

# СОДЕРЖАНИЕ

|  |     |
|--|-----|
| <b>Введение</b> .....  | 7   |
| <b>Глава 1. Резонансно-туннельные гетероструктуры: физика и приборные применения</b> .....   | 13  |
| 1.1. Особенности одномерной задачи рассеяния и новые типы резонансов в полупроводниковых наногетероструктурах .....  | 17  |
| 1.2. Коллапс резонансов в резонансно-туннельных гетероструктурах .....   | 22  |
| 1.3. Моделирование динамических характеристик резонансно-туннельных гетероструктур на основе численного решения нестационарного уравнения Шредингера ..... | 34  |
| 1.4. Резонансно-туннельные диоды и интегральные схемы на их основе .....   | 46  |
| Литература .....   | 58  |
| <b>Глава 2. Электрофизические характеристики неоднородных диэлектриков микро- и нанoeлектроники</b> .....  | 63  |
| 2.1. Электрофизические характеристики диэлектриков .....   | 63  |
| 2.2. Методы описания свойств неоднородных диэлектриков .....   | 70  |
| 2.3. Частотная дисперсия эффективных диэлектрических характеристик .....   | 77  |
| 2.4. Эффективные характеристики диэлектрических наноструктур .....   | 84  |
| Литература .....   | 90  |
| <b>Глава 3. Моделирование элементов интегральной нанoeлектроники</b> .....   | 93  |
| 3.1. Наноразмерные транзисторы в КМОП ИС .....   | 94  |
| 3.2. Модели наноразмерных МДП-транзисторов с непланарным затвором .....  | 101 |
| 3.3. Тепловые эффекты в тонкопленочных транзисторных структурах .....  | 105 |
| 3.4. Моделирование интегральных наноструктур в среде TCAD .....  | 111 |
| Авторы .....   | 125 |
| Литература .....   | 126 |
| <b>Глава 4. Размерный эффект плавления в пленочных структурах нанoeлектроники</b> .....  | 136 |
| 4.1. Физико-химическое обоснование размерного эффекта плавления тонкой пленки .....  | 137 |
| 4.2. Размерный эффект плавления в алюминиевой металлизации интегральных схем .....   | 155 |

|   |            |
|---|------------|
| 4.3. Размерный эффект плавления в медной металлизации интегральных схем .....   | 158        |
| 4.4. Использование размерного эффекта плавления тонкой пленки для заполнения медью узких траншей в технологии damascene .....                       | 163        |
| 4.5. Использование размерного эффекта плавления тонкой пленки для формирования массива нанокластеров .....  | 165        |
| 4.6. Использование размерного эффекта плавления тонкой пленки для сращивания подложек .....   | 170        |
| Автор .....   | 174        |
| Литература .....  | 175        |
| <b>Глава 5. Исследование наноразмерных областей методами просвечивающей электронной микроскопии .....</b>   | <b>178</b> |
| 5.1. Основы электронной микроскопии .....   | 180        |
| 5.2. Дифракция электронов и электронно-микроскопический контраст .....  | 194        |
| 5.3. Идентификация структуры аморфного материала вблизи границы с кристаллом .....  | 206        |
| 5.4. Электронная микроскопия пироуглеродных материалов .....  | 212        |
| Литература .....  | 221        |
| <b>Глава 6. Рентгеновские методы исследования наноструктур и нанообъектов электроники .....</b>   | <b>227</b> |
| Введение .....  | 227        |
| 6.1. Современные задачи рентгеновской метрологии в микро- и нанoeлектронной технологии .....  | 229        |
| 6.2. Основные конструктивные и исследовательские возможности современного многофункционального рентгеновского исследовательского оборудования ..... | 233        |
| 6.3. Двухволновая относительная рентгеновская рефлектометрия скользящего падения .....  | 236        |
| 6.4. Дифракция и малоугловое рассеяние рентгеновских лучей .....  | 254        |
| 6.5. Повышение эффективности решения обратных рентгеновских задач при использовании параллельных вычислений на графических процессорах .....        | 257        |
| 6.6. Организация удаленного массового доступа к уникальному рентгеновскому оборудованию, сопряженному с виртуальной обучающей системой .....        | 261        |
| Заключение .....  | 263        |
| Авторы .....  | 264        |
| Литература .....  | 264        |
| <b>Глава 7. Наноструктуры на основе метода локального зондового окисления .....</b>   | <b>268</b> |
| 7.1. Метод локального зондового окисления .....   | 271        |
| 7.2. Физико-химическая модель процесса локального зондового окисления, учитывающая приборное ограничение величины тока .....                        | 273        |

|  |            |
|--|------------|
| 7.3. Исследование влияния конструктивных параметров проводящих кан-<br>тилевых на параметры процесса локального зондового окисления. . . . . | 275        |
| 7.4. Исследование влияния фотоактивации на кинетику локального<br>зондового окисления. . . . .   | 285        |
| Авторы . . . . .   | 289        |
| Литература . . . . .   | 289        |
| <b>Глава 8. Плазменные методы создания наноструктур. . . . .</b>   | <b>292</b> |
| Введение. . . . .  | 292        |
| 8.1. Применение технологии плазменного травления для формирования<br>наноразмерных элементов. . . . .  | 293        |
| 8.2. Современные методы формирования функциональных слоев нано-<br>структур с применением низкотемпературной газовой плазмы. . . . .         | 317        |
| 8.3. Перспективы развития плазменной технологии . . . . .  | 327        |
| Авторы . . . . .   | 329        |
| Литература . . . . .   | 330        |
| <b>Глава 9. Наноструктурированные оксиды металлов в техно-<br/>логии устройств функциональной электроники . . . . .</b>                      | <b>332</b> |
| 9.1. Пористый анодный оксид алюминия . . . . .   | 334        |
| 9.2. Наноструктурированный оксид титана . . . . .  | 342        |
| 9.3. Нанокристаллический оксид цинка . . . . .   | 350        |
| Авторы . . . . .   | 355        |
| Литература . . . . .   | 355        |
| <b>Глава 10. Функциональные некристаллические покрытия<br/>для микро- и нанoeлектроники . . . . .</b>  | <b>361</b> |
| 10.1. Технологии получения некристаллических материалов. . . . .   | 362        |
| 10.2. Импульсное осаждение дуговой электроэрозионной плазмы . . . . .  | 365        |
| 10.3. Морфология поверхности . . . . .   | 369        |
| 10.4. Применение функциональных некристаллических покрытий . . . . .   | 377        |
| Литература . . . . .   | 404        |
| <b>Глава 11. Лазерный метод создания биосовместимых<br/>композиционных наноматериалов<br/>с углеродными нанотрубками . . . . .</b>           | <b>407</b> |
| 11.1. Технология получения биосовместимых объемных композиционных<br>наноматериалов с углеродными нанотрубками. . . . .                      | 409        |
| 11.2. Механические свойства композиционных наноматериалов . . . . .  | 415        |
| 11.3. Электропроводящие свойства композиционных наноматериалов . . . . .   | 423        |
| 11.4. Лазерная сварка композиционных наноматериалов . . . . .  | 426        |
| 11.5. Биосовместимость композиционных наноматериалов. Рост клеточных<br>структур на матрице из композиционных наноматериалов . . . . .       | 431        |
| Авторы . . . . .   | 443        |
| Литература . . . . .   | 444        |

|  |            |
|--|------------|
| <b>Глава 12. Микро- и наноэлектромеханические системы и устройства. . . . .</b>  | <b>449</b> |
| 12.1. Разработка преобразователей линейного ускорения. . . . .   | 452        |
| 12.2. Разработка преобразователей угловой скорости . . . . .   | 468        |
| 12.3. Разработка микромеханического зеркала на основе балочного микроактюатора. . . . .  | 478        |
| Литература . . . . .   | 490        |
| <b>Глава 13. Элементы наноэлектроники на основе высокотемпературного сверхпроводника состава <math>(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}</math> . . . . .</b> | <b>495</b> |
| 13.1. Свойства сверхпроводника состава $(\text{Bi,Pb})\text{SrCaCuO}$ . Внутренний эффект Джозефсона в сверхпроводниках на основе висмута. . . . .                                     | 496        |
| 13.2. Технология получения тонких слоев высокотемпературного сверхпроводника состава $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ . . . . .                        | 502        |
| 13.3. Технология изготовления и свойства магниточувствительных структур . . . . .  | 513        |
| 13.4. Приемники электромагнитного излучения инфракрасной области спектра. . . . .  | 522        |
| 13.5. Перспективные электронные приборы . . . . .  | 526        |
| Литература . . . . .   | 528        |
| <b>Глава 14. Магниторезистивные структуры в устройствах наноэлектроники и микросистемной техники. . . . .</b>  | <b>540</b> |
| 14.1. Физические процессы в магниторезистивных структурах . . . . .  | 542        |
| 14.2. Материалы, методы формирования и электрофизические свойства магниторезистивных структур . . . . .  | 566        |
| 14.3. Применение магниторезистивных структур . . . . .   | 579        |
| Авторы . . . . .   | 594        |
| Литература . . . . .   | 595        |
| <b>Глава 15. Кремниевые биполярные гетероструктуры и проектирование СВЧ интегральных схем на их основе . . . . .</b>   | <b>601</b> |
| 15.1. СВЧ гетеропереходная полупроводниковая элементная база. . . . .  | 602        |
| 15.2. Состояние и перспективы технологии кремниевых гетеропереходных биполярных транзисторов для СВЧ-применений . . . . .  | 611        |
| 15.3. Особенности проектирования СВЧ интегральных устройств с использованием гетеропереходных транзисторов . . . . .   | 616        |
| 15.4. Защита интегральных SiGe БИКМОП-микросхем от электростатического напряжения . . . . .  | 627        |
| 15.5. Проектирование СМЛ масштабируемой библиотеки . . . . .   | 637        |
| 15.6. Примеры проектирования СВЧ ИМС на гетеропереходных биполярных транзисторах с SiGe-базой для сверхскоростных систем передачи данных. . . . .                                      | 648        |
| Литература . . . . .   | 677        |

# ВВЕДЕНИЕ

Настоящее издание – второй выпуск книги «Нанотехнологии в электронике», вышедшей несколько лет назад. Каждую из частей сборника представляет группа авторов, активно развивающих данное направление в Национальном исследовательском университете «МИЭТ». Авторский коллектив старался осуществить частичную преемственность материала, содержащегося в первом выпуске, однако структура книги существенно изменилась: группировка статей по условным разделам (теоретико-экспериментальные работы, методы исследований, технологии, приборы и устройства) представляется более правильной с точки зрения понимания общего направления работ в МИЭТ.

Область нанотехнологий относится к особо высокотехнологичным отраслям. Удельная доля научных исследований при создании приборов и устройств нанoeлектроники как нигде высока. При этом именно органичное сочетание теоретических, экспериментальных и технологических исследований должно приводить и приводит к новым, важным для промышленности результатам. Особую роль здесь играют исследования в области материаловедения и процессов, протекающих на атомарном, молекулярном и субкристаллическом уровне. Понимание этих явлений способствует созданию более эффективных технологических процессов, оперирующих нанометровым диапазоном.

К одним из наиболее важных структур нанoeлектроники относятся гетероструктуры, которые в нанометровом диапазоне приобретают особые свойства. Исследования свойств туннельно-резонансных гетероструктур, особенностей их динамического поведения и отклика на внешнее воздействие, а также приборы на их основе и перспективы использования резонансно-туннельных диодов в быстродействующих монолитно-интегрированных интегральных схемах отражены в Главе 1.

Моделирование является одним из эффективных инструментов создания и исследования структур в интегральной наноэлектронике. Развитие методов моделирования позволяет прогнозировать характеристики как материалов, так и устройств. В Главе 2 проведен анализ методов моделирования характеристик композиционных диэлектриков, получены результаты по частотной дисперсии их свойств, в том числе и в нанометровом диапазоне. В Главе 3 рассмотрены методы моделирования элементов интегральной наноэлектроники, которые позволяют прогнозировать новые эффекты, возникающие в традиционных элементах при переходе к нанометровым топологическим нормам, конструировать элементы на новых физических принципах и новых материалах, исследовать их технологичность в рамках «виртуального производства».

Переход к нанометровой топологии интегральных схем приводит к появлению размерных эффектов, таких как рост удельного сопротивления проводников, увеличение количества тепла, выделяющегося с единицы объема интегральной схемы, снижение температуры плавления материалов, усиление процессов электромиграции в коммутирующей разводке, что вызывает снижение стабильности элементов интегральных схем и, как следствие, надежности интегральных схем. В Главе 4 на экспериментальном уровне рассмотрены вопросы снижения температуры плавления материалов с уменьшением их размеров. Этот эффект проявляется в целом ряде различных технологических процессов и может являться причиной серьезной деградации характеристик схем.

Главы 5 и 6 посвящены вопросам метрологического обеспечения создания элементов и схем интегральной наноэлектроники. Глава 5 посвящена электронно-микроскопическим методам исследования структуры материалов. Представлены примеры применения электронно-микроскопических методов для исследования и характеристики структуры в наноразмерных областях. В качестве таких примеров выбраны граница между кристаллом и аморфным слоем, пироуглеродные углеродные материалы. В Главе 6 рассмотрены совокупности рентгеновских методов, основанных на использовании техники фокусирования рентгеновских лучей с помощью капиллярной рентгеновской оптики Кумахова, а также с использованием двухволновых рентгеновских методов исследования. Эти методики дают возможность вести измерения в режиме многократного повторения, что особенно важно для использования не только при лабораторных исследованиях, но и в производственном процессе.

Среди наиболее доступных методов создания наноструктур можно выделить зондовые методы нанолитографии. С момента создания ска-



нирующего туннельного, а затем и атомно-силового микроскопов, сканирующие зондовые микроскопы из аналитических приборов превратились в инструменты локального модифицирования и структурирования материалов на нанометровом уровне. Именно вопросам использования сканирующих зондовых микроскопов для технологических целей и посвящена Глава 7.

Уменьшение размеров элементов и переход к трехмерным интегральным структурам, которые характеризуются большими аспектными отношениями, приводит к необходимости использования стабильных технологий формирования наноразмерной топологии, что открывает перспективу применения плазменных технологий, таких как травление, получение тонких и сверхтонких функциональных слоев и модификация поверхности с супермелкими p-n переходами активных областей транзисторов. Рассмотрению вопросов использования плазменных технологий при создании элементов нанoeлектроники посвящена Глава 8.

Оксиды металлов и наноструктуры на их основе представляют собой широкий класс материалов, обладающих спектром перспективных с точки зрения приборного применения функциональных свойств. На их основе уже реализованы прозрачные электроды, транзисторы с высокой подвижностью носителей заряда, газовые сенсоры, фотовольтаические преобразователи, приборы сбора и хранения энергии и элементы энергонезависимой памяти. Вопросам использования наноструктурированных оксидных материалов посвящена Глава 9.

Свойства любого существующего материала можно исчерпывающим образом предсказать, зная его состав, структуру и размерность. Именно изучению влияния последнего фактора в минувшее десятилетие было посвящено значительное количество исследований в области твердотельной электроники. В то же время работы по изучению зависимости свойств материалов от структурного фактора еще далеки от завершения. Причина этого заключается в возможном существовании областей с метастабильным состоянием вещества, не имеющего кристаллической структуры. Экспериментальный и теоретический анализ влияния характеристик некристаллического состояния на свойства наноразмерных материалов приведен в Главе 10.

В последующих главах рассматриваются конкретные применения методов, материалов и технологий нанoeлектроники и наноматериаловедения, разработанных в МИЭТ. В Главе 11 рассматриваются наноинженерные методы восстановления целостности поврежденных человеческих органов и соответствующие технологии получения биосовместимых композиционных наноматериалов, представлены исследования их свойств и возможности использования наноконпо-

зитов для лазерной сварки рассеченных биологических органов и тканей. В Главе 12 приведены результаты работ по созданию различных элементов микро-электромеханических систем, таких как микромеханические поворотные зеркала, преобразователи линейного ускорения – микроакселерометры, преобразователи угловой скорости (микромеханические гироскопы). В главе 13 приведены данные о свойствах высокотемпературного сверхпроводника состава  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ , описана технология изготовления ориентированных слоев толщиной менее 100 нм, рассматриваются датчики магнитного поля и электромагнитного излучения инфракрасного диапазона, перспективные элементы на основе внутреннего перехода Джозефсона. В Главе 14 рассматриваются способы создания интегральных схем, работающих с использованием сочетания полупроводниковой и магнитной электроники, что является перспективным направлением для объединения элементов памяти и логики, детектирования и обработки сигнала на одном кристалле. Отдельной частью исследований являются работы в области интегральной СВЧ электроники на основе гетероструктур. Анализ этих проблем посвящена Глава 15.

Каждая из работ представляет собой законченный научный труд обзорного или обобщающего характера, либо является частью оригинальных исследований, полученных в последние 3-5 лет. По данным направлениям за последние годы было успешно защищено множество кандидатских и докторских диссертаций, получены гранты Российского фонда фундаментальных исследований, заключено большое количество государственных контрактов с Минобрнауки и другими государственными и негосударственными организациями. По мнению авторов, книга представляет интерес для специалистов, аспирантов и студентов, работающих в области нанотехнологий и смежных областях.



# ГЛАВА I

## РЕЗОНАНСНО–ТУННЕЛЬНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ: ФИЗИКА И ПРИБОРНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ

*Горбацевич А.А., Егоркин В.И., Капаев В.В.*

Полупроводниковые резонансно-туннельные гетероструктуры относятся к числу наиболее изученных объектов, получаемых методами инженерии зонной структуры и волновых функций на базе эпитаксиальных технологий. Данные структуры представляют значительный интерес как с точки зрения исследования фундаментальных квантово-механических процессов, так и с точки зрения использования их для создания новых типов полупроводниковых приборов [1, 2, 3]. Простейший пример резонансно-туннельной гетероструктуры — два потенциальных барьера с квантовой ямой между ними. Резонанс возникает при совпадении энергии налетающего на такую структуру электрона с энергией квазистационарного состояния в квантовой яме между барьерами. Резонансно-туннельная гетероструктура с присоединенными электродами анода и катода становится резонансно-туннельным диодом (РТД). РТД — электронный аналог оптического интерферометра Фабри-Перо. РТД обладает исключительно высоким быстродействием, сравнимым с быстродействием сверхпроводниковых приборов на основе эффекта Джозефсона, и существенно нелинейной N-образной вольт-амперной характеристикой, обеспечивающей возможность разнообразных функциональных применений РТД в цифровых и аналоговых приборах и устройствах.

В настоящей главе представлены результаты исследования резонансных свойств резонансно-туннельных гетероструктур, особенно-стей их динамического поведения и отклика на внешний периодически меняющийся во времени электрический потенциал, а также рассмотрены перспективы использования РТД в быстродействующих монолитно-интегрированных интегральных схемах.

В первом разделе изучены особенности рассеяния электронных волн в одномерных системах, к числу которых относятся РТД, по сравнению с трехмерным рассеянием, традиционно рассматриваемым в учебниках по квантовой механике. Показано, что требование обращения сечения рассеяния одномерной системы в ноль при малых энергиях приводит к существованию новых типов резонансов при малых энергиях, которые могут наблюдаться в резонансно-туннельных гетероструктурах.

Во втором разделе теоретически исследовано новое физическое явление — коллапс резонансов, предсказанный в работах авторов. Коллапс резонансов в резонансно-туннельных гетероструктурах представляет собой слияние, при изменении параметров системы, двух резонансов единичной прозрачности в один резонанс с прозрачностью, меньшей единицы. В точке коллапса в геометрически симметричной системе возникает асимметрия распределения электронной плотности. Параметр асимметрии ведет себя подобно параметру порядка при фазовом переходе второго рода. Физический механизм перехода при этом связан с уширением уровней квазистационарных состояний квантовой системы в результате взаимодействия с континуумом делокализованных состояний.

Как хорошо известно, в пространственно ограниченных квантовых системах конечное значение неопределенности импульса  $\Delta p$  приводит к дискретности энергетического спектра в силу того, что различимыми могут быть только уровни энергии, отстоящие друг от друга на величину, большую  $(\Delta p)^2/2m$ . В открытых квантовых системах, обменивающихся с окружением частицами и/или энергией, уровни энергии квазистационарных состояний имеют конечную ширину. Возникает вопрос о возможности существования эффекта, в известном смысле, обратного формированию дискретного спектра в ограниченных квантовых системах, а именно: слияния двух уровней квазистационарных состояний в один, если расстояние между уровнями становится меньше их ширины. Как показано в работе авторов [4], ответ на этот вопрос — положительный. Простейшие из резонансно-туннельных структур — двухбарьерные — один из наиболее изученных объектов среди полупроводниковых гетероструктур [5-8]. Это, в частности, объясняется исключительно высоким быстродействием резонансно-туннельных диодов и значительными перспективами их использования в электронике [6-9]. Задача рассеяния в случае прямоугольных барьеров легко решается аналитически [8, 10], и туннельная прозрачность (коэффициент прохождения) симметричной резонансно-туннельной структуры как функция энергии демонстрирует максимумы единичной амплитуды (резо-

нансы) при совпадении энергии налетающего электрона с уровнем квазистационарного состояния в яме, образованной двумя барьерами. Шириной уровня квазистационарного состояния  $\gamma$  и, соответственно, резонанса можно управлять, изменяя ширину и высоту барьеров, а расстоянием по энергии  $\Delta E$  между квазистационарными уровнями — варьируя расстояние между барьерами (ширину квантовой ямы). Поэтому, на первый взгляд, меняя параметры структуры, можно добиться того, что в двухбарьерной структуре расстояние между уровнями квазистационарных состояний (резонансами) станет меньше их ширины. Между тем даже для очень широких (узкие и/или низкие барьеры) и близко расположенных (широкая яма) уровней квазистационарных состояний резонансы в прозрачности остаются все же различимыми и никакого их слияния в простейшей двухбарьерной структуре не происходит [6, 8]. Дело в том, что ширина уровня зависит не только от туннельной прозрачности, но и от энергии  $\gamma \sim vT(E)/d \sim ET(E)$  (здесь  $v$  — скорость носителя,  $d$  — ширина ямы,  $T(E)$  — туннельная прозрачность барьера). При увеличении ширины ямы понижаются как расстояние между уровнями  $\Delta E$ , так и энергия уровня, что, в свою очередь, приводит к уменьшению ширины уровня. При этом ширина уровня остается всегда меньше расстояния между уровнями квазистационарных состояний.

В настоящей главе рассмотрены более сложные системы, содержащие дополнительные по сравнению с двухбарьерной структурой степени свободы — инвертированная двухбарьерная (барьеры заменены ямами и наоборот) [11] и симметричная трехбарьерная структуры [4, 8]. В этих структурах, изменяя их параметры, можно независимо управлять расстояниями между уровнями квазистационарных состояний и их ширинами.

В третьем разделе описаны результаты численного моделирования динамических свойств резонансно-туннельных гетероструктур. N-образная вольт-амперная характеристика РТД имеет область отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС). Элемент электрической цепи с отрицательным сопротивлением при малых изменениях тока и/или напряжения, как следует из общих соотношений электротехники, отдает электрическую энергию во внешнюю цепь. Реактивные компоненты (емкостная и/или индуктивная) внешней цепи накапливают эту энергию и возвращают ее в электрическую цепь. При этом в цепи возникают электрические колебания. В процессе колебаний тока и напряжения на РТД происходит последовательное заполнение и опустошение квазистационарного уровня. Поэтому предельная частота собственных колебаний РТД определяется минимальным временем пере-

зарядки уровня квазистационарного состояния [6], которое можно оценить как величину, обратную энергетической ширине квазистационарного уровня  $\gamma$ :  $\tau \sim \hbar/\gamma$ . Такая картина генерации электрических колебаний носит полностью классический характер. Предельные частоты колебаний, оцениваемые в рамках классического механизма, не превышают нескольких сотен гигагерц. Елесин обратил внимание [12], что РТД занимают промежуточное положение между классическими генераторами и лазерами. Колебания РТД связаны с электронными переходами между электронными состояниями вблизи уровня квазистационарного состояния. Если частота колебания  $\hbar\omega < \gamma$ , то применимо классическое описание. Однако, как показано в [12], в рамках аналитического рассмотрения когерентной модели туннелирования [5, 6, 10] существует и другой режим, называемый «квантовым», при котором  $\hbar\omega > \gamma$ , т.е. предельная частота колебаний не ограничена энергетической шириной квазистационарного уровня. Примерно в это же время Фейгинов [13] в рамках модели последовательного туннелирования [14] показал, что учет кулоновских эффектов, связанных с накоплением заряда на резонансном уровне существенно уменьшает время его перезарядки и снимает ограничение на величину предельной частоты колебаний. Таким образом, результаты, полученные как в модели когерентного [12], так и последовательного [13] туннелирования, указывают на возможность достижения терагерцовой области частот колебаний РТД. Эти выводы, полученные в рамках аналитических моделей, подтверждаются ниже в рамках численного анализа, учитывающего особенности конструкции реальных РТД. В частности, показано, что наиболее перспективны для реализации генераторов терагерцовых колебаний трехбарьерные резонансно-туннельные гетероструктуры, обладающие преимуществом по сравнению с традиционными двухбарьерными РТД. Здесь же показано, что коллапс резонансов, описанный в третьем разделе, может быть обнаружен по особенностям частотной зависимости амплитуды функции отклика на переменное поле трехбарьерного РТД.

Основная особенность РТД — существенно нелинейная (N-обратная) вольт-амперная характеристика, имеющая участок отрицательного дифференциального сопротивления. Такие приборы называются негатронами. Негатрон — двухполюсный прибор, и, как известно, электрические схемы, построенные только на негатронах, неустойчивы. Проблема устойчивости может быть решена при совместном использовании в схеме двухполюсных РТД и трехполюсных транзисторов. В пятом разделе рассмотрены схемотехнические и технологические особенности создания цифровых и аналоговых приборов и интегральных схем на базе транзисторов и РТД.

## 1.1. Особенности одномерной задачи рассеяния и новые типы резонансов в полупроводниковых наногетероструктурах

В стандартных курсах по квантовой механике рассматриваются три основных типа резонансов в рассеянии электронов: резонансы Рамзауэра-Таунсенда при движении электрона над ямой или над барьером, резонанс Брейта-Вигнера на квазистационарном уровне (резонансное туннелирование) и резонанс на уровне связанного состояния с малой энергией.

Резонансы Рамзауэра-Таунсенда [8, 15] в гетероструктурах (далее — интерференционные резонансы — ИР) представляют собой надбарьерные или надъямные резонансы в классически доступной области энергии, возникающие при интерференции электронных волн, отраженных от скачков потенциала. ИР характеризуются широкими резонансными максимумами.

В трехмерном случае резонансы при малых энергиях и на квазидискретном (квазистационарном) уровне отвечают максимуму сечения рассеяния, а ИР — обращению сечения рассеяния в нуль. Спецификой одномерного случая служит то, что коэффициент прохождения  $T = |t|^2$  ( $t$  — амплитуда прошедшей волны) представляет собой, по сути, сечение рассеяния вперед (на нулевой угол). При этом максимальное значение  $T$  достигается как при РТ, так и при ИР.

При малых энергиях зависимость амплитуды рассеяния от волнового вектора (от энергии) определяется требованием унитарности и имеет в трехмерной системе вид [16]:

$$f = -\frac{1}{\kappa_0 + ik - \frac{1}{2}r_0k^2}. \quad (1.1)$$

Здесь  $k = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2mE}$  — волновой вектор;  $\kappa_0$  — обратная длина рассеяния;

$r_0$  — эффективный радиус взаимодействия потенциала. При  $\kappa_0 > 0$  формула (1.1) описывает амплитуду рассеяния на уровне связанного состояния с энергией:

$$E_0 = -\frac{\hbar^2\kappa_0^2}{2m}.$$

В трехмерной системе сечение рассеяния имеет максимум при нулевой энергии независимо от знака эффективного радиуса взаимодействия. В настоящей главе на примере инвертированной резонансно-

туннельной структуры показано, что в одномерных системах могут существовать два качественно различных типа резонансов при малых энергиях, отличающихся знаком  $r_0$ .

Физическая причина существования двух качественно различных резонансов связана со структурой амплитуды прохождения  $t$  (амплитуды рассеяния вперед) вблизи границы континуума, т.е. при малых энергиях. Простое выражение для амплитуды рассеяния при малых энергиях (1.1) справедливо только в трехмерном случае, где оно следует из условия унитарности матрицы рассеяния

$$\text{Im}f^{-1} = k. \quad (1.2)$$

В одномерном случае условие унитарности имеет вид:

$$|t|^2 + |r|^2 = 1, \quad r^*t' = -r't^*, \quad (1.3)$$

где  $r$  — амплитуда отражения, штрихованные и нештрихованные обозначения относятся к данным рассеяния для волн, распространяющихся, соответственно, слева направо и справа налево. В одномерном случае соотношение (1.2) уже не выполняется. Общим для одномерного и трехмерного рассеяний служит то, что амплитуда прохождения  $t$  и отражения  $r$  имеет полюс в верхней полуплоскости переменной  $k$  в точках  $k = ik_n$ , соответствующих локализованным состояниям с энергиями

$$E_n = -\frac{\hbar^2 \kappa_n^2}{2m} \quad (n \text{ — номер локализованного состояния}).$$

При этом в одномерном случае коэффициент прохождения обращается в нуль при  $k \rightarrow 0$  ( $t \sim k$ ) [16]. Следовательно, в одномерной системе амплитуду прохождения  $t$  при малых энергиях можно записать в виде:

$$t \equiv t(ik) = \frac{ik(1 - ik\zeta)}{\alpha_1 \left( ik + \kappa_0 - \frac{1}{2} \rho^* k^2 \right)}. \quad (1.4)$$

Здесь  $\zeta$ ,  $\rho^*$ ,  $\kappa_0$  и  $\alpha_1$  — константы, характеризующие потенциал;  $\kappa_0$  — величина, обратная длине рассеяния в обычной трехмерной задаче рассеяния. При  $\kappa_0 = 0$  длина рассеяния обращается в бесконечность (унитарный предел). Энергия локализованного состояния определяется из условия резонанса при  $k = ik$ :

$$-k + \kappa_0 + \frac{1}{2} \rho^* k^2 = 0. \quad (1.5)$$

Таким образом, если  $\kappa_0$  мало, то  $k \approx \kappa_0$ . С учетом квадратичных по  $\kappa_0$  членов имеем:

$$k = \kappa_0 + \frac{1}{2} \rho^* \kappa_0^2. \quad (1.6)$$

в области, где существует локализованное состояние  $\kappa_0 > 0$  и равно нулю в точке выхода локализованного состояния. Из непрерывности  $\kappa_0$  как функции параметров системы следует, что в области, где отсутствует локализованное состояние  $\kappa_0 < 0$ .

Структура знаменателя в выражении для коэффициента прохождения в одномерной модели (1.4) полностью аналогична структуре знаменателя в выражении для трехмерной амплитуды рассеяния (1.1). Однако, физический смысл одномерного «эффективного размера потенциала»  $\rho^*$  иной, чем смысл «эффективного радиуса потенциала»  $r_0$  в трехмерной системе.

Пусть  $|\alpha_1| = 1$  (см. ниже). Для вероятности прохождения (прозрачности)  $T$  из (1.4), с учетом того, что в рамках принятой точности  $1 - ik\zeta \approx e^{-ik\zeta}$ , получаем

$$T = \frac{k^2}{k^2 + \left(\kappa_0 - \frac{1}{2}\rho^* k^2\right)^2}. \quad (1.7)$$

При  $k^2 = \left|\frac{2\kappa_0}{\rho^*}\right|$  величина  $T$  в (1.7) имеет максимум. Значение пропуска-

ния в максимуме равно единице, когда знаки  $\kappa_0$  и  $\rho^*$  совпадают, и меньше единицы в противном случае. Таким образом, при  $\rho^* > 0$   $T_{max} = 1$  в области, где  $\kappa_0 > 0$ , и  $T_{max} < 1$  в области, где  $\kappa_0 < 0$ , а при  $\rho^* < 0$  наоборот —  $T_{max} = 1$  в области, где  $\kappa_0 < 0$ , и  $T_{max} < 1$  в области, где  $\kappa_0 > 0$ . В трехмерном случае в сечении рассеяния в числителе выражения для амплитуды рассеяния стоит константа (1.1). Соответственно сечение рассеяния независимо от знака  $\rho^*$  всегда имеет максимум в  $k = 0$ .

Вясним физический смысл констант в выражении (1.4). Следуя [17], введем в пространстве решений уравнения Шредингера два базиса  $(\varphi, \varphi^*)$  и  $(\psi, \psi^*)$ , где  $\varphi$  и  $\psi$  — функции, имеющие асимптотику  $e^{-ikx}$  при  $x$ , стремящемся, соответственно, к  $-\infty$  и  $+\infty$ . В силу линейности уравнения два базиса связаны друг с другом линейным преобразованием, которое реализуется унитарной матрицей перехода  $\hat{T}$ :

$$\hat{T} = \begin{pmatrix} a & b \\ b^* & a^* \end{pmatrix}, |a|^2 - |b|^2 = 1. \quad (1.8)$$

Амплитуды прохождения и отражения выражаются через параметры матрицы  $\hat{T}$  соотношениями:

$$t = t' = \frac{1}{a}, \quad r = \frac{b}{a}, \quad r' = -\frac{b^*}{a}, \quad (1.9)$$

автоматически удовлетворяющими условиям унитарности (1.3). Согласно (1.9), параметр  $a$  имеет простые нули  $k = ik_n$  в верхней полуплоскости

( $\kappa > 0$ ). Для интеграла по всему пространству квадрата ненормированной функции локализованного состояния, имеющей на  $-\infty$  асимптотику  $e^{\kappa x}$ , можно получить [17]:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \phi_n^2 dx = ia'(i\kappa_n)b(i\kappa_n). \quad (1.10)$$

Здесь  $a'(i\kappa_n)$  — производная по  $k$  коэффициента  $a$  (1.8) в точке  $k = i\kappa_n$ . Для симметричного потенциала  $b(i\kappa_n) = (-1)^{n-1}$  ( $n = 1$  соответствует основному состоянию). Для функции  $a'(i\kappa_n)$ , входящей в правую часть (1.10), согласно (1.4) и (1.9), имеем:

$$a'(i\kappa_n) = -i\alpha_1 \left( \frac{1}{\kappa_n} - \rho^* - \zeta \right). \quad (1.11)$$

Можно показать [4], что

$$\alpha_1 = 1 \quad (1.12)$$

во всем диапазоне применимости формулы (1.4). Из сравнения результатов расчета в конкретной микроскопической модели с формулой (1.7) оказывается возможным сразу же определить конкретные выражения для  $\kappa_0$  и  $\rho^*$ . Однако анализ выражения для коэффициента прохождения не позволяет установить значение  $\zeta$ , а, следовательно, и  $r_0$ . Для нахождения полного набора параметров, характеризующих рассеяние в заданном потенциале, рассмотрим общее выражение для обратной амплитуды прохождения  $a(ik)$ , которое при малой энергии с учетом (1.12) принимает вид:

$$\begin{aligned} a(ik) &= \frac{1}{t(ik)} \approx \frac{1}{ik} (1 + i\zeta k)(\kappa_0 + ik - \frac{1}{2}\rho^* k^2) \approx \\ &\approx \frac{1}{ik} \left[ \kappa_0 + ik(1 + \kappa_0 \zeta) - \frac{1}{2}k^2(\rho^* + 2\zeta) \right]. \end{aligned} \quad (1.13)$$

Выражение для  $a(ik)$  в конкретной микроскопической модели можно представить следующим образом:

$$a(ik) = \frac{1}{ik} \left( a_0 + ia_1 k - \frac{1}{2} a_2 k^2 \right). \quad (1.14)$$

Из сопоставления (1.13) и (1.14) получаем следующую пошаговую процедуру для определения неизвестных параметров  $\kappa_0$ ,  $\zeta$ ,  $\rho^*$  и  $r_0$ :

$$\kappa_0 = a_0, \quad (1.15)$$

$$\zeta = \left( \frac{a_1 - (a_1)_0}{a_0} \right)_0. \quad (1.16)$$



Здесь и ниже индекс 0 у круглой скобки означает, что выражение в скобках берется на гиперповерхности, определяемой соотношением  $\kappa_0 = 0$ . При этом должно выполняться  $(a_1)_0 = 1$ .

$$\rho^* = (a_2)_0 - 2\zeta. \quad (1.17)$$

Для эффективного радиуса взаимодействия  $r_0$  согласно (1.10)-(1.11) имеем

$$r_0 = \rho^* + \zeta. \quad (1.18)$$

Непосредственный расчет для прямоугольной потенциальной ямы шириной  $L$  дает следующие значения для этих параметров:

$$\zeta = L, \quad \rho^* = -\frac{1}{2}L, \quad r_0 = \frac{1}{2}L. \quad (1.19)$$

Таким образом, уже в случае простейшего одномерного потенциала знак коэффициента при квадратичном по  $k$  члене в полюсной части коэффициента прохождения при малых энергиях оказывается аномальным (отрицательным) по отношению к трехмерному случаю.

Традиционно для описания резонансов в квантовых системах используется подход, основанный на исследовании аналитических свойств матрицы рассеяния  $S = 1 + ikf$ , — оператора, переводящего начальное состояние рассматриваемой системы в конечное [18-22]. Эта функция аналитична во всей плоскости комплексных переменных  $k$  и  $E$ , являющихся аналитическими продолжениями, соответственно, волнового вектора и энергии в комплексную плоскость, за исключением, может быть, изолированных точек и разрезов [19]. Непосредственно в эксперименте определяются уровни энергии связанных состояний, а также энергии и сечения рассеяния резонансов на квазидискретных уровнях. Связанные состояния однозначно соответствуют полюсам матрицы рассеяния на верхней мнимой полуоси переменной  $k$ . Для резонансов ситуация менее определенная. Сечение рассеяния как функция энергии вблизи резонанса описывается формулой Брейта-Вигнера [23]:

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \frac{(\Gamma/2)^2}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (1.20)$$

Если полюс матрицы рассеяния в нижней полуплоскости комплексной переменной энергии расположен вблизи действительной оси, а величина его мнимой части  $E_I$  много меньше действительной  $E_R$  и расстояния до других резонансов, то он может быть связан с резонансными (квазистационарными) состояниями. При этом действительная часть полюса определяет энергию резонансного уровня  $E_0 = E_R$ , а мнимая — его полуширину  $\Gamma/2 = E_I$  и амплитуда рассеяния имеет вид:

$$f = \frac{1}{k} \frac{e^{i2\delta} \Gamma/2}{(E - E_0) + i\Gamma/2}. \quad (1.21)$$

Если же полюс расположен далеко от мнимой оси и величина его мнимой части сравнима с величиной действительной части, то такой полюс в общем случае не связан с какими-либо наблюдаемыми характеристиками системы, как это, например, имеет место в случае ИР. В непосредственной окрестности резонанса сечение рассеяния при этом также может быть записано в виде (1.20), однако параметры  $E_0$  и  $\Gamma$  в выражениях для сечения (1.20) и амплитуды (матрицы) рассеяния (1.21) оказываются различными.

В случае РТ в одномерной системе коэффициент прохождения также имеет брейт-вигнеровский вид:

$$T = |t|^2 = \frac{k^2}{4\pi} \sigma = \frac{(\Gamma/2)^2}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (1.22)$$

где  $t = kf$  — амплитуда прошедшей волны;  $\sigma$  и  $f$  — сечение (1.2) и амплитуда рассеяния (1.1) в трехмерной системе. При этом в простейшей двухбарьерной структуре такой резонанс соответствует полюсу матрицы рассеяния (амплитуды рассеяния  $t$ ), расположенному вблизи действительной оси [24-26]. Подобное соответствие сохраняется и для более сложных резонансно-туннельных структур при условии, что ширина резонанса мала. Примером иной ситуации служат подбарьерные резонансы в инвертированных резонансно-туннельных структурах, рассмотренные в следующем разделе. В случае подбарьерного резонансного туннелирования в инвертированной резонансно-туннельной структуре квазистационарные состояния непосредственно погружены в континуум и не отделены от него барьерами, как в обычной резонансно-туннельной структуре. Соответственно, ширина резонанса всегда велика, и, как показано ниже, положение полюса амплитуды рассеяния на действительной оси  $E_R$  в этом случае существенно отличается от положения резонанса  $E_0$ . В этом смысле подбарьерный резонанс аналогичен ИР.

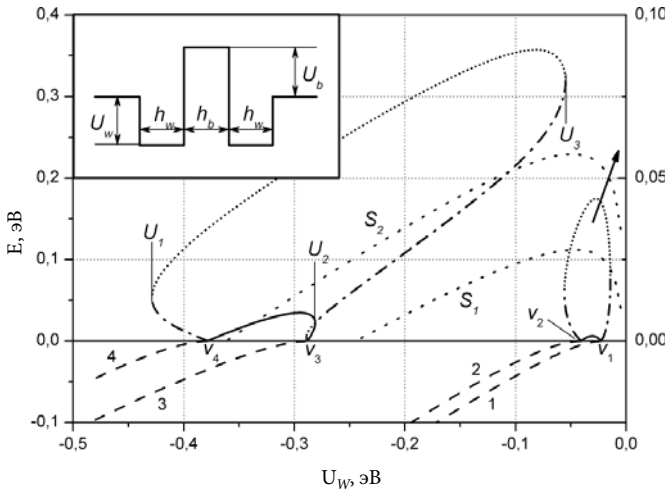
## 1.2. Коллапс резонансов в резонансно-туннельных гетероструктурах

Электронные резонансы в полупроводниковых гетероструктурах представляют собой результат взаимодействия квантовой системы, образованной квантовыми ямами и барьерами, с континуумом электронных состояний и отражают ее внутреннюю структуру. Рассмотрим инвертированную (обращенную) структуру по отношению к двухбарьерному РТД, в которой барьеры заменены квантовыми ямами и наоборот. Как показано в [4], в такой структуре можно независимо управлять шириной квазистационарных уровней и расстоянием по энергии между ними.

Решая уравнения Шредингера для системы, состоящей из двух прямоугольных туннельно связанных квантовых ям конечной ширины (ширины  $h_{w1}$  и  $h_{w2}$ , глубина  $U_w$ ), разделенных туннельно прозрачным барьером (ширина  $h_b$ , высота  $U_b$ ), можно получить выражения для энергии локализованных состояний (при  $E < 0$ ) и коэффициентов отражения  $R$  и пропускания  $T$  как функций энергии падающей частицы  $E$  (при  $E > 0$ ).

Учитывая сложный нелинейный характер зависимости пропускания от энергии, удобно ее анализировать с помощью так называемых резонансных диаграмм [4], представляющих собой графики зависимостей энергий максимумов  $E_{max}$  и минимумов  $E_{min}$  пропускания  $T$  от глубины ям при фиксированных ширинах слоев и заданной высоте барьера (или от ширин при фиксированной глубине).

На рис. 1.1 представлены подобные диаграммы для структуры с  $h_w = 50 \text{ \AA}$ ,  $h_b = 15 \text{ \AA}$ ,  $U_b = 0,2 \text{ эВ}$ ,  $m = 0,067m_0$ , где  $m_0$  — масса свободного электрона. Подбарьерные резонансы имеют место для энергий, меньших высоты барьера (0,2 эВ). При  $E < 0$  изображены положения уровней размерного квантования в системе. Точки  $V_1 \dots V_4$  обозначают глубины ям, при которых соответствующие уровни размерного квантования выходят в непрерывный спектр. Как это следует из рис. 1.1, в интервале глубин ям, когда нечетное состояние (1 или 3) является локализованным, а следующее уже выходит в непрерывный спектр, значение пропускания в максимуме  $T_{max}$  строго равно единице. Линия единичных мак-



**Рис. 1.1.** Положение экстремумов пропускания (сплошные —  $T_{max} = 1$ , штрихпунктирные —  $T_{max} < 1$ , точечные —  $T_{min}$ ), энергий размерного квантования (пунктирные) и действительных частей полюсов матрицы рассеяния (короткий пунктир) как функций глубины квантовой ямы  $U_w$

симумов образует петлю, начинающуюся и оканчивающуюся в точках выхода локализованных состояний разной четности в непрерывный спектр. Это и есть подбарьерный резонанс, упоминавшийся выше. Обращает на себя внимание особенность в зависимости  $E_{max}$  от  $U_w$ . В простейшем случае надъямного ИР для одиночной квантовой ямы, определяемого условием  $k_2 h_w = \pi n$ , где  $k_2$  — волновой вектор электрона в области ямы, эта зависимость должна быть линейной с наклоном, равным единице. В нашем случае для четных резонансов функция  $E_{max}(U_w)$  близка к линейной, тогда как для нечетного резонанса наблюдается значительное отклонение от линейности. Это состояние как бы притягивается к локализованному четному. При малых ширинах барьеров, с увеличением глубин ям  $|U_w|$ , начиная с  $V_3$ , вначале отчетливо проявляются два максимума пропускания, по мере возрастания  $E_{max}$  их ширина увеличивается и, наконец, максимумы при  $U_w = U_2$  сливаются — имеет место коллапс резонансов. При уменьшении  $|U_w|$  пропускание плавно уменьшается. Точки  $U_{1,3}$  соответствуют исчезновению максимумов пропускания (максимум и минимум сливаются, формируя точку перегиба на кривой  $T(E)$ ).

Как отмечено в первом разделе, теория матрицы рассеяния  $S$ , связывающей начальное и конечное состояние квантовой системы, позволяет с единой позиции описывать как резонансы, так и связанные состояния. Однако далеко не всегда полюса матрицы рассеяния описывают резонансы системы. Действительные части полюсов матрицы рассеяния изображены на рис. 1.1 линиями  $S_n$ . Видно, что в этом случае данные о полюсе нельзя использовать для описания резонанса.

Структура резонансной диаграммы обладает рядом важных особенностей. Прежде всего обращает на себя внимание универсальный характер диаграммы в окрестности особых точек на границе континуума. На этой границе в одной точке всегда сходятся одна линия локализованного состояния (LS) и две линии резонансов, одна из которых со-

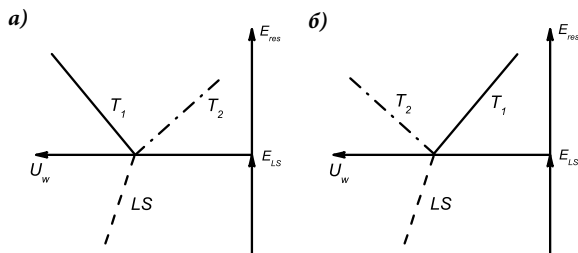


Рис. 1.2. Структура резонансной диаграммы в окрестности точки выхода локализованного состояния в непрерывный спектр (сплошные —  $T_{max} = 1$ , штрихпунктирные —  $T_{max} < 1$ )

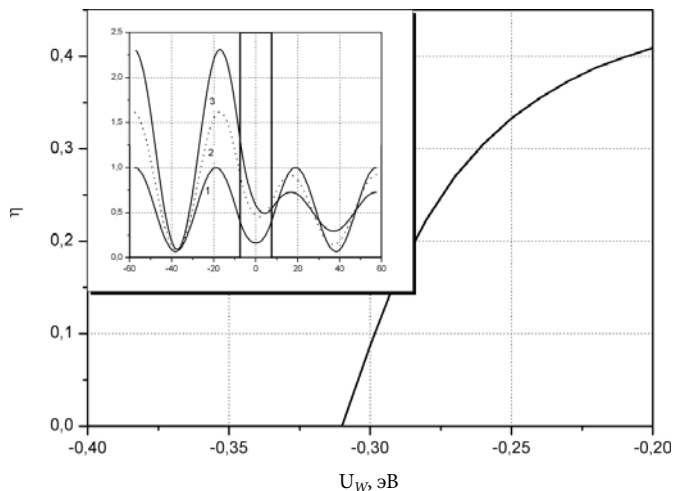
ответствует резонансу с единичной прозрачностью ( $T_1$ ), а другая — прозрачности, меньшей единицы ( $T_2$ ). При этом существует два типа таких точек (рис. 1.2). Один тип (рис. 1.2, а) реализуется в ситуации, когда локализованное состояние и резонанс с единичной прозрачностью сосуществуют в одной области параметров системы (но при разных значениях энергии). В системах другого типа (рис. 1.2, б) локализованное состояние и резонанс с единичной прозрачностью относятся к разным областям значений параметров системы. Как показано выше в первом разделе (см. обсуждение после формулы (7)), тип резонансной диаграммы определяется знаком «эффективного размера потенциала»  $\rho^*$ .

В общем случае можно выделить два типа резонансных диаграмм. Первый тип соответствует на рис. 1.1 поведению резонансной кривой между точками  $V_1$  и  $V_2$ : с изменением глубины (или ширины) ям резонансная кривая начинается в точке, где исчезает одно локализованное состояние и оканчивается в точке, где исчезает следующее локализованное состояние (точки  $V_1$  и  $V_2$ ). В окрестностях точек выхода локализованных состояний диаграммы соответствуют разным типам (рис. 1.2) и, следовательно, параметр  $\rho^*$  имеет различные знаки. Другой тип поведения (точки  $V_3$  и  $V_4$ ) имеет место, когда в некоторой области параметров имеется два резонанса с единичной прозрачностью, испытывающие коллапс. Коллапс имеет место только для резонансов, которые относятся к одному типу (рис. 1.2, б) и характеризуются одинаковым знаком коэффициентов  $\rho^*$ . Как показано в предыдущем разделе, существование двух качественно различающихся типов резонансов при малой энергии связано с обращением амплитуды рассеяния при одномерном рассеянии в ноль при нулевой энергии частицы.

Рассмотрим распределение электронной плотности в инвертированной резонансно-туннельной структуре. Непосредственный расчет показывает, что распределения квадрата амплитуды волновых функций в структуре для резонансных состояний с единичным пропусканием для четных и нечетных квазистационарных состояний, образующих дублет, практически идентичны и симметричны (линия 1 на вставке рис. 1.3). При слиянии двух резонансов в неединичный максимум волновая функция становится существенно асимметричной (линии 2 и 3 на вставке рис. 1.3). Для количественной оценки эффекта разрушения симметрии может быть использован коэффициент асимметрии  $\eta$ :

$$\eta = \left| \frac{p_1 - p_2}{p_1 + p_2} \right|, \quad (1.23)$$

где  $p_{1,2}$  — интегральные вероятности обнаружения туннелирующего электрона в первой и второй квантовых ямах, соответственно.



**Рис. 1.3.** Зависимость коэффициента асимметрии от глубины квантовой ямы  $U_w$  для инвертированного резонансно-туннельного диода; на вставке показаны волновые функции при  $U_w$  (эВ): 1 — 0,20; 2 — 0,28; 3 — 0,35

На рис. 1.3 изображена зависимость параметра асимметрии (1.23) от глубины квантовых ям для симметричной инвертированной резонансно-туннельной гетероструктуры со следующим набором параметров:  $U_b = 0,2$  эВ,  $h_{w1} = h_{w2} = 50$  Å,  $h_b = 15$  Å. На рис. 1.3  $U_2$  — точка коллапса резонансов. Из графика видно, что в области параметров квантовой структуры, где имеются два отдельных резонанса с единичной прозрачностью, параметр  $\eta$  равен нулю. Начиная с точки коллапса и далее в области, где остается только один резонанс с прозрачностью  $T_{max} < 1$ , параметр  $\eta$  монотонно нарастает от нуля. Такое поведение параметра асимметрии аналогично поведению параметра порядка в системе, испытывающей фазовый переход II рода.

Заметим также, что в отличие от случая двухбарьерной структуры (резонансно-туннельный диод) при подбарьерном резонансе нет роста амплитуды волновой функции в структуре. Таким образом, в рассматриваемой структуре не происходит накопления заряда, что может благоприятно отразиться на динамических свойствах приборов, основанных на эффекте подбарьерного туннелирования.

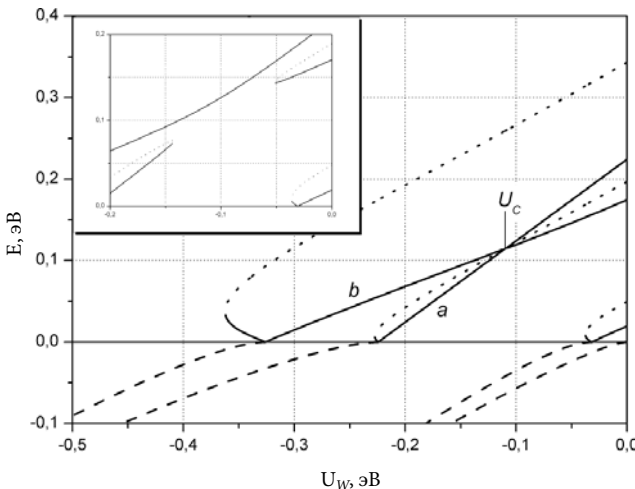
Такое поведение электронной плотности в резонансе более типично для систем с ИР. Рассмотрим структуру с взаимодействующими ИР, которая получается из структуры на вставке рис. 1.1 обращением в нуль высоты барьера  $U_b$ . Резонансная диаграмма для такой структуры приведена на рис. 1.7 ( $h_{w1} = h_{w2} = 50$  Å,  $h_b = 15$  Å). Нетрудно убедиться, что на линии 1 выполняется условие ИР —  $k_2 l = n\pi$ , где в качестве  $l$  фигурирует ширина квантовой ямы  $h_w$ . Поскольку ямы одинаковы, отсутствие

отражения от первой ямы автоматически означает отсутствие отражения от второй ямы и от всей структуры в целом. Линия 2 — это также линия ИР, но связанного с интерференцией волн, отраженных от всех четырех границ. Соответственно величина  $l$  при этом превышает  $h_w$ . В точке  $U_c$  линии ИР 1 и 2 испытывают кроссинг. Таким образом, коллапс резонансов в системе с ИР отсутствует. При асимметричном искажении структуры кроссинг исчезает и остается только один резонанс с единичной прозрачностью, соответствующий большей энергии (вставка на рис. 1.4,  $h_{w1} = 50 \text{ \AA}$ ,  $h_{w2} = 55 \text{ \AA}$ ).

Несмотря на качественное сходство с ИР в распределении электронной плотности в резонансе (отсутствие накопления заряда) подбарьерные резонансы напрямую не связаны с наличием отражения на скачках потенциала. Чтобы доказать это, рассмотрим структуру с плавным профилем потенциала. Рельеф ямы выберем таким, чтобы в отсутствие барьера не существовало надъямных резонансов и зависимость пропускания от энергии являлась монотонно возрастающей функцией:

$$U(x) = \frac{U_0}{ch^2(\alpha x)} + \beta \delta(x), \quad (1.24)$$

где  $\alpha$  — параметр, определяющий ширину ямы;  $\beta$  — мощность  $\delta$ -барьера. Первое слагаемое в (1.24) соответствует потенциалу, который при определенных значениях параметров становится безотражательным [16, 27].



**Рис. 1.4.** Положение энергий размерного квантования (пунктирные), единичных максимумов (сплошные) и минимумов (пунктирные) пропускания как функций глубины квантовой ямы  $U_w$  в системе из двух квантовых ям

Следуя [16], сделав замену переменных  $\xi = \alpha x$  и вводя следующие обозначения  $\varepsilon = -\frac{i}{\hbar\alpha}\sqrt{2mE}$ ,  $s = \frac{1}{2}\left(-1 + \sqrt{1 - \frac{8mU_0}{\alpha^2\hbar^2}}\right)$ , с помощью подста-

новки  $\psi = (1 - \xi^2)^{\varepsilon/2} w(\xi)$  исходное уравнение Шредингера с потенциалом (1.24) слева и справа от барьера можно свести к гипергеометрическому.

Общее решение уравнения представляет собой линейную комбинацию двух независимых частных решений:

$$\psi_{1,2} = (1 - \xi^2)^{\varepsilon/2} \left( C_{1,3} f_1\left(\frac{1 - \xi}{2}\right) + C_{2,4} f_2\left(\frac{1 - \xi}{2}\right) \right),$$

где  $C_1$  и  $C_2$  соответствуют случаю  $x < 0$ ,  $C_3$  и  $C_4$  —  $x > 0$ ,

$$f_1\left(\frac{1 - \xi}{2}\right) = F\left[\varepsilon - s, \varepsilon + s + 1, \varepsilon + 1, \frac{1 - \xi}{2}\right],$$

$$f_2\left(\frac{1 - \xi}{2}\right) = \left(\frac{1 - \xi}{2}\right)^{-\varepsilon} F\left[s + 1, -s, 1 - \varepsilon, \frac{1 - \xi}{2}\right],$$

$F[a, b, c, z]$  — гипергеометрическая функция второго рода [34].

После ряда преобразований выражение для вероятности прохождения через барьер может быть представлено в виде:

$$T = \left[ 1 + \left( \frac{\sin(\pi s)}{(\pi\zeta)} - \frac{\beta}{\zeta} \right)^2 \right]^{-1}, \tag{1.25}$$

где  $\zeta = k/\alpha$ .

При резонансе коэффициент пропускания равен единице. Используя (1.25) для определения положения резонанса, получаем уравнение:

$$(\pi\zeta) = \frac{\sin(\pi s)}{\beta} \zeta. \tag{1.26}$$

Для существования у данного уравнения нетривиального решения необходимо, чтобы график правой части лежал выше касательной к гиперболическому синусу, проведенной в точке  $\zeta = 0$ , что эквивалентно условию  $\sin(\pi s) \geq \pi\beta$ . Таким образом, резонансы наблюдаются в системе при значениях глубины ямы  $|U_0|$ , лежащих в диапазоне от

$$\left[ \frac{\alpha^2 \hbar^2}{8m} \left[ 4 \left( -\frac{\arccos(\pi\beta)}{\pi} + 2n - 1 \right)^2 - 1 \right] \right] \text{ до } \left[ \frac{\alpha^2 \hbar^2}{8m} \left[ 4 \left( \frac{\arccos(\pi\beta)}{\pi} + 2n + 1 \right)^2 - 1 \right] \right],$$

где  $n$  — натуральное число. Заметим, что если мощность  $\delta$ -барьера  $\beta$  будет больше, чем  $\pi^{-1}$ , то в системе не будет существовать резонансных состояний ни при каких значениях глубины ямы  $U_0$ .



Чтобы получить выражение для волновой функции при  $E < 0$ , необходимо заменить в показателях экспонент  $k$  на  $ik$ . Используя условия убывания волновой функции на бесконечности в результате, после ряда упрощений, получаем уравнение для определения энергии связанных состояний:

$$\varepsilon \sin(\pi s) = \beta \sin(\pi \varepsilon). \quad (1.27)$$

Исчезновение связанного состояния соответствует  $\varepsilon \rightarrow 0$ . При этом из (1.27) получим  $\sin(\pi s) = \pi \beta$ . Данное уравнение совпадает с условием, определяющим положение границы области существования резонансов.

Как следует из (1.26), при значении глубины ямы  $|U_0|$ , соответствующем возникновению нового локализованного состояния, происходит качественная модификация формы графика зависимости коэффициента пропускания от энергии. Возникновение локализованного состояния с ростом  $|U_0|$  сопровождается появлением резонансного максимума с единичной прозрачностью в непрерывном спектре. При дальнейшем увеличении глубины ямы энергия резонансного максимума увеличивается. Начиная с некоторого значения  $U_0$ , энергия подбарьерного резонанса начинает уменьшаться, и при достижении нуля резонанс переходит во второе локализованное состояние. Такой тип поведения резонанса аналогичен трансформации локализованного состояния в резонанс в инвертированной резонансно-туннельной структуре при больших мощностях барьера.

Для рассматриваемого потенциала (1.24) точное выражение для обратной амплитуды рассеяния имеет следующий вид:

$$a = \frac{\zeta}{\zeta + is} \frac{\Gamma^2(-i\zeta)}{\Gamma(-i\zeta - s)\Gamma(-i\zeta + s)} \left[ 1 - i \frac{\beta}{\zeta} \frac{(\pi\zeta)}{(\pi\zeta) + i \sin(\pi s)} \right]. \quad (1.28)$$

Применив к (1.28) алгоритм экстракции параметров потенциала (1.15)-(1.18), получим:

$$\begin{aligned} \kappa_0 &= (-1)^{n-1} \left( \beta - \frac{\sin(\pi s)}{\pi} \right), \\ \zeta &= (-1)^{n-1} \left[ \pi(\pi s) - 2 \left( \xi + \frac{1}{s} + \frac{\Gamma'(s)}{\Gamma(s)} \right) \right], \\ \rho^* &= (-1)^n \frac{\beta \pi^2}{3}. \end{aligned}$$

Таким образом, двум соседним локализованным состояниям, образующим дублет, соответствуют «эффективные размеры потенциалов»  $\rho^*$  с различными знаками. В результате в рассматриваемой системе никогда не наблюдается коллапс резонансов.

Как известно, в силу подобия уравнения Шредингера в квантовой механике волновому уравнению в оптике имеется тесная аналогия квантовомеханических и оптических явлений [29-31]. Так, резонансное туннелирование обычно сопоставляют явлению резонансной прозрачности интерферометра Фабри-Перро, которое имеет место при равенстве расстояния между зеркалами целому числу полуволн. В резонансно-туннельной структуре это условие аналогично (с точностью до фазового сдвига при отражении от барьера) условию возникновения квазистационарного состояния для электронных волн аналогично тому, как связанное состояние в квантовой яме можно описать как результат интерференции волн, отраженных от барьеров. Однако природа связанных состояний в квантовой механике носит более общий характер и не обязательно связана с интерференцией волн. Примером может служить связанное состояние на  $\delta$ -функционной яме [32, 33, 4].

Условия существования коллапса резонансов — наличие квазистационарных состояний и возможность управлять в широких пределах их положением на энергетической оси (менять их взаимное расположение), варьируя параметры системы, выполняются также и в трехбарьерных резонансно-туннельных структурах. При этом толщина централь-

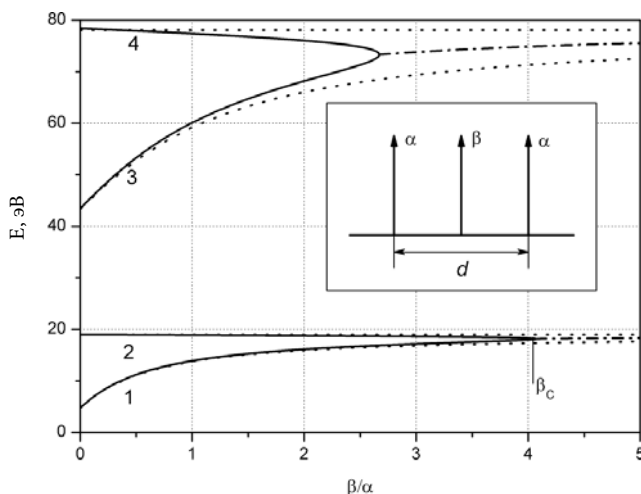


Рис. 1.5. Положение максимумов пропускания (сплошные —  $T_{max} = 1$ , штрихпунктирные —  $T_{max} < 1$ ) и действительных частей полюсов матрицы рассеяния (штриховые) как функция отношения мощностей центрального и крайнего барьеров

ного барьера определяет, в основном, расстояние между резонансами по энергии, а толщина крайних барьеров — ширину резонансов (квази-стационарных уровней квантовой системы). Для упрощения расчетов, не теряя общности полученных выводов, рассмотрим симметричную трехбарьерную структуру с  $\delta$ -функционными барьерами.

Решая уравнение Шредингера для симметричной системы (см. вставку на рис. 1.5) длины  $d$ , состоящей из трех  $\delta$ -барьеров мощности  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\alpha$ , соответственно, находим зависимость пропускания  $T$  от энергии падающей частицы  $T$  (при  $E > 0$ ):

$$T = \frac{1}{1 + \Lambda [g + \sin(kd + \varphi)]^2}, \quad (1.29)$$

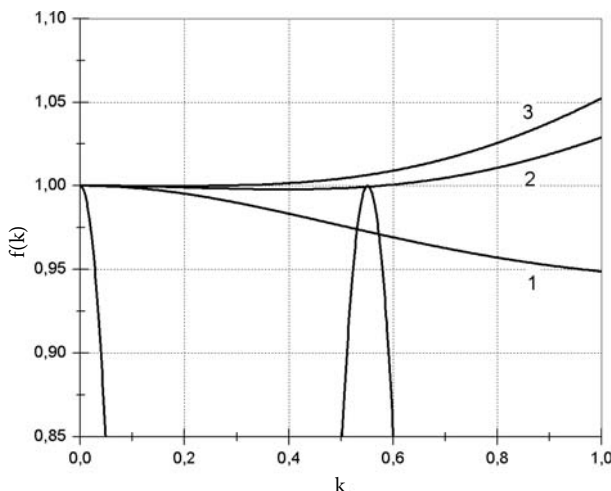
$$\text{где } \Lambda = \frac{4\tilde{\alpha}^2}{k^6} (k^2 + \tilde{\alpha}^2)(k^2 + \tilde{\beta}^2), \quad g = \frac{\tilde{\beta}}{2\tilde{\alpha}} \frac{2\tilde{\alpha}^2 + k^2}{\sqrt{(\tilde{\alpha}^2 + k^2)(\tilde{\beta}^2 + k^2)}}, \quad \varphi = \frac{k^2 - \tilde{\alpha}\tilde{\beta}}{k(\tilde{\alpha} + \tilde{\beta})},$$

$$\tilde{\alpha} = \frac{m\alpha}{\hbar^2}, \quad \tilde{\beta} = \frac{m\beta}{\hbar^2}.$$

Для значений энергии, соответствующих резонансам с единичным пропусканием, из (1.29) получаем

$$g = -\sin(kd + \varphi). \quad (1.30)$$

Данное уравнение имеет решения, если функция  $g = g(k)$  принимает значения из диапазона от  $-1$  до  $1$ . Анализируя поведение функции  $g(k)$ , отметим, что при  $k$ , равном нулю,  $g$  равна единице, при возрастании  $k$  имеет минимум, меньший единицы, а при  $k \rightarrow \infty$  данная функция имеет горизонтальную асимптоту, равную  $\beta/2\alpha$ . Таким образом, если мощность среднего барьера не превосходит удвоенной мощности крайних, то в системе существует бесконечное число резонансов. В противном случае число резонансов в системе конечно, при этом при возрастании мощности среднего барьера оно будет уменьшаться. На рис. 1.6 приведены графики правой и левой частей уравнения (1.30) как функций от  $k$  при различных значениях отношения мощностей центрального и крайнего барьеров (в расчетах мощность крайнего барьера  $\tilde{\alpha}$  полагалась равной  $1 \text{ \AA}^{-1}$ ). Учитывая, что функция правой части слабо зависит от значений  $\alpha$  и  $\beta$ , на рис. 1.6 приведен график только для случая, когда  $\beta = 2\alpha$ . Из рисунка следует, что при малой мощности центрального барьера существует два решения (кривая 1), при большой мощности кривые не пересекаются, резонансы с единичной прозрачностью отсутствуют (кривая 3). При  $\beta = 2\alpha$  кривые касаются, это соответствует точке коллапса.



**Рис. 1.6.** Графики функций правой (пунктирные) и левой (сплошные) частей уравнения (1.30) при различных значениях отношения мощностей центрального и крайнего барьеров: 1 —  $\beta = 2\alpha$ ; 2 —  $\beta = 4\alpha$ ; 3 —  $\beta = 8\alpha$

Для исследования поведения резонансов при изменении параметров задачи будем использовать диаграммы, представляющие зависимость резонансной энергии от отношения мощностей центрального и крайнего барьеров  $\beta/\alpha$ . Большие значения этого параметра соответствуют широким и/или близко расположенным квазистационарным уровням, а малые значения — узким и/или сильно расщепленным уровням. На рис. 1.5 представлены подобные диаграммы для случая, когда расстояния между крайними барьерами  $d = 10 \text{ \AA}$ , мощность крайних барьеров  $\tilde{\alpha}$  полагалась равной  $1 \text{ \AA}^{-1}$ . Сплошные линии 1...4 показывают положение соответствующих квазистационарных состояний (с  $T = 1$ ) в непрерывном спектре. Из графиков видно, что при увеличении мощности среднего барьера резонансы притягиваются друг к другу и, наконец, сливаются в одну резонансную кривую с пропуском, меньшим единицы (точка  $\beta_C$ ), т.е. происходит коллапс резонансов — явление, аналогичное наблюдаемому в инвертированных резонансно-туннельных гетероструктурах. Правее точки коллапса на резонансной диаграмме значение коэффициента  $g(k)$  по модулю больше единицы и выражение в квадратных скобках в (1.29) не может обратиться в нуль.

Для изучения поведения резонансов в окрестности точки коллапса исследуем формулу (1.29) в пределе, соответствующем большим значениям волнового вектора  $k$ . При больших  $k$  слияние резонансов соответствует тому, что отношение мощности центрального барьера к удвоенной мощности крайнего стремится к единице снизу. Разлагая синус в ряд в окрестности точек максимума, равных  $\pi + 2\pi n$ , где  $n$  — произ-

вольное натуральное число или ноль, и учитывая только члены до второго порядка малости включительно, можно получить простое выражение для пропускания в окрестности точки коллапса:

$$T = \frac{\Gamma^4}{\left[ (E - E_0)^2 - \Delta^2 \right]^2 + \Gamma^4}, \quad (1.31)$$

где  $\Delta^2 = \frac{\hbar^2}{m} \frac{4E_0}{d^2} \mu$ ,  $\Gamma^4 = \frac{\hbar^2}{m} \frac{8E_0^3}{\tilde{\alpha}^2 d^4}$ ,  $E_0 = \frac{\hbar^2}{2md^2} (\pi + 2\pi n)$ ,  $\mu = 1 - \frac{\beta}{2\alpha}$ .

Следует отметить наглядный физический смысл входящих в формулу (1.31) переменных. Параметр  $\Delta$  — это расстояние между соседними резонансами,  $E_0$  — энергия минимума пропускания, расположенного между резонансами,  $\Gamma$  — полуширина резонанса. При увеличении асимметрии между центральным и крайними барьерами соседние резонансы начинают сближаться друг с другом, что выражается в уменьшении величины  $\Delta$ . Заметим, что при смене знака  $\mu$  параметр  $\Delta$  становится мнимой величиной, и происходит качественная модификация формы графика биквадратного полинома, стоящего в знаменателе (1.31). Число экстремумов полинома уменьшается с двух до одного, что отражает процесс слияния резонансов. При этом  $E_0$  соответствует энергии образовавшегося неединичного максимума. В самой точке коллапса выражение для прозрачности имеет вид:

$$T = \frac{\Gamma^4}{(E - E_0)^4 + \Gamma^4},$$

т. е. существенно отличается от формулы Брейта-Вигнера (1.20).

На рис. 1.6 пунктирная линия показывает зависимость действительной части полюса  $S$ -матрицы от параметра  $\beta/\alpha$ . Как следует из рисунка, в трехбарьерных резонансно-туннельных гетероструктурах при малых мощностях центрального барьера полюса матрицы рассеяния и резонансы практически совпадают (так, как это имеет место и в двухбарьерных резонансно-туннельных структурах). При дальнейшем увеличении асимметрии мощностей центрального и крайнего барьеров это соответствие нарушается. Как отмечено выше, применимость теории матрицы рассеяния для описания резонансов на квазидискретных уровнях ограничена случаем, когда ширина резонансного пика много меньше расстояния между соседними резонансами [16, 19]. В окрестности же точки коллапса, где ширина резонансного пика сравнима с расстоянием между соседними резонансами, это условие заведомо невыполнимо. Поэтому коллапс резонансов не может быть описан на языке полюсов матрицы рассеяния.

### 1.3. Моделирование динамических характеристик резонансно-туннельных гетероструктур на основе численного решения нестационарного уравнения Шредингера

На падающем участке вольт-амперной характеристики РТД его дифференциальная проводимость отрицательна. Если сформировать электрическую схему таким образом, что напряжение на РТД (рабочая точка нагрузочной кривой) соответствует участку с отрицательной дифференциальной проводимостью, то система будет генерировать электрические колебания. Длительное время рекордным было значение частоты колебаний 712 ГГц, полученное в работе американских исследователей [34]. Сравнительно недавно группы японских и немецких физиков сообщили о достижении терагерцового порога частоты собственных колебаний РТД [35, 36], что открывает новый этап в развитии физики и техники терагерцовых источников излучения. Для исследования влияния параметров конструкции РТД на его высокочастотные свойства, рассмотрим отклик РТД на приложенное к нему переменное напряжение.

Для определения отклика туннельно-резонансной структуры (РТД) на воздействие переменного поля  $V(x, t)$  необходимо решить нестационарное уравнение Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2} \nabla \left( \frac{1}{m(x)} \right) \nabla \Psi + [U_s(x) + V_{dc}(x) + V_{ac}(x, t)] \Psi(\vec{r}, t), \quad (1.32)$$

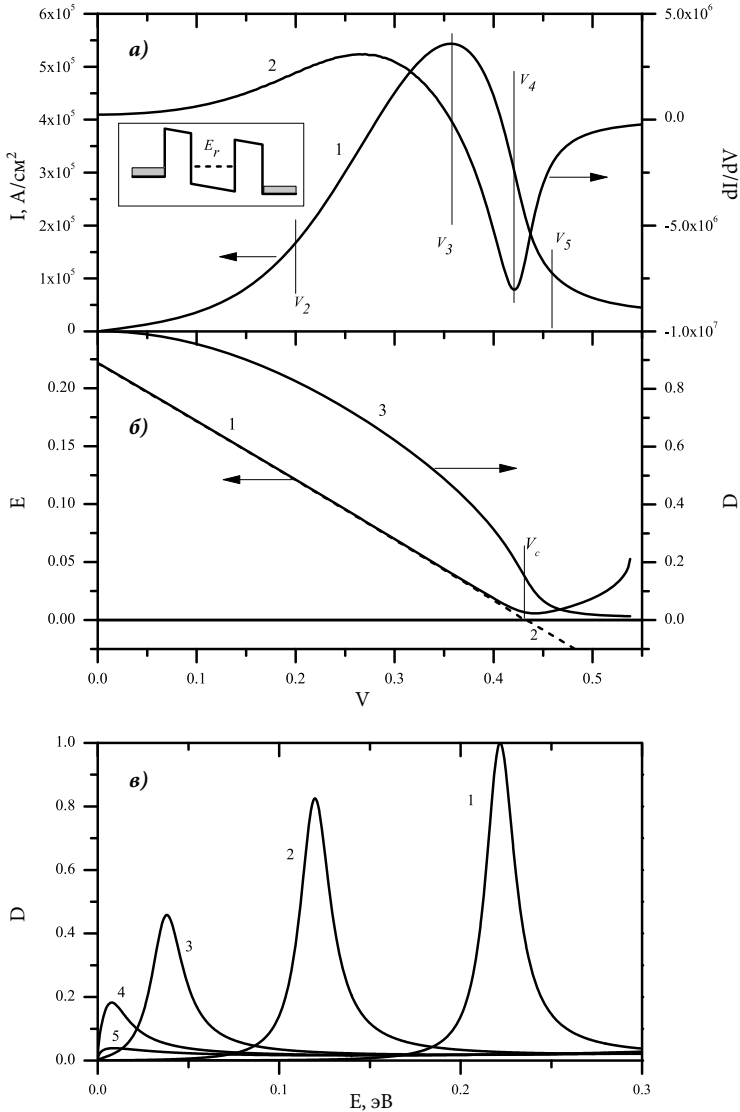
где  $m$  — эффективная масса электрона в структуре (фактически, разная в яме и барьерах),  $U_s(x)$  — потенциальный профиль дна зоны проводимости РТД,  $V_{dc}(x)$  — изменение потенциала под действием напряжения  $V_{dc}$  на РТД,  $V_{ac}(x, t)$  — потенциал внешнего переменного электрического поля с амплитудой  $V_{ac}$  и частотой  $\omega$ . Поскольку потенциал меняется только вдоль одной координаты  $x$ ,  $\Psi(\vec{r}, t)$  можно представить в виде произведения

$$\Psi(\vec{r}, t) = \psi(x) \exp(ik_x x + ik_y y). \quad (1.33)$$

В результате уравнение Шредингера для функции  $\psi(x, t)$  (33) принимает вид:

$$i\hbar \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{m(x)} \right) \frac{\partial \psi}{\partial x} + [U_s(x) + V_{dc}(x) + V_{ac}(x, t)] \psi(x, t). \quad (1.34)$$

РТД представляет собой открытую систему. Для уравнения (1.34) необходимо решать задачу рассеяния, т.е. определить волновые функ-



**Рис. 1.7.** Статическая вольт-амперная характеристика  $I(V_{dc})$  (1) и ее производная по напряжению  $dI/dV_{dc}$  (2), отмечены характерные значения  $V_{dc}$ , на вставке — схема исследуемой структуры (а). Зависимости положения максимума  $E_{rD}$  пропускания (кривая 1), положения максимума волновой функции в яме  $E_{rw}$  при падении электронов справа (кривая 2) и значения пропускания в максимуме (кривая 3) (б). Зависимости статического коэффициента пропускания структуры от энергии для характерных значений разности потенциалов (В) 1 —  $V_1=0$ ; 2 —  $V_2=0,2$ ; 3 —  $V_3=0,357$  (соответствует максимуму тока статической ВАХ); 4 —  $V_4=0,421$  (соответствует максимуму модуля производной  $dI/dV_{dc}$ ); 5 —  $V_5=0,460$  (при этом значении резонансное состояние оказывается ниже дна зоны в эмиттере) (в)

ции внутри структуры и вне ее в условиях заданного потока налетающих на границу РТД электронов. Для не слишком быстрых изменений потенциала  $V_{ac}(t)$  волновую функцию в области эмиттера и коллектора можно представить в виде падающей и отраженной плоских волн с волновым вектором  $k$ , определяемым энергией падающего на структуру электрона. В этом случае на эмиттерной  $x = 0$  и коллекторной  $x = L$  границах можно поставить замкнутые граничные условия:

$$\begin{cases} \psi(0, t) + \frac{1}{ik_L} \frac{\partial \psi(0, t)}{\partial x} = 2q(E) \exp\left(-\frac{iEt}{\hbar}\right) \\ \psi(L, t) - \frac{1}{ik_R} \frac{\partial \psi(L, t)}{\partial x} = 0 \end{cases}, \quad (1.35)$$

где  $k_L = \sqrt{\frac{2m_L E}{\hbar^2}}$  и  $k_R = \sqrt{\frac{2m_R(E+V)}{\hbar^2}}$  — волновые вектора электрона

справа и слева от структуры, соответственно,  $m_L$  и  $m_R$  — эффективные массы в эмиттерной и коллекторных областях,  $E$  —  $x$ -компонента энергии электрона, налетающего на РТД. Данные граничные условия описывают падающий из эмиттера на РТД поток электронов, его отражение и уход в область  $x > L$  коллектора.  $q$  представляет собой плотность потока электронов, налетающих на РТД. В случае равновесного фермиевского распределения электронов в эмиттере  $q$  равно:

$$q^2(\varepsilon) = \sqrt{\frac{m_L \theta}{\pi \hbar^2}} \ln \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_F - E}{k_B \theta}\right) \right], \quad (1.36)$$

где  $\theta$  — температура;  $E_F$  — энергия Ферми, определяемая концентрацией примеси в эмиттерной области из условий электронейтральности (омический контакт).

Аналогичную задачу необходимо решить для электронов, падающих из коллектора. В этом случае граничное условие имеет вид:

$$\begin{cases} \psi(0, t) + \frac{1}{ik_L} \frac{\partial \psi(0, t)}{\partial x} = 0 \\ \psi(L, t) - \frac{1}{ik_R} \frac{\partial \psi(L, t)}{\partial x} = 2q(E+V) \exp\left(-\frac{i(\varepsilon+V)t}{\hbar}\right). \end{cases} \quad (1.37)$$

Условия (1.36), (1.37) представляют собой простейший вид открытых граничных условий, использованных применительно к задаче нахождения отклика на переменное во времени воздействие, например, в работе Елесина [12]. Более общий вид граничных условий для открытых систем представлен в [37, 38].



В качестве начального условия при решении уравнения (1.34) используем решение стационарного уравнения при  $V_{ac}(t) = 0$ . Удобнее вначале решить задачу для единичной амплитуды падающего на структуру электрона (это соответствует  $q = 1$  в уравнениях (1.35), (1.37)), а распределение по энергии в эмиттерной и коллекторной областях учесть в итоговых выражениях для тока.

Получив, таким образом,  $\psi(x, t, E)$ , вычисляем распределение тока  $j(x, t, E)$  и приведенный ток для электронов, падающих из эмиттера:

$$I(t) = \frac{e}{2\pi\hbar} \int_0^{\infty} D(E, t) q^2(E) dE, \quad (1.38)$$

где

$$D(E, t) = \frac{1}{k_L} \frac{1}{L} \int_0^L dx \left\{ \psi^*(x, t) \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial x} - \psi(x, t) \frac{\partial \psi^*(x, t)}{\partial x} \right\} \quad (1.39)$$

служит аналогом коэффициента прозрачности в стационарном случае. Аналогичные соотношения нужно записать для тока из коллектора.

Далее будем рассматривать отклик на гармоническое воздействие в виде  $V_{ac}(x, t) = V_0 x \sin \omega t$ . Использование такой зависимости дает некоторое преимущество при численном решении по сравнению с традиционной временной зависимостью  $V_{ac}(x, t) = V_0 x \cos \omega t$  благодаря отсутствию скачка при  $t = 0$ . В результате процесс включения становится близким к адиабатическому и требуется меньшее время для достижения процесса установления, когда  $I(t)$  становится периодической.

Под действием переменного электрического поля в РТД возникают активный  $J_a$ , т.е. синфазный с внешним полем, и реактивный  $J_r$  токи поляризации. Активный ток (усиление) можно рассчитать через электрический ток, используя формулу:

$$J_a(\omega, V_0) = \frac{\omega}{\pi} \int_0^{2\pi/\omega} dt I(t) \sin \omega t, \quad (1.40)$$

а реактивный, соответственно,

$$J_r(\omega, V_0) = \frac{\omega}{\pi} \int_0^{2\pi/\omega} dt I(t) \cos \omega t. \quad (1.41)$$

Интегрирование в (1.40), (1.41) производится по периоду воздействия после достижения режима установления.

Численное решение уравнения производилось с использованием метода конечных разностей. Для большей общности использовалась схема с неравномерным шагом по координате [39]. Сеточные уравнения

получались из уравнения баланса. При решении уравнения (1.34) был использован шеститочечный шаблон и неявная схема. Параметры расчетной схемы выбирались из условия сходимости результатов. В результате тестовых расчетов стационарного случая и сравнения с результатами, получаемыми методом матрицы переноса, показано, что шаг по координате должен быть порядка одного ангстрема. Шаг по времени при вычислении в условиях установившегося режима должен составлять  $1/50 \dots 1/100$  от периода воздействия в интервале частот  $\nu = \omega/2\pi$   $10^{10} \dots 10^{13}$  Гц.

Количественной мерой отклика на периодическое воздействие служат действительная  $\sigma'$  и мнимая  $\sigma''$  части высокочастотной проводимости, определяемые из вычисленного тока поляризации:

$$\sigma' = J_a/V_0, \quad \sigma'' = J_r/V_0. \quad (1.42)$$

Величины  $\sigma'$  и  $\sigma''$  учитывают вклад всех электронов в эмиттере и коллекторе в соответствии с фермиевским распределением.

Для выявления физики процессов полезно проследить зависимость от энергии парциального вклада  $j_a(\epsilon)$  в  $\sigma'$  отдельного электрона с энергией  $E$ , определяемого из соотношения:

$$\sigma' = \int_0^{\infty} j_a(E) q^2(E) dE. \quad (1.43)$$

Величина  $j_a$  представляет собой решение задачи для одного электрона с энергией  $E$ .

В низкочастотном пределе  $\sigma'$  выражается через статическую дифференциальную проводимость:

$$\sigma' = \frac{\partial I}{\partial V_{dc}}. \quad (1.44)$$

Сопоставление расчетного значения с (1.44) позволяет контролировать точность численного метода.

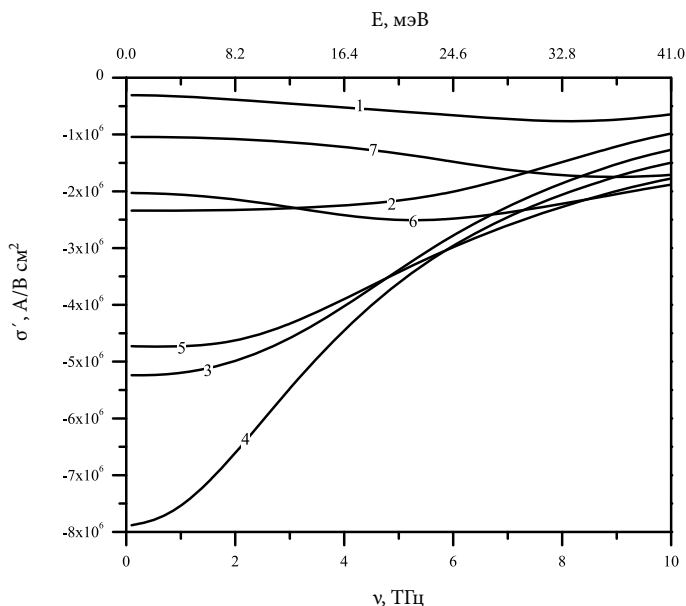
В качестве объектов исследования выберем ТРД на основе системы  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{AlAs}/\text{InP}$ . Выбор в качестве барьеров чистого AlAs обусловлен тем, что именно в структурах такого типа в последнее время достигнута рекордная частота генерации  $\sim 1$  ТГц [35, 36, 40, 41]. Вычислим высокочастотный отклик для двухбарьерного ТРД с параметрами **14/45/14** (схема ТРД представлена на вставке рис. 1.7), где жирным шрифтом обозначены ширины барьеров AlAs, обычным шрифтом — ширина ямы  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  (в ангстремах). Эффективная масса в яме  $m_w = 0,041m_0$ , в барьере  $m_w = 0,15m_0$ , скачок зоны проводимости  $\Delta E_c$  на границе  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{AlAs}$  составляет 1,2 эВ.

На рис. 1.7, а представлена статическая вольт-амперная характеристика и ее производная  $dI/dV_{dc}$ , рассчитанные для фермиевского распределения электронов в эмиттере и коллекторе при значении энергии Ферми  $E_F=0,1эВ$ , соответствующей концентрациям электронов в контактных областях  $1,3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  при температуре 300 К. Кривые рис. 1.7 позволяют определить область напряжений, в которой наблюдается отрицательное значение  $\sigma'$ , что соответствует усилению (генерации) при низких частотах.

На рис. 1.7, б изображены зависимости положения максимума пропускания  $E_{rD}$  (кривая 1), энергии  $E_{rw}$ , при которой максимальна волновая функции в яме при падении электронов справа (из коллектора) (кривая 2), представляющей собой линейную экстраполяцию линии  $E_{rD}$  в область энергий ниже края непрерывного спектра, и значение пропускания в максимуме (кривая 3). На рис. 1.7, в приведены зависимости статического коэффициента пропускания структуры от энергии для характерных значений разности потенциалов  $V_1 \dots V_5$  (отмечены на рис. 1.7, а).

При малых напряжениях величина энергии резонансного состояния  $E_r$  линейно падает с напряжением  $V_{dc}$  и значения  $E_{rD}$ , определяемое по максимуму пропускания, и  $E_{rw}$ , определяемое по максимуму волновой функции в яме, совпадают. При приближении  $E_r$  к дну зоны эмиттера  $E_{rD}$  и  $E_{rw}$  расходятся:  $E_{rw}$  продолжает падать линейно с  $V_{dc}$  и при  $E_{rw} < 0$  это состояние не дает прямого вклада в пропускание системы. Величина  $E_{rD}$  начинает увеличиваться с ростом  $V_{dc}$ , пропускание же при этом уменьшается. Наконец при  $V_{dc} = 0,54 \text{ В}$  максимум  $D(V_{dc})$  исчезает. Такое поведение представляет собой аналог явления, рассмотренного выше при описании резонансных состояний в симметричных структурах, обусловленного взаимодействием локализованных состояний с состояниями непрерывного спектра (см. рис. 1.2). Асимметрия структуры в электрическом поле замазывает эти особенности. Наиболее важным при этом оказывается тот факт, что в некотором диапазоне напряжений имеются два выделенных состояния, переходы между которыми, как будет показано ниже, приводят к возможности генерации на частоте  $E_{rD} - E_{rw}$ . Как следует из рис. 1.7, в, с ростом напряжения вплоть до  $V_4$  полуширины  $\Gamma$  кривых  $D(V_{dc})$  почти не изменяются (в нашем случае  $\Gamma \sim 20 \text{ мэВ}$ ), и область отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС) вольт-амперной характеристики формируется в результате конкуренции растущего с уменьшением  $E_r$  вклада от функции плотности состояний (1.36) и падающего от зависимости  $D(V_{dc})$ . В нашем случае в точке максимума  $I(V_{dc})$  величина  $E_r = 39 \text{ мэВ}$ . В области  $V_{dc} > V_c$  кривая  $D(E)$  сильно уширяется, величина  $\Gamma$  растет (см. кривая 5 на рис. 1.7, в).

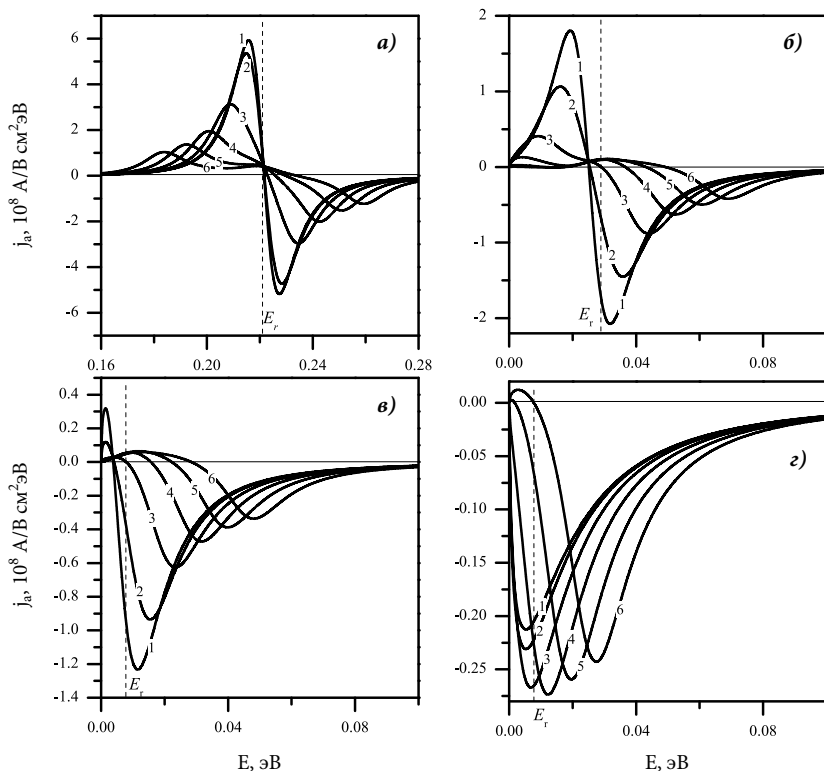
На рис. 1.8 изображены зависимости реальной части высокочастотной проводимости от частоты при различных значениях постоянного напряжения  $V_{dc}$  в области ОДС. Поведение  $\sigma'(V_{dc})$  при низкой частоте точно соответствует зависимости производной статической проводимости от напряжения (см. рис. 1.7, а). Максимум  $\sigma'$  достигается при  $U_{dc} = 0,42$  В, а его значение составляет  $7,9 \cdot 10^6$  А/В см<sup>2</sup>. Ширина резонанса (ширина пика зависимости пропускания от энергии  $D(\epsilon)$ ) для рассмотренной структуры порядка 20 мэВ, поэтому для данной структуры в широком диапазоне напряжений наблюдается классический режим — с максимумом  $|\sigma'|$  при низкой частоте. Квантовый режим с максимумом  $|\sigma'|$  при конечной частоте реализуется при значениях  $U_{dc}$ , начиная с 0,42 В. С ростом напряжения максимум смещается в высокочастотную область, значения в максимуме падают. Значительного увеличения в квантовом режиме  $\sigma'$  по сравнению с классическим режимом не происходит. В основном это объясняется малой величиной пропускания при больших напряжениях (см. рис. 1.7). Таким образом, до частот порядка нескольких терагерц для данной двухбарьерной структуры следует работать при напряжениях, соответствующих классическому режиму.



**Рис. 1.8.** Зависимости реальной части высокочастотной проводимости  $\sigma'$  от частоты при различных значениях постоянного напряжения  $V_{dc}$  (В): 1 — 0,36; 2 — 0,38; 3 — 0,40; 4 — 0,42; 5 — 0,44; 6 — 0,46; 7 — 0,48

Следует отметить следующие особенности высокочастотного отклика: как при  $V_{dc}$  значительно меньшем значения  $V_4$  (кривая 1 на рис. 1.8), так для напряжений больших  $V_c$  имеется слабый минимум с  $\sigma' < 0$ . Механизмы их формирования различны. В первом случае это обусловлено подавлением вклада от положительной волны  $j_a$  из-за конечности расстояния от положения резонанса до энергии дна зоны в эмиттере; во втором случае — ростом  $D(\epsilon)$ , обеспечивающим рост  $|\sigma'|$  с ростом  $\nu$  при низкой частоте и подавлением вклада при высоких энергиях фактором  $q(\epsilon)$ .

Для понимания характера зависимости  $\sigma'(\nu)$  полезно рассмотреть зависимости парциальных токов поляризации от энергии налетающего электрона  $j_a(E)$  (1.43). На рис. 1.9 представлены такие зависимости, рассчитанные для набора напряжений  $V_{dc}$  для разных значений частоты воздействия. При нулевом смещении (рис. 1.9, а) зависимости  $j_a(E)$  близки к полученным приближенным методом [12, 42]. С ростом  $V_{dc}$  наблюдаются отличия от [12, 42]. При энергии, равной энергии  $E_r$  резонанса (обозначена вертикальной пунктирной линией),  $j_a$  отлична от нуля (отрицательна). С ростом  $V_{dc}$  значение тока в отрицательной полуволне уменьшается, но более быстрыми темпами уменьшается его значение в положительной полуволне, что приводит к росту интегрального вклада в  $\sigma'$  с  $V_{dc}$  вплоть до значения  $U_{dc} = 0,42\text{В}$ , соответствующего минимуму производной статической ВАХ по напряжению (см. рис. 1.7, а). Несовпадение нуля  $j_a$  с положением максимума в пропускании  $E_r$  можно понять, анализируя ситуацию низкочастотного предела. В этом случае ток определяется производной пропускания (1.39) по напряжению  $j_a \sim dD/dV_{ac}$ . Легко видеть, что при  $E = E_r$  эта производная не равна нулю и отрицательна, кроме того, зависимость  $D(U_{dc})$  (для  $E = E_r$ ) представляет собой кривую с максимумом (аналогично  $D(E)$  при заданном  $V_{dc}$ ). Поэтому ее производная по  $V_{dc}$  имеет вид кривой с близко расположенными максимумом и минимумом, положение которых определяется шириной квазиуровня, а величина в экстремуме — значением пропускания в максимуме. Таким образом, эти рассуждения позволяют понять поведение  $j_a(E)$ , основным фактором при этом служит зависимость пропускания от приложенного электрического поля. При  $V_{dc} = 0,46\text{ В}$  положительная полуволна практически подавлена, а амплитуда в отрицательной имеет максимум при частоте  $\sim 5\text{ ТГц}$ . Это приводит к появлению минимума в  $\sigma'$  на этой же частоте. Амплитуды отрицательной полуволны  $j_a(E)$  слабо изменяются с  $\nu$ , что и объясняет большую ширину этого минимума. Как следует из соотношения (1.43), дополнительным фактором, приводящим к падению  $|\sigma'|$  с частотой, является уменьшение вклада  $j_a(\epsilon)$  при больших энергиях за счет изменения величины  $q(E)$ , которая является убывающей функцией энергии.

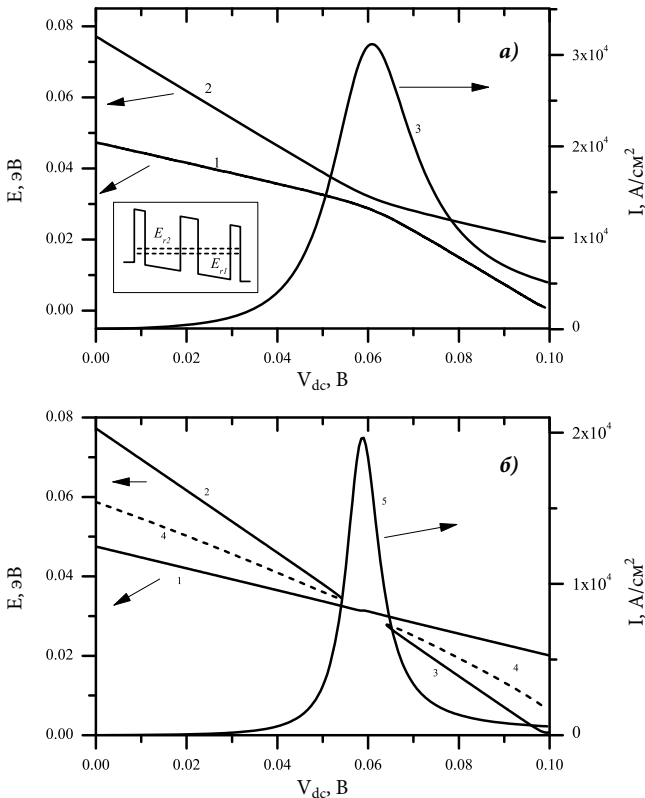


**Рис. 1.9.** Зависимости парциальных токов поляризации от энергии налетающего электрона  $j_p(E)$  для частот  $\nu$  (ТГц): 1 — 0,01; 2 — 2; 3 — 4; 4 — 6; 5 — 8; 6 — 10 и напряжений  $V_{dc}$  (В): а — 0; б — 0,38, в — 0,42; з — 0,46

Как отмечено в работах [12, 42], перспективными для создания генераторов терагерцового диапазона являются трехбарьерные структуры. Основной особенностью таких структур служит наличие двух близких по энергии резонансных состояний  $E_{r1,2}$ , что приводит к резонансному по частоте отклику. Расстоянием между этими резонансами можно управлять, изменяя ширину среднего барьера, т.е. конструкцию можно оптимизировать под конкретную частоту генерации. В таких системах максимум статической ВАХ наблюдается при напряжении, соответствующем резонансу уровней при условии, что уровень Ферми в контактах лежит выше по энергии. Мы будем конструировать структуру на частоту порядка 1 ТГц, эта частота соответствует энергии кванта 4,1 мэВ. Допустимые ширины ям фактически определяются величиной уровня Ферми: при нулевом напряжении положение резонансов не должно существенно превосходить  $E_F$ . При  $E_F = 50$  мэВ таким требованиям удовлетворяют ямы с ширинами порядка 100 А.

Предварительный выбор параметров трехбарьерной структуры основывался на анализе статических вольт-амперных характеристик. Оптимальной представляется структура 1 — **12/120/20/90/12** (жирный шрифт барьеры AlAs, обычный — ямы  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ ). В определенных пределах в таких системах управлять расстоянием между уровнями в резонансе можно, увеличивая ширину центрального барьера.

Наглядной иллюстрацией поведения резонансов могут служить диаграммы  $E_r(V_{dc})$ . Пример такой диаграммы для структуры 1 представлен на рис. 1.10, а. На вставке — схема структуры. Как следует из рисунка, резонанс квазиуровней достигается при  $U_{dc} \sim 0,060$  В, и по энергии попадает под уровень Ферми эмиттера, минимальное расстояние  $E_{r2} - E_{r1}$  составляет 3,7 мэВ. Величина  $\Gamma$  для каждого из квазиуровней  $\sim 0,7$  мэВ. С точки зрения протекания стационарного тока в этой области система ведет себя как обладающая одним квазиуровнем с большой шириной, как это иллюстрируется кривой 3 на рис. 1.10, а.



**Рис. 1.10.** Зависимости положения максимумов  $E_r$ , пропускания (1, 2 для (а) и 1–4 для (б)) от напряжения  $V_{dc}$  и статические ВАХ  $I(V_{dc})$  (3 для (а) и 5 для (б)) для структуры 1 (а) и 2 (б). Линия 4 на (б) соответствует минимуму пропускания

Величина  $E_{r2} - E_{r1}$  в основном определяется шириной среднего разделительного барьера и, казалось бы, увеличив ее, можно уменьшить  $E_{r2} - E_{r1}$ . Однако оказывается, что это не так. Как показано в работах [4, 43] для трехбарьерных структур возможно явление коллапса резонансов, рассмотренное в предыдущем разделе, когда при изменении какого-либо параметра два резонанса единичной прозрачности сливаются в один с прозрачностью меньше единицы. На рис. 1.10, б представлена диаграмма  $E_r(V_{dc})$  и ВАХ для структуры 2 — 12/120/30/90/12 с разделительным барьером в 30 А. Как видно из рисунка, имеется диапазон напряжений, когда имеется только один максимум пропускания. Исчезновение одного из максимумов происходит за счет его слияния с минимумом суммарного пропускания, т.е. на зависимости пропускания от энергии образуется точка перегиба. Величина  $\Gamma$  для каждого из резонансов при напряжениях, когда проявляются два максимума  $D(E)$  в структуре 2, порядка 0,5 мэВ, а расстояние между максимумами в точках коллапса  $\sim 2,5$  мэВ. Т.е. исчезновение одного из максимумов  $D$  происходит не просто в условиях, когда расстояние между резонансами сравнивается с шириной резонанса. Эта особенность делает невозможным достичь расстояния между квазиуровнями ниже некоторого предела. Ниже мы покажем, что с точки зрения отклика на переменное поле такая система обладает рядом особенностей.

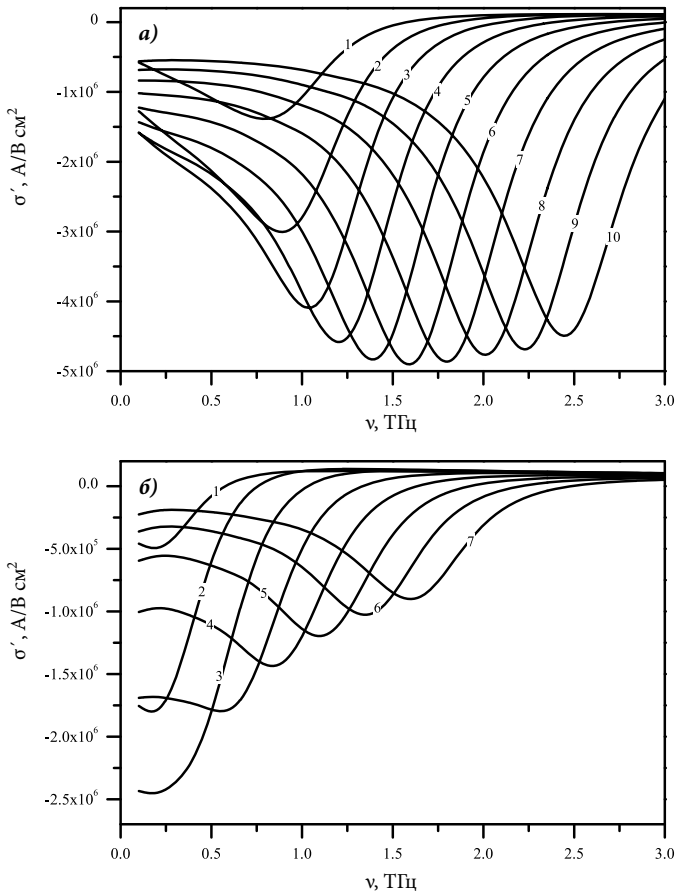
Вычисление действительной части высокочастотной проводимости  $\sigma'$  для рассматриваемых структур вполне аналогично произведенному выше для двухбарьерных структур. На рис. 1.11 представлены зависимости действительной части проводимости от частоты для структур 1 (а) и 2 (б). Все кривые соответствуют области отрицательного дифференциального сопротивления ВАХ. Отрицательные значения  $\sigma'$  соответствуют усилению (или генерации) приложенного сигнала.

Для структуры 1 зависимости положения уровней квазистационарных состояний от напряжения представлены на рис. 1.10. Такая структура во всем диапазоне  $V_{dc}$  относится к истинно «двухуровневым». Поведение  $\sigma'(v)$  для них имеют следующий характер. При низких частотах наблюдается сравнительно низкое значение  $\sigma'$  (по сравнению с рассмотренными выше двухбарьерными структурами), что обусловлено в основном большой суммарной шириной барьеров. Зависимость  $\sigma'$  от  $V_{dc}$  при этом соответствует  $dI/dV_{dc}$ . Затем наблюдается падение  $\sigma'(v)$  и достижение минимума. Значение частоты  $v$  в минимуме  $\sigma'(v)$  близко к величине  $E_{r2} - E_{r1}$ . Абсолютное значение  $\sigma'$  в минимуме в несколько раз больше низкочастотного предела и слабо изменяется с  $V_{dc}$ . Подавленность отклика при низких частотах является положительным моментом. Это позволяет отсечь паразитное низкочастотное возбуждение системы. Дополнительным преимуществом таких систем служит срав-



нительно малая ширина минимумов. Сдвиг положения минимума  $\sigma'$  по частоте при изменении  $V_{dc}$  может послужить основой для создания перестраиваемых по частоте генераторов терагерцового излучения.

Иной характер изменения  $\sigma'(v)$  имеет место для структуры 2. При напряжениях, соответствующих области «коллапса» резонансов, система ведет себя как одноямная (одноуровневая): величина  $|\sigma'|$  монотонно падает с частотой. При достижении  $V_{dc}$  критического значения вновь возникает два квазиуровня, и поведение  $\sigma'(v)$  становится таким же, как и для структуры 1. Меньшее значение  $|\sigma'|$  в минимуме по сравнению со структурой 1 является следствием меньшего значения тока в пике ВАХ из-за большей ширины среднего барьера. Таким образом, исследование



**Рис. 1.11.** Зависимости реальной части высокочастотной проводимости  $\sigma'$  от частоты  $\nu$  при различных значениях постоянного напряжениях  $V_{dc}$  (В): а — для структуры 1, кривые 1...10 от 0,062 до 0,078 с шагом 0,002; б — для структуры 2, 1 — 0,59; 2...7 от 0,060 до 0,074 с шагом 0,002

частотной зависимости отклика на высокочастотное переменное поле позволяет обнаружить новое физическое явление: коллапс резонансов в открытой системе. Аналогичные расчеты были выполнены для набора ширин ям и барьеров. Из результатов следует, что оптимальна для наблюдения генерации в терагерцовом диапазоне структура 1 с параметрами 12/120/20/90/12.

Представляется интересным сравнить результаты, полученные для трехбарьерных структур с результатами для двухбарьерных структур, являющихся частью трехбарьерных (12/100/12 и 12/90/12). Расчеты показывают, что отклик на частоте порядка 1 ТГц для трехбарьерной структуры оказывается вдвое выше, хотя значения токов в пике ВАХ почти на порядок ниже, чем для двухбарьерной структуры. Приведенные данные свидетельствуют в пользу трехбарьерных структур.

## 1.4. Резонансно-туннельные диоды и интегральные схемы на их основе

К числу достоинств РТД, определяющих интерес к их использованию при создании электронных приборов и монолитно-интегрированных схем (МИС), можно отнести:

- малое (пикосекундное) время переключения;
- малую потребляемую мощность;
- наличие внутренней нестабильности (связанной с отрицательным дифференциальным сопротивлением) и возможность спонтанной генерации электрических колебаний;
- существенную нелинейность вольт-амперной характеристики, определяющую более высокую функциональность РТД по сравнению с традиционными элементами (возможность реализации аналогичных функций меньшим количеством элементов);
- малые топологические размеры при больших плотностях токов.

Как отмечено во введении, основная тенденция связана не с разработкой и созданием собственно РТД-схем, а с объединением двухполюсных РТД с трехполюсными элементами — транзисторами типа НЕМТ [3, 44, 45], что обеспечивает устойчивость функционирования РТД. Такое сочетание вполне логично и позволяет при полной технологической совместимости либо повысить быстродействие схем, либо при прежней скорости понизить потребляемую мощность. Динамические свойства РТД определяются быстро протекающими процессами туннелирования, что определяет высокое собственное быстродействие РТД. Существенно, что высокая функциональность РТД, обеспечивающая возможность реализации логических функций меньшим количеством элементов, приводит к дополнительному эффективному увеличению быстродействия прибора и/или схемы в силу того, что уменьшает площадь

кристалла и, следовательно, уменьшает нагрузочную емкость и длину межсоединений. Основные работы по созданию МИС на базе РТД выполняются на материалах группы  $A^3B^5$ : GaAs, InP, AlAs, InAs. Однако приборы на основе РТД изготавливают не только в монолитном, но и в гибридном исполнении. Например, РТД формируются на подложке фосфида индия, затем, используя жертвенный слой и технологию бондинга, они устанавливаются на кристаллы кремния, реализуя таким образом интеграцию с кремниевой КМОП-технологией [46].

Работы по созданию МИС с РТД ведутся по многим направлениям, таким как материаловедение, технология роста гетероструктур, технология изготовления МИС, включающая интеграцию РТД и быстродействующих транзисторов, развитие схемотехники МИС, обеспечивающей наиболее полную реализацию высокой функциональности РТД, включающей разработку быстродействующих компараторов, схем для многоуровневой логики, элементов запоминающих устройств, генераторов и др. В настоящем разделе мы остановимся на двух примерах, иллюстрирующих основные принципы и подходы к созданию цифровых и аналоговых приборов. В качестве примера цифрового применения будет рассмотрена двухуровневая логическая ячейка MOBILE и схемы на ее основе, а в качестве примера аналогового применения — генератор терагерцового диапазона частот.

Простейшим примером использования РТД в логических схемах служит инвертор на основе НЕМТ с РТД нагрузкой [47]. Данный прибор изготавливается на гетероструктуре, в которой формируются РТД, например, на основе двухбарьерного туннельного перехода AlAs/InGaAs/InAs и НЕМТ транзистора на структуре InAlAs/InGaAs. НЕМТ обладает граничной частотой около 170 ГГц при пороговом напряже-

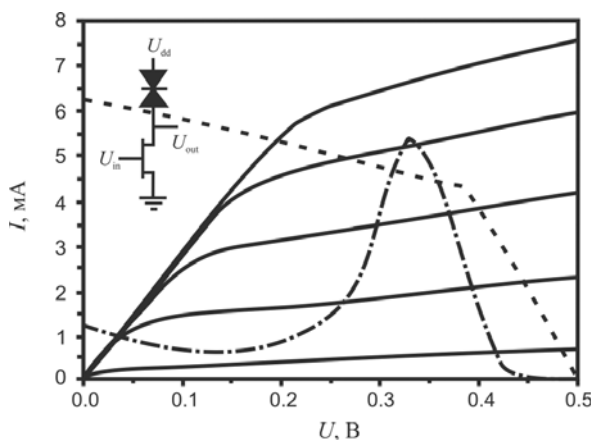


Рис. 1.12. ВАХ транзистора и две нагрузочные кривые, соответствующие РТД и транзистору

нии  $-0,6$  В, и крутизной свыше  $1$  См/мм, а РТД при напряжении пикового тока  $\sim 0,2 \dots 0,25$  В и плотностью тока не менее  $6 \cdot 10^5$  А/см<sup>2</sup>. При разработке таких приборов следует учитывать то обстоятельство, что рабочие частоты таких приборов находятся в диапазоне нескольких десятков гигагерц, что означает повышенные требования к шинам, а точнее к микрополоскам разводки. Вследствие этого металл разводки должен лежать на диэлектрике с малой электрической проницаемостью, что минимизирует межполосковые связи и потери при передаче сигналов. ВАХ НЕМТ и нагрузочная кривая, образованная РТД, приведены на рис. 1.12, где на вставке изображена электрическая схема инвертора.

Из рисунка видно, что потребление мощности в точке В в шесть раз меньше, чем в точке С и измеренная статическая потребляемая мощность равна  $13$  мкВт. С точки зрения динамики переключения следует иметь ввиду, что на участке П-В туннельный диод ведет себя как активный прибор, самостоятельно переключаясь за время, характерное для туннельных переходов. Для определения динамических свойств данного инвертора лучше всего подходит метод кольцевого генератора (КГ), по этой причине был изготовлен КГ из трех каскадов данного инвертора. При проведении измерений было обнаружено, что форма колебаний отличается от синусоидальной, так как присутствует вторая гармоника. Период колебаний составил  $\sim 54$  пс, следовательно задержка на один каскад равна  $54/6 = 9$  пс.

Параметры инвертора можно улучшить, если заменить активный НЕМТ-транзистор на РТД. Два последовательно соединенных РТД называются парой Гото. Многие современные варианты цифровых схем на базе РТД используют в качестве базовых элементов ячейки MOBILE (аббревиатура от слов Monostable-to-Bistable transition Logic Element). MOBILE — это целая разновидность элементов, общей чертой которых служит наличие пары

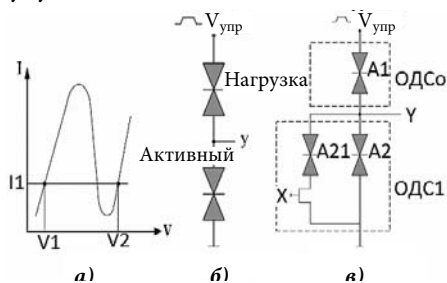


Рис. 1.13. ВАХ типичного РТД (а), простейшая схема MOBILE (б), пример усложнения элемента MOBILE (в)

Гото и один, два или несколько управляющих транзисторов. В зависимости от назначения в ячейках MOBILE могут использоваться и НЕМТ [48-50], и НВТ [51], а базовый элемент может надстраиваться как последовательными блоками, так и параллельными. Простейший элемент MOBILE — пара Гото, в которой один РТД выполняет функции нагрузки, а второй — активного элемента, изображен на рис. 1.13, б [52].

Для каждого значения тока имеется два определенных стабильных значения напряжения, для II это  $V_1$  и  $V_2$ . Состояние РТД при напряже-

нии  $V1$  считается низкоомным или «открытым» состоянием, а состояние  $V2$  можно считать высокоомным или «закрытым». Переключение таких схем обеспечивается благодаря разности пиковых токов РТД, что при подаче напряжения смещения приводит к «выключению» РТД с малым током, а РТД с большим током остается в «открытом» состоянии. Регулируя различным способом состояние и соответственно пиковый ток активного РТД, можно получать на выходе пары Гото либо стабильный низкий уровень, либо стабильный высокий уровень.

Ядром схемы инвертора, представленного на рис. 1.13, в служит элемент MOBILE. Инвертор работает следующим образом. При подаче «1» на вход  $X$ , транзистор открывается и к площади РТД основного (ядро) MOBILE  $A2$  прибавляется площадь РТД  $A21$ , что переводит нагрузочный РТД  $A1$  в «закрытое» состояние — высокоомное, т.е. на вторую восходящую ветвь ВАХ и выходное напряжение становится низким. При подаче «0», т.е. закрывании транзистора, эффективной площадью активного РТД становится только площадь  $A2$ , которая меньше площади РТД нагрузки  $A1$ , и теперь  $A1$  переключается в «закрытое» состояние и выходное напряжение становится высоким. Таким образом, при подаче «1» на выходе имеем «0», а при подаче «0» на выходе получаем «1». Развивая данную идеологию построения схем на MOBILE, были созданы многовходовые логические элементы, например трехвходовой элемент «Исключающее ИЛИ» и трехвходовой логический элемент «Исключающее НЕ-ИЛИ». Более того, поскольку суть работы таких элементов заключается в управляемом изменении эффективной площади (или тока) активного или нагрузочного РТД, были созданы многопороговые элементы, в которых входной сигнал наделяется как бы «весом» и совпадение нескольких сигналов дает общий «вес», тот, который необходим для соответствующего переключения, причем разработчики пошли на применение не двух, а трех последовательно соединенных РТД.

На рис. 1.14 показана базовая схема MOBILE типа двухвходового порогового вентиля для выполнения пороговых логических функций. Параметры  $A$  и  $A_u$  вводятся для определения быстродействия, потребляемой мощности и помехоустойчивости. Параметр  $w_k$  определяет «вес» первого входа, который положительный, а  $w_1$  определяет «вес» для второго входа, который отрицательный. Вентиль определяется как элемент с  $n$  двоичными переменными входами  $X_i$  и одним бинарным выходом  $Y$ . Кроме того, есть множество  $n$  действитель-

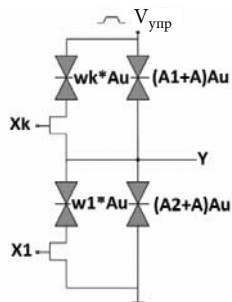


Рис. 1.14. Базовая схема MOBILE типа двухвходового порогового вентиля для выполнения пороговых логических функций

ных чисел, соответствующих «n» входам и называемых «весовыми» или «весами». В этом случае соотношение вход-выход описывается формулой:

$$y = \begin{cases} 1 & \text{if } \sum_{i=1}^n w_i x_i \geq T \\ 0 & \text{if } \sum_{i=1}^n w_i x_i < T \end{cases}.$$

В этом соотношении операции сложения или умножения — скорее обычные математические операции, чем логические, а множество «весов» и порог  $T$  более кратко обозначаются вектором  $[w_1, w_2, \dots, w_n; T]$ . На основе данного подхода к синтезу логических схем на MOBILE разработано и создано семейство многовходовых логических элементов [53]. В качестве примера на рис. 1.15 приведем элемент XOR — «Исключающее ИЛИ».

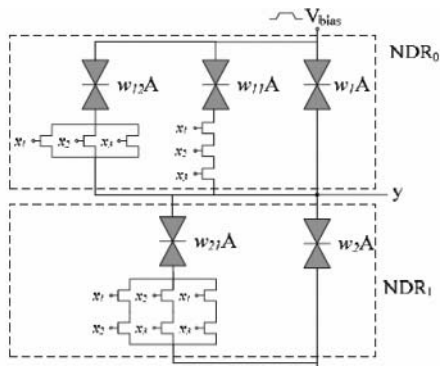


Рис. 1.15. Схема вентиля «Исключающее ИЛИ» на базе схемотехники пороговых вентиляей с весовыми коэффициентами

Входящие в схему нагрузочные и активные РТД имеют размеры в соответствии с величинами коэффициентов «веса»:  $A = 0,1 \text{ мкм}^2$ ,  $w_1 = 10$ ,  $w_{11} = 4$ ,  $w_{12} = 2$ ,  $w_{21} = 2$ ,  $V_{\text{bias}} = 0,8 \text{ В}$ .

Трехвходовой элемент «Исключающее ИЛИ» имеет положительную часть  $\text{NDR}_0$ , заданную функцией  $(4(x_1 \wedge x_2 \wedge x_3) + 2(x_1 + x_2 + x_3))$ , и  $\text{NDR}_1$ , включающую отрицательную часть,  $-(2(x_1 \wedge x_2) + (x_1 \wedge x_3) + (x_2 \wedge x_3))$ . Коэффициент  $w_2$  служит для регулировки пороговой величины. Логическая функция, описывающая работу схемы XNOR, имеет следующий вид:

$$x_1 \otimes x_2 \otimes x_3 = (\bar{x}_1 \wedge \bar{x}_2 \wedge \bar{x}_3) \vee (\bar{x}_1 \wedge x_2 \wedge x_3) \vee (x_1 \wedge \bar{x}_2 \wedge x_3) \vee (x_1 \wedge x_2 \wedge \bar{x}_3).$$

Таким образом, синтез любой логической функции на базе MOBILE осуществляется на основе логических формул булевой алгебры. На базе

вентилей MOBILE разработан полный сумматор (что доказывает универсальность данного базового элемента и его потенциальную многофункциональность) со схемой формирования переноса. Это важный элемент для цифровой схемотехники, от которого также требуется высокое быстродействие, малое потребление мощности и надежность суммирования.

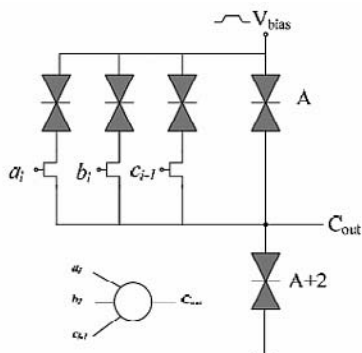


Рис. 1.16. Схема формирователя переноса на одной из модификаций элемента MOBILE

Схема формирователя переноса приведена на рис. 1.16. Данная схема полного сумматора позволяет в матрице умножителей исключить полусумматоры, т.е. сумматор без формирования сигнала переноса и благодаря совмещению схемы формирования частичной суммы и сигнала переноса в следующий каскад сумматора в одном каскаде значительно сокращает так называемый «критический путь», т.е. суммарную задержку формирования результата сложения или умножения.

Схемы MOBILE находят применение для высокоскоростных цифровых схем с малым потреблением мощности, в системах высокоскоростной оптической связи со скоростью до 80 Гб/с [54, 55]. Еще одним перспективным направлением применения схем MOBILE служит построение высокоскоростных цифровых и аналоговых ОДС-ИС на основе технологии РТД/НВТ [56]. Применение данных ИС позволяет получать отличные результаты при передаче данных, что подтверждается характером глазковых диаграмм при скорости передачи 34 Гб/с.

В настоящее время интенсивно исследуется возможность создания схем, объединяющих РТД на фосфиде индия и КМОП ИС на кремнии. Пример подобной схемы и сечение транзисторной структуры показаны на рис. 1.17.

В настоящем разделе мы рассмотрели одну из важнейших областей применения РТД, управляемых транзисторами, в цифровой схемотехнике — формирование на их основе полного набора логических булевых функций в самых разнообразных схемных решениях. Следует отметить, что для данной элементной базы решена также задача согласо-

вания логических уровней и согласование цифровых форматов передачи данных от RZ к NRZ и обратно [57]. Быстродействие таких схем повышается на порядок, поскольку нагрузка в режиме переключения становится активной и изменяет свое состояние со скоростью переключения РТД. Значительное уменьшение потребляемой мощности также представляет собой следствие нелинейности ВАХ РТД.

Рассмотрим основные особенности создания генераторов на базе РТД. Как известно, генераторы электрических колебаний можно разделить на два основных типа — генераторы с положительной обратной связью и генераторы с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Генераторы на базе РТД относятся ко второму типу. Исключительно высокое быстродействие РТД, характеризуемое временем переключения до 1 пс, открывает перспективу создания генераторов терагерцового диапазона частот. Как показано в предыдущем разделе, методы зонной инженерии и инженерии волновых функций позволяют конструировать трехбарьерные гетероструктуры, в которых частотой генерации можно управлять, изменяя геометрические параметры гетероструктуры.

Терагерцовый диапазон частот занимает промежуточное положение миллиметровым (радиоволны) и оптическим диапазонами. Таким образом, генераторы терагерцового диапазона занимают промежуточное положение между электронными и оптическими приборами. Именно это обстоятельство делает их незаменимыми для ряда задач спектроскопии и локации. Очень перспективны применения терагерцовых источников сигнала в сверхскоростных системах телекоммуникации.

Работы, проведенные многими исследователями и разработчиками генераторов, показали, что на базе РТД действительно могут быть созданы компактные генераторы когерентных колебаний терагерцового диапазона частот, работающие при комнатной температуре [35, 36, 40, 50, 58]. В работе [58] детально проанализированы особенности терагерцового генератора на основе РТД с интегрированной антенной. Основная частота генерации составила 0,65 ТГц, а гармонические осцилляции достигли

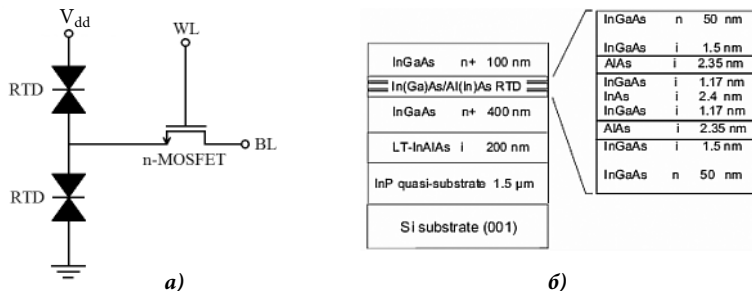


Рис. 1.17. Эквивалентная электрическая схема (а) и сечение приборной структуры (б) МИС, объединяющей РТД на фосфиде индия и КМОП ИС на кремнии



1,02 ТГц. В работе был проведен анализ результатов, выявлены причины ограничений и выяснено, что основная частота может достигать 2,3 ТГц, а на частоте 1 ТГц выходная мощность может достигать величины 60 мкВт при улучшении структуры РТД и конструкции антенны. На рис. 1.18 показана основная часть конструкции генератора, объединенного с планарной антенной щелевого типа, которую одновременно можно рассматривать как щелевой резонатор. При  $-G_d > G_L$  удовлетворяется условие генерации, а частота генерации определяется параметрами контура  $L/C$ . Величина индуктивности  $L$  определяется антенной, а емкость — совместно РТД и антенной.

Более подробно конструкция всей системы генератора приведена на рис. 1.19, где во вставках приведены и физическая структура РТД, и микрофотография участка включения РТД в антенну. Частота колебаний определяется длиной щели, которая варьировалась в пределах 10...50 мкм, а шунтирующее сопротивление ( $B_i$ ) включено для гашения паразитных колебаний на частотах 2...3 ТГц. РТД формировался на основе гетероструктуры GaInAs/AlAs и размеры РТД были  $2 \times 2$  мкм<sup>2</sup> или  $1 \times 2$  мкм<sup>2</sup>. Плотность тока находилась в пределах 300...400 кА/см<sup>2</sup>. Измерения проводились двумя способами. Для детектирования частоты, т.е. регистрации излучения, применялся болометр на основе компо-



Рис. 1.18. Упрощенная конструкция генератора (а), ВАХ и соответствующая зонная диаграмма (б) и его эквивалентная электрическая схема с отрицательной проводимостью, параллельным контуром и проводимостью антенны (в)

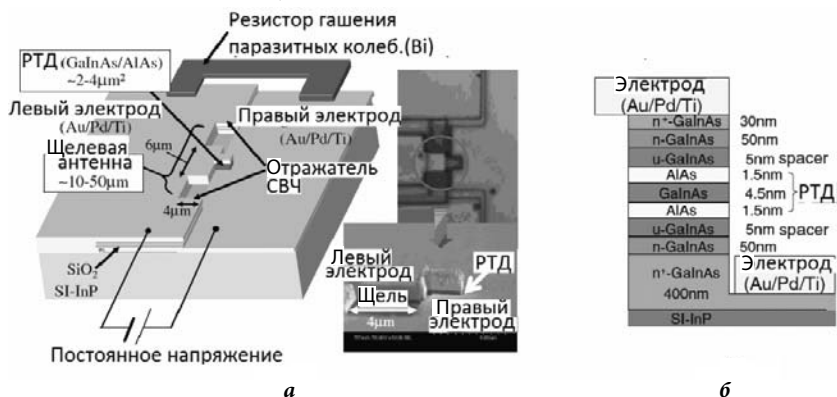


Рис. 1.19. Объемное изображение генератора: подложки, щелевой структуры и местоположения кристалла РТД

зитов кремния, охлажденный до температуры жидкого гелия, а частота определялась при помощи ИК Фурье спектрометра. Выходная мощность регистрировалась благодаря применению полусферических диэлектрических кремниевых линз снизу конструкции генератора, поскольку основная часть излучения уходит в направлении подложки из-за ее высокой диэлектрической проницаемости. Для повышения чувствительности регистрирующей системы применялся метод синхронного детектирования при импульсном питании с частотой 300 Гц и длительностью импульсов 300 мкс. Изменения длительности импульса не приводит к изменению результатов измерения частоты генерации. РТД, на основе которого была получена генерация в терагерцовом диапазоне, имеет ВАХ, показанную на рис. 1.12.

Основным результатом работы по созданию генератора на РТД можно считать измеренные спектры излучения, которые зависят также и от характеристик щелевой антенны. Мощность излучения на основной частоте составила 23 мкВт и 0,6 мкВт на третьей гармонике. С уменьшением размера щели увеличивается частота, одновременно падает мощность, поскольку увеличивается импеданс антенны и возрастает рассогласование между антенной и РТД. Один из способов повысить мощность излучения — это подавить краевое излучение созданием на краях отражателей. Другим способом улучшения мощностных характеристик генератора является изменение параметров в исходной гетероструктуре РТД. Анализ результатов показал, что на величину выходной мощности оказывает влияние величина спейсера в области коллектора РТД.

Перспективный класс приборов — генераторы терагерцового диапазона с перестройкой частоты. В работе [59] показано, что на частоте ~450 ГГц перестройка частоты составила ~18%. На рис. 1.20 показаны зависимости частоты и мощности от напряжения смещения в режиме генератора, управляемого напряжением (ГУН). Изменение частоты связывается с изменением емкости РТД. Изменение величины емкости объясняют фактом накопления заряда в РТД с несимметричными барьерами.

Работы по созданию цифровых и аналоговых устройств на базе РТД ведутся в течение ряда лет на кафедре квантовой физики и наноэлектроники МИЭТ совместно с ФИАН им. П.Н.Лебедева. Одними из последних разработок в этом направлении служат микросхема СВЧ устройства выборки и хранения (УВХ), а также микросхема детектора фазоманипулированных сигналов (ФМС).

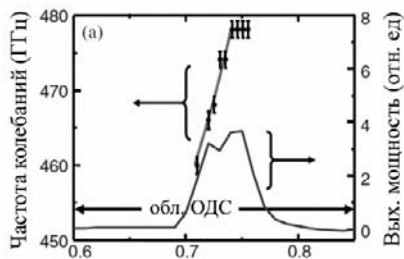


Рис. 1.20. Зависимости частоты и мощности от напряжения смещения в режиме ГУН

В схеме детектора ФМС применяются два РТД в фазочувствительном режиме и один РТД в триггерном режиме. Первые два обеспечивают формирование управляющих импульсов, возникающих при фазовом совпадении ФМС и опорного сигнала, а третий, управляемый этими импульсами, формирует цифровую последовательность, т.е. происходит восстановление исходной цифровой последовательности. Применение РТД в качестве активных, относительно фазы, элементов позволило обрабатывать ФМС с частотой до 6 ГГц при частоте цифровой последовательности 500 МГц. В схеме используется свойство ФМС изменять фазу на 180 градусов при изменении числа от 0 на 1 (и наоборот) и особый режим работы РТД — фазочувствительные свойства РТД — с тремя выводами: два входа и выход (не считая вывода питания).

Устройство выборки-хранения (УВХ) — функциональный элемент, позволяющий производить дискретизацию аналоговых сигналов, необходимую при аналогово-цифровом преобразовании. В своем составе УВХ содержит два основных блока: формирователь строб-импульсов и ключ с накопительным конденсатором. При проектировании микросхемы УВХ гигагерцового диапазона было предложено использовать РТД в схеме формирователя вместо транзисторов или туннельных диодов. Основным преимуществом РТД служит высокая плотность тока в максимуме ВАХ ( $\sim 10^5$  А/см<sup>2</sup> по сравнению с  $10^3$  А/см<sup>2</sup> для туннельного диода).

Изготовленное УВХ с РТД представляет собой двухканальную микросхему, показанную на рис. 1.21. В каждом канале имеется РТД с нагрузочным сопротивлением, с которого снимается обостренный

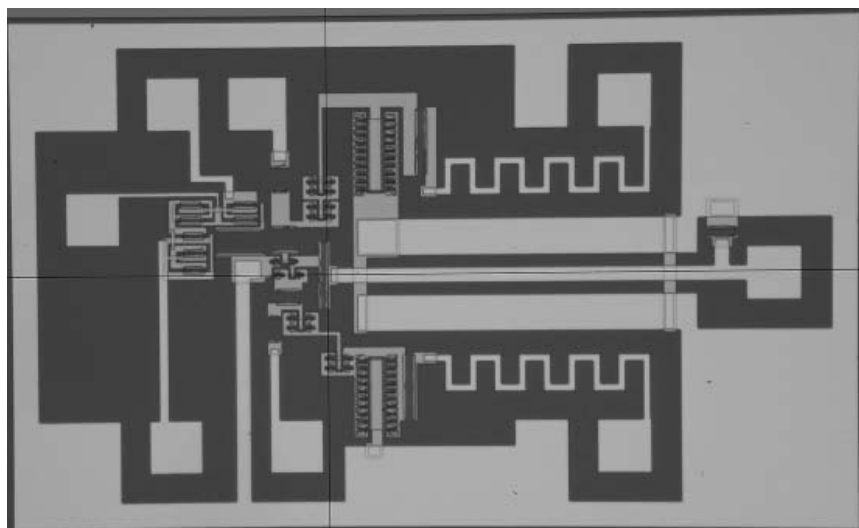


Рис. 1.21. Микросхема устройства выборки-хранения сигнала

импульс, схемы диодных ограничителей последовательного типа для ограничения импульсов «снизу», диодно-резистивные схемы формирования постоянных уровней противоположных полярностей для обеспечения соответствующего режима работы смесительного (стрибируемого) моста, накопительный конденсатор и выходной буферный каскад типа «истоковый повторитель». При работе УВХ два внешних импульса, положительной и отрицательной полярности, подаются на входы двух каналов: положительный импульс на анод РТД в «положительном канале», а отрицательный — на катод РТД в «отрицательном» канале. На РТД формируются импульсы с крутыми фронтами с длительностью не более 70 пс, которые, после прохождения диодных и резистивных цепей, поступают на строб-диагональ диодного моста. Таким образом, ключи управляются на открывание и закрывание импульсами с обостренными фронтами, длительностью 60...70 пс, что является основным фактором расширения частотного диапазона разработанного УВХ. При расчетах была достигнута дискретизация входного сигнала с частотой 14 ГГц, при которой коэффициент передачи уменьшался до величины примерно 0,2. В ждущем режиме диодный мост находится в закрытом состоянии: отрицательным потенциалом  $-0,2$  В в положительном канале УВХ и положительным потенциалом  $+0,2$  В в отрицательном канале. Данные потенциалы формируются встроенными резистивными делителями. Формирование такого смещения — основное условие работы стробоскопического моста: быть закрытым в ждущем режиме и открытым в режиме выборки при поступлении строб-импульсов.

В настоящей главе представлены результаты исследований фундаментальных физических процессов в резонансно-туннельных гетероструктурах и РТД на их основе, а также приборные применения РТД в сверхбыстродействующей электронике.

Представленные в главе результаты исследования нового физического явления — коллапса резонансов — показывают, что некоторые особенности открытых квантовых систем, а именно: подавление туннелирования и нарушение симметрии распределения электронной плотности, которые обычно связывают со сложным многочастичным характером диссипативного взаимодействия открытых квантовых систем с окружением [60, 61], могут проявлять себя уже в рамках одночастичного описания в относительно простых квантовых системах, таких как резонансно-туннельные структуры, роль окружения в которых играет континуум электронных состояний. Рассмотренный нами коллапс резонансов допускает аналогию с квантовым фазовым переходом в модели Калдейра-Легетта [60, 61]. В этой модели, описывающей пространственно-ограниченную квантовую систему с диссипацией, было показано, что диссипация может подавлять туннелирование и

приводить к нарушению симметрии распределения электронной плотности в геометрически симметричной системе двух туннельно-связанных квантовых ям, ограниченных непроницаемыми барьерами [62]. В многочастичной задаче о квантовой системе с диссипацией [63] нарушение симметрии распределения электронной плотности может быть объяснено, как разрушение туннелирования, связанное со сбоем фазы волновой функции из-за взаимодействия с окружением. Однако механизм этого явления может быть также связан с уширением уровней электронных состояний вследствие диссипации и их слиянием при условии, что величина уширения превышает начальное расстояние между уровнями в отсутствие диссипации [4, 63]. В симметричной системе каждый из уровней обладает определенной четностью. Поэтому слияние соседних симметричного и антисимметричного состояний с неизбежностью приводит к нарушению симметрии распределения электронной плотности. При такой трактовке определяющим фактором данного механизма «квантового фазового перехода» служит именно уширение уровней энергии. Но уширение уровней не обязательно обусловлено диссипацией. Уширенные уровни в квантовой механике связаны с квазистационарными состояниями, в которых частица имеет возможность туннелировать в континуум. По-видимому, в квантовой системе с диссипацией существуют оба эффекта: уширение уровня и сбой фазы. Подобная ситуация имеет место в спиновых системах, взаимодействующих с окружением, релаксация которых характеризуется двумя временами: продольной и поперечной релаксации. Относительный вклад каждого из этих механизмов в возникновение асимметрии распределения волновой функции требует дополнительного исследования.

На эксперименте нарушение симметрии в геометрически симметричной системе проявляет себя как слияние двух резонансов единичной прозрачности в один с прозрачностью меньшей единицы (это необычно, поскольку ранее считалось, что прозрачность симметричной системы в резонансе должна быть равна единице). Однако на эксперименте обычно измеряется не прозрачность при заданной энергии, а ток, определяемый взвешенным интегралом от прозрачности по заполненным состояниям. В результате интегрирования особенности прозрачности замыкаются и наблюдение коллапса резонансов в статических экспериментах представляется затруднительным. Поэтому особую важность имеют описанные выше результаты анализа динамических свойств резонансно-туннельных гетероструктур, которые показывают, что коллапс резонансов будет проявлять себя в особенностях частотной зависимости активной составляющей отклика гетероструктуры на переменное поле.

Рассмотренные нами примеры применения РТД в МИС, разумеется, не охватывают всю полноту и разнообразие использования особых свойств РТД в решении разнообразных схмотехнических задач. Однако совершенно очевидно, что это новое перспективное направление в развитии современной элементной базы микроэлектроники. По своим функциональным возможностям именно применение РТД в МИС позволит решить вопросы повышения частоты вплоть до терагерцового диапазона и уменьшения потребляемой мощности.

## Литература

1. *Frensley W.R.* Boundary conditions for open quantum systems driven far from equilibrium. – *Rev. Mod. Phys.*, 1990, **62**, 745-791.
2. *Sun J.P., Haddad G.I., Mazumdar P., Schulman J.N.* Resonant tunneling diodes: models and properties. – *Proc. IEEE*, 1998, **86**, 641.
3. *Mazumdar P., Kulkarni S., Bhattacharaya M., Sun J.P., Haddad G.I.* Digital applications of resonant tunneling devices. – *Proc. IEEE*, 1998, **86**, 664.
4. *Горбацевич А.А., Журавлев М.Н., Канаев В.В.* Коллапс резонансов в полупроводниковых гетероструктурах как переход с нарушением симметрии в открытой квантовой системе. – *ЖЭТФ*, 2008, т. 134, в. 2, с. 338-353.
5. *Tsu R., Esaki L.* Tunneling in finite superlattice. – *Appl. Phys. Lett.*, 1973, **22**, 562.
6. *Ricco B., Azbel M.Ya.* Physics of resonant tunneling. The one dimensional double barrier case. – *Phys. Rev. B*, 1984, **29**, 1970.
7. *Chang L.L., Meuder E.E., Tejedor C.* в сб. докладов Proc. NATO Adv. Res. Worksgroup, 1990, Springer, New-York, 1991.
8. *Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А.* Основы наноэлектроники. – Новосибирск, Изд-во НГТУ, 2004.
9. *Capasso F., Mohamed K., Cho A.* Resonant tunneling through double barriers, perpendicular transport in superlattices and their device applications. – *IEEE J. Quantum Electron.*, 1986, **22**, 1853.
10. *Кейн Е.О.* Туннельные явления в твердых телах, М.: Мир, 1973.
11. *Tokatly V., Tsbizov A.G. and Gorbatshevich A.A.* Interface electronic states and boundary conditions for envelop functions. – *Phys. Rev. B*, 2002, **65**, 165328.
12. *Елесин В.Ф.* К теории когерентной генерации резонансно-туннельного диода. – *ЖЭТФ*, 1999, **116**, 704.
13. *Feiginov M.* Effect of the Coulomb interaction on the response time and impedance of the resonant-tunneling diodes. – *Appl. Phys. Lett.*, 2000, **76**, 2904.

14. *Luryi S.* Frequency limit of double-barrier resonant-tunneling oscillators. – *Appl. Phys. Lett.*, 1985, **47**, 490.
15. *Шифф Л.И.* Квантовая механика, М.: ИнЛит, 1959.
16. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика (нерелятивистская теория). – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002.
17. *Захаров В.Е., Манаков С.В., Новиков С.П., Путаевский Л.П.* Теория солитонов: метод обратной задачи. – М.: Наука, 1980.
18. *Фадеев Л.Д.* Обратная задача квантовой теории рассеяния. – УМН, 1959, **14**, 57.
19. *де Альфаро В., Редже Т.* Потенциальное рассеяние. – М.: Мир, 1966.
20. *Ньютон Р.* Теория рассеяния волн и частиц. – М.: Мир, 1969.
21. *Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М.* Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. – М.: Наука, 1971.
22. *Дж. Тейлор,* Квантовая теория нерелятивистских столкновений. – М.: Мир, 1975.
23. *Wigner E. and Breit G.* The  $\beta$ -Ray Spectrum of  $Li^8$ . – *Phys. Rev.*, 1936, **50**, 1191.
24. *Nussenzveig H.M.* The pole of the S-matrix of a rectangular potential well or barrier. – *Nucl. Phys.*, 1959, **11**, 499.
25. *Bahder T.B., Morrison C.A., Bruno J.D.* Resonant level lifetime in GaAs/AlGaAs double-barrier structures. – *Appl. Phys. Lett.*, 1987, **51**, 14.
26. *Price P.J.* Theory of resonant tunneling in heterostructures. – *Phys. Rev. B*, 1988, **38**, 1994.
27. *Флюгге З.* Задачи по квантовой механике. – М.: Мир, 1974.
28. *Абрамовиц М. и Стиган И.* Справочник по специальным функциям с формулами графиками и таблицами. – М.: Наука, 1979.
29. *Kuchar F., Heinrich H., Bauer G.* Localization and Confinement of Electrons in Semiconductors. – Springer-Verlag, Berlin, 1990.
30. *Ахманов С.А., Никитин С.Ю.* Физическая оптика. – М.: Изд-во МГУ, 1998.
31. *van Haeringen W., Lenstra D.* Analog in Optics and Micro Electronics. – Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1990.
32. *Combescot R.* A direct calculation of the tunnelling current. III. Effect of localized impurity states in the barrier. – *J. Phys.*, 1971, C **4**, 2611.
33. *Price P.* Transmission and reflection peaks in ballistic transport. – *Appl. Phys. Lett.*, 1993, **62**, 289.
34. *Brown E.R., Söderström J.R., Parker C.D., Mahoney L.J., Molvar K.M., and McGill T.C.* Oscillations up to 712 GHz in InAs/AlSb resonant-tunneling diodes. – *Appl. Phys. Lett.*, 1991, **58**, 2291.
35. *Orihashi N., Suzuki S., Asada M.* One THz harmonic oscillation of resonant tunneling diodes. – *Appl. Phys. Lett.*, 2005, **87**, 233501.

36. *Feiginov M., Sydlo C., Cojocari O., Meissner P.* Resonant-tunnelling-diode oscillators operating at frequencies above 1,1 THz. – *Appl. Phys. Lett.*, 2011, **99**, 233506.
37. *Mains R.K., Haddad G.I.* Improved boundary conditions for time-dependent Schroedenger equation. – *J. Appl. Phys.*, 1990, v. 67, №1, p. 591-593.
38. *Hellums J.R., Frensley W.R.* Non-Markovian open-system boundary conditions for the time-dependent Srodinger equation. – *Physical Review B*, 1994, v. 49, №4, p. 2904-2906.
39. *Тихонов А.Н., Самарский А.А.* Уравнения математической физики. – М. Наука, 1972.
40. *Suzuki S., Teranishi A., Hinata K., Asada M., Sugiyama H., Yokoyama H.* Fundamental Oscillation of up to 831 GHz in GaInAs/Alas Resonant Tunneling Diode. – *Applied Physics Express*, 2009, v. 2, p. 054501(3).
41. *Suzuki S., Asada M., Teranishi A., Sugiyama H., Yokoyama H.* Fundamental Oscillation of resonant tunneling diode above 1THz at room temperature. – *Applied Physics Letters*, 2009, v. 97, №24, p. 242102(3).
42. *Савинов С.А., Мурзин В.Н.* Эффект энергетической фильтрации и возможности генерации терагерцового излучения в резонансно-туннельных структурах с несколькими квантовыми ямами. – *Письма в ЖЭТФ*, 2011, т. 93, в. 3, с. 171-176.
43. *Горбацевич А.А., Журавлев М.Н., Канаев В.В.* Квазибезотражательные потенциалы в полупроводниковых наногетероструктурах. – *Известия вузов. Электроника*, 2008, №2, с. 3-13.
44. *Chen K.J., Maezawa K., and Yamamoto M.* Novel current-voltage characteristics in an InP-based resonant-tunneling high electron mobility transistor. – *Appl. Phys. Lett.*, 11 December 1995, 67 (24).
45. *Matsuzaki H., Osaka J., Itoh T. et al.* Monolithic integration of resonant tunneling diodes, Schottky barrier diodes and 0,1- $\mu\text{m}$ -gate high electron mobility transistors for highspeed ICs[J]. – *Japanese Journal of Applied Physics*, 2001, 40(4A), 2186-2190.
46. *Bergman J.I., Chang J., Joo Y., Matinpour B., Laskar J., Jokerst N.M., Brooke M.A., Brar B., and Beam E.* III RTD/CMOS Nanoelectronic Circuits:Thin-Film InP-Based Resonant Tunneling Diodes Integrated with CMOS Circuits. – *IEEE Electron Device Letters*, March 1999, v. 20, №3.
47. *Hyungtae Kim, Seongjin Yeon, Sangsub Song, Sangho Park and Kwangseok Seo* ,High-Speed Digital Circuits Using InP-based Resonant Tunneling Diode and High Electron Mobility Transistor Heterostructure (Brief Communication). – *Japanese Journal of Applied Physics*, 2006, v. 45, №4B, p. 3384-3386.





48. *Maezawa K. and Mizutani T.* A new resonant tunneling logicgate employing monostable–bistable transition. – Jpn. J. Appl.Phys., Jan. 1993, v. 32, nos. 1A/B, p. L42-L44.
49. *Quintana J.M., Avedillo M.J., Nunez J. et al.* Operation limits for RTD-based MOBILE circuits [J]. – IEEE Transactions on Circuits and Systems I, 2009, 56(2), p. 350-363.
50. *QI Haitao, Weilian ,I Yali, Zhang Xiongwen, LI Xiaobai,* InP-Based RTD/ HEMT Monolithic Integration. – Transactions of Tianjin University, 2010, v. 16, №4, p. 267-269.
51. *Chen K., Akeyoshi T., and Maezawa K.* Monostable–bistable transition logic elements (MOBILE’s) based on monolithic integration of resonant tunneling diodes and FET’s. – Jpn. J.Appl. Phys., Part 1, Feb. 1995, v. 34, №2B, p. 1199-1203.
52. *Mirhoseini S.M., Sharifi M.J., and Bahrepour D.* New Three-Input XOR and XNOR Gates Based on MOBILE and Application to a Full Adder. – International Journal of Recent Trends in Engineering, November 2009, v. 2, №5, p. 234-238.
53. *Pacha C., Auer U., Burwick C. et al.* Threshold logic circuit design of parallel adders using resonant tunneling devices[J]. – IEEE Transactions on VLSI Systems, 2000, 8(5) p. 558-572.
54. *Cheol Ho Kim, Yongsik Jeong, Taeho Kim, Sunkyu Choi and Kyoungsoon Yang,* High-Speed Digital/Analog NDR ICs Based on InP RTD/HBT Technology. – Journal of semiconductor technology and science, September 2006, v. 6, №3, p. 154-160.
55. *Slight T.J., Ironside C.N.* Integration of a Resonant Tunneling Diode and an Optical Communications Laser. – IEEE, Photonics technology letters, July 15 2006, v. 18, №14, p. 1518-1520.
56. *Kim T, Jeong Y, Yang K.* Low-power static frequency divider using an InP-based monolithic RTD/HBT technology[J]. – Electronics Letters, 2006, 42(1), p. 27-29.
57. *Hyungtae KIM, Seongjin YEON, and Kwangseok SEO,* High-Speed and Low-Power Non-Return-to-Zero Delayed Flip-Flop Circuit Using Resonant Tunneling Diode/High Electron Mobility Transistor Integration Technology. – Japanese Journal of Applied Physics, 2007, v. 46, №4B, p. 2300-2305.
58. *Asada M., Suzuki S., Kishimoto N.* Resonant Tunneling Diodes for Sub-Terahertz and Terahertz Oscillators. – Japanese Journal of Applied Physics, 2008, v. 47, №6, p. 4375-4384.
59. *Asada M., Orihashi N., and Suzuki S.:* Jpn. J. Appl. Phys., 2007, 46, 2904.
60. *Caldeira O. and Leggett A.J.* Influence Dissipation on Quantum Tunneling in Macroscopic Systems. – Phys. Rev. Lett., 1981, 46, 211.

61. Legget J., Chakravarty S., Dorsey A.T., Fisher Matthey P.A., Anupam Garg, Zwerger W. *Reviews of Modern Physics*, 1987, 59, 1.
62. Bray J. and Moore M.A. Influence of Dissipation on Quantum Coherence. – *Phys. Rev. Lett.*, 1982, 49, 1545.
63. Fujikawa K., Iso S., Sasaki M. and Suzuki H. Quantum tunneling with dissipation: Possible enhancement by dissipative interactions. – *Phys. Rev. B*, 1992, 46, 10295.

## ГЛАВА 2

# ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕОДНОРОДНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ МИКРО– И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ

*Яковлев В.Б., Бардушкин В.В., Лавров И.В.*

Бурное развитие электронной техники характеризуется непрерывным расширением функциональных возможностей создаваемых типов элементов, приборов и систем. Прогресс в данной области во все возрастающей степени определяется особыми свойствами материалов, в том числе и диэлектрическими. Поэтому в последние годы наблюдается резкая интенсификация исследований в данной области — разработка новых материалов, как правило, неоднородных, и новых методов их исследований.

Следует отметить, что, несмотря на огромную важность экспериментальных методов исследований, в настоящее время при поиске новых, обладающих нужными свойствами, неоднородных материалов большое значение приобретают фундаментальные теории прогнозирования и расчета свойств поликристаллов и композитов. Это обусловлено тем, что в многокомпонентных системах приходится проводить экспериментальную работу, которая требует колоссальных затрат времени, материальных и финансовых ресурсов. При этом нет уверенности, что будет получено оптимальное решение. Фундаментальные теории обеспечивают качественную оценку и позволяют производить количественные расчеты основных определяющих свойств многокомпонентных текстурированных поликристаллов и композитов, к которым относятся эффективные (в частности, диэлектрические) характеристики. При этом немаловажную роль при анализе таких материалов играет описание их поведения в переменных полях.

### 2.1. Электрофизические характеристики диэлектриков

В современной электронной технике важную роль играют устройства, функционирование которых основано на использовании отдельных или некоторой совокупности свойств, характерных для диэлектриче-

ских материалов. Это минимальная проводимость и низкие диэлектрические потери в сочетании с максимальной диэлектрической прочностью. Диэлектриком, согласно ГОСТ Р 52002-2003, называют вещество, основным электрическим свойством которого является способность поляризоваться в электрическом поле. В соответствии с этим, диэлектрическим материалом называют материал, предназначенный для использования его диэлектрических свойств, связанных с явлением поляризации, и характеризующийся такими параметрами, как диэлектрическая восприимчивость, абсолютная и относительная диэлектрическая проницаемость, угол диэлектрических потерь и т. д.

Основным свойством диэлектрика являются его электроизоляционные характеристики, однако в современной технике все более важное значение приобретают и другие свойства, позволяющие использовать такие материалы для преобразования энергии, что имеет широкие перспективы их использования в информационной технике. Поэтому современная физика диэлектриков рассматривает диэлектрики не только как изоляторы, но и с точки зрения возможности преобразования ими электрических, тепловых, механических и других воздействий [1].

Величина, описывающая свойства диэлектрика (диэлектрическая проницаемость) представима в комплексном виде  $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$ , где  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  — действительная и мнимая ее части. При этом мнимая часть  $\epsilon''$ , которую часто называют коэффициентом диэлектрических потерь, связана с действительной линейной зависимостью  $\epsilon'' = \epsilon' \operatorname{tg}\delta$ , где  $\operatorname{tg}\delta$  — тангенс угла диэлектрических потерь. При использовании комплексной диэлектрической проницаемости становится возможным заменить некоторый определенный диэлектрик с удельной проводимостью  $\sigma$  на частоте  $\omega$  «идеальным» с проницаемостью  $\epsilon$ . Важно то, что при такой замене уравнения электродинамики сохраняются в форме, характерной для диэлектрика без потерь, и становится удобным рассмотрение свойств диэлектрика на переменном токе.

С точки зрения зонной теории металлы и диэлектрики отличаются тем, что для металлов зона проводимости и валентная зона перекрываются, а для диэлектриков — нет, и имеет место запрещенная зона в спектре электронных состояний. Отличие диэлектриков и полупроводников менее существенно, чем диэлектриков и металлов. Оно определяется только шириной запрещенной зоны. При этом материал считают диэлектриком, если ширина запрещенной зоны превышает 3 эВ. Отличие диэлектриков и полупроводников будет определяться различным количеством свободных носителей заряда, т.е. различными значениями действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости.

В рамках макроскопической теории, рассматривающей диэлектрик как сплошную среду, электрические свойства диэлектриков (высокое

электросопротивление и способность к поляризации), объясняются чрезвычайно малой концентрацией свободных носителей  $\sim 10^8 \dots 10^{15} \text{ см}^3$  (для сравнения в металле  $\sim 10^{23} \text{ см}^3$ ), что определяется природой химических связей в этих материалах. В диэлектриках имеют место ионная, ковалентная, молекулярная и вторичная (дисперсионная) связи, которые обусловлены связанным состоянием электронов. В результате электрическое поле, приложенное к диэлектрику, практически не приводит к переносу свободных зарядов — электропроводности, но вызывает смещение связанных электронов — электрическую поляризацию. При этом в индуцированной внешним полем поляризации участвуют практически все составляющие диэлектрик частицы, изменяющие свое взаимное расположение, в то время как очень немногие из заряженных частиц, оказавшиеся относительно свободными, переносят через диэлектрик электрические заряды и обуславливают электропроводность. Как результат этого, различие между электропроводностью и поляризацией может быть установлено только в постоянном электрическом поле, в переменном поле различие между ними становится условным.

В соответствии с типами связи, присущими диэлектрикам, можно выделить несколько видов поляризации [1, 2]:

1. Электронная поляризация — это смещение электронных орбит относительно положительно заряженного ядра. Оно происходит во всех атомах любого вещества, т.е. во всех диэлектриках. Электронная поляризация устанавливается за время  $10^{-15} \dots 10^{-14} \text{ с}$ .
2. Ионная поляризация — смещение относительно друг друга разноименно заряженных ионов в веществах с ионными связями. Время ее установления  $10^{-13} \dots 10^{-12} \text{ с}$ . Электронная и ионная поляризации относятся к числу мгновенных или деформационных видов поляризации.
3. Дипольная или ориентационная поляризация обусловлена ориентацией диполей в направлении электрического поля. Дипольной поляризацией обладают полярные диэлектрики. Время ее установления  $10^{-10} \dots 10^{-6} \text{ с}$ . Дипольная поляризация относится к числу медленных или релаксационных видов поляризации.
4. Миграционная поляризация наблюдается в неоднородных диэлектриках, в которых электрические заряды накапливаются на границе раздела неоднородностей. Процессы установления миграционной поляризации очень медленны и могут протекать на протяжении минут и даже часов.
5. Ионно-релаксационная поляризация обусловлена избыточным переносом слабо связанных ионов под действием электрического поля на расстояния, превышающие постоянную решетки. Ионно-релаксационная поляризация проявляется в некоторых кристалли-

ческих веществах при наличии в них примесей в виде ионов или неплотной упаковке кристаллической решетки. Время ее установления  $10^{-8} \dots 10^{-4}$  с.

6. Электронно-релаксационная поляризация возникает за счет возбужденных тепловой энергией избыточных «дефектных» электронов или «дырок». Этот вид поляризации, как правило, обуславливает высокое значение диэлектрической проницаемости.
7. Спонтанная поляризация — самопроизвольная поляризация, возникающая в некоторых веществах (например, сегнетовой соли) в определенной области температур.
8. Упруго-дипольная поляризация связана с упругим поворотом диполей на небольшие углы.
9. Остаточная поляризация — поляризация, которая остается в некоторых веществах (электретах) в течение продолжительного времени после снятия электрического поля.
10. Резонансная поляризация. Если частота электрического поля близка к собственной частоте колебаний диполей, то колебания молекул могут возрасти, что приведет к появлению резонансной поляризации в дипольном диэлектрике. Резонансная поляризация наблюдается при частотах, лежащих в области инфракрасного света.

Реальный диэлектрик может одновременно обладать несколькими видами поляризации. Возникновение того или иного вида поляризации определяется физико-химическими свойствами вещества и диапазоном используемых частот.

Поляризация в зависимости от вида устанавливается за различное время, что приводит к частотной зависимости диэлектрической проницаемости диэлектрика, как однородного, так и неоднородного. Для неоднородных диэлектриков частотные зависимости диэлектрической проницаемости могут определяться и рядом других причин, к примеру [1]:

1. Электронные релаксационные процессы на границах раздела фаз. Отличие значений тензоров проводимости и диэлектрической проницаемости фаз, составляющих гетерогенную среду, приводит к поляризации Максвелла–Вагнера, которая характеризуется определенным временем релаксации, что и проявляется в виде дисперсии проницаемости.
2. Дисперсия тензоров проводимости и диэлектрической проницаемости фаз, входящих в гетерогенную среду. Например, прыжковая проводимость зависит от частоты переменного тока, поэтому если в одной из фаз возможен прыжковый механизм переноса заряда, то и диэлектрическая проницаемость композита будет зависеть от частоты.

3. Релаксационные процессы, протекающие на границе раздела фаз, связанные с переносом ионов и электрохимическими реакциями. Диффузия и электрохимические реакции происходят с конечной скоростью, что приводит к временной зависимости приэлектродных процессов и появлению частотной зависимости проницаемости.
4. Наличие структурных (имеющих определенную геометрию) элементов с реактивным импедансом. Импеданс идеального конденсатора зависит от частоты, поэтому даже в случае отсутствия дисперсии тензоров проводимости и диэлектрической проницаемости фаз для образцов с разной геометрией распределения компонент гетерогенной среды по ее объему будут наблюдаться разные частотные зависимости диэлектрической проницаемости.

Поликристаллические (неоднородные) материалы находят широкое применение в микро- и нанoeлектронике, прежде всего это тонкие поликристаллические пленки различного функционального назначения. Освоение нанометровых технологий, дальнейшее уменьшение элементов интегральных схем требуют глубоких знаний в области взаимодействия элементов неоднородности таких структур в интересах обеспечения воспроизводимости характеристик, надежности и долговечности работы изделий.

Неоднородные материалы состоят обычно из нескольких, в общем случае анизотропных компонентов, имеющих четкую границу раздела друг с другом и формирующих микроструктуру материала, которую часто представляют в виде элементов неоднородностей, регулярно или случайно расположенных в пространстве. Такие материалы (поликристаллы и композиты) имеют ряд особенностей структуры [3–14], важных для понимания режимов и способов их эксплуатации. Первое — наличие большого количества структурных элементов (волокон, слоев, частиц), характерные размеры которых пренебрежимо малы по сравнению с размером исследуемого тела. В связи с этим подобные материалы называют также структурно-неоднородными или микронеоднородными средами. Второе — характерные размеры структурных элементов существенно превосходят молекулярные. В результате этого поведение структурных элементов описывается уравнениями для сплошной среды. Этим они отличаются от сплавов и химических соединений, в которых структурные элементы смешиваются на молекулярном или атомном уровне. Третье — отдельно взятый структурный элемент полагают структурно-однородным. Это дает возможность определять эффективные характеристики из решения уравнений состояния среды (в частности уравнения Пуассона) с разрывными коэффициентами.

Для постановки и решения конкретных задач для неоднородных сред требуется более детальная конкретизация структуры материалов (рис. 2.1). В связи с этим целесообразно введение классификации по следующим признакам: 1) состав; 2) агрегатное состояние; 3) структура; 4) текстура; 5) относительные размеры.

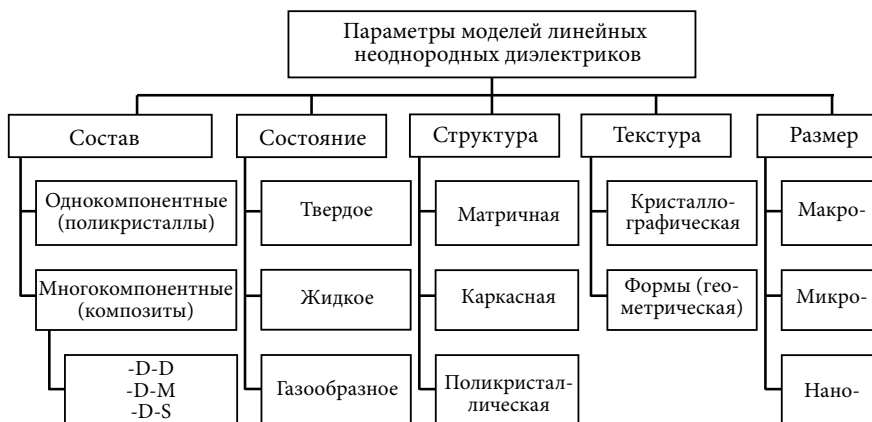


Рис. 2.1. Классификация неоднородных материалов

По составу неоднородные материалы можно разделить на одно- и многокомпонентные. Если в первом случае имеет место поликристаллическая структура со всеми вытекающими из этого особенностями определения эффективных характеристик, то во втором следует различать материалы состава диэлектрик–диэлектрик (D–D), диэлектрик–металл (D–M), диэлектрик–полупроводник (D–S). Для этих случаев будут иметься совершенно различные зависимости эффективных характеристик от частоты сигнала, определяемого различной природой поляризации компонент. Данные зависимости будут определяться и агрегатным состоянием компонент, которые выделяются в отдельную часть классификации благодаря своей важности для анализа предельных характеристик диэлектриков (например, электрическая прочность).

По структуре неоднородных материалов выделяют три вида [3, 4, 6–14]. К первому относятся матричные, в которых один из компонентов представляет собой матрицу, а другие — включения. Ко второму виду относятся каркасные, или взаимопроникающие, каждый из компонент которых представляет собой монолитный каркас. К третьему виду относят однофазные поликристаллы, у которых структурные элементы являются одним и тем же анизотропным веществом, но с различной ориентацией кристаллографических осей симметрии. Также могут быть структуры, являющиеся комбинациями перечисленных и занимающие промежуточное положение.