напряжения на стоке V_d , что важно для расчета распределения напряженности продольного электрического поля. Это позволяет, изменяя параметры физической структуры транзистора, осуществлять оптимизацию распределения поля с целью уменьшения эффектов горячих носителей.

На рис. 1.50 и 1.51 представлены распределения напряженности электрического поля $E(y)$ для МОПТ с полным (FOLD) или частичным (POLD) перекрытием затвором LDD-областей, полученные с использованием аналитической модели [54]. В структуре этих транзисторов (рис. 1.52) вблизи стока можно выделить три участка: участок собственно канала, n -область и находящуюся между ними преддиффузионную область ($L_{o1} - L_{o2}$). В режиме насыщения точки $y = L_{eff}$ (точка G) и $y = L_y - L_x$ (точка H) отделяют омические участки отсечки от области. Положение точки H в режиме насыщения может находиться в преддиффузионной области, в перекрытой затвором или непокрытой части LDD в зависимости от параметров

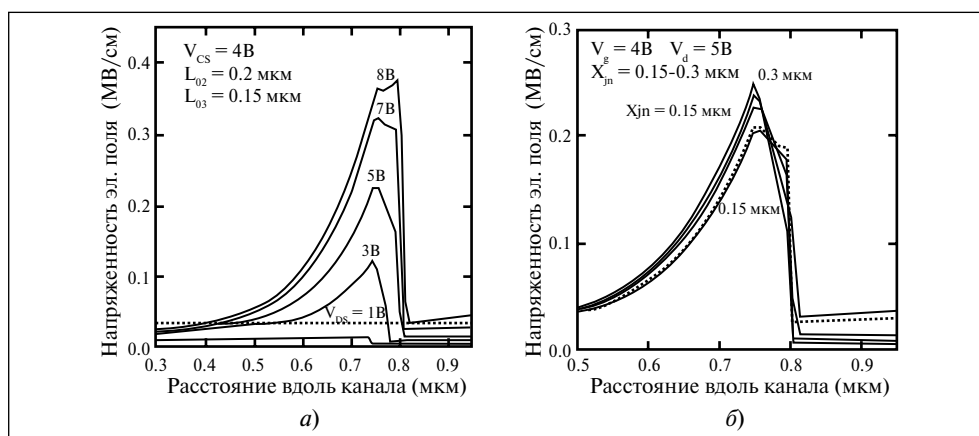


Рис.1.53. (а) Смоделированные результаты распределения напряженности электрического поля вдоль канала при различных значениях V_g . (б) Смоделированные результаты распределения напряженности электрического поля вдоль канала при различных величинах параметра X_{jn} . Использованные приборные структуры характеризовались следующими данными: $L_y - L_{02} = 0,75$ мкм; $L_{02} - L_{01} = 0,05$ мкм; $W = 19$ мкм и $T_{ox} = 16,6$ нм

физической структуры транзистора и напряжения V_d . Соответственно каждый из указанных случаев будет характеризоваться специфическим распределением напряженности электрического поля $E(y)$.

Для МОПТ со структурой FOLD распределение $E(y)$ при $V_d = 3$ В имеет максимум, расположенный вблизи перехода канал-LDD-область. Появление этого максимума связано со снижением проводимости на этом участке (с меньшей степенью инверсии). При $V_d = 6$ В появляется еще один локальный максимум на границе LDD и n^+ -областей.

Для МОПТ со структурой POLD распределение $E(y)$ представлено на рис. 1.51. Здесь наблюдаются два локальных максимума $E(y)$ при $V_d = 6$ В, причем второй максимум расположен на границе перекрытого и неперекрытого участков LDD-области. Появление этого максимума связано с резким изменением толщины подзатворного окисла и соответствующим изменением поверхностного потенциала. На рис. 1.53 представлено распределение $E(y)$ для МОПТ со структурой POLD, в котором расстояние между границей канала с n^- -областью и границей перекрытым и неперекрытым участком LDD-области ($L_{02} - L_{03}$) уменьшено до 0,05 мкм. Как видно, с повышением V_d происходит смещение максимума напряженности поля из точки А в точку D. Наблюдаемый факт смещения максимума $E(y)$ при повышении напряжения на стоке V_d имеет прямое отношение к методу оценки срока службы приборов, когда они подвергаются электрическому стрессу при повышенных значениях V_d . Из результатов, представленных на рис.1.53б, следует, что положение и величина максимума напряженности электрического поля при высоком и низком напряжениях V_d могут различаться. Без знания распределения $E(y)$ в канале и его зависимости от V_d предсказание срока службы может быть ошибочным.

1.8. Короткоканальный эффект в субмикронных p-МОПТ со скрытым каналом

В стандартной КМОП-технологии с одним типом затвора как правило используют n -МОПТ с поверхностным каналом и p -МОПТ со скрытым каналом.

При масштабировании приборов в область ниже 0,5 мкм появилась тенденция более широкого использования p -МОПТ с поверхностным каналом и поликремниевым затвором p^+ -типа, наряду с затвором n^+ -типа для n -МОПТ. Эта тенденция возникла из-за повышенной чувствительности p -МОПТ со скрытым каналом к короткоканальным эффектам, так как управление проводимостью канала затвором ослабляется из-за того, что канал формируется на большем расстоянии от границы Si-SiO₂, чем в МОПТ с поверхностным каналом. Кроме того, по этой же причине p -МОПТ со скрытым каналом имеют более высокое пороговое напряжение, чем p -МОПТ с поверхностным каналом. Это является критичным фактором при снижении напряжения питания при масштабировании СБИС. Однако использование в СБИС p -МОПТ с поверхностным каналом связано с существенным усложнением технологии и необходимостью решения таких проблем, как проникновение бора через подзатворный диэлектрик, уменьшение подвижности носителей из-за рассеяния на поверхности, обеднение затвора носителями у границы с подзатворным окислом. Последний фактор приводит к снижению тока стока и проявляется сильнее при уменьшении толщины подзатворного окисла.

В связи с возрастающей сложностью технологии изготовления масштабируемых p -МОПТ с поверхностным каналом продолжают поиски путей создания приборов со скрытым каналом и n^+ -затвором, имеющих достаточно низкое пороговое напряжение и удовлетворительные короткоканальные характеристики. Как правило, для решения этих задач уменьшают толщину встроенного p^- -слоя, в котором формируется скрытый канал, толщину подзатворного окисла и увеличивают концентрацию примеси в подложке. Однако указанные приемы, вообще говоря, могут привести к деградации характеристик приборов. Так, при уменьшении толщины скомпенсированного слоя снижается крутизна, а при увеличении концентрации в подложке растет емкость p - n -переходов и коэффициент влияния подложки, что отрицательно сказывается на быстродействии прибора. Для формирования тонких скомпенсированных слоев используют имплантацию ионов BF_2 или индия, а в качестве дополнительной меры для уменьшения короткоканальных эффектов вводят области с повышенной концентрацией доноров вблизи сток-истоковых областей – мелкие гало-области для предотвращения смыкания по поверхности и глубокие, получаемые наклонной ионной имплантацией (rocket-области), – для предотвращения смыкания в объеме. В работе [55] сообщается о КМОП-технологии, использующей указанные процессы, со следующими параметрами транзистора со скрытым каналом: $L_g = 0,25$ мкм, $V_t = -0,73$ В, $I_{dsat} = 0,23$ мА/мкм, $I_{off} = 1 \cdot 10^{-12}$ А/мкм, $S = 132$ мВ/дек. При этом контрольный прибор с поверхностным каналом имел параметры: $V_t = -0,42$ В, $I_{dsat} = 0,19$ мА/мкм, $I_{off} = 1 \cdot 10^{-12}$ А/мкм, $S = 78$ мВ/дек.

Возможность улучшения короткоканальных характеристик p -МОПТ со скрытым каналом связана, главным образом, с ограничениями технологических процессов при формировании ультратонких скомпенсированных слоев. С внедрением в производство низкотемпературных процессов эпитаксии, легирования затвора и сток-истоковых областей и формирования подзатворного окисла появится перспектива создания p -МОПТ со скрытым встроенным каналом в глубокосубмикронном диапазоне. В работе [56] с использованием двумерного моделирования исследованы зависимости характеристик p -МОПТ со скрытым каналом с длиной затвора $L_g = 0,15$ мкм ($L_{eff} = 0,1$ мкм) от параметров физической структуры. Предполагалось, что физиче-

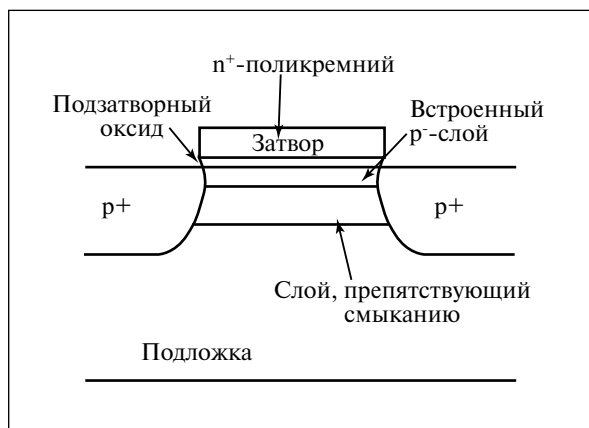


Рис.1.54. Схематическая структура МОПТ со скрытым каналом

ская структура транзистора формировалась с использованием перспективных технологических процессов и конструктивных решений. Так, сток-истоковые области имели приподнятые электроды, а глубина p - n -перехода не превышала 50 нм. Толщина подзатворного оксида составляла 5 нм. Ввиду использования низкого напряжения питания 1,2 В в структуре транзистора отсутствовали LDD-области. Предполагалось также, что конструкция транзистора обеспечивала малое влияние последовательного сопротивления сток-истоковых областей на его характеристики.

Исследуемый p -МОПТ изображен на рис. 1.54. Под подзатворным оксидом находится слой p -типа, в котором формируется скрытый канал. Пороговое напряжение транзистора зависит от концентрации примеси и толщины этого слоя. Второй PTS-слой имеет проводимость n -типа, и его назначение – предотвращать смыкание областей пространственного заряда стока и истока (PTS – punch-through stop). Толщина и концентрация примеси в этом слое определяет крутизну транзистора и его устойчивость к короткоканальным эффектам. Концентрация примеси в подложке имела фиксированное значение $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Расчеты показали, что оптимальной с точки зрения минимальной чувствительности характеристик транзистора к изменению параметров слоев I и II является следующая структура: первый слой: толщина – 10 нм; концентрация – $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; второй слой: толщина – 50 нм; концентрация – $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

p -МОПТ с указанными значениями параметров структуры имеет следующие характеристики: поро-

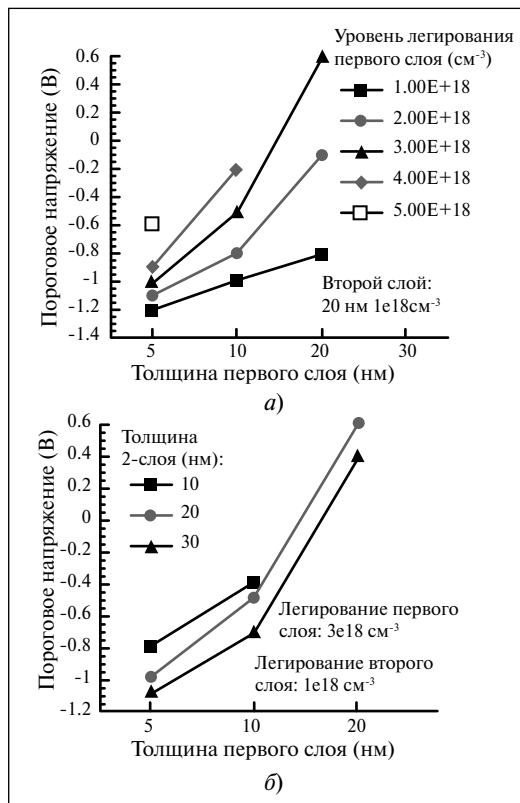


Рис.1.55 (а) Зависимости порогового напряжения (V) от толщины первого слоя при различных значениях уровня его легирования (толщина второго слоя = 20 нм, а его уровень легирования – $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). (б) Зависимости порогового напряжения (V) от толщины слоя при различных значениях толщины второго слоя

говое напряжение $V_t = -0,5$ В; подпороговый наклон $S = 90$ мВ/дек; крутизна $g_m = 0,18$ мСм/мкм (при $(V_g - V_t) = 0,7$ В); ток в выключенном состоянии $I_{\text{Off}} = 1 \cdot 10^{-12}$ А.

Зависимости указанных характеристик от параметров физической структуры представлены на рис 1.55–1.58.

Таким образом, расчеты показывают, что при использовании перспективных методов легирования и низкотемпературных процессов изготовления приборов возможно получение удовлетворительных характеристик p -МОПТ со скрытым каналом.

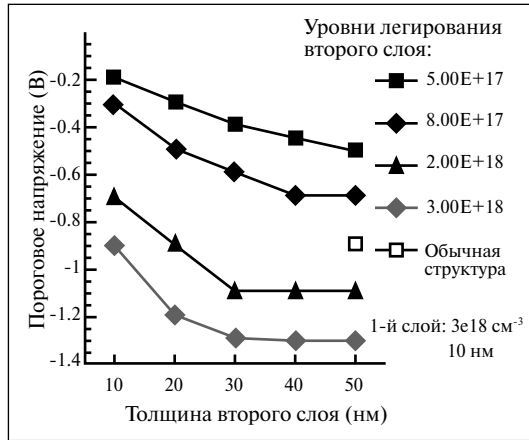


Рис. 1.56. Зависимости порогового напряжения (V_t) от толщины второго слоя при различных уровнях легирования этого слоя. (Концентрация легирующей примеси в первом слое составила $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при толщине, равной 10 нм)

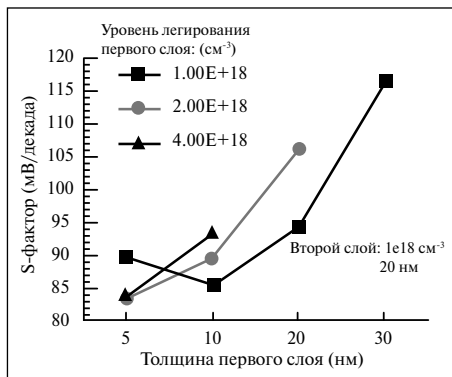


Рис. 1.57. Зависимости подпорогового S -фактора от толщины первого слоя при различных значениях его уровня легирования, выступающего в качестве параметра (толщина второго слоя = 20 нм, а его уровень легирования = 10^{18} см^{-3})

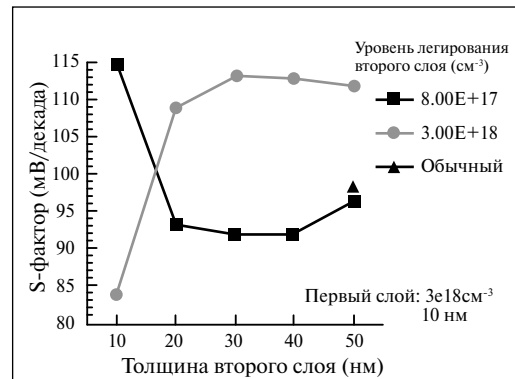


Рис. 1.58. Зависимости подпорогового S -фактора от толщины второго слоя при различных значениях его уровня легирования (толщина первого слоя = 10 нм; уровень легирования первого слоя = 10^{18} см^{-3})

1.9. Ток утечки стока, индуцируемый напряжением на затворе (GIDL-эффект)

Рост напряженности электрического поля в кремнии приводит к обеднению носителями приповерхностного участка сильно легированной области стока, обуславливая при этом интенсификацию термической генерации носителей, ограничиваемой их переносом. Возникающий в этом случае ток утечки экспоненциально зависит от напряжения на затворе относительно стока – в отличие от обычного теплового тока утечки через p - n -переход [57]. При еще большей величине напряженности электрического поля изгиб энергетических зон может увеличиться настолько, что возникнет междузонный туннельный ток на поверхности сильно обедненной об-

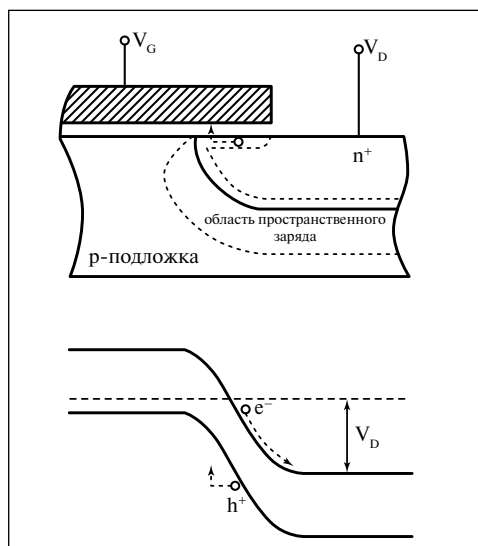


Рис. 1.59. Образование электрон-дырочных пар в результате междузонного туннелирования в области стока. Дырки движутся вдоль границы раздела Si-SiO₂ по направлению к краю *p-n*-перехода. После упругого столкновения они инжектируются в окисел

ласти стока, перекрытой затвором (рис. 1.59 [58]). Указанный механизм генерации тока утечки, индуцированного напряжением на затворе, называют GIDL-эффектом (Gate-induced Drain Leakage) [59]. При еще больших электрических полях ток утечки между затвором и стоком обеспечивается комбинацией двух процессов: туннелированием электронов по Фаулеру-Нордгейму из затвора в сток и инжекцией горячих дырок, генерируемых GIDL-эффектом, в подзатворный диэлектрик [60, 61]. Этот ток, протекающий между затвором и стоком транзистора в закрытом состоянии, приводит к значительному захвату дырок в подзатворном окисном слое, что вызывает anomalous поведение тока стока и деградацию подзатворного окисного слоя [62, 63].

Упомянутые выше токи утечки очень чувствительны к толщине подзатворного окисного слоя, концентрации легирующей примеси в области стока, а также к латеральному градиенту легирующей примеси в области стока и прикладываемому напряжению между стоком и затвором. С целью решения проблемы тока утечки стока были изучены транзисторы с различными LDD-структурами [64, 65]. При этом было продемонстрировано почти полное подавление GIDL-тока в случае использования LDD-структуры. Однако применение этих структур приводит к ухудшению надежности приборов в результате воздействия горячих носителей из-за снижения контроля со стороны затвора над плотностью носителей в перекрытом затвором участке LDD-области [66]. Для решения проблемы надежности была предложена приборная структура с полным перекрытием затвором LDD-области. Эти приборные структуры были исследованы с точки зрения поведения их GIDL-токов [67].

В модели, объясняющей возникновение междузонного туннельного тока в области перекрытия затвором участка стока, первоначально было использовано одномерное решение для определения вертикальной составляющей электрического поля [59, 68]. Однако электрическое поле в интересующем нас районе по своей природе является сугубо двумерным. Поэтому в дальнейших работах [64, 69] для оценки GIDL-тока в приборных структурах с LDD-областью были использованы двумерные и трехмерные численные методы компьютерного моделирования картины электрического поля. В связи с тем, что эти методы моделирования не дают физических представлений о необходимых соотношениях между параметрами физической структуры прибора, в работе [70] были выполнены экспериментальные исследования и разработана простая аналитическая квазидвумерная модель GIDL-эффекта.

На рис. 1.60 приводятся типичные подпороговые $I_d(V_g)$ -характеристики для трех типов приборных структур (рис.1.61) — без LDD (структура SD), с LDD

и с полным перекрытием LDD-области поликремниевым спейсером (структура TOPS) для случая $V_d = 5,0$ В и $T_{ox} = 8,5$ нм. Поскольку ток утечки стока не является функцией длины канала, то все измерения были проведены на n -МОПТ с $L = 10$ мкм и $W = 50$ мкм. Для отрицательных значений V_g наблюдались большие GIDL-токи, тогда как в случае положительных значений V_g видим обычное поведение подпороговых $I_d(V_g)$ -зависимостей. Наибольший интерес представляют токи при $V_g = 0$. Приборная структура с неполным перекрытием LDD-области характеризуется

очень низким GIDL-током, тогда как МОПТ с SD-структурой имеет ток утечки на три порядка больше. МОПТ со структурой TOPS имеет промежуточное значение тока утечки. На рис. 1.62 приведены зависимости тока стока (I_d) от напряжения на стоке (V_d) для $V_g = 0$ для всех трех вариантов приборных структур. Затвор и подложка при этом заземлялись, тогда как исток оставался под плавающим потенциалом, чтобы гарантировать, что в цепи стока измеряется только GIDL-ток. На рис. 1.62 сплошные кривые соответствуют аналитическим зависимостям, полученным на основе новой двумерной модели, разработанной в работе [70]. В большей части диапазона прикладываемых напряжений V_d было получено очень хорошее совпадение экспериментальных данных с теоретическими зависимостями.

При низких напряжениях на стоке ток утечки определяется главным образом процессом термической генерации носителей, ограниченным их переносом [57]. Ток по величине оказывается близким или даже ниже измеряемого уровня шумов для

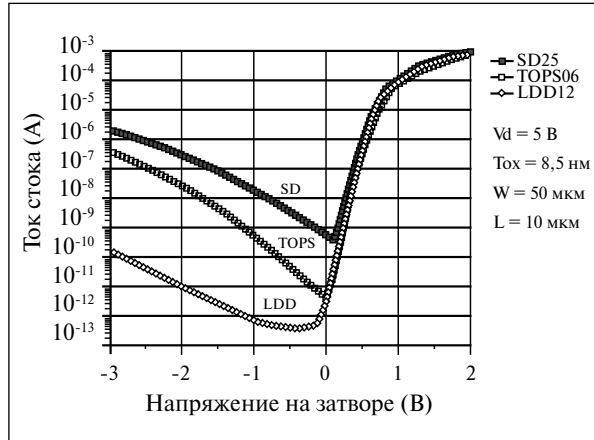


Рис.1.60. Подпороговые $I_d(V_g)$ -характеристики для приборных структур типа SD, TOPS и LDD при $V_d = 5$ В и $T_{ox} = 8,5$ нм. GIDL-токи наблюдались при $V_g < V_T$. Приборные структуры с LDD-областями характеризовались существенно меньшим уровнем GIDL-тока по сравнению с приборными структурами типа SD или TOPS

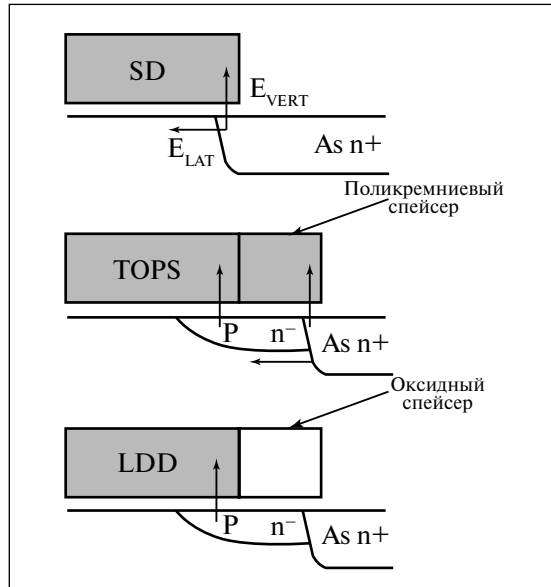


Рис.1.61. Экспериментальные структуры (SD, TOPS и LDD), использованные в работе [70]. Стрелками указаны местоположения и направления компонент напряженности электрического поля, обуславливающих появление междузонного туннельного тока

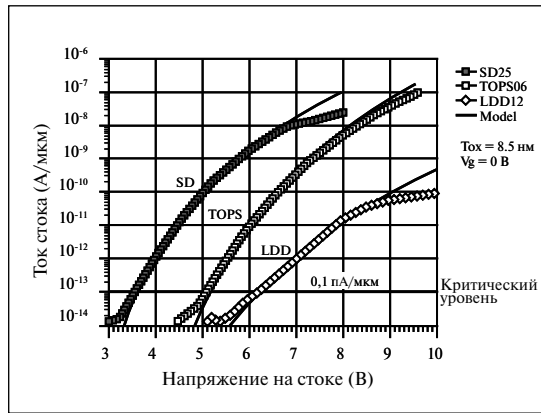


Рис. 1.62. Зависимости GIDL-тока от напряжения на стоке для приборных структур, представленных на рис. 1.60. Новая квазидвумерная модель хорошо согласуется с экспериментальными данными вплоть до напряжений, когда захват горячих дырок на ловушки в подзатворном окисле приводит к уменьшению темпа нарастания GIDL-тока при увеличении напряжения на стоке. Критический уровень тока, соответствующий допустимой максимальной величине напряжения на стоке, определен равным 0,1 пА/мкм

приборных структур с $W = 50$ мкм при комнатной температуре. При высоких напряжениях на стоке захват горячих дырок в подзатворном окисном слое приводит к уменьшению напряженности электрического поля в кремнии у границы SiO_2/Si , что обуславливает несколько меньший GIDL-ток по сравнению с моделью. При еще более высоком уровне напряжения на стоке (на рис. 1.62 не отображено) лавинное размножение носителей, относящихся к термически инициированному току утечки и к GIDL-току, приводит к резкому увеличению I_d , которое в итоге ограничивается последовательным сопротивлением приборной структуры в цепи стока.

Максимальное значение допустимого напряжения (V_{max}), при котором ток утечки (GIDL) дости-

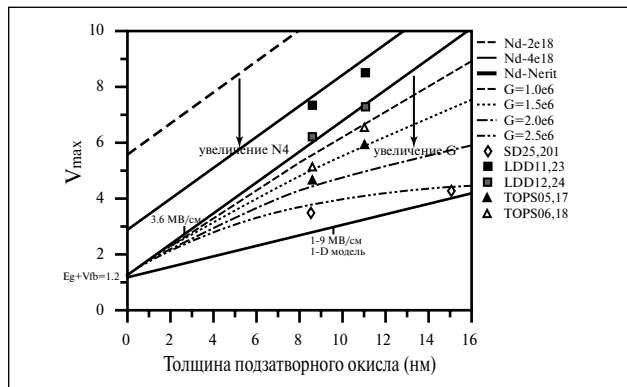


Рис. 1.63. Зависимости допустимой максимальной величины напряжения на стоке (V_{max}) от толщины подзатворного окисного слоя (T_{ox}). Предшествующая одномерная модель предсказывала $E_{crit} = 1,9$ МВ/см, тогда как квазидвумерная модель дает $E_{crit} = 5,6$ МВ/см при нулевом градиенте латеральной составляющей напряженности электрического поля. По мере возрастания градиента латеральной составляющей электрического поля (G_E) величина V_{max} уменьшается и становится нелинейной функцией от T_{ox} . При достаточно малой величине T_{ox} значения V_{max} приближаются к $E_G + V_{FB} = 1,2$ В и V_{max} становится менее чувствительным к латеральному электрическому полю

гает критической величины, равной 10^{-13} А/мкм, было выбрано в качестве критерия для сравнения различных приборных структур. Заметим, что этот критерий может быть выбран при необходимости даже меньшим в случае 256-Мбит СБИС ДОЗУ или же приборов, для которых важно малое потребление мощности. Как можно видеть из рис. 1.62, при толщине подзатворного окисла 8,5 нм МОПТ с SD-структурой стока характеризуется $V_{max} = 3,6$ В, тогда как приборы с TOS- и LDD-структурами имеют значения V_{max} , соответственно равные 5,1 и 6,2 В. На рис. 1.63 приводятся зависимости допустимой максимальной величины V_{max} напряже-

ния на стоке (соответствующей выбранному критерию по GIDL-току, равному 10^{-13} А/мкм) от толщины подзатворного окисного слоя. В одномерной модели учитывается только вертикальная составляющая напряженности электрического поля, поэтому для заданной концентрации легирующей примеси в области стока величина V_{max} изменяется линейно с T_{ox} . Величина V_{max} уменьшается с увеличением концентрации легирующей примеси в области стока (N_d), поскольку вертикальная составляющая напряженности электрического поля пропорциональна $\sqrt{N_d}$. Эта одномерная модель распределения электрического поля предсказывает, что критическое значение напряженности электрического поля в окисле должно составлять всего 1,9 МВ/см (что соответствует току утечки 0,1 рА/мкм [71]), тогда как квазидвумерная модель [70] предсказывает, что это поле должно быть значительно больше и может достигать 5,6 МВ/см.

При достаточно большой концентрации легирующей примеси в области стока изгиб зонной диаграммы у края затвора становится недостаточным для туннелирования носителей ($\psi_s < 1,2$ В). Это видно из рис. 1.64, где критическая напряженность электрического поля была принята равной $E_{crit} = 5,6$ МВ/см. Критическая концентрация (N_{crit}) была найдена при этом равной $9 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$. По мере увеличения N_d свыше E_{crit} точка, соответствующая максимальному туннельному току (в которой $\psi_s = 1,2$ В), смещается от края затвора по направлению к металлургическому центру p - n -перехода, и V_{max} становится нечувствительным к N_d , что хорошо видно на правой части рис. 1.64.

Для приборных структур типа «SD» и «TOPS», имеющих перекрытые затвором области стока, в которых концентрация легирующей примеси (мышьяка) близка к максимальной ($N_d = 10^{20}$ см $^{-3}$), квазидвумерная модель, не учитывающая латеральной компоненты поля, предсказывает, что значения V_{max} должны ложиться на прямую для $E_{crit} = 5,6$ МВ/см (см. рис. 1.63) и на прямолинейные участки зависимостей $V_{max}(N_d)$, как на рис. 1.64. Однако экспериментальные точки ложатся ниже этих линий. В работе [70] также наблюдалось, что в случае МОПТ с TOPS-структурой стока величина V_{max} фактически возрастала с увеличением дозы имплантируемого фосфора – в противоположность МОПТ с LDD-структурой. Кроме того, в приборах как с LDD-, так и с TOPS-структурой наблюдалось увеличение V_{max} по мере увеличения толщины стенок спейсера. Модели, учитывающие только вертикаль-

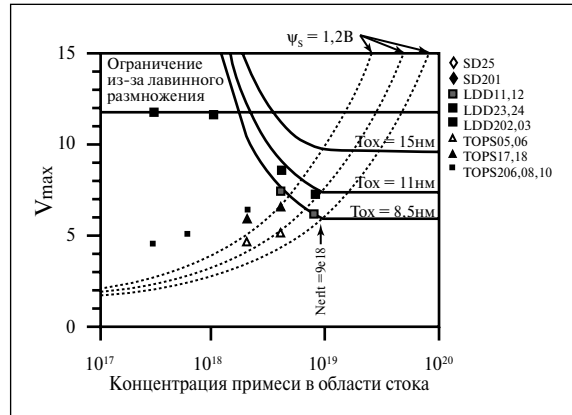


Рис. 1.64. Величина V_{max} как функция концентрации легирующей примеси в области стока (N_d), предсказываемая квазидвумерной моделью при $E_{crit} = 5,6$ МВ/см. Данные для LDD-МОПТ согласуются с зависимостью $\sqrt{N_d}$. Однако в случае приборных структур типа SD и TOPS наблюдается заметный разброс результатов, и величины V_{max} оказываются ниже предсказываемых моделью, что указывает на существенное влияние боковой составляющей напряженности электрического поля. Образцы МОПТ с LDD-областями обнаруживали наличие тока, обусловленного лавинным размножением, при 12 В – т. е. перед достижением V_{max} .

ную составляющую напряженности электрического поля, не способны объяснить эти результаты.

1.9.1. Квазидвумерная модель

Полученные экспериментальные результаты успешно объясняются квазидвумерной моделью, учитывающей латеральную компоненту напряженности электрического поля [70], которая в МОПТ с SD- и TOPS-структурой стока имеет значительную величину. Учет этого обстоятельства приводит к увеличению GIDL-тока и к уменьшению V_{\max} . В действительности в реальных приборах эта латеральная составляющая напряженности встроенного электрического поля может превысить 1 МВ/см в случае мелких p - n -переходов ($X_j < 0,2$ мкм), что делает ее сопоставимой с вертикальной составляющей электрического поля.

В соответствии с квазидвумерной моделью плотность туннельного тока выражается соотношением:

$$I_t = \frac{A_1}{B_1} \cdot E_{TOT}^2 \cdot \exp\left(\frac{-B_1}{E_{TOT}}\right), \quad (1.110)$$

где $E_{TOT} = \sqrt{E_{TOT}^2 + E_{TOT}^2}$; $A_1 = k \cdot \frac{\phi_s \cdot T_{ox}}{(V_g - \psi_s)}$; $B_1 = 45$ мВ/см,

I_t , E_{TOT} , E_{vert} , E_{lat} и ψ_s являются функциями координаты y .

Напряженность вертикального поля $E_{vert}(y)$ задается соотношением

$$E_{vert}(y) = \frac{\epsilon_{ox}}{\epsilon_{Si}} \cdot \frac{V'_{dg} - \psi_s}{T_{ox}}, \quad (1.111)$$

где $V'_{dg} = V_{ds} - V_{fb}$, y – текущая координата в горизонтальном направлении, отсчитываемая от края затвора. Новый, учитываемый в квазидвумерной модели член, соответствующий латеральной составляющей электрического поля, может быть просто определен как градиент поверхностного потенциала $d\psi_s(y)/dy$. Поскольку туннелирование носителей происходит, главным образом, вблизи поверхности кремния, то в модели принимается допущение о том, что концентрация легирующей примеси не является функцией глубины. Используя приближение полного обеднения, соотношение для поверхностного потенциала было представлено в работе [70] в следующем виде:

$$\psi_s(y) = V'_{dg} + \psi_0(y) - \left[2V'_{dg} \cdot \psi_0(y) + \psi_0^2(y)\right]^{1/2}, \quad (1.112)$$

где $\psi_0(y) = q\epsilon_s N_d(y) / C_{ox}^2$.

Применяя к (1.112) операцию дифференцирования по y , для боковой составляющей напряженности электрического поля можно получить:

$$E_{lat}(y) = \frac{d\psi_s}{d\psi} = G(y) \cdot \psi_s(y) \cdot \frac{V'_{dg} - \psi_s(y)}{V'_{dg} + \psi_s(y)}, \quad (1.113)$$

где относительный латеральный градиент распределения легирующей примеси определяется как

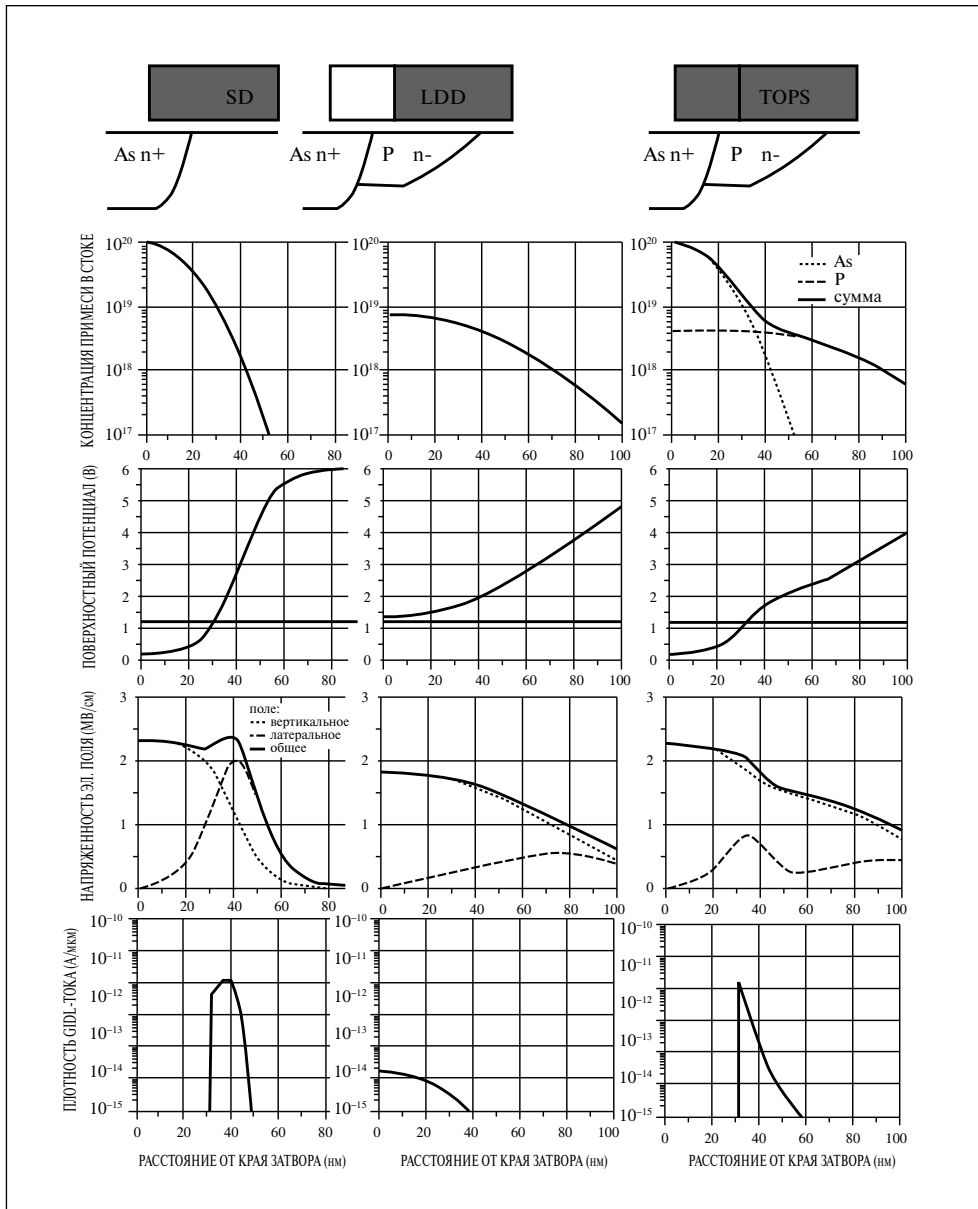


Рис. 1.65. Демонстрация результатов, полученных с помощью квазидвумерной модели для МОПТ типа SD, LDD и TOPS [70]. Поперечное сечение областей стока, концентрационный профиль распределения легирующих примесей, поверхностный потенциал, напряженность электрического поля и плотность туннельного тока приводятся для каждого из указанных типов приборных структур как функции координаты вдоль канала, отсчитываемой от края затвора. МОПТ типа SD и TOPS демонстрируют наличие резких пиков латеральной составляющей напряженности электрического поля, обусловленных кругым характером распределения атомов мышьяка в областях n^+ - p - или n^+ / n -переходов, что приводит к повышенным значениям GIDL-токов

$$G(y) = \frac{d \ln N_d(y)}{dy} = \frac{1}{N_d} \cdot \frac{dN_d}{dy} . \quad (1.114)$$

Величина отношения $(V'_{dg} - \psi_s(y))/(V'_{dg} + \psi_s(y))$, называемого «коэффициентом латерального электрического поля», при напряжениях, представляющих реальный интерес, не превышает 0,5. Поэтому при заданных значениях V'_{dg} боковая составляющая напряженности электрического поля становится просто пропорциональна произведению относительного латерального градиента распределения легирующей примеси (G) и поверхностного потенциала (ψ_s) в каждой конкретной точке y в области перекрытия стока затвором.

Суммарная напряженность электрического поля аппроксимируется как векторная сумма вертикальной и латеральной компонент поля:

$$E_{TOT}(y) = \sqrt{E_{vert}^2(y) + E_{Lat}^2(y)} . \quad (1.115)$$

Эффект учета боковой составляющей довольно хорошо иллюстрируется рис. 1.63 для различных значений латерального градиента G . Приборные структуры с областью стока типа «SD» характеризуются эффективной величиной $G = 2,5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$, тогда как в случае TOPS-структуры величины G оказываются в диапазоне $(1,0 \div 2,0) \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$.

Рис. 1.65 иллюстрирует применение аналитической квазидвумерной модели к МОПТ с областями стоковой области типа «SD», «LDD» и «TOPS». Большая боковая составляющая напряженности электрического поля наблюдается в SD-приборной структуре, тогда как в случае LDD-приборной структуры она оказывается пренебрежимо малой в области, перекрытой затвором. В случае SD- и TOPS-приборных структур точки, соответствующие максимумам напряженности электрического поля и плотности туннельного тока, располагаются в нескольких нанометрах от края затвора вблизи места, где $N_d = N_{crit}$. В случае LDD-приборной структуры максимум плотности туннельного тока располагается точно у края затвора, где вертикальная составляющая напряженности электрического поля достигает наибольшей величины. В случае TOPS- приборной структуры имеет место наложение концентрационных профилей мышьяка и фосфора, и это обстоятельство приводит к ослаблению вклада градиента распределения концентрации мышьяка в области N_{crit} в горизонтальную составляющую напряженности электрического поля. Поэтому боковая составляющая напряженности электрического поля и GIDL-ток уменьшаются, а V_{max} возрастает по сравнению с SD-приборной структурой.

1.9.2. Зависимость GIDL-тока от параметров LDD-структуры

Чувствительность GIDL-тока к толщине подзатворного окисного слоя (T_{ox}) уже качественно рассматривалась на примере рис. 1.63. При уменьшении T_{ox} величина V_{max} приближается к 1,2 В для всех типов приборных структур, а боковая составляющая напряженности электрического поля становится менее важным параметром. Необходимо отметить, что при этом имеется в виду фактическая толщина подзатворного окисла в точке стоковой области, соответствующей N_{crit} ; она может быть значительно больше, чем T_{ox} в средней части канала, если имеет место заметный «птичий клюв», образующийся при окислении затвора.

На рис. 1.66 демонстрируется чувствительность GIDL-тока к дозе имплантации фосфора в LDD-области на примере зависимости V_{max} от дозы имплантации фосфора. МОПТ с LDD-структурой характеризуются довольно резким спадом V_{max} при увеличении дозы до $1 \cdot 10^{14}$ см⁻², что обусловлено увеличением вертикальной составляющей напряженности электрического поля. Наоборот, TOPS-приборные структуры обнаруживают увеличение V_{max} в результате уменьшения бокового градиента распределения концентрации легирующих примесей из-за наложения концентрационных профилей мышьяка и фосфора. В случае, когда $N_d > N_{crit}$, TOPS- и LDD-приборные структуры ведут себя одинаковым образом.

Как можно видеть на рис. 1.65, максимумы плотностей туннельных токов в случае МОПТ с SD- и TOPS-структурой оказываются очень резкими, что связано с большой величиной латерального градиента распределения результирующей концентрации легирующих примесей G_{eff} .

Очевидно, что изменение толщины спейсера при заданной физической структуре LDD-области может вызывать изменение латерального градиента примеси в стоке. До тех пор, пока толщина спейсера остается больше, чем боковая длина диффузии мышьяка, V_{max} не зависит от толщины спейсера. Однако, когда толщина спейсера уменьшается, концентрационный профиль мышьяка перекрывает концентрационный профиль фосфора, что приводит к увеличению G_{eff} . Когда толщина стенок спейсера становится очень небольшой, поведение LDD- и TOPS-приборных структур становится идентичным.

На рис. 1.67 показано влияние толщины стенок спейсера (L_s) на GIDL-ток для различных типов приборных структур. Величина V_{max} (соответствующая GIDL-току, равному 10^{-13} А/мкм) остается независимой от L_s до тех пор, пока L_s продолжает оставаться больше L_{As} — диффузионной длины мышьяка в боковом направлении ($L_{As} \approx 150$ нм). По мере приближения L_s к нулю поведение как МОПТ с LDD-, так и TOPS-структурой становится все более похожим на поведение МОПТ с SD-структурой, у которых $V_{max} = 3,6$ и $4,3$ В при $T_{ox} = 8,5$ и 11 нм, соответственно.

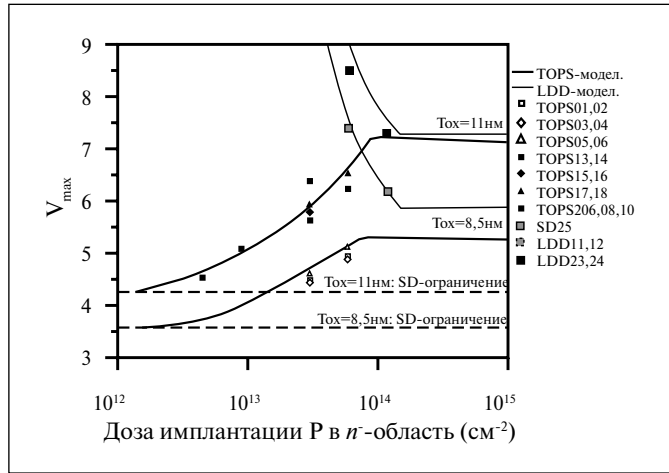


Рис.1.66. Величины V_{max} как функции дозы имплантации фосфора в n -область (LDD). По мере приближения дозы к $1 \cdot 10^{14}$ см⁻² приборные структуры с LDD-областью обнаруживают уменьшение V_{max} в результате увеличения вертикальной составляющей электрического поля. При низких дозах приборные структуры типа TOPS ведут себя подобно SD-структурам и характеризуются низкими величинами V_{max} . Однако при увеличении дозы V_{max} у TOPS-структур возрастает в результате ослабления латерального поля в n^+ -области, легированной мышьяком, из-за наличия n^+ -области, легированной фосфором. Квазидвумерная модель хорошо согласуется с обоими случаями

Однако при увеличении дозы V_{max} у TOPS-структур возрастает в результате ослабления латерального поля в n^+ -области, легированной мышьяком, из-за наличия n^+ -области, легированной фосфором. Квазидвумерная модель хорошо согласуется с обоими случаями

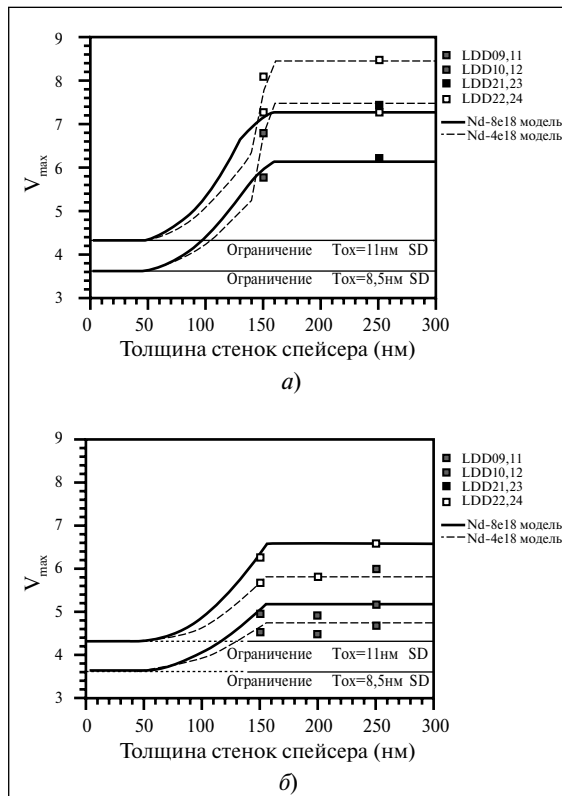


Рис.1.67. (а) Величина V_{max} как функция толщины стенок (L_s) спейсера для LDD-МОПТ. В случае, когда толщина стенок спейсера оказывается больше латеральной диффузионной длины мышьяка (150 нм), величина V_{max} достигает своего предельного значения и становится нечувствительной к L_s . Однако по мере утоньшения стенок спейсера n^+ -область (A_s) перекрывает область, легированную фосфором, что в итоге приводит к уменьшению V_{max} до величины, характерной для SD-структуры. (б) Величина V_{max} как функция толщины стенок спейсера (L_s) для TOPS-МОПТ, демонстрирующая характер зависимости $V_{max}(L_s)$, аналогичный случаю LDD-МОПТ

между этими приборными структурами становится все меньше. Таким образом, описанная модель GIDL-тока [70] была применена к разнообразным концентрационным профилям в области стока и различным толщинам подзатворного окисного слоя. Она продемонстрировала, что напряженность встроенного латерального электрического поля играет важную роль в зависимости GIDL-тока от концентрационного профиля в области стока и толщины стенок спейсера.

В случае как LDD-, так и TOPS-приборных структур желательно иметь толщину стенок спейсера $L_s > L_{As}$ — длины диффузии мышьяка в боковом направлении для того, чтобы уменьшить GIDL-ток и увеличить V_{max} .

Таким образом, при оптимизации физической структуры субмикронных LDD-МОПТ такие характеристики, как надежность, обусловленная горячими носителями, нагрузочная способность по току, короткоканальные эффекты, а также паразитные компоненты (R_s и C_{gd}) должны рассматриваться совместно с проблемой GIDL-тока. Обычно для того чтобы минимизировать последовательное сопротивление LDD-области и минимизировать емкость области перекрытия стока затвором в случае TOPS-структуры, повышают концентрацию легирующей примеси в n -области в случае LDD-структур и уменьшают концентрацию в n -областях TOPS-структуры. При концентрации в n -области менее $9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ n -LDD-МОПТ продолжают характеризоваться меньшим GIDL-током по сравнению с МОПТ с TOPS-структурами или обычными SD-областями. Однако при более высоких концентрациях в n -области и/или в случае более тонких подзатворных окисных слоев различие

1.10. Туннельный перенос носителей в стоковом переходе

Для уменьшения короткоканального эффекта в приборах с суб-0,5-микронными размерами применяют методы ограничения проникновения электрического поля сток-истокового p - n -переходов в область обеднения канала, так называемые методы «Pocket implantation» и «Halo implantation». Они заключаются в формировании окаймляющих сток и исток областей, достаточно сильно легированных примесью противоположного типа проводимости. В результате в стоковом p - n -переходе создается электрическое поле высокой напряженности: перепад потенциала в 1–2 В происходит на расстоянии 100–200 Å [72]. При этих условиях возникает туннельная составляющая тока утечки.

Приближенный расчет плотности туннельного тока осуществляется с использованием следующего выражения [73]:

$$I_t = \frac{\sqrt{2m^*} q^3 E V_j}{4\pi^3 h^3 \sqrt{E_G}} \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m^*} E_G^{3/2}}{2qhE}\right), \quad (1.116)$$

где m^* – эффективная масса электрона; V_j – обратное напряжение на p - n -переходе; E_G – ширина запрещенной зоны; E – напряженность электрического поля.

На рис. 1.68 [73] представлена зависимость плотности туннельного тока от напряженности электрического поля для вариантов треугольного и параболического барьера. Чтобы оценить с точки зрения величины тока утечки допустимую напряженность электрического поля, можно предположить протяженность области высокой напряженности, перпендикулярной к поверхности, равную 100–200 Å. Тогда плотность туннельного тока ≈ 10 А/см² будет соответствовать току утечки стокового перехода 1 нА/мкм (на 1 мкм ширины канала). Такой уровень туннельной составляющей сравним или меньше допустимого тока утечки сток-истокового перехода при максимальной рабочей температуре кристалла ИС (туннельный ток не зависит от температуры). Из зависимостей, представленных на рис. 1.68, следует, что предельная напряженность электрического поля в области обеднения стока не должна превышать $2 \cdot 10^6$ В/см. Поэтому при выборе мер по снижению короткоканальных эффектов в субмикронных транзисторах необходимо учитывать ограничение по допустимой напряженности электрического поля вблизи стока.

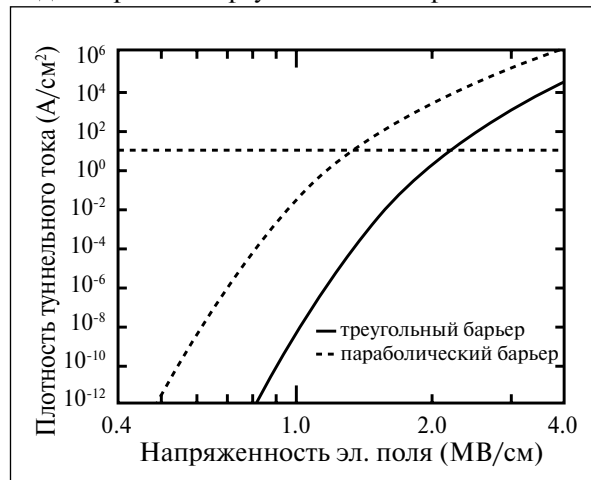


Рис. 1.68. Теоретические зависимости плотности туннельного тока от напряженности электрического поля. Сплошная кривая соответствует треугольному потенциальному барьеру, а пунктирная – параболическому барьеру. Точечная линия соответствует предельному значению плотности тока утечки, равного 10 А/см²

напряженность электрического поля в области обеднения стока не должна превышать $2 \cdot 10^6$ В/см. Поэтому при выборе мер по снижению короткоканальных эффектов в субмикронных транзисторах необходимо учитывать ограничение по допустимой напряженности электрического поля вблизи стока.

1.1. Обратный короткоканальный эффект

Обратный короткоканальный эффект (Reverse Short-Channel Effect = RSCE) является одной из основных проблем разработки субмикронной технологии изготовления КМОП-приборов. RSCE-эффект вызывается перераспределением примеси в области канала, причиной которого является нестационарная ускоренная диффузия (transient enhanced diffusion = TED). Ускоренная диффузия примеси вызывается нестационарным потоком межузельных атомов из LDD- или сток-истоковых областей, пересыщенная концентрация которых создается ионной имплантацией или окислением. Хотя межузельные атомы, имеющие высокий коэффициент диффузии, могут перемещаться на расстояние в несколько микрон даже при умеренных длительности и температуре процесса, характеристическая длина ускоренной диффузии примеси все же по порядку величины самое большее составляет 0,1 мкм. Диффундируя из сток-истоковых областей, поток неравновесных межузельных атомов вызывает увеличение коэффициента диффузии и перераспределение примеси в поперечном направлении в области канала вблизи сток-истоковых областей. Поэтому влияние перераспределения примеси на пороговое напряжение зависит от длины затвора. В зависимости от используемой технологии причиной избыточной концентрации межузельных атомов могут быть различные процессы:

1. Перенасыщение межузельными атомами происходит при имплантации легирующих или аморфизирующих ионов и последующем постимплантационном отжиге LDD- или сток-истоковых областей. При этом происходит не только

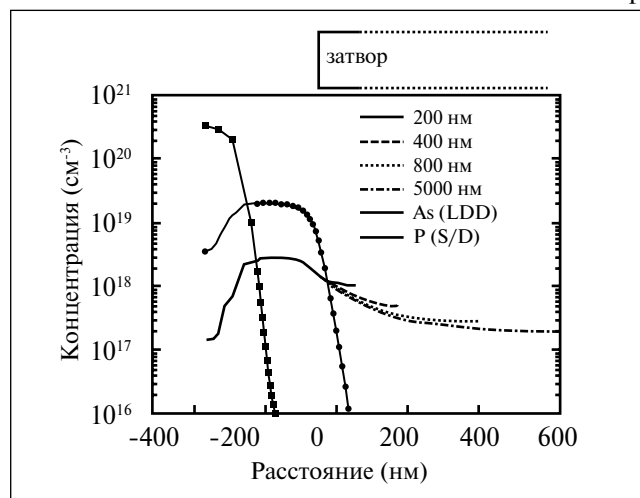


Рис.1.69. Концентрационные профили распределения бора в горизонтальном направлении на расстоянии 1 нм от границы раздела Si-SiO₂. Моделирование выполнялось с помощью программы DIOS. В качестве параметра использовались различные величины длины затвора в нанометрах. Концентрационные профили распределения фосфора для областей истока/стока (S/D) и мышьяка для LDD-областей были почти идентичными при всех вариантах моделирования

перераспределение примеси в области канала, но и диффузия атомов примеси в сток-истоковых областях, в том числе и увеличение концентрации на границе Si-SiO₂. Обстоятельством, приводящим к преобладающему перераспределению примеси в направлении к границе Si-SiO₂, является рекомбинация межузельных атомов на границе раздела с подзатворным окислом.

На основе двумерного моделирования диффузионных процессов, учитывающего влияние потока межузельных атомов, в работе [74] получено латеральное распределение концентрации примеси в канале вблизи сток-истоковых областей

для сечения, находящегося на 1 нм ниже границы Si-SiO₂ (рис. 1.69). Средняя поверхностная концентрация примеси бора в канале растет с уменьшением длины канала. В области субмикронных размеров поверхностная концентрация бора увеличивается даже в центре канала (рис. 1.70). Увеличение поверхностной концентрации примеси непосредственно на границе Si-SiO₂ может и не привести к значительному изменению порогового напряжения. Однако в результате перераспределения примеси из-за TED-эффекта увеличивается приведенная поверхностная концентрация примеси в приповерхностной области канала (см. вставку на рис. 1.70), а зависимость изменения плотности примеси от длины канала вызывает RSCE-эффект.

Экспериментальное исследование RSCE-эффекта выполнено в ряде работ [75, 76, 77]. На рис. 1.71 [78] представлена зависимость порогового напряжения V_t от длины канала L_c для n -МОПТ с параметрами физической структуры, соответствующей 0,25-мкм технологии. Как видно, степень проявления RSCE-эффекта растет с увеличением дозы имплантации ионов мышьяка в LDD-области. На рис. 1.72 [77] представлены зависимости $V_t(L)$ для технологии уровня 0,35 и 0,7 мкм.

Дополнительное доказательство влияния избыточных межузельных атомов было получено в работе [79], в которой продемонстрирован RSCE-эффект при

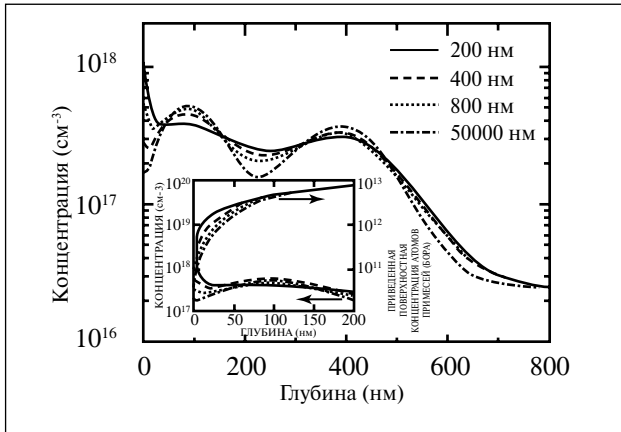


Рис.1.70. Концентрационные профили распределения бора по вертикальному сечению, проходящему через центр канала. Моделирование выполнялось с помощью программы DIOS. В качестве параметра использовались различные величины длины затвора в нанометрах. Пиковое значение концентрации бора оказывается наибольшей для более короткого затвора. На вставке приводятся также зависимости приведенной поверхностной концентрации атомов бора в случае интегрирования от самой границы раздела Si-SiO₂

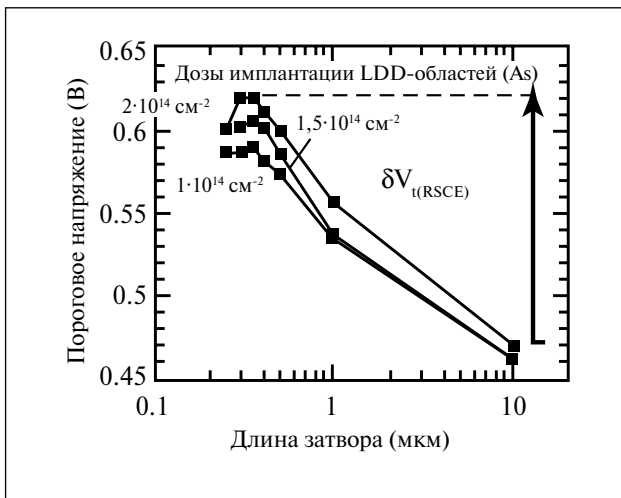


Рис.1.71. Зависимости порогового напряжения (V_t) от длины затвора (L_g) для n -МОПТ с различными дозами имплантации LDD-областей ионами мышьяка (A_s^+). Величины V_t определялись путем экстраполяции $I_d(V)$ -характеристик в линейной области при $V_d = 50$ мВ

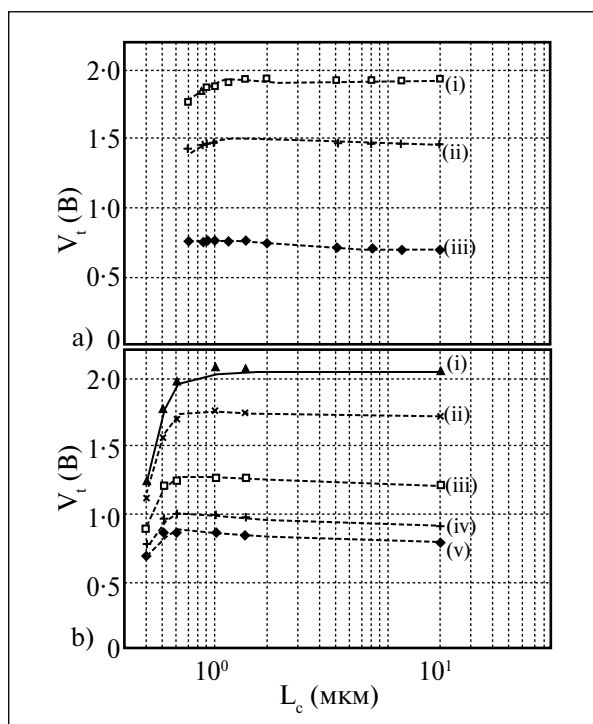


Рис. 1.72. Экспериментальные (отдельные точки) и теоретические (сплошные кривые) значения порогового напряжения (V_t) в зависимости от длины канала (L_c) при различных напряжениях смещения подложки (V_{bs}) для случаев 0,7-мкм и 0,35-мкм КМОП-структур, имеющих следующие параметры: $N_b = 6 \cdot 10^{16}$ и $4 \cdot 10^{17}$ см⁻³; $N_{ablong} = 9 \cdot 10^{16}$ и $3 \cdot 10^{17}$ см⁻³; $X_b = 0,21$ и $0,10$ мкм; $Q_{ss} = -7 \cdot 10^{10} q$ и $-3 \cdot 10^{11} q$ см⁻²; $\alpha_0 = 75^\circ$ и 70° ; $n = 0,40$ и $0,35$, соответственно, для 0,7-мкм и 0,35-мкм технологий.

- | | | | |
|------------------------|-------------------------|------------------------|--|
| а) 0,7 мкм | | б) 0,35 мкм | |
| (i) $V_{bs} = -5,0$ В | (i) $V_{bs} = -5,0$ В | (iv) $V_{bs} = -0,3$ В | |
| (ii) $V_{bs} = -2,5$ В | (ii) $V_{bs} = -3,3$ В | (v) $V_{bs} = 0$ В | |
| (iii) $V_{bs} = 0$ В | (iii) $V_{bs} = -1,2$ В | | |

имплантации атомов кремния через окна в областях истока и стока. Чем ближе эти окна были расположены к области канала, тем сильнее проявлялся RSCE-эффект.

Генерация межузельных атомов при окислении сток-истоковых областей при формировании окисла на затворе перед созданием спейсера. Инжекция образующихся межузельных атомов в область канала приводит к RSCE-эффекту. Исследование этого фактора выполнено в работе [80], в которой скорость окисления и структура границы Si-SiO₂ регулировались введением в окисляющую среду окислов азота.

Инжекция межузельных атомов из областей истока и стока, сильно легированных имплантированными атомами мышьяка, которые дезактивировались во время продолжительных низкотемпературных операций [81]. Такая термообработка не характерна для начальных стадий технологического маршрута, но может привести к RSCE-эффекту в сочетании с достаточно продолжительными, хотя и низкотемпературными завершающими стадиями изготовления прибора.

Другое объяснение RSCE-эффекта дается в работе [82]. В ней RSCE-эффект также связывается с точечными дефектами, но предполагается, что они в заряженном состоянии накапливаются на границе с подзатворным окислом. В результате этого происходит зависящее от длины затвора изменение порогового напряжения. Однако в работе [76] в результате исследования RSCE-эффекта в диапазоне температур 77—300 К было показано, что причиной RSCE-эффекта является латеральная неоднородность легирования канала.

При изготовлении субмикронных p -канальных МОПТ с поверхностным каналом также проявляется RSCE-эффект. Однако, вследствие того, что нестационарная ускоренная диффузия мышьяка с участием межузельных атомов не

является характерной, модель RSCE-эффекта, принятая для n -МОПТ, не отвечает результатам экспериментальных исследований p -МОПТ. Наблюдаемый в p -МОПТ RSCE-эффект связывают с проникновением бора через подзатворный окисный слой. Этот эффект приобретает все возрастающую важность с уменьшением толщины подзатворного окисного слоя. В работе [83] показано, что RSCE-эффект, наблюдаемый в p -МОПТ с поверхностным каналом, является следствием зависящего от длины затвора (L_g) эффекта проникновения бора из затвора через подзатворный окисный слой. Зависимость порогового напряжения от L_g в данном случае обуславливается избыточными межузельными атомами, которые препятствуют проникновению бора в канал вблизи сток-истоковых областей. В случае достаточно коротких каналов этот эффект сдерживания диффузии бора распространяется на весь канал.

1.12. Влияние квантования энергии носителей в инверсном слое

Когда длина затвора МОПТ уменьшается до глубокосубмикронных размеров ($< 0,25$ мкм), то при масштабировании параметров физической структуры транзистора напряженность поперечного электрического поля на границе Si-SiO₂ сильно возрастает даже вблизи порогового напряжения. Это вызывает значительный изгиб энергетических зон вблизи границы Si-SiO₂, и потенциальная яма для носителей становится настолько глубокой и узкой, что происходит квантование энергии носителей в инверсионном слое в направлении, перпендикулярном к поверхности кремния. В то же время энергия носителей в плоскости, параллельной поверхности полупроводника, может принимать произвольное значение. Это приводит к расщеплению энергетических уровней на подзоны, причем самый низкий разрешенный уровень для электронов в яме не совпадает с дном зоны проводимости, вследствие чего требуется увеличивать поверхностный потенциал для заполнения этих уровней.

Ранее квантово-механический эффект в инверсионном слое наблюдали лишь при низких температурах. Однако в приборах глубоко субмикронного диапазона напряженность поперечного электрического поля столь высока, что даже при комнатной температуре стало возможным наблюдать влияние квантовых эффектов на поверхностную плотность заряда

Ранее квантово-механический эффект в инверсионном слое наблюдали лишь при низких температурах. Однако в приборах глубоко субмикронного диапазона напряженность поперечного электрического поля столь высока, что даже при комнатной температуре стало возможным наблюдать влияние квантовых эффектов на поверхностную плотность заряда

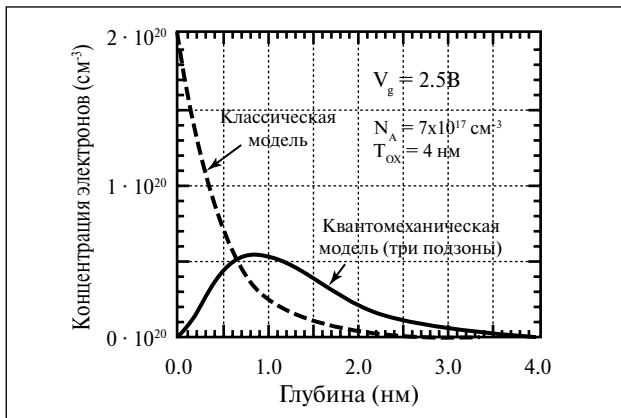


Рис.1.73. Распределения подвижного заряда в инверсионном слое по глубине для классической и квантово-механической моделей. Классическая модель предсказывает максимальную концентрацию заряда у самой границы раздела, тогда как квантово-механическая модель указывает на наличие максимума на некотором удалении (1 нм) от границы раздела. При этом поверхностная плотность общего подвижного заряда, предсказываемая классической моделью оказывается больше, чем в случае квантово-механической модели ($N_{inv}^{cl} > N_{inv}^{qm}$)

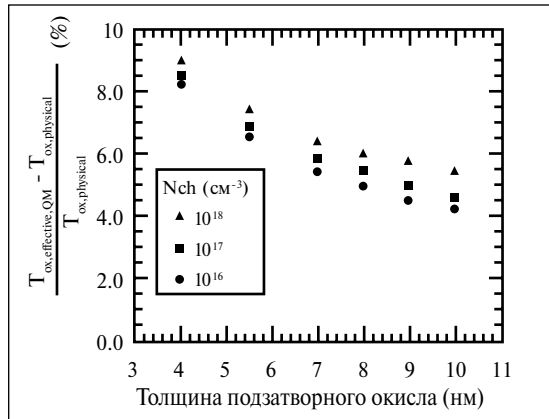


Рис.1.74. Относительная ошибка, обусловленная разницей между эффективной толщиной подзатворного окисного слоя (определяемой с привлечением квантовомеханической модели) и физической его толщиной. В случае ультратонких подзатворных окисных слоев пренебрежение квантово-механическими эффектами может приводить к большим ошибкам в определении величин толщины этих слоев, вычисляемых на основании $C(V)$ -измерений

в инверсионном слое, пороговое напряжение и эффективную толщину подзатворного диэлектрика, измеряемого $C-V$ -методом.

Различие между распределением заряда в инверсионном слое, рассчитанном с использованием квантово-механической и классической моделей, представлено на рис. 1.73 [84]. При классическом описании пик концентрации носителей находится на границе раздела Si-SiO_2 , в то время как при квантово-механическом он смещен от поверхности кремния на расстояние $\Delta Z \approx 1$ нм. Общая плотность носителей в инверсионном слое также меньше в квантово-механическом случае, чем в классическом.

Другим важным следствием квантово-механического эффекта является различие между физической и эффективной толщиной, измеряемой $C-V$ -методом:

ской толщиной подзатворного диэлектрика и эффективной толщиной, измеряемой $C-V$ -методом:

$$T_{\text{eff}} = T_{\text{phys}} + \frac{\epsilon_{\text{ox}}}{\epsilon_{\text{Si}}} \cdot \Delta Z. \quad (1.117)$$

На рис. 1.74 представлена зависимость относительной ошибки измеряемой $C(V)$ -методом толщины окисла от физической для различных значений концентрации примеси в подложке N_b [84]. Эффективная толщина окисла измерялась в режиме сильной инверсии, исходя из соотношения $C_{\text{inv}} = C_{\text{ox,eff}} = \epsilon_{\text{ox}}/T_{\text{eff}}$

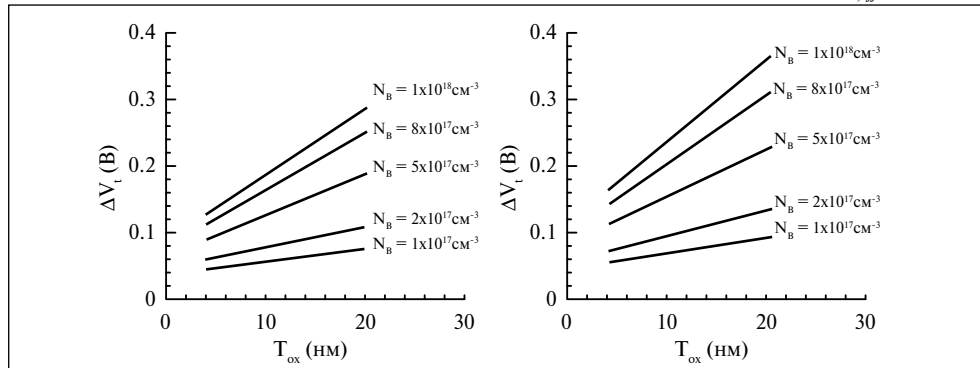


Рис. 1.75. Смещение порогового напряжения на затворе как функция толщины подзатворного окисного слоя для случая электронов (слева) и для случая дырок (справа). В качестве параметра фигурирует концентрация легирующей примеси в подложке (N_b)

Как видно из рис. 1.74, относительная ошибка измерения толщины подзатворного окисла увеличивается при уменьшении его толщины, величина корректирующего члена $(\epsilon_{\text{ox}}/\epsilon_{\text{Si}})\Delta Z$ становится сравнимой с толщиной окисла.

Квантово-механический эффект оказывает значительное влияние на пороговое напряжение и ток стока, так как вследствие его действия изменяются плотность и распределение носителей в канале, а также поверхностный потенциал. На рис. 1.75 представлены зависимости сдвига порогового напряжения от классического значения при учете квантово-механического эффекта [85]. При высокой концентрации примеси в подложке сдвиг порогового напряжения может увеличиваться до сотен милливольт.

ЛИТЕРАТУРА

1. L.D. Yau, *Solid-State Electron.* 17, 1059 (1974).
2. N.D. Arora, *Solid-State Electron.* 30, 559 (1987).
3. A.L. Silburt et al, *IEEE Trans. Comput. Aided Des., CAD-3*, 104 (1984).
4. S.C. Chamberlain and S. Ramanan, *IEEE Trans. Electron Devices*, ED-33, 1745 (1986).
5. TGrotijohn and B. Hoefflinger, *IEEE Trans. Electron Devices*, ED-31, 234 (1984).
6. Arora N.D., Richardson L.M., «MOSFET Modeling for Circuit Simulation» in «VLSI Electronics: Microstructure Science», 1989, v. 18, ch. 6.
7. V.G. K. Reddi and C.T.Sah, *IEEE Trans. Electron Devices*, ED-12, 139–141 (1965).
8. S.Y. Chou and D.A. Antoniadis, *IEEE Trans. Electron Devices*, ED-34, 448(1987).
9. B. Hofflinger et al, *IEEE Trans. Electron Devices* ED-26, 513–520 (1979).
10. A.G. Sabnis et al, *Tech. Dig. Int. Electron Devices Meet.*, pp. 18–21 (1979).
11. S.C. Sun and J.D. Plummer, *IEEE Trans. Electron Devices*, ED-27(8), 1497–1508 (1980).
12. M.S. Liang et al, *IEEE Trans. Electron Devices* ED-33, 409 (1986). «Inversion-layer capacitance and mobility of very thin gate-oxide MOSFET's», *IEEE Trans. Electron Devices* vol ED-33, p. 409, 1986.
13. Takagi S.I. et al., «On the Universality of Inversion Layer Mobility in Si MOSFET/s: Part I – Effects of Substrate Impurity Concentration», *IEEE Trans. Electron Devices* 1994 v 41 N12, 2357–62.
14. Lee K. et al., «Physical Understanding of Low-Field Carrier Mobility in Silicon MOSFET Inversion Layer», *IEEE Trans. Electron Devices*, 1991, v. 38, N8, 1905–1912.
15. C.G. Sodini et al, *Solid-State Electron*, 25, 833–841 (1982).
16. J. Banqueri et al., «Aprocedure for determination of the effectire mobility in a N-MOSFET in the moderate inversion region', *Solid-State Electronics*, 1991, v. 39, p.875.
17. K. Chen, H.C. Wann et al, «MOSFET carrier mobility model based on gate oxide thickness, threshold and gate voltages», *J. Solid-State Electron.*, vol. 39, no.10, pp. 1515–1518, Oct. 1996!
18. Roldan J.B., Gamiz E, Lopez-Villanueva J.A., «A Closed-Loop Evaluation and Validation of a Method for Determining of Dependence of the Electron Mobility on the Longitudinal- Electric Field in MOSFET,s», *IEEE Trans, on Electron Devices*, 1997, v. 44, N9, 1447–53.
19. K.K. Thornber, «Relation of drift velocity to low-field mobility and high-field saturation velocity», *J. Appl. Phys.*, vol. 51, p. 2127, 1980.
20. A. Modelli, S. Manzini, «High-field drift velocity of electrons in silicon inversion layers» *Solid-State Electron.*, vol. 31, p. 99, 1988.

21. J.E. Chung, M. Jeng et al, «Performance and reliability design issues for deep-submicrometer MOSFET's», IEEE Trans. Electron Devices, vol. 31, p. 545, 1991.
22. Ko P.K. «Approaches to Scaling» in «VLSI Electronics Microstructure Science» 1989 v. 18 Ch.1, pp. 1–37.
23. K.Y.Toth et al, IEEE J. Solid-State Circuits (to be published).
24. M.C. Jeng et al, Tech. Dig.-Int. Electron Devices Meet., p. 710 (1987).
25. YA. El Mansy et al, IEEE Trans. Electron Devices ED-24(3), 254–262 (1977).
26. K. Mayaram et al, IEEE Trans. Electron Devices ED-34, 1509 (1987).
27. K.W. Terrill et al, Electron Devices Lett. EDL-5(11), 440 (1984).
28. T.Y. Chan, P.K. Ko, C.Hu, «Dependence of channel electric field on device scaling» IEEE Electron Device Lett., vol. EDL-6, pp.551–553, 1985.
29. N.D. Arora, M.S. Sharma, «MOSFET substrate current model for circuit simulation» IEEE Trans. Electron Devices, vol. 38, pp. 1392–1398, 1991.
30. Wong H., Poon M.C, «Approximation of the Length of Velocity Saturation Region in MOSFET's», IEEE Trans. Electron Devices, 1997, v. 44, N11, 2033–36.
- 31a. V.G.K. Reddi, C.T. Sah, «Source to drain resistance beyond pinch off in metal-oxide-semiconductor transistor (MOST)», IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-12, pp.139–141, 1965.
- 31b. R.S., Muller, T.I. Kamins, Device Electronics for Integrated Circuits, 2nd ed N.Y. Wiley 1986, ch.10. y
32. G.Baun , H.Beneking, «Drift velocity saturation in MOS transistors», IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-17, pp. 481–482, 1970.
- 33a. Chen K.et al., «An Accurate Semi-Empirical Saturation Drain Current Model for LDD N-MOSFET», IEEE Electron Device Letters, 1996, v. 17, N3, 145–147.
- 33b. Chen K.et al., «Predicting CMOS Speed with Gate Oxide and Voltage Scaling and Interconnect Loading Effects»,IEEE Trans Electron Dev., 1997, v.44, N11, 1951–1957.
34. Зу С, Физика полупроводниковых приборов, кн. 2, Пер. с англ., 2-ое изд. - М., Мир, 1984; Гл.8, МОП- транзисторы, 5–93.
35. Liu Z.-H. et al., «Threshold Voltage Model for Deep-Submicrometer MOSFET's», IEEE Trans. Electron Devices, 1993, v. 40, N1, 86–95.
36. K.W. Terrill, C. Hu, P.K.Ko, « An analytical model for the channel electric field in MOSFET with graded-drain structure», IEEE Electron Device Lett., vol. EDL-5, p. 440, 1984.
37. J.A. Greenfield ,R.W. Dutton, «Nonplanar VLSI device analysis using the solution of Poisson's equation» , IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-27, p. 1520, 1980.
38. J.D. Kendall, A.R. Boothroyd, «A two-dimensional analytical threshold voltage model for MOSFET's with arbitrarily doped substrate», IEEE Electron Device Lett., vol. EDL-7, p. 407, 1986.
39. YA. El-Mansy, A.R. Boothroyd, «A simple two-dimensional model for IGFET operation in the saturation region», IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-24, p. 254, 1977.
40. Chen K., Hu C, Fung P., Gupta A., «Experimental Confirmation of an accurate CMOS'gate delay model for gate oxide and voltage scaling», IEEE Electron Device Letters, 1997, v. 18, N6, 275–277.
41. J.R. Brews, «Threshold shifts due to nonuniform doping profiles in surface channel MOSFET's», IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-26, p. 1696, 1979.
42. G.W. Taylor, «Subthreshold conduction in MOSFET's», IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-25, p. 337, 1978.
43. Ph. Lindorfer, P.Pichler, et al., «MINIMOS 5», 1989.

44. B.J. Sheu, P.K. Ko, «A capacitance method to determine channel lengths for conventional and LDD MOSFET's», *IEEE Electron Device Lett.*, vol. EDL-5, p. 491, 1984.
45. J.R. Brews, W. Fichtner et al, «Generalized guide for MOSFET miniaturization», *IEEE Electron Device Lett.*, vol. EDL-1, p. 2, 1980.
46. Ершов М.Ю., Ершова Ю.В., Рыжий В.И., «Сравнение дрейфово-диффузионного и кинетического подходов к моделированию кремниевых р-МОП транзисторов» *Микроэлектроника*, 1993, т. 22, вып. 1, 80–85.
47. F. Venturi, R.K. Smith, et al «A general purpose device simulator coupling Poisson and Monte Carlo transport with applications to deep submicron MOSFET's», *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 8, p. 360, 1989.
48. Y. Apanovich, E. Lyumkis, B. Polsky et al, «Steadystate and transient analysis of submicron devices using energy balance and simplified hydrodynamic models», *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 42, p. 702, 1994.
49. R.A. Stewart, J.N. Churchill, «A fully nonparabolic hydrodynamic model for describing hot electron transport in GaAs», *Solid-State Electron.*, vol. 33, p.819, 1990.
50. Jang S.-L., Hu M.-C. «An Analytical Drain Current Model for Submicrometer and Deep Submicrometer MOSFET's», *IEEE Trans. Electron Devices*, 1997, v. 44, N11, 1896–1902.
51. M. Lundstrom, «Fundamentals of Carrier Transport», New York: Addison-Wesley, 1990.
52. J-H. Sim, «An analytical deep submicron MOS device model considering velocity overshoot behavior using energy balance equation», *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 42, p. 864, 1995.
53. Jang S.-L., Liu S.-S., «New Submicron and Deep-Submicron Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect-Transistor I-V and C-V Model». *Japan. J. Appl. Phys.*, 1998, Pt.1, v.37, N7, 3942–47.
54. Hu M.-C, Jang S.-L., Chyan C.-G., «Physics-Based Short-Channel Current- Voltage Model for Lightly-Doped-Drain Metal-Oxide-Semiconductor Field- Effect-Transistors», *Japan. J. Appl. Phys.*, 1997, v.36, Pt.1, N6A, 3448–59.
55. Vuong H.-H., «Design and Benchmarking of BCPMOS versus SCPMOS for an Evolutionary 0.25 (m CMOS Technology», *IEEE Trans. Electron Devices*, 1998, v. 45, N4, 991–993.
56. Shamarao P., IJzbrk M.C, «A Study on Channel Design for 0,1 (m Buried p-Channel MOSFET's», *IEEE Trans. Electron Devices*, 1996, v. 43, N11, 1942–1949.
57. W.Noble, S.Voldman, A.Bryant, «The effects of gate field on the leakage characteristics of heavily doped junctions», *IEEE Trans. Electron Devices*, v.36, pp.720–726, 1989.
58. Jgura Y., Matsuoka H., Takeda E., «New Device Degradation Due to «Cold» Carriers created by Band-to-band Tunneling», *IEEE Electron Devices Letters*, 1989, v. 10, N5, 203–205.
59. J.Chen, T.Y.Chan et al, «Subbreakdown drain leakage current in MOSFET's», *IEEE Electron Device Lett.*, vol. EDL-8, pp. 515–517, 1987.
60. C.Chang, S.Haddad, et al «Drain-avalanche and hole-trapping induced gate leakage in thin-oxide MOS devices», *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 9, pp. 588–590, 1988.
61. J.Chen, T.Y Chan, P.K. Ko, C.Hu, «Gate current in OFF-state MOSFET's», *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 10, pp. 203–205, 1989.
62. C. Chen, J.Y Choi et al, «The effect of channel hot carrier stressing on gate oxide integrity in MOSFET's», in 26th Proc. IEEE Reliability Physics Symp., Apr. 1988, pp. 1–7.
63. C. Chen, S. Holland, C.Hu, «Electrical breakdown in thin gate and tunneling oxides», *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-32, pp. 412–422, 1985.
64. K. Kurimoto, Y. Otake, S.Odanaka, «Drain leakage current characteristics due to the band-to-band tunneling in LDD MOS devices», in IEDM Tech. Dig., 1989, pp. 621–624.