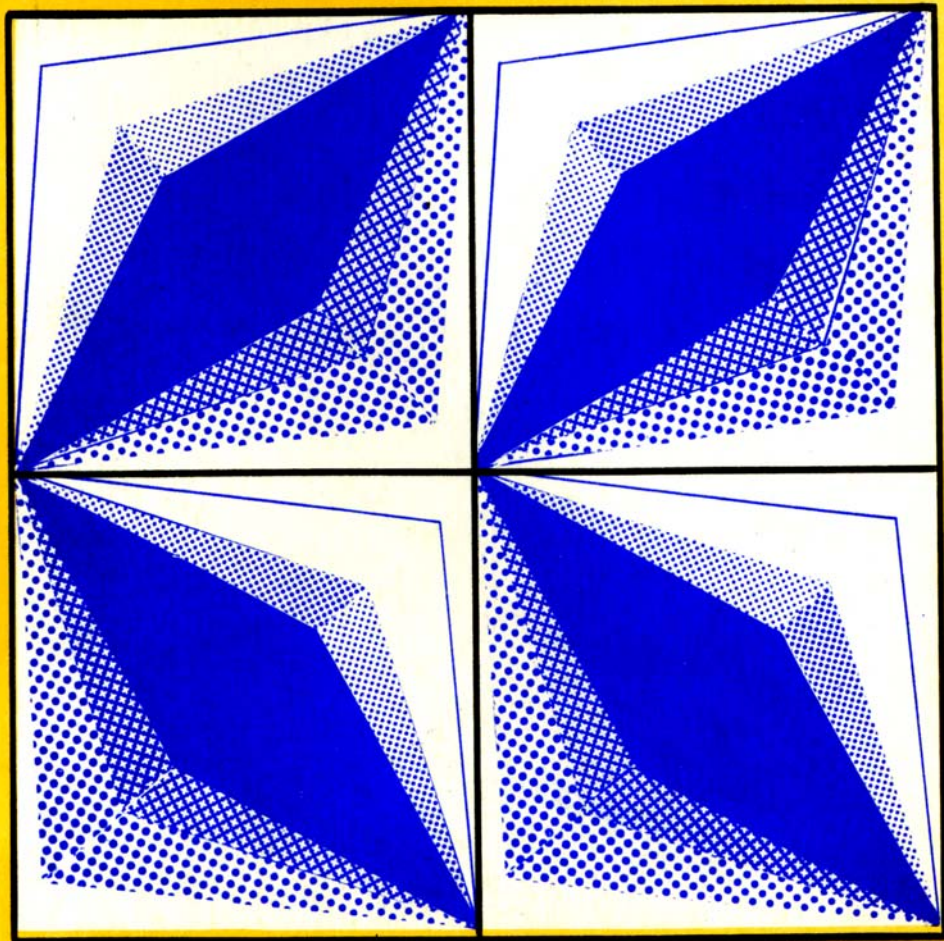




МНОГОСЛОЙНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ СТРУКТУРЫ И СВЕРХРЕШЕТКИ

Диагностика, нелинейные
высокочастотные эффекты



АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

**МНОГОСЛОЙНЫЕ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ
СТРУКТУРЫ
И СВЕРХРЕШЕТКИ**

**Диагностика, нелинейные
высокочастотные эффекты**

Сборник научных трудов

Н.Новгород – 1990

Издано по решению Редакционно-издательского совета
Института прикладной физики АН СССР

УДК 621 373.382

Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки.
Диагностика, высокочастотные эффекты/ИПФ АН СССР. Н.Новгород, 1990.
187 с.

Сборник содержит статьи, в которых обсуждаются вопросы физики и диагностики твердотельных структур с субмикронными слоями и полупроводниковых сверхрешеток; исследуются нелинейные характеристики таких структур, возможности их использования в твердотельной электронике и оптоэлектронике.

Сборник предназначен для специалистов в области физики полупроводников, твердотельной электроники и оптоэлектроники, а также аспирантов и студентов соответствующих специальностей.

Ил. 69, табл. 2, библиограф. 192 назв.

Рецензенты

доктор физико-математических наук В.Я.ЛЕМИХОВСКИЙ,
доктор физико-математических наук И.А.КАРЛОВИЧ

Ответственные редакторы

А.М.БЕЛЯНЦЕВ, Ю.А.РОМАНОВ

Редколлегия

А.А.ИГНАТОВ, Л.К.ОРЛОВ, Н.А.ГОРОДЕЦКАЯ (отв. секретарь)

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие.....	5
<i>Борблик В.Л., Грибников З.С.</i> Физика транзисторов на горячих электронах.....	6
<i>Шик А.Я.</i> Внутризонная фотопроводимость в двумерных электронных системах.....	35
<i>Алексин В.Я., Ромков Ю.А.</i> Инверсные распределения электронов в полупроводниковых гетероструктурах с одной квантовой ямой.....	46
<i>Фрейдман Г.И.</i> Характеристики трехбарьерной гетероструктуры с учетом изменений зарядов и рассеяния в квантовых ямах и предбарьерных областях...	55
<i>Белянцева А.М., Романова Ю.Ю.</i> Отрицательная дифференциальная проводимость в двухбарьерной гетероструктуре с горячими электронами.....	74
<i>Жерас А.А., Искатов А.А., Чернобровцева М.Д.</i> Теория спектров нарушенного полного внутреннего отражения многослойных полупроводниковых структур	80
<i>Буртык М.В., Глухов О.В., Яковенко В.М.</i> Плазменные неустойчивости в многослойных полупроводниковых структурах и сверхрешетках в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн.....	97
<i>Орлов Л.К., Елиашев И.А.</i> Высокочастотные параметрические свойства квантовых сверхрешеток.....	110
<i>Янич Б.С., Жмакин А.И., Зоболотских А.И., Кожина Е.В., Кузьмин И.А., Макаров Ю.Н., Симицын М.А., Субашиева Е.А.</i> Исследование процессов газодинамики и массопереноса при выращивании GaAs/AlGaAs-гетероструктур методом МОС-гидридной эпитаксии.....	119
<i>Алексин В.Я., Аншюв А.В., Бабушкина Т.С., Батукова Л.М., Демидов Е.В., Звонков Б.Н., Кунцевич Т.С., Мадкина И.Г., Янькова Т.Н.</i> Исследование физических свойств квантовых слоев $In_xGa_{1-x}As$, выращенных на плоскости (100) и (111)А арсенида галлия.....	152
<i>Воронин В.А., Дроздов М.Н., Звонков Б.Н., Овсянников М.Ю., Цыганов А.Б.</i> Последовательный оже-анализ многослойных гетероструктур $In_xGa_{1-x}As-GaAs$ и рентгеновских зеркал $Mo-Si$	165
<i>Варганов А.В., Воронин В.А., Дроздов М.Н., Кузьмина Т.А., Павлов С.А.</i> Оже-спектроскопия структуры Ag - YBaCuO.....	172

CONTENTS

Preface.....	5
<i>V.L.Borblik, Z.S.Gribnikov.</i> Physics of hot electron transistors.....	6
<i>A.Ya.Shik.</i> Intraband photoconductivity in two-dimension electron systems.....	35
<i>V.Ya.Aleshkin, Yu.A.Romanov.</i> Inverse electron distribution in semiconductor heterostructures with one quantum well.....	46
<i>G.I.Freidman.</i> Characteristics of a three-barrier heterostructure with charge variation and scattering in quantum wells and contact regions taken into account.....	55
<i>A.M.Belyantsev, Yu.Yu.Romanova.</i> Negative differential conductivity in a two-barrier heterostructure-with hot electrons.....	74
<i>A.A.Zharov, A.A.Ignatov, M.D.Chernobrovitseva.</i> The theory of spectra of attenuated total reflection of multilayer semiconductor structures.....	80
<i>M.V.Burtyka, O.V.Glukhov, V.M.Yakovenko.</i> Plasma instabilities in multilayer semiconductor structures and superlattices in the millimeter and submillimeter wavelength ranges.....	97
<i>L.K.Orlov, I.A.Elipashev.</i> High-frequency parametric properties of quantum superlattices.....	110
<i>B.S.Yarich, A.I.Zhmakin, A.N.Zabolotskikh, E.V.Kozhina, A.I.Kuzmin, Yu.N.Makarov, E.A.Sinitsyn, E.A.Subashleva.</i> Study of gas dynamics and mass transfer in MOVPE of GaAs/AlGaAs heterostructures.....	119
<i>V.Ya.Aleshkin, A.V.Anshon, T.S.Babushkina, L.M.Barukova, E.V.Demidov, B.N.Zronkov, T.S.Kuntsevich, I.G.Malkina, T.N.Yan'kova.</i> Physical and quantum properties of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ grown on (100) and (111) A planes of a substrate.....	152
<i>V.A.Voronin, M.N.Drozdoz, B.N.Zronkov, M.Yu.Orsyannikov, A.V.Trygnor.</i> Auger depth profiling of multilayered $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -GaAs heterostructures and Mo-Si X-ray mirrors.....	165
<i>A.V.Varganov, A.V.Voronin, M.N.Drozdoz, T.A.Kuzmina, S.A.Parlov.</i> Auger-electron spectroscopy of Ag-YBaCuO structures.....	172-

ПРЕДИСЛОВИЕ

Гетероструктуры, в которых могут быть реализованы квантовые и классические размерные эффекты, в настоящее время становятся реальностью. Наиболее освоенными являются сложные гетероструктуры, содержащие одномерные классические и (или) квантовые потенциальные барьеры и ямы, в том числе одномерные сверхрешетки. С такими структурами связываются надежды повышения быстродействия широкого класса элементов твердотельной электроники и оптоэлектроники, освоение ими новых частотных диапазонов, включая субмиллиметровый, инфракрасный и оптический. Поэтому изучение свойств гетероструктур, неоднородных на субмикронном уровне, их технология и диагностика занимают одно из центральных мест в физике полупроводников.

Настоящий сборник содержит статьи, относящиеся к физике и диагностике гетероструктур с субмикронными слоями. В них обсуждаются физические принципы, лежащие в основе работы униполярных транзисторов на горячих электронах, возможности реализации инверсных распределений электронов и отрицательной дифференциальной проводимости в классических и квантовых гетероструктурах с субмикронными слоями; результаты исследований фотоэлектрических свойств гетероструктур с двумерным электронным газом, в том числе гетероструктур с напряженными квантовыми слоями, высокочастотных свойств классических и квантовых полупроводниковых сверхрешеток. Рассматриваются и некоторые вопросы массопереноса в распределенных реакторах при получении субмикронных гетероструктур методом МОС-гидридной эпитаксии. Практически все статьи сборника содержат оригинальный материал, ранее не публиковавшийся.

Надеемся, что сборник будет полезен для широкого круга специалистов, занимающихся физикой полупроводников и твердотельной электроникой.

А.Белянцев,
Ю.Романов

ФИЗИКА ТРАНЗИСТОРОВ НА ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНАХ

В.Л.Борблик, З.С.Грибников

1. ВВЕДЕНИЕ

Транзисторы на горячих электронах (далее ГЭТ – по аналогии с английским HET – hot electron transistor), предложенные еще в начале 60-х гг. [1], но не имевшие тогда успеха из-за несовершенной технологии, к настоящему времени принципиально реализованы во многих конструктивно-технологических вариантах (см. обзор [2]), и задача состоит в доводке их рабочих характеристик до конкурентоспособного состояния на современном транзисторном рынке. Этому, в частности, могла бы способствовать адекватная теория прибора.

ГЭТ (согласно устоявшемуся жаргону) является структурой вертикального типа (в отличие от полевого транзистора – структуры горизонтального типа). Его основными конкурентами в этом классе приборов являются транзистор с проницаемой базой и биполярный транзистор. Как и последний, ГЭТ, в принципе, – квазиодномерная структура, что обуславливает конструктивную простоту обоих в сравнении с принципиально двумерным транзистором с проницаемой базой.

Рассмотрим возможные преимущества ГЭТ в сравнении с биполярным транзистором.

1) Основным преимуществом ГЭТ является его униполярный характер, т.е. использование носителей одного знака – как правило, электронов. Это избавляет конструкторов и технологов от необходимости обеспечивать оптимальные кинетические и рекомбинационные параметры также

и дырок и позволяет существенно увеличить диапазон применяемых материалов и конструкций. В частности, в качестве материала для базы ГЭТ наряду со слабо- и сильнолегированными полупроводниками также используются нормальные и сверхпроводящие металлы. В качестве материала барьеров возможно использование изоляторов с любой толщиной запрещенной зоны. В принципе, целесообразно изготовление ГЭТ на основе гетероструктур, включающих только предельно широкозонные материалы (с высокой тепловой устойчивостью).

2) Одним из преимуществ ГЭТ в ранних работах называлось отсутствие накопления неравновесных носителей в базе; указанное накопление сильно ограничивает быстродействие биполярных транзисторов. Последнее определяется временем рассасывания накопленных носителей (особенно опасен режим насыщения при больших сигналах).

На самом деле аналогичное накопление горячих электронов имеет место и в базах ГЭТ; их остывание, в частности, — существенно более инерционный процесс по сравнению с баллистическим пролетом. Адекватная теория нестационарных процессов в ГЭТ пока отсутствует. В любом случае, однако, времена внутризонной релаксации энергии меньше времен рекомбинации (межзонной релаксации).

3) С первых работ ГЭТ замышлялся как прибор с баллистическим переносом электронов через базу, что обеспечивало бы максимальную возможную скорость этого переноса. Существенный вклад баллистической (бесстолкновительной) составляющей тока в современных ГЭТ подтвержден экспериментально [3, 4].

Следует отметить, что в современных гетероструктурных биполярных транзисторах также предлагается реализовать баллистический перенос неосновных носителей через базу. По аналогии с транзисторной спектроскопией горячих электронов в ГЭТ в $p-n$ — гетеротранзисторах на границе база — коллектор также создаются добавочные гетеробарьеры, с помощью которых выполняется энергетическая селекция горячих электронов. Однако здесь такой барьер образует для электронов гигантскую коллективную ловушку и резко повышает время рассасывания. В эксперименте [5] баллистическая составляющая тока горячих электронов через базу $p-n$ — гетеротранзистора не обнаружена.

4) Во многих материалах подвижность дырок существенно ниже подвижности электронов. Поэтому при прочих

равных конструктивных параметрах сопротивление r - базы в pnp - транзисторе больше, чем сопротивление базы ГЭТ, что является несомненным преимуществом последнего.

Предметом теоретических расчетов, претендующих на описание ГЭТ, являются следующие характеристики:

1) статический коэффициент усиления по току α - отношение приращения тока коллектора к приращению тока эмиттера в зависимости от напряжений эмиттер - база (U_{BE}) и база - коллектор (U_{BC});

2) полное статическое семейство ВАХ, т.е. зависимости эмиттерного (I_E) и коллекторного (I_C) токов от U_{BE} и U_{BC} ;

3) время пролета электрона через структуру τ - среднее время нахождения в пути электрона, вышедшего из эмиттера и вошедшего в коллектор; это время служит грубой мерой быстродействия ГЭТ, оно также рассчитывается в зависимости от U_{BE} и U_{BC} ;

4) малосигнальные параметры ГЭТ, как активного четырехполюсника, в зависимости от U_{BE} , U_{BC} и частоты ω ;

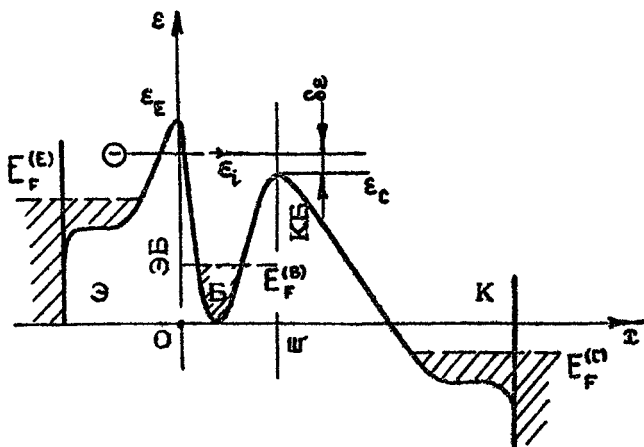
5) переходные характеристики $I_E(t)$ и $I_C(t)$ при ступенчатом переключении одного из напряжений и неизменном другом (или при ступенчатом изменении одного из токов).

В существующих работах указанная программа реализована весьма фрагментарно. Как правило, ограничиваются выполнением 1-го и реже 3-го пунктов. Для целей транзисторной спектроскопии горячих электронов, оперирующей зависимостью dI_C / dU_{BC} в функции от U_{BC} , частично выполняется и 2-й пункт. Пункт 5-й для приборов с классическим транспортом носителей в базе и коллекторе реализован в работе [6].

2. ПРИНЦИП РАБОТЫ ГЭТ

ГЭТ - униполярный транзистор, носителями токов в котором являются, как правило, электроны проводимости.

^{a)} В работе [7] описан целиком дырочный вариант ГЭТ, выполненный на традиционной гетеропаре $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ при $x = 0,5$ в эмиттерном барьере и $x = 0,31$ в кол-



Р и с. 1. Принципиальная структура рельефа для зоны проводимости в ГЭТ. Здесь и в последующих рисунках: Э – эмиттер, Б – база, К – коллектор, ЭБ и КБ – гетеропереходы эмиттер – база и коллектор – база

Принципиальная конструкция ГЭТ включает в себя потенциальную яму – базовый слой, отделенную от внешних электродов – эмиттера и коллектора – потенциальными барьерами (рис.1). Управление током между эмиттером и коллектором осуществляется при помощи боковых базовых электродов, нарушающих одномерность структуры. Управление приводит к наличию базового тока I_B в плоскости, нормальной оси x и к неравенству тока коллектора I_C току эмиттера I_E : $I_B = I_E - I_C$. В рабочем режиме эмиттер смещен отрицательно относительно базы, что заставляет электроны эмиттера, преодолевая эмиттерный барьер, инжектироваться в базу. Можно говорить о двух предельных режимах инжекции: термоэлектронная эмиссия, т.е. ток электронов над верхушкой эмиттерного барьера, и туннельная автоэлектронная эмиссия, т.е. подбарьерный ток на уровне Ферми эмиттера $E_F^{(Э)}$ и ниже этого уровня. Первый режим характерен для предельно широких барьеров и высоких температур, а второй – для предельно узких барьеров и низких

лекторном барьере. Легирование GaAs во всех трех проводящих слоях осуществлялось бериллием до уровня $N_A = 1,6 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Прибор позволил осуществить гранцисторную спектроскопию горячих легких дырок и зафиксировать их баллистический транспорт в базе толщиной 310 \AA .

температур. Фактическая форма потенциального барьера эмиттера далека от прямоугольной. Поэтому реальным в большинстве случаев является промежуточный режим — гермополевая эмиссия, когда максимум плотности инжекционного тока по оси энергии лежит где-то между верхушкой барьера и энергией $[E_F^{(E)}]$. На рис. 1 это предполагаемое положение максимума изображено в виде стрелки. Внешнее эмиттерное смещение U_{BE} изменяет форму эмиттерного барьера, положение максимума плотности тока I_E относительно $[E_F^{(E)}]$ и саму величину I_E .

Коллекторный электрод смещается положительно относительно базы, что обуславливает некоторый переход электронов из базы в коллектор даже в отсутствие инжекции из эмиттера. Этот ток (если исключить туннельно-резонансные по коллекторной цепи модификации ГЭТ) является термоэмиссионным, поскольку коллекторный барьер, как правило, широк. Если инжектированные эмиттером электроны имеют энергии выше верхушки коллекторного барьера и не успевают при своем движении к этому барьеру потерять указанный избыток энергии, они уходят в коллектор, определяя составляющую коллекторного тока, управляемую эмиттерной инжекцией. Отметим, что эта составляющая коллекторного тока существует и при отрицательных смещениях U_{BC} коллектора относительно базы. Для её ликвидации необходимо так изменить форму коллекторного барьера внешним смещением, чтобы его верхушка стала либо выше энергии инжекции, либо переместилась в сторону коллекторного электрода и электрон потерял бы свою энергию за счет рассеяния в самом барьере (последний, как правило, значительно толще не только эмиттерного барьера, но и базовой области).

Эмиттерная и коллекторная области — это либо металлические электроды, либо примыкающие к ним сильнолегированные полупроводниковые слои. Кроме свойства "нулевого" сопротивления, к ним предъявляется еще и требование равновесного распределения электронов, т.е. время релаксации энергии электронов в этих слоях (или в металле) должно быть существенно меньше других характерных времен прибора и обратных рабочих частот. В противном случае в эмиттере может сказаться эффект выедания распределения электронов на уровне энергии эмиссии, а в коллекторе — эффект обратного ухода в барьер электронов, достигших коллектора, рассеявшихся там в обратную сторону, но не потерявших свою энергию.

Гораздо больше требований, часто взаимно исключающих, предъявляется к профилю потенциальной энергии электрона и диссипативным свойствам материалов между эмиттером и коллектором. Попытаемся суммировать указанные требования чисто описательно, исходя из соображений здравого смысла.

Фундаментальным требованием к ГЭТ является высокий (т.е. близкий к единице) коэффициент усиления по току $\alpha = \Delta I_c / \Delta I_e$, т.е. необходимо, чтобы почти все инжектированные эмиттером электроны ушли в коллектор. Альтернативная судьба этих электронов состоит в потере энергии в базе, делающей невозможным преодоление коллекторного барьера; такие электроны составляют базовый ток. Есть два способа сохранить значение α близким к единице:

1) предельно утоншать базу; 2) предельно уменьшать высоту коллекторного барьера. Второй способ технически проще, и, казалось бы, следует принять его. Снижать, однако, высоту коллекторного барьера до нуля нельзя, поскольку сильно возрастает неуправляемая (термоэмиссионная) составляющая коллекторного тока, которая ликвидирует гальваническую развязку коллекторной и базовой цепей и приведет к ненужному выделению энергии. Однако простое сохранение некоторой высоты коллекторного барьера, делающей этот ток малым в заданных пределах, не является достаточно оптимальным решением. Это связано с тем, что от ГЭТ требуется быстрое действие; в частности, необходимо, чтобы инжектированный электрон максимально быстро преодолевал базу. Баллистический электрон (т.е. электрон, не испытавший ни одного рассеяния) преодолевает ее за время

$$t_{пр} = \frac{w}{v}, \quad (1)$$

где w — толщина базы, v — скорость электрона, определяемая по формуле

$$v = \sqrt{\frac{2\epsilon_i}{m}},$$

где ϵ_i — энергия инжектируемых электронов относительно дна базы, m — их эффективная масса в базе. При $\epsilon_i = 0,3$ эВ и $m = 10^{-28}$ г скорость v близка к круглому значению 10^8 см/с. При $w = 10^{-5}$ см формула (1) дает $t_{пр} = 10^{-13}$ с, а при $w = 10^{-6}$ см — $t_{пр} = 10^{-14}$ с. Время 10^{-14} с (в применяемых на практике матери-

азах баз) меньше времени свободного пробега τ_p . Поэтому при $\omega = 10^{-6}$ см доля баллистических электронов может быть значительной. Что же касается времени $t_{np} = 10^{-13}$ с, то оно порядка (или больше) τ_p , так что доля баллистических электронов недостаточна, и высокое значение α могут поддержать только электроны, испытавшие рассеяние, но все же сохранившие достаточную для преодоления барьера энергию. Предположим, что заданное значение α получается только при дефиците высоты коллекторного барьера (по сравнению с e_i), равном $\delta\varepsilon$. Если ввести среднюю скорость релаксации энергии электрона в базе $S_\varepsilon = d\varepsilon/dt$ (равную примерно ω_0/τ_p , где ω_0 — энергия, теряемая в среднем электроном за одно соударение), то необходимое значение α обеспечивается электронами, проходящими базу за время

$$\tau_{np} = t_{np} + \frac{\delta\varepsilon}{S_\varepsilon} \quad (2)$$

При $\tau_p = 10^{-13}$ с, $\omega_0 = 0,03$ эВ и $\delta\varepsilon = 0,15$ эВ второй член в формуле (2) равен $5 \cdot 10^{-13}$ с, т.е. сильно превышает первый. Таким образом, повышение α за счет снижения высоты коллекторного барьера сопровождается увеличением вклада небаллистических электронов и быстрым ростом времени транспорта через базу.

Можно ли допустить рост этого времени? В определенных пределах можно, поскольку быстрое действие прибора в целом определяется не только этим временем. Ширина коллекторного барьера обычно превышает ширину базы, а скорость транспорта в барьере ниже, чем в базе. Поэтому время транспорта электрона через коллектор превышает время баллистического транспорта через базу, и некоторая доля диффузионного транспорта в базе допустима.

Существует еще два фактора, влияющих на выбор высоты и формы коллекторного барьера. Чем меньше дефицит энергии $\delta\varepsilon = \varepsilon_i - \varepsilon_c$ и чем круче передний фронт этого барьера (т.е. круче ход потенциала от дна базы до верхушки барьера), тем выше коэффициент квантово-механического отражения электронов от него. Последнее приводит к образованию виртуальных (т.е. распадных) уровней для надбарьерных электронов, причем время жизни электрона на уровне существенно превышает время баллистического пробега (поскольку для образования уровня электрон должен пройти базу несколько раз).

Во-первых, при этом инерционность транспорта повышается сама по себе, во-вторых, возрастает вероятность рассеяния электрона в базе и ухода его вниз по энергии с соответствующим уменьшением α . Это обстоятельство заставляет делать коллекторный барьер ниже, а его передний фронт — нерезким (обеспечивающим квазиклассичность движения), так что ширина базы (как расстояние от эмиттерного барьера на уровне энергии инжекции до вершины коллекторного) не может быть сделана предельно малой.

Вторым фактором является оптимальный транспорт в самом коллекторном барьере. Желательно, чтобы электроны, прошедшие из базы в барьер, также двигались максимально быстро, т.е. бесстолкновительно-баллистически. Этому препятствуют протяженность коллекторного барьера и значительная разность потенциалов на нем, необходимая для реализации большого усиления по напряжению и мощности. Если барьер имеет стандартную прямоугольную форму, то кинетическая энергия электрона, прошедшего барьер, может увеличиться на U_{BC} . Если $|U_{BC}| > \epsilon_{GL}$ (где ϵ_{GL} — энергетический зазор между Γ - и L -долинами), то электрон получит возможность рассеяния в L -долины, что резко уменьшит его дрейфовую скорость. Поэтому желательно посредством использования техники варизонных структур и (или) планарно-легированных барьеров избрать начальную форму коллекторного барьера такой, чтобы приложение рабочего напряжения U_{BC} не приводило к возможности сильного рассеяния электрона в барьере. В принципе возможно создание в барьере начального варизонного противополя, полностью при заданном значении U_{BC} компенсирующего вклад ускоряющего электрического поля. При этом длина свободного пробега электрона, влетающего в коллекторный барьер с энергией менее или порядка энергии оптического фонона, может быть весьма большой (например, более 10^{-5} см).

Таким образом, должна существовать достаточно сложная теория транспорта электронов через слоистую структуру база — коллектор со сложным потенциальным профилем, позволяющая оптимизировать, исходя из выбора времени этого транспорта и коэффициента усиления, сам этот профиль.

На динамические свойства ГЭТ может существенно повлиять также и транспорт через эмиттерный барьер. Из-за его тонкости емкость C_{BE} этого барьера велика по сравнению с емкостью коллекторного барьера; — быстроедействие эмиттерной

цепи обычно оценивают временем установления напряжения на эмиттерном барьере:

$$\tau_E = C_{BE} \left(\frac{1}{\tau_E} + \frac{1}{\tau_B} \right)^{-1}.$$

Время τ_E , оцениваемое по формуле (3), можно сделать равным нулю, если выбрать $\tau_B = 0$, т.е. сделав базу сверхпроводящей. При этом следует помнить, что на самом деле речь идет не о "точном" нуле, а о некотором предельном значении порядка $1/\omega_{sp}$, где ω_{sp} — частота, до которой сохраняется сверхпроводимость. В случае, когда частота ω_{sp} невысока, использование сверхпроводящей базы все равно сохраняет смысл, поскольку это препятствует эффекту вытеснения тока при постоянных смещениях, выбирающих рабочую точку. Теории вытеснения тока в ГЭТ посвящены, в частности, работы [8,9].

В случае нормальной проводимости базы универсальным способом уменьшения τ_E является уменьшение τ_E , что достигается в режиме большой плотности эмиттерного тока (ввиду сильной сверхлинейности эмиттерной ВАХ). Именно этот путь предлагает Хейблам в своем известном обзоре [10].

При достижении малого времени τ_E инерционность эмиттерной цепи определяется временем пролета электрона через эмиттерный барьер. Если барьер достаточно толст и механизм инжекции — термоэлектронная эмиссия, то этот пролет определяется таким же расчетом, как и в коллекторном барьере. Совершенно иной является ситуация при туннельной инжекции, когда нельзя ввести классической скорости транспорта, зависящей от импульса электрона, поскольку последний перестает описывать движение. На данном этапе всеобъемлющая теория, которая могла бы корректно описывать ГЭТ с квантовым транспортом, отсутствует.

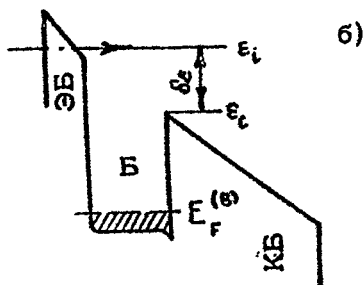
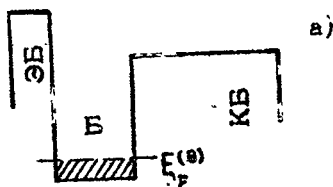
3. ВАРИАНТЫ КОНСТРУКЦИЙ БАЗОВЫХ СЛОЕВ И БАРЬЕРОВ ГЭТ

Реализовано и предложено много типов базовых слоев ГЭТ. Рассмотрим их по очереди,

3.1. Сильнолегированная полупроводниковая база

В реализованных и исследованных конструкциях наиболее проста база, представляющая слой сильнолегированного полу-

Р и с. 2. Сильнолегированная полупроводниковая база ГЭТ: а - смещения отсутствуют, б - рабочий режим



проводника между двумя резкими гетеропереходами, образующими эмиттерный и коллекторный гетеробарьеры (рис. 2). Обычно объемный уровень легирования N_B такой базы лежит в диапазоне $2 \times 10^{17} - 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$,

причем большие значения N_B отвечают меньшим толщинам базы w . Полная поверхностная концентрация примесей в базе $N_B^{(s)} = N_B w$ обычно находится в диапазоне $5 \cdot 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Концентрация свободных носителей (электронов) в базе лишь приблизительно равна концентрации нескомпенсированных заряженных доноров, поскольку отрицательное смещение эмиттера индуцирует у эмиттерного гетероперехода обедненный слой, а положительное смещение коллектора - обогащенный слой коллекторного гетероперехода (рис. 2, б), так что

$$N^{(s)} = N_B^{(s)} - \frac{1}{e} [C_{BE} U_{BE} + \frac{1}{e} C_{BC} U_{BC}].$$

Разумные оценки последних слагаемых в правой части (4) дают цифры в диапазоне от $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $(2 + 3) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, хотя увеличением одномерно как емкостей, так и напряжений можно поднять эту величину примерно до $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. (Напомним, что в полевых транзисторах НЕМТ, где увеличение индуцированного электронного заряда приводит к пропорциональному росту крутизны, на гетеропаре $\text{GaAs} / \text{AlGaAs}$ с одним гетеробарьером также не удается перешагнуть порог $5 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$).

Поэтому при $N_B^{(s)} > 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (как это обычно и бывает) индуцированный электронный заряд мал по

сравнению с "собственным" и большая часть однородно легированной базы - квазинейтральная область без изгибов зон. Эти электроны находятся в базовом слое, являющемся сравнительно глубоким потенциальным ящиком в квазиравновесии, т. е. описываются введением квазиуровня Ферми $E_F^{(B)}$ и электронной температуры $T^{(B)}$. Горячие электроны, инжектированные эмиттером, возмущают только высокоэнергетический хвост функции распределения, т.е. доминируют при $\epsilon - E_F^{(B)} \gg T^{(B)}$.

Оценим число горячих электронов. Оно образуется из двух частей: 1) пролетающие (выходящие в коллектор) электроны с поверхностной концентрацией $N_1^{(S)}$; 2) остывающие (остающиеся в базе) - с концентрацией $N_2^{(S)}$. Число первых дается порядковой формулой

$$N_1^{(S)} = \frac{1}{e} I_E \alpha \left(t_{np} + \frac{\tau_{np} - t_{np}}{2} \right), \quad (5)$$

а вторых - формулой

$$N_2^{(S)} = \frac{1}{e} I_E (1-\alpha) \frac{e_i - E_F^{(B)}}{S_E}. \quad (6)$$

Приняв $\tau_{np} = 1,6 \cdot 10^{-13}$ с $\gg t_{np}$, $I_E = 10^5$ А/см², получим $N_1^{(S)} = 0,5 \cdot 10^{11}$ см⁻², а приняв $1-\alpha = 10^{-1}$, $e_i - E_F^{(B)} = 0,2$ эВ, $S_E = 3 \cdot 10^{11}$ эВ/с, получим $N_2^{(S)} = 0,5 \cdot 10^{11}$ см⁻². Даже повысив плотность тока до 10^6 А/см², можно в большинстве случаев пренебречь вкладом заряда инжектированных горячих электронов по сравнению с гермализованными.

Релаксация энергии горячих электронов в базе происходит посредством избыточного (над поглощением) испускания оптических фононов и непосредственной передачи энергии горячими электронами гермализованному (или, как иногда говорят, фермиевскому морю). Оба канала передачи могут быть сложными. Горячий электрон может передать энергию холодному непосредственно в процессе парного столкновения, но может также испустить когерентное образование - плазмон, энергия которого затем перейдет в энергию хаотического движения при затухании плазмона. Типична ситуация (при указанных выше концентрациях электронов в базе), когда горячий электрон испускает плазмон-фонон - связанное коллективное возбуждение решетки и электронного моря. При этом часть энергии передается решетке непосредственно, а часть - сначала фермиевской под-

системе. Полная энергия, горячая в единицу времени горячими электронами в базе, дается оценочной формулой:

$$\rho = \rho_1 + \rho_2, \quad (7)$$

где

$$\rho_1 = \frac{1}{e} I_E \alpha \frac{\tau_{np} - t_{np}}{2} S_e, \quad (7a)$$

$$\rho_2 = \frac{1}{e} I_E (1 - \alpha) (\epsilon_i - E_F^{(B)}). \quad (7b)$$

Оценка с приведенными выше численными параметрами дает $\rho \approx 3 \cdot 10^{22}$ эВ/см²·с, т. е. на один гермализованный электрон приходится не менее $10^9 - 10^{10}$ эВ/с. Если допустить, что доля энергии, получаемой электронной подсистемой, сравнима с долей, передаваемой непосредственно решетке; это подтверждается как приближенными оценками, так и монте-карловским счетом [11]. Если время релаксации энергии гермализованным электроном положить равным все той же величине 10^{-13} с, которая выше применялась для оценки полного времени релаксации горячих электронов, то и тогда получается перегрев порядка $10^{-4} - 10^{-3}$ эВ (вполне заметный при гелиевых температурах). Однако для гермализованного ферми-моря время релаксации энергии должно быть гораздо больше, ибо оно не может испустить оптический фонон. Поэтому перегрев его может быть велик, и нельзя считать его температуру $T^{(B)}$ равной решеточной.

3.2. Индуцированная и селективно-легированная полупроводниковая база

Полученные выше оценки $N_B^{(S)}$ на уровне $5 \cdot 10^{12} - 10^{13}$ см⁻² теряют справедливость по мере утоньшения базы до значений $\omega \lesssim 2 \cdot 10^{-6}$ см. Сохранение $N_B^{(S)}$ по мере утоньшения базы требует роста объемной концентрации электронов, и следовательно роста энергии Ферми

$E_F^{(B)} = (3/8\pi)^{2/3} (2\pi\hbar)^2 / 2m (N_B^{(S)} / \omega)^{2/3}$. Не трудно убедиться, что при $N_B^{(S)} = 10^{13}$ см⁻², $\omega = 10^{-6}$ см и $m = 0,7 \cdot 10^{-28}$ г, значение $E_F^{(B)}$ превышает 0,2 эВ, т.е. электроны полностью заполняют яму такой глубины. Эта оценка является заниженной, поскольку необходимо

учесть эффект квантования импульса p_x в квантовой яме, каковой становится базовый слой при толщинах $w \leq 2 \cdot 10^{-6}$ см.

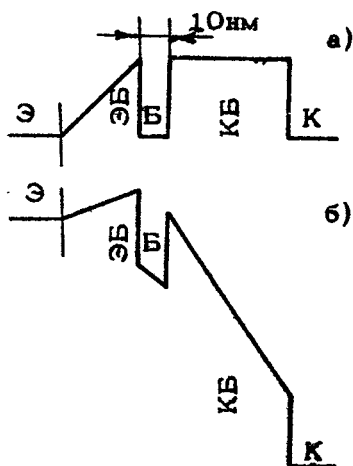
Таким образом, в зависимости от эффективной массы носителей в яме и от реальных значений разрывов зон в применяемых гетеропарах, с уменьшением базы w становится невозможным поддержание высокого значения $N_B^{(S)}$, которое неминуемо будет снижаться при малых w . Реально нужно говорить не о гетеропарах, а о гетерогройках, поскольку коллекторный барьер выполняется обычно из иного сплава, чем эмиттерный.

На самом деле, сильное легирование базы, примененное в многочисленных конструкциях ГЭТ [3, 4, 12], является слишком прямолинейным способом поддержания низкого базового сопротивления при уменьшении w , так как оно сопровождается заметным возрастанием рассеяния на ионизированных примесях, ограничивающего баллистическую составляющую тока горячих электронов (согласно [11] этот канал рассеяния при $T_0 = 4, 2$ К, $\epsilon_i = 0,26$ эВ составляет 44% от полного рассеяния импульса инжектированных электронов в $\Omega \text{ As}$). Тем более велик вклад этого рассеяния в ограничение подвижности гермализованных электронов, определяющей проводимость вдоль базового слоя.

Поэтому одним из тривиальных путей улучшения ГЭТ является вывод легирующих доноров из базового слоя, т. е. переход к селективному легированию и электростатической индукции заряда базы — способу, лежащему в основе работы полевых транзисторов типа НЕМТ [13, 14]. Идея электростатической индукции заряда базы ГЭТ предложена Лурьи в работах [15, 16] и реализована с его участием в [17]. На рис. 3 приведен профиль потенциальной энергии прибора (из работы [17]). Видно, что потенциальный рельеф базы сильно управляется внешними смещениями. Поскольку база очень тонка ($\sim 100 \text{ \AA}$), то эти смещения управляют не только положением, но и полным числом квантовых подзон в базе и, естественно, положением квазиуровня Ферми $E_F^{(B)}$. База способна выполнять свои функции только при наличии достаточно большой концентрации электронов $N_B^{(S)}$, что означает (в условиях пренебрежимой малости $N_B^{(S)}$ в формуле (4)) наличие неравенства

$$C_{BC} U_{BC} > C_{BE} U_{BE} \quad (8)$$

Р и с. 3. ГЭТ с индуцированным зарядом базы: а - смещения отсутствуют, б - рабочий режим

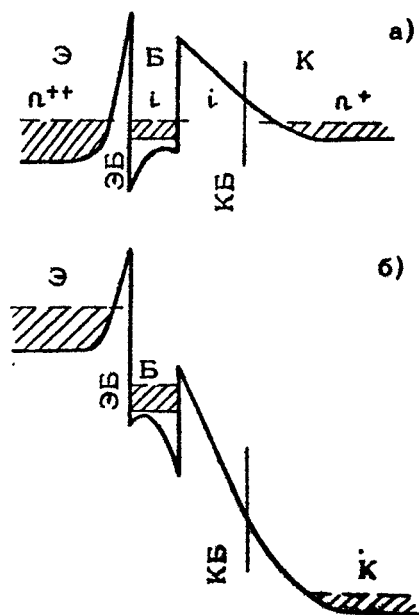


Необходимость соблюдения условия (8) создает очевидные неудобства, поскольку реально выполняется условие $\epsilon_{BC} \ll \epsilon_{BE}$ и требуются весьма большие значения U_{BC} . Поэтому желательно наличие некоторой исходной концентрации $N_B^{(s)}$, которую, однако, следует получить не легированием самой базы, а окружающих областей, т.е. селективным

легированием. Этот способ, по-видимому, использован авторами работы [8], где предложена отличная от [17] разновидность конструкции ГЭТ с квантовой базой.

Сама собой напрашивается конструкция с двумя гетеробарьерами (вместо четырех на рис. 2 и 3), являющаяся аналогом SMS-гриодов, предложенных еще в 60-е годы [19-21].

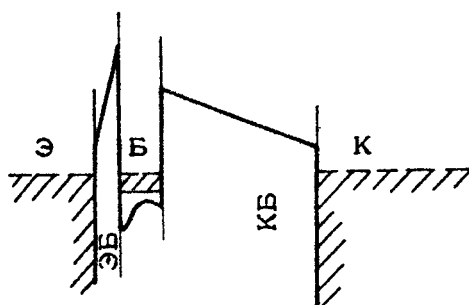
Ее возможный вариант показан на рис.4. Барьерами здесь служат обедненные слои эмиттерного и коллекторного широкозонных полупроводников, между которыми зажат узкозонный базовый слой Б. В работе [18] узкозонный слой выполнен из $InAs$, эмиттер - из $AlSb_{0.92}As_{0.08}$, а коллектор - из $GaSb$. Для организации достаточно толстого коллекторного барьера применен нелегированный слой С - широкий аналог



Р и с.4. Полупроводниковый гетерогранзистор, аналогичный SMS-ГЭТ; а - смещения отсутствуют; б - рабочий режим

спейсера (по терминологии, применяемой в НЕМТ). Легированный коллекторный слой К на рис. 4 может быть заменен металлом.

Определенным недостатком конструкции, показанной на рис. 4, является включение в коллекторный барьер некоторой части легированной коллекторной области К, где возможно сильное рассеяние электронов незранированными донорами. Отсюда следует, что i -слой С должен быть максимально чист, а К-слой должен быть предельно сильно легирован, с тем чтобы не вносить вклада в толщину обедненного слоя при всех рабочих напряжениях (или быть замененным металлом).



Р и с. 5. Аналог МОМОМ-структуры с полупроводниковым базовым слоем

Без внешних смещений электроны в базу поставляются в основном за счет обедненного слоя эмиттера; последний должен быть тонким, т.е. сильно легирован. Сильное легирование эмиттерного барьера может стать источником сильного рассеяния электронов донорами в этом барьере, что уменьшит его туннельную проникаемость и увеличит сопротивление r_c . По-видимому, и со стороны эмиттера желательно применение тонкого ($\sim 50 \text{ \AA}$) нелегированного спейсера в сочетании с более сильным легированием остальной (внеспейсерной) части (или замены ее металлом).

Идеальной "индуцированной" конструкцией явилась бы самая первая МОМОМ-конструкция Мида [1], в которой средний (базовый) М-слой индуцировался бы контактными полями в нелегированном полупроводнике (рис. 5). От предложенной Мидом [1] данная конструкция отличается заменой прямоугольных барьеров треугольными или трапециевидными, что

подчеркивает наличие контактных разностей потенциалов база - эмиттер и база - коллектор и связанных с ними полей и зарядов.

3. 3. МЕТАЛЛИЧЕСКАЯ БАЗА

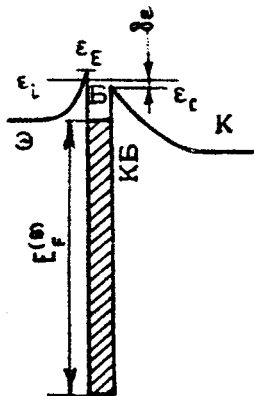
Казалось бы все описанные выше трудности можно снять, переходя к истинно металлической базе - нормальной и сверхпроводящей.

В случае базы из нормального металла под уровнем Ферми при любой ее толщине находится море электронов, причем при достаточной глубине этого моря квантованием поперечного импульса p_x можно пренебречь (пока ширина базы W намного превышает постоянную решетки металла $a \approx 3.5 + 3.8 \text{ \AA}$). Отсутствие хаотически расположенного ионного заряда в металле не создает добавочных трудностей с рассеянием (по крайней мере, уменьшает существенно их масштаб). Поэтому в настоящее время наметился заметный процесс в реализации SMS-структур и транзисторов на их основе, причем наибольший успех достигнут при использовании Si в качестве полупроводника и металлического дисилицида кобальта ($CoSi_2$) - в качестве металла (см. обзор [22], а также [2]).

Использование металла вместо полупроводника в качестве базы ГЭТ приводит (помимо очевидных технологических трудностей, описанных в работах [2], [22]) к следующим трудностям принципиального характера.

1) Чем больше $E_F^{(B)}$, тем меньше относительное превышение энергии инжектированных электронов δE по отношению к их полной кинетической энергии (на уровне верхушки коллекторного барьера); эта ситуация проиллюстрирована рис. 6. Это означает, что коэффициент отражения от коллекторного барьера всегда близок к единице, что вызывает трудности с реализацией высоких значений α . На это обратили внимание еще Кроуэлл и Зи [23].

2) В полупроводниковых конструкциях коллекторный барьер путем использования плавного изменения состава можно сделать достаточно пологим (варизонный барьер). В случае металлической базы, как правило, отсутствует непрерывный ряд твердых растворов, плавно изменяющих зонную структуру от металла до полупроводника, так что всегда есть резкая



Р и с. 6. SMS - структура на основе нормального металла

точка квантово-механического отражения.

3) Различие масс в металле и полупроводнике, как правило, велико.

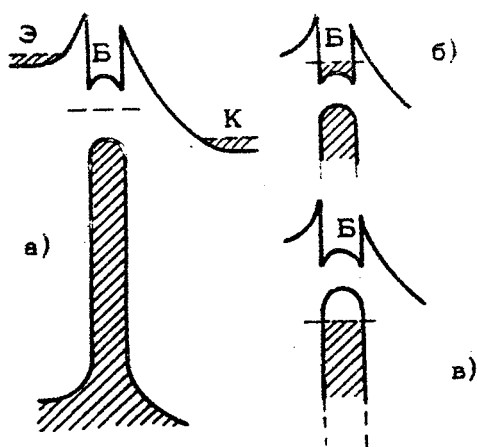
В остальном (в частности, механизмы рассеяния) рассмотрение полупроводниковых и металлических баз аналогично, с тем отличием,

что энергии плазмонов в нормальных металлах велики и их возбуждение электронами с энергией не более 1 эВ (над уровнем Ферми) невозможно.

В сверхрешетках к традиционным механизмам рассеяния добавляется разрыв куперовских пар горячими электронами.

3. 4. Узкощелевые базы - переход к биполярным гетеротранзисторам

В предыдущих вариантах "конструкций" базы ГЭТ (см. рис. 1 - 6) изложен только пространственный ход дна зоны проводимости, характеризующий изменение потенциальной энергии электронов. Все другие зоны (не исключая и ближайшую валентную) отнесены к далеким зонам, проводимостью в которых можно пренебречь из-за их либо пустоты, либо полноты. Однако стремление к увеличению скоростей электронов заставляет рассматривать в качестве возможных кандидатов в материалы для баз ГЭТ узкощелевые ($InSb$, $CdHgTe$) и бесщелевые ($HgTe$, $CdHgTe$) полупроводники и полуметаллы. Варианты структур с узкощелевыми материалами в базах показаны на рис. 7. В первом из них (рис. 7, а) уровень (квазиуровень) Ферми $E_F^{(B)}$ проходит посередине запрещенной щели базового материала, так что исходная электропроводность базы невелика - она ограничена термогенерацией через щель и ударной ионизацией горячими электронами. Хотя нелинейные свойства такой базы представляют специальный интерес, очевидно, что для "обычного" ГЭТ более подходят ситуации, показанные на рис. 7, б и 7, в. Здесь квази-



Р и с. 7. Конструкции ГЭТ с узкощелевой базой и уровнем Ферми в запрещенной зоне (а); зоне проводимости; валентной зоне (в)

уровень Ферми находится либо в зоне проводимости (см. рис. 7,б), либо в валентной зоне (см. рис.7,в), что обеспечивает достаточно высокую исходную проводимость базы. Однако, если случай на рис. 7,б только в деталях отличен от сильнолегированной базы, рассмотренной в разд. 3.1, то случай на рис. 7,в представляет собой вариант совсем иного прибора, — биполярного гетерогранзистора [24]. Во всех случаях необходимо, чтобы разрывы зон в валентной зоне были велики по сравнению с таковыми в зоне проводимости, т.е. поперечный перенос дырок через структуру должен быть полностью исключен. Включение узкощелевой базы приводит к возможности биполярных эффектов; в наиболее явном виде они выступают в варианте на рис. 7,в. Эти эффекты состоят в возможном накоплении электронно-дырочных пар в базе из-за недостаточно малого времени рекомбинации через щель. Основным механизмом рекомбинации в узкощелевых полупроводниках является оже-рекомбинация — межзонный переход в результате электрон-электронного рассеяния (переход, обратный ударной ионизации). Этот механизм тем эффективнее, чем уже щель. Накопление электронно-дырочных пар в базе приведет к следующим неблагоприятным последствиям: 1) увеличению неравновесного тока через коллекторный барьер; 2) возникновению дополнительных

каналов рассеяния инжектированных электронов (ввиду обогащения плазменного и плазмон-фононного спектров); 3) существенно более низкому порогу (по току) нелинейных явлений (δ -образная по напряжению эмиттер-коллектор) ВАХ, потеря устойчивости). Однако в основном механизме работы ГЭТ радикальных изменений это накопление не вызывает.

3.5. Базы; ограниченные плавными барьерами

В предыдущих разделах речь шла о базах, ограниченных резкими гетеробарьерами или контактами металл-полупроводник, также, по сути, являющимися гетеробарьерами. Плавные эмиттерные или коллекторные барьеры заданной формы для униполярных ГЭТ получают путем создания либо планарно-легированных барьеров (ПЛБ), либо варизонных структур (с плавным изменением содержания компонент в твердых растворах). Технику ПЛБ использовали Леви, Хейес и их сотрудники [3], а технику варизонных барьеров - они же [25,26], Хейблам с сотрудниками [4] и иные авторы. В работе [27] применена комбинация этих приемов - эмиттерный барьер представляет собой варизонную структуру, а коллекторный - ПЛБ. Во всех указанных работах высокая проводимость базы отличаются от рассмотренных в разд. 3.1 только более плавным контуром потенциальной ямы.

3.6. Конструкции, основанные на одном резком гетеропереходе

Выше были рассмотрены конструкции, либо не содержащие ни одного гетероперехода (ГП) (а вместо них - два ПЛБ либо содержащие два ГП, между которыми была заключена база (в конструкции типа $SM\delta$) или эмиттерный барьер (при этом коллекторный барьер - ПЛБ), либо, наконец, содержащие четыре ГП, ограничивающих попарно оба барьера. Здесь рассматриваются "гибридные" конструкции с селективным легированием, основанные на одном ГП.

Начнем с простейшего варианта (рис.8), представляющего двухслойную подложку (высокоомный слой на низкоомном слое), на которой выращен более широкозонный сильнолегированный материал (с тонким спейсером или без него).

Р и с. 8. ГЭТ на основе полупр. однокр. структуры с единственным ГП:

а – смещения отсутствуют, б – рабочий режим

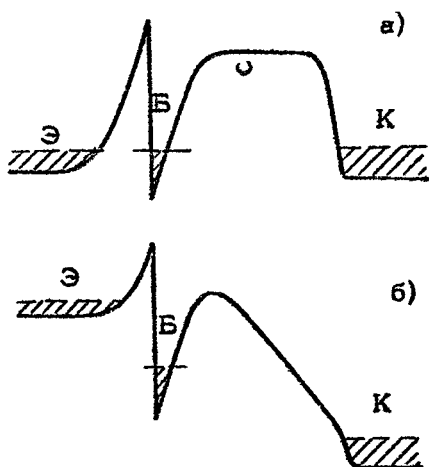
В этом случае эмиттерным барьером служит обедненный слой ГП, расположенный с его широкозонной стороны, а базой – обогащенный слой ГП, дислоцирующийся с его узкозонной стороны. Коллекторным барьером служит основная толщина высокоомного (нелегированного) слоя подложки.

При достаточно сильном легировании эмиттерной области барьер туннельно прозрачен, а обогащенный базовый слой квантован. Особенностью данной конструкции является самосогласованный характер коллекторного барьера, образующегося при подаче коллекторного напряжения и имеющего вид виртуального катода. Селективное легирование эмиттера и замена рукотворной квантовой ямы обогащенным слоем при единственном ГП отличает данную конструкцию от "индуцированных" конструкций [15–17]. Плавный характер барьера снимает проблему квантового отражения надбарьерных электронов.

Для регулировки исходной высоты коллекторного барьера в конструкции с одним гетеропереходом можно легировать высокоомный слой как донорами (понижение), так и акцепторами (повышение). Последнее можно выполнить селективно, например, формируя коллекторный ПЛБ.

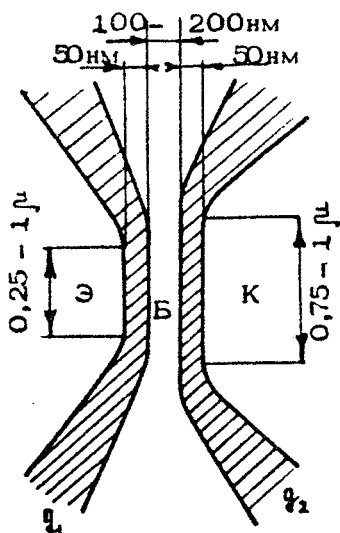
3.7. Двухзатворный НЭМТ – планарный вариант ГЭТ

Тонкую базу ГЭТ при его обычной – вертикальной – конструкции трудно вывести наружу. Нужно избежать проплавления базового контакта до коллекторной области, а также не свести на нет при выгравливании базовый слой в промежутке между базовым контактом и эмиттером.



Этих трудностей лишена совершенно новая планарная (или, в буквальном переводе, боковая (lateral) - конструкция ГЭТ, предложенная и реализованная тем же Хейбллом с сотрудниками [28,29]. Эта конструкция базируется на той же технологической основе, на которой созданы простейшие НЕМТ - гетероструктурные полевые транзисторы с высокой подвижностью электронов. В основе конструкции - единственный ГП (обычно $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$; в работах [28,29] $x = 0,3 \div 0,4$), широкозонная область которого ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) селективно легирована донорами: на узкозонной стороне (GaAs) создается обогащенный электронами слой с двумерным (2Д-) электронным газом, обладающим высокой подвижностью в плоскости слоя.

В работе [29] плотность этого газа $N^{(2)} = 2,0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а подвижность $\mu \approx 7,5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при 4,2 К. В НЕМТ концентрация электронного газа изменяется с помощью обычного затвора Шоттки, выполненного со стороны широкозонного материала. Затвор, имеющий вид тонкой плоскости (с шириной, достигающей в современных приборах 0,1 - 0,2 мкм), делит плоскость прибора на две половины - исток (катод) и сток (анод); на каждой из этих половин делаются обширные планарные контакты с 2Д- электронным газом. Идея нового ГЭТ состоит в создании двух параллельных затворных полосок, разделяющих плоскость прибора на три части: крайние - эмиттер (исток) и коллектор (сток) и среднюю - между затворами - базу (рис. 9). Чудом искусства экспериментаторов является ширина затворных полосок - по 500 Å каждая, расположенных на расстоянии 0,1 - 0,2 мкм друг от друга (так, что предполагаемая авторами [29] толщина базы была такого же порядка). Заданием отрицательных потенциалов V_{g_1} и V_{g_2} на затворах g_1 и g_2 (рис. 9) участки обогащенного слоя под ними были обед-



Р и с. 9. Структура затворов в планарной конструкции ГЭТ

лены и таким образом сформированы эмиттерный и коллекторный потенциальные барьеры, так что в направлении оси x вдоль плоскости гетеробарьера образовалась структура, подобная показанной на рис. 1. С помощью омических контактов к эмиттеру, базе и коллектору задаются смещения U_{BE} и U_{BC} на указанных барьерах.

В данной конструкции реализованы следующие несомненные достоинства.

1. Вследствие селективного легирования заряженные доноры повсюду — в эмиттере, базе, коллекторе и обоих барьерах — исключены из игры в качестве рассеивателей электронов.

2. Транзистор, помимо напряжений U_{BE} и U_{BC} , управляется еще парой напряжений, например V_{g1} и V_{g2} , так что его функциональные возможности существенно расширяются, причем управление по затворам является быстрым, о чем свидетельствует работа НЕМТ.

3. Планарная конструкция и соответствующая ей технология позволит вписать данный прибор в интегральные схемы, основанные на конструктивно аналогичных принципах.

В работе [28] было показано, что эмиттерный барьер может быть сформирован таким образом, чтобы при $T=4,2$ К доминировала туннельная составляющая тока, т.е. чтобы такой эмиттер был туннельным инжектором (с энергетической шириной пучка порядка 5 мэВ). Коллекторный барьер можно, наоборот, сформировать туннельно непроницаемым, причем из-за плавной его формы он не отражает (квантово-механически) надбарьерные электроны. В результате инжектированный пучок электронов с энергией (над уровнем Ферми в базе), не превышающей энергию оптического фонона (~ 36 мэВ в $GdAs$), баллистически пролетает широкую базу (0,2 мкм!) и уходит в коллектор, что обеспечивает высокий коэффициент усиления [28, 29].

На практике авторам [29] удалось достичь значений $\alpha \approx 0,98$ лишь в узком диапазоне напряжений U_{BE} (около 0,036 В) при $T=4,2$ К благодаря специально выбранной асимметричной конструкции (рис. 9), в которой прогяженность эмиттера заметно меньше прогяженности коллектора, что позволило последнему собирать и боковые электроны. Рекордные же значения α ($\sim 0,99$) получены лишь в специально разработанной конструкции с дополнительно выполненными ножевидными фокусирующими затворами в эмиттерной области,

еще более сужающими в плоскости ГП пучок инжектируемых электронов. Отметим, что столь высокие значения α получены в узком диапазоне значений U_{BE} ($0,55 \div 0,7$ В), когда энергия инжектированных электронов сильно превысила высоту коллекторного барьера, так что в коллектор ушли также электроны, однажды излучившие оптический фотон (см. для сравнения [30]).

Выполненные образцы приборов [29] имели очень малую протяженность эмиттера по фронту ($0,25$ мкм – 1 мкм; для сравнения напомним, что типичные цифры для НЕМТ $30 - 150$ мкм), т. е. были весьма слабочными (десятки наноампер). Обусловлены ли эти размеры заботой о сопротивлении растекания или могут быть существенно больше, остается под вопросом. Не изучен вопрос об экранировании коллекторного потенциала квазидвумерной базой. Острога этого вопроса проявится в полной мере при сближении эмиттерного и коллекторного заворов Q_1 и Q_2 . Недостаточно изучен вопрос об адекватности одномерной модели туннелирования и иного переноса через существенно неоднородные барьеры, образованные обедняющими потенциалами заворов (в конструкции с единственным ГП одномерный подход был бы более обоснован в случае тонкой квантовой ямы).

Тем не менее предложение планарной конструкции должно заметно оживить развитие физики и техники ГЭТ.

4. КЛАССИЧЕСКИЕ И КВАНТОВЫЕ БАЗЫ ГЭТ

Выполняя выше классификацию баз ГЭТ главным образом по технологическому или конструктивному признаку, мы не акцентировали внимания на термодинамических и транспортных свойствах электронного газа в них. Для теории прибора и для его реального функционирования эти свойства играют первостепенную роль. В частности, можно выделить три группы баз.

1) Базы с классическим транспортом носителей (как инжектированных, так и "тепловых", т.е. в окрестности квазиуровня Ферми). Для таких баз транспортная задача состоит в решении квазиклассического уравнения Больцмана во всем диапазоне энергий электронов в базе. Такие базы исследованы наиболее полно, однако ввиду явной тенденции к утончению они все менее актуальны в прикладном отношении.

2) Базы с классическим транспортом "горячих" электронов, но с квантованным спектром тепловых. В случае полу-

проводниковых баз промежуточной толщины, актуальна ситуация, когда спектр горячих носителей с энергией порядка $0,3 \text{ эВ}$ существенно квазиклассичен, т.е. расстояния между виртуальными или реальными уровнями электронов невелики по сравнению с этой цифрой, а спектр тепловых носителей с $E_{\text{ф}} \approx 0,05 \text{ эВ}$, наоборот, существенно квантован, т.е. все тепловые носители располагаются в первой или двух первых подзонах размерного квантования базы. Последнее обстоятельство сказывается не только на расчете продольного транспорта в базе (базовой проводимости), но и на расчете поперечного транспорта горячих электронов, поскольку почти всегда существенен учет их рассеяния на тепловых электронах и образуемых ими плазмонах. Подобная ситуация реализуется в работах [18, 31], а также, по-видимому, в [17].

3) Базы с существенным квантованием движения носителей тока. Предельным случаем баз такого типа является база с двумя уровнями размерного квантования [32], один из которых — нижайший — используется в качестве резервуара тепловых электронов, ответственных за проводимость базы, и второй — для поперечного транспорта инжектированных эмиттером в базу горячих электронов. Это позволяет, в принципе, создать туннельно-резонансный триод с ОДП в цепи эмиттер — коллектор.

В случае, если эмиттер, база и коллектор выполнены из одного и того же материала, то оба уровня размерного квантования являются, по сути, виртуальными (туннельно-распадными), причем коллекторное напряжение уменьшает их времена жизни. Устранить этот недостаток можно, используя для базы более узкозонный материал, чем в коллекторе [33, 34]. В этом случае база опущена по энергии по сравнению с коллектором (рис. 10); даже при подаче коллекторного смещения сохраняется возможность сделать нижайший уровень нераспадным (в рабочем режиме). При достаточной глубине 2-го уровня можно рассчи-

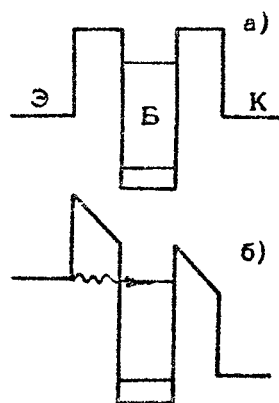


Рис. 10. Резонансно-туннельный гетеротранзистор: а — смещения отсутствуют, б — рабочий режим

тывать и на глубокую ОДП в коллекторной цепи.

Другим способом стабилизации концентрации электронов на нижайшем уровне является замена однородных эмиттера и коллектора сверхрешетками. Сверхрешетка эффективно поднимает дно зоны проводимости Γ , следовательно, опускает относительно него уровень в базе. Эта идея реализована в работе [35], однако не для построения ГЭТ, а в биполярном транзисторе типа $n-p-n$. Очевидно, что эта же идея пригодна и для ГЭТ.

В заключение укажем на одну особенность квантования тепловых электронов в тонких базах ГЭТ. Если эти электроны располагаются в нижайшей подзоне (или в небольшом числе нижайших подзон), то они неполностью экранируют коллекторное поле. На это обратил внимание в связи с предложением квантовых емкостей Лурьи [36]. Часть силовых линий коллекторного поля пронизывает квантовую базу и управляет зарядом эмиттера, так что приборы с квантованными базами напоминают вакуумные триоды с пронизываемыми управляющими сетками. Следствием пронизываемости квантовых баз является не пентодный, а триодный характер выходных характеристик. Неполное экранирование квантовой базой внешнего поля связано с тем, что рост числа электронов на квантовом уровне сопровождается ростом кинетической энергии этих электронов, при этом эффективный радиус экранирования остается неизменным.

После некоторого бума в исследованиях и разработках ГЭТ, эпицентр которого пришелся на 1984 – 1986 гг., в этой области наступило некоторое загибье. Выяснилось, что разработанные и описанные тогда конструкции неконкурентоспособны: сложна технология и нет оправдывающего эту сложность выигрыша по быстродействию.

Тем не менее эта область исследований не заброшена, как видно из данного обзора, и в самое последнее время появился ряд новых идей и решений. Появились также первые реальные измерения быстродействия. В частности, ГЭТ с гуннельно-резонансным эмиттером показал предельную частоту усиления 63 ГГц (и максимальную частоту генерации 44 ГГц), что вполне сравнимо с результатами для НЕМТ на гетеропара-

$\text{GaAs} / \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и с лучшими результатами

для биполярных гетеротранзисторов [37].

С сожалением приходится констатировать полное отсутствие публикаций об экспериментальных исследованиях по ГЭТ в СССР.

Л и т е р а т у р а

1. Mead C.A. The tunnel-emission amplifier // Proc. IRE. 1960. V.48, N3. P.359-361.
2. Борблик В.Л., Грибников З.С. Транзисторы на горячих электронах // ФТП. 1988. Т.22, № 9. С.1537-1555.
3. Hayes J.R., Levi A.F.J. Dynamics of extreme nonequilibrium electron transport in GaAs // IEEE J.Quant. Electr. 1986. v. OE-22, N9. P.1744-1752.
4. Heiblum M., Thomas D.C., Knoedler C.M., Nathan M.I. Tunneling hot electron transfer amplifier (THETA): ballistic GaAs devices with current gain // Surf.Sci. 1986. V.174, NI-3. P.478-480.
5. Hayes J.R. Hot electron dynamics in device structures // Sol.St.Electron. 1988. V.31, N3/4. P.619-623.
6. Kuzuhara M., Kim K., Hess K. Transient simulation of AlGaAs/GaAs/AlGaAs and AlGaAs/InGaAs/AlGaAs hot-electron transistors // IEEE Tran.on Electr.Dev. 1989. V.ED-36, NI(pt.I). P.118-123.
7. Heiblum M., Seo K., Meier H.P., Hickmott T.W. Observation of ballistic holes // Phys.Rev.Lett. 1988. V. 60, N9. P.828-832.
8. Рыжий В.И., Хмырова И.И. Эффект вытеснения тока в гетероструктурных транзисторах на горячих электронах // ФТП. 1988, Т.22, №7. С.1277-1282.
9. Косатых О.В., Хмырова И.И. К теории эффекта вытеснения тока в гетероструктурах с горячими электронами // Микроэлектроника. 1989. Т.18, №2. С.153-157.
10. Heiblum M. Tunneling hot electron transfer amplifier (THETA): amplifiers opera-

- ting up to the infrared // Sol.St,Electron. 1981. V.24, N4. P.343-366.
11. Wang T., Hess K., Lafrate G.F. Monte Carlo simulations of hot electron spectroscopy in planar-oped barrier transistors // J.Appl,Phys. 1986. V. 59, N6. P.2125-2128.
 12. Chen J., Reddy U.K., Mui D. e. a. Enhanced ballistic transport in InGaAs/InAlAs hot-electron transistors // Appl. Phys.Lett. 1987. V.51, N16. P.1254-1255.
 13. Кальфа А.А., Тарер А.С. Горячие электроны в гетероструктурах с селективным легированием//ФТП. 1987.Т.21, № 8.С.1353-1363.
 14. Drummond T.J., Masselink W.T., Morokoc H. Modulation-doped GaAs/(Al,Ga)As heterojunction field-effect transistor: MODFETs // Proc,IEEE. 1986. V.74, N6. P.773-823.
 15. Luryi S. An induced base hot-electron transistor // IEEE Electr.Dev,Lett. 1985. V.6, N4. P.178-180.
 16. Luryi S. Induced base transistor // Physica B+C. 1985. V.134, NI-3. P.446-449.
 17. Chang C.J., Liu W.C., Jame M.S. e. a. Induced base transistor fabricated by molecular beam epitaxy // IEEE Electr. Dev,Lett. 1986. V. 7, N9. P.497-499.
 18. Levi A.F.J., Chiu T.H. Room temperature operation of hot electron transistors // Appl,Phys,Lett. 1987. V. 51, N13. P.984-986.
 19. Atalla M.M., Kahng D. A new "hit electron" triode structure with semiconductor-metal emitter // IRE Trans. on Electr,Dev. 1962. V,ED-9, N6. P.507-508.
 20. Geppert D.V. The metal base transistor// Proc. IRE. 1962. V.50, N6. P.1527-1529.

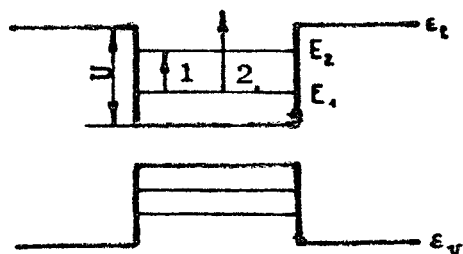
21. Crowell C.R., Sze S.M. Electron-optical phonon scattering in the emitter and collector barriers of semiconductor-metal-semiconductor structures // Sol.St.Electr. 1965. V.8, N12. P.979-990.
22. Tung R.T., Levi A.F.J., Gibson J.M. Epitaxial metal-semiconductor structures and their properties // J.Vac.Sci. and Technol. B. 1986. V. 4, N6. P.1435-1443.
23. Crowell C.R., Sze S.M. Quantum-mechanical reflection of electrons at metal-semiconductor barriers: electron transport in semiconductor-metal-semiconductor structures // J.Appl.Phys. 1966. V. 37, N7. P.2683-2689.
24. Hayes J.R., Levi A.F.J., Gossard A.C., English J.H. Base transport dynamics in a heterojunction bipolar transistor // Appl.Phys.Lett. 1986. V. 49, N21. P.1481-1483.
25. Malik J.R., Levi A.F.J. Electron beam source molecular beam epitaxial growth of analog graded $\text{Al Ga}_x \text{As}_{1-x}$ ballistic transistors // Appl.Phys.Lett. 1988. V.52, N8. P.651-653.
26. Levi A.F.J., Hayes J.R., Bhat R. "Ballistic" injection devices in semiconductors // Appl.Phys.Lett. 1986. V. 48, N23. P.1609-1611.
27. Long A.P., Beton P.H., Kelly M.J., Kerr T.M. Hot-electron injection by graded $\text{Al Ga}_x \text{As}_{1-x}$ // Electr. Lett. 1986. V. 22, N3. P.130-131.
28. Palevski A., Heiblum M., Umbach C.P. e. a. Lateral tunneling, ballistic transport and spectroscopy in a two-dimensional electron gas // Phys.Rev.Lett. 1989. V.62, N15. P.1776-1779.
29. Palevski A., Umbach C.P., Heiblum M. High-gain lateral hot-electron device // Appl.Phys.Lett. 1989. V. 55, N14. P.1421-1423.

30. Heiblum M., Galbi D., Weckwerth M. Observation of single-optical-phonon emission // Phys.Rev.Lett. 1989. V.62, N9, P.1057-1060.
31. Levi A.F.J., Chiu T.H. Room temperature operation of unipolar HET // Sol. St.Electron. 1988. V.31, N3/4. P.625-628.
32. Jogai B., Wang K.L. Dependence of tunneling current on structural variations of superlattice devices // Appl.Phys. Lett. 1985. V.46, N2. P.167-168.
33. Schulman J.N., Waldner M. Analysis of second level resonant tunneling diodes and transistors // J.Appl.Phys. 1988. V.63, N8 (pt.1). P.2859-2860.
34. Haddad G.I., Mains R. K., Reddy U.K., East J.R. A proposed narrow-band-gap base transistor structure // Superlatt. Microstr. 1989. V.5, N3. P.437-441.
35. Reed M.A., Frensley W.R., Matyi R.J. e. a. Realization of a three-terminal resonant tunneling transistor // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54, N11. P.1034-1036.
36. Luryi S. Quantum capacitance devices// Appl. Phys.Lett. 1988. V.52, N6. P. 501-503.
37. Imaurua K., Mori T., Ohnishi H. e. a. Microwave performance of pseudomorphic resonant-tunneling hot-electron transistors at 77 K // Electr.Lett. 1989. V.25, N1. P.34-35.

ВНУТРИЗОННАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ

А.Я.Шик

Цель данной статьи создать у читателя представление об оптических и фотоэлектрических свойствах гетероструктур с двумерным электронным газом (2МЭГ) в спектральном диапазоне, где энергия световых квантов $\hbar\omega$ меньше ширины запрещенной зоны в полупроводниках, образующих гетероструктуру. В указанной области частот возможны лишь два типа оптических переходов (если не говорить об обычном поглощении свободными носителями за счет столкновений): Это межуровневые переходы в квантовой яме (КЯ) и оптическая ионизация КЯ, т.е. переход с уровня в яме в делокализованное состояние над ней (рис. 1).



Р и с. 1. Два типа внутризонных электронных переходов в квантовой яме n -типа

1. ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ

В отличие от собственного (межзонного) поглощения, не зависящего от поляризации света, показанный на рис. 1

внутризонные переходы являются в сильной степени поляризационно-чувствительными. В простейшей модели постоянной эффективной массы электроны в плоскости $2MЭГ$ ведут себя как свободные частицы и в отсутствие столкновений не поглощают света. Таким образом, на первый взгляд, оба упомянутых типа внутризонных переходов в $2MЭГ$ могут вызываться только светом с Z -поляризацией. Однако в более строгой теории этот вывод перестает быть точным и требует более строгого анализа.

Если выйти за рамки простейшей модели эффективной массы и учесть, например, непараболичность или же различие эффективных масс в разных слоях гетероструктуры, то в уравнении Шредингера, описывающем систему, перестают разделяться переменные и поглощение будет уже вызываться светом любой поляризации. Для количественного описания этих эффектов будем использовать метод огибающей волновой функции и искать решение уравнения Шредингера в виде

$$\Psi_i = \sum_f u_f \exp[i(k_x x + k_y y)] \chi_i^{(f)}(z),$$
 где u_f ($f=1-4$) — базисные бловковские функции. При этом для огибающих функций $\chi_i^{(f)}$ получаем систему уравнений

$$(\epsilon_i - E_i + U) \chi_i^{(1)} - (h k_+ / m_0) \rho \chi_i^{(2)} - i (h / m_0) \rho \frac{d \chi_i^{(3)}}{dz} + (h k_- / m_0) \rho \chi_i^{(4)} = 0, \quad (1a)$$

$$(h k_- / m_0) \rho \chi_i^{(1)} + (\epsilon_v - 2\Delta/3 - E_i + U) \chi_i^{(2)} + (\sqrt{2}/3) \Delta \chi_i^{(3)} = 0, \quad (1b)$$

$$-i (h / m_0) \rho \frac{d \chi_i^{(1)}}{dz} + (\sqrt{2}/3) \Delta \chi_i^{(2)} + (\epsilon_v - \Delta/3 - E_i + U) \chi_i^{(3)} = 0, \quad (1в)$$

$$-(h k_+ / m_0) \rho \chi_i^{(4)} + (\epsilon_v - E_i + U) \chi_i^{(4)} = 0, \quad (1г)$$

где E_i — энергетические уровни, $k_{\pm} = (k_x \pm i k_y) / \sqrt{2}$, $\epsilon_i(z)$ и $\epsilon_v(z)$ — края энергетических зон, ρ и $\Delta(z)$ — межзонный матричный элемент и расщепление валентной зоны, $U(z)$ — электростатический потенциал.

В работе [1] была решена эта система и вычислены оптические матричные элементы перехода между состояниями i и j . Для сравнения интенсивностей межуровневых оптических переходов при различных поляризациях света необходимо сравнить соответствующие матричные элементы компонента импульса ρ_x и ρ_y . Матричный элемент $\langle i | \rho_x | j \rangle = \rho \int (\chi_i^{(1)} \chi_j^{(3)} + \chi_i^{(1)} \chi_j^{(2)}) dz = Z$ представляет собой обычный матричный

элемент в простой КЯ, который для разрешенных переходов имеет порядок \hbar/a . Для света, поляризованного в плоскости 2МЭГ, матричный элемент имеет вид

$$\begin{aligned} \langle i | p_x | j \rangle = & \frac{\rho}{\sqrt{2}} \int (x_i^{(1)} x_j^{(2)} + x_j^{(1)} x_i^{(2)}) dz - \frac{i\hbar m_0}{6} \int \left[\frac{\Delta x_i^{(1)} \frac{dx_j^{(1)}}{dz}}{m_i (\epsilon_v - 2\Delta/3 - E_i + U)} - \right. \\ & \left. - \frac{\Delta x_i^{(1)} \frac{dx_j^{(1)}}{dz}}{m_j (\epsilon_v - 2\Delta/3 - E_i + U)} \right] dz + \frac{\hbar m_0 k}{2i2} \int \left[\frac{\epsilon_v - \Delta/3 - E_i + U}{m_i (\epsilon_v - 2\Delta/3 - E_i + U)} + \frac{\epsilon_v - \Delta/3 - E_i + U}{m_j (\epsilon_v - 2\Delta/3 - E_i + U)} \right] x \\ & \cdot x_i^{(1)} x_j^{(1)} dz = X'_{ij} + X''_{ij}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь

$$m_i(z) = \frac{m_0^2}{2\hbar^2 \rho^2} \cdot \frac{2\Delta^2/9 - (\epsilon_v - 2\Delta/3 - E_i + U)(\epsilon_v - \Delta/3 - E_i + U)}{\epsilon_v - 2\Delta/3 - E_i + U} \quad (3)$$

— координатно-зависящая эффективная масса.

Можно видеть, что этот матричный элемент также отличен от нуля и состоит из двух частей X'_{ij} и X''_{ij} , имеющих различную природу. Таким образом, в реальной модели зонной структуры существует два различных механизма поглощения для света с параллельной поляризацией. Первый механизм, соответствующий члену X'_{ij} , связан со спиновым расщеплением валентной зоны и исчезает при $\Delta \rightarrow 0$. Этот эффект имеет ту же природу, что и поляризационная зависимость межзонного поглощения кейновских полупроводников в электрическом поле [2]. Сравнивая Z_{ij} с первым членом в выражении (3), получаем отношение матричных элементов для различных поляризаций

$$\left| \frac{X'_{ij}}{Z_{ij}} \right| \approx \frac{\Delta}{3(\epsilon_g + 2\Delta/3)} \quad (4)$$

(ϵ_g — ширина запрещенной зоны в узкозонном материале). В структурах на основе GaAs с $\Delta \ll \epsilon_g$ это отношение

весьма мало. Напротив, в гетероструктурах InAs-GaSb , где $\Delta \ll \epsilon_f$, рассматриваемое внутризонное поглощение может иметь место для обеих поляризаций света. Важно отметить, что для разных поляризаций межуровневое поглощение будет происходить на разных чистотах, так как поляризационный сдвиг (см., например, [3]), существующий для Z-поляризованного света, отсутствует для X-поляризации.

Второй механизм поглощения, описываемый членом X''_{ij} , связан с координатной зависимостью зонных параметров, в частности, эффективной массы $m_i(z)$. Его физическая природа состоит в следующем. Благодаря различию эффективных масс по обе стороны гетероперехода электронная волна с $p_x \neq 0$ преломляется на границе и движения параллельно и перпендикулярно границе оказываются взаимосвязанными. Для прямоугольной КЯ с $U=0$ и резкими скачками Δ и ϵ_f величину X''_{ij} можно вычислить точно.

Ответ зависит от типа электронных переходов. Для межуровневых переходов типа 1 (см. рис. 1) получаем следующую оценку для относительной интенсивности переходов в параллельной поляризации [1]:

$$\left| \frac{X''_{ij}}{Z_{ij}} \right| \sim (m_g - m_w) \left[\frac{E_i E_j E_f}{(\Delta \epsilon_c)^2 m_g m_w} \right]^{1/2} \quad (5)$$

Здесь m_w и m_g - эффективные массы в материалах КЯ и барьера, $\Delta \epsilon_c$ - разрыв в зоне проводимости, E_f - энергия Ферми 2МЭГ. При $E_i/\Delta \epsilon_c \rightarrow 0$ волновые функции начального и конечного состояний полностью локализованы в материале КЯ, электрон "не знает" о различии между m_g и m_w , и данный механизм поглощения не реализуется. В реальных гетероструктурах указанное отношение обычно достаточно мало и подобное межуровневое поглощение не существенно.

Для оптической ионизации КЯ (переходы типа 2) дело обстоит иначе. Здесь конечное состояние является делокализованным, что существенно изменяет оценку для X''_{ij} :

$$\left| \frac{X''_{ij}}{Z_{ij}} \right| \sim \frac{m_g - m_w}{m_g} \left(\frac{E_f}{E_i} \right)^{1/2} \quad (6)$$

Для легированной КЯ это отношение может быть порядка единицы.

Полученные результаты согласуются с экспериментом. Переходы между локализованными состояниями в КЯ наблюдались только для Z -поляризованного света [4-6], в то время как для оптического возбуждения из КЯ в континуум состояний над ней не было обнаружено заметной поляризационной зависимости [7].

2. МЕЖУРОВНЕВАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ

Обратимся теперь к фотопроводимости, вызываемой межуровневыми электронными переходами типа 1. В большом числе экспериментов, выполненных в основном на кремниевых МДП-структурах (см., например, [3]), было обнаружено уменьшение проводимости $2M\Omega$ при освещении светом с энергией кванта $\hbar\omega$, соответствующей межуровневому расстройанию^{*)}, т.е. резонансная отрицательная фотопроводимость. В течение многих лет физическая природа эффекта оставалась невыясненной. Обсуждались по меньшей мере три возможных механизма: а) оптический заброс на второй уровень (или даже в другую долину) с иной подвижностью электронов; б) разогрев всей структуры; в) разогрев лишь электронной подсистемы.

Сделать более определенные выводы о механизме фотопроводимости позволили эксперименты с короткими мощными лазерными импульсами [8]. Они показали, что эта фотопроводимость характеризуется малыми временами фотоотклика (менее 10^{-8} с) и резко сублинейной зависимостью от интенсивности света. Указанные три факта - отрицательный знак, малое время и сильная нелинейность фотоотклика - позволили сделать однозначное заключение о природе эффекта.

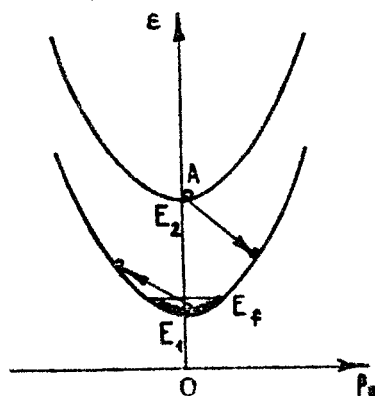
Прежде всего следует отказаться от "концентрационной" модели (а), поскольку в Si-МДП-структурах рассеяние носителей происходит в основном на границе полупроводник-диэлектрик [3]. Электроны в основной подзоне находятся на меньшем расстоянии от границы, чем в возбужденной. Поэтому основная подзона характеризуется меньшей подвижностью и фотопроводимость должна была бы иметь не отрицательный, а положительный знак. Кроме того, в указанной

^{*)} За счет эффектов деполяризации $\hbar\omega$ не совпадает с межуровневым расстоянием, а превосходит его приблизительно на энергию плазмона.

модели трудно объяснить наблюдаемую нелинейность.

Очень малое время фотоотклика говорит об отсутствии в системе медленных тепловых процессов, так что разогретая модель (б) также должна быть исключена.

Таким образом, приходим к окончательному выводу о том, что межуровневая фотопроводимость связана с процессами разогрева электронов и осуществляется следующим образом [9].



Р и с. 2. Оже-процесс межуровневой релаксации неравновесного электрона (А), оптически возбужденного во вторую подзону

Электрон, оптически возбужденный в высшую подзону, за счет электрон-электронных оже-процессов (рис.2) быстро возвращается в основную подзону, вызывая увеличение электронной температуры T_e .

Поскольку электронная подвижность растет с T_e практически линейно (что независимо показано как теоретически, так и экспериментально), то фотопроводимость должна быть отрицательной. В этой модели сильная нелинейность фотопроводимости связана с нелинейной зависимостью скорости энергетических потерь в 2МЭГ Q от T_e , которая, например, для релаксации энергии на деформационном потенциале акустических фононов имеет вид $Q \sim T_e^5$ [10].

Поскольку из условий баланса энергии Q должно равняться интенсивности поглощаемого света I , то T_e , а следовательно и подвижность электронов, зависят от I сублинейно.

3. ОПТИЧЕСКАЯ ИОНИЗАЦИЯ КВАНТОВЫХ ЯМ

Фотопроводимость типа 2 имеет ряд общих черт с обычной примесной фотопроводимостью, будучи связанной с оптическим возбуждением электронов из локализованного в делокализованное состояние. Она обычным образом пропорциональна произведению трех фактов: скорости генерации (коэффициента поглощения α), времени жизни τ и подвижности μ в делокализованном состоянии над КЯ. Однако в структурах с КЯ каждый

из этих факторов имеет свои специфические особенности.

Начнем с времени жизни τ , роль которого в данном случае играет характерное время захвата носителей в КЯ. Подобный захват отличается от захвата обычным глубоким центром двумя важнейшими особенностями [11]. Во-первых, захват в КЯ является значительно более быстрым. В отличие от сложного многофонового процесса захвата на глубокий центр для захвата в КЯ электрону достаточно испустить один оптический фотон с импульсом, который отвечает передаче оставшейся избыточной энергии движению в плоскости 2МЭГ. В результате τ по порядку величины равно времени испускания оптического фотона с импульсом $\sim (mU)^{1/2}$, что значительно меньше типичного времени жизни в однородном полупроводнике. Во-вторых, τ зависит осциллирующим образом от ширины α и глубины U КЯ. Это связано с хорошо известным квантово-механическим выводом о том, что электрон с энергией, много меньшей U , почти полностью отражается от КЯ и его волновая функция в окрестности КЯ мала, что приводит к уменьшению вероятности захвата. Исключения представляют "резонансные" КЯ, для которых

$$(2mU)^{1/2} \alpha = \pi \hbar N \quad (N = 1, 2 \dots). \quad (7)$$

В таких ямах, аналогичных резонаторам Фабри-Перо для локализованных электронов, амплитуда их волновой функции, а потому и вероятность захвата, возрастают. В результате время захвата в КЯ является периодической функцией $(U)^{1/2} \alpha$. В гетеросистеме $\text{GaAs} - \text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ вероятность захвата будет максимальна для КЯ с шириной, кратной 42 Å. Этот эффект был предсказан теоретически в работах [11,12] и наблюдался экспериментально [13] в экспериментах по люминесценции.

Эффективная подвижность μ по нормали к гетерослоям пропорциональна коэффициенту прохождения над КЯ и также осциллирует, будучи максимальной для резонансных КЯ.

Величина коэффициента поглощения α и его спектральная зависимость для нерезонансных и резонансных КЯ различны [14]. В первом случае вблизи порога α ведет себя корневным образом: $\alpha(\omega) \sim (\hbar\omega - U + E_1)^{1/2}$ (E_1 — энергия первого уровня в КЯ), проходит через максимум и на больших частотах спадает $\sim \omega^{-7/2}$. Для резонансных КЯ α расходится вблизи порога: $\alpha(\omega) \sim (\hbar\omega - U + E_1)^{-1/2}$. Расходимость исчезает при учете эффектов деполаризации [15]. Они не

меняют α там, где он не слишком велик, но для резонансных КЯ вблизи пороговых частот обрезают $\alpha(\omega)$ на некотором фиксированном значении α_0 , имеющем порядок обратной длины волны в полупроводниковом материале. Важно отметить, что без учета деполяризационных эффектов $\alpha(\omega)$ пропорционально концентрации 2МЭГ n_s , в то время как $\alpha_0 = \text{const}(n_s)$. Таким образом, увеличивать коэффициент поглощения (что весьма желательно при создании приемников излучения) путем усиления легирования КЯ можно лишь до определенного предела, после чего это становится уже бесполезным.

4. ПРАКТИЧЕСКИЕ ПРИМЕНЕНИЯ

Выше рассматривались два типа инфракрасной проводимости в гетероструктурах с 2МЭГ. Первый тип, описанный в разд.2, обладает рядом интересных физических свойств, но мало перспективен для практических применений из-за малой чувствительности и большого темнового тока. Напротив, фотопроводимость типа 2 может быть использована для практического создания инфракрасных приемников нового типа. Наиболее успешные шаги в этом направлении предприняты в последние годы в лабораториях фирмы Bell Telephone [16-18].

Анализируя свойства α , τ и μ в системе КЯ (см. разд.3 и [14,19]) можно сделать вывод, что структуры с резонансными КЯ должны обладать максимальной фоточувствительностью и минимальной инерционностью, а потому наиболее предпочтительны для создания фотоприемников. В реальных экспериментах [16-18] чаще всего использовались гетероструктуры $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x = 0,2 + 0,25$ и $\alpha \approx 40 \text{ \AA}$. Это близко к условиям резонанса (7) и соответствует свету с пороговой длиной волны 8-10 мкм. Толщина барьерных слоев, разделяющих КЯ, не является столь критичной. Она лишь не должна быть слишком мала (обычно 100-300 \AA), чтобы не был велик темновой туннельный ток.

Структуры для фотоприемников должны быть достаточно сильно легированы, однако стандартное модулированное легирование с сильно легированными барьерами и чистыми ямами здесь вряд ли пригодно. Лучшим является противоположный вариант с сильным легированием лишь узкозонных слоев, поскольку для наших целей необходима высокая подвижность не в КЯ, а в барьерных слоях между ними. Кроме того, в

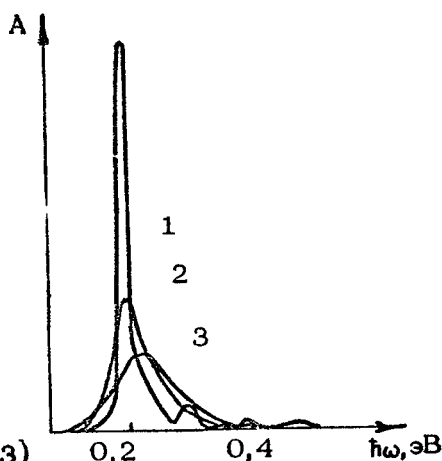
системе $GaAs - AlGaAs$ только такое легирование не создает DX -центры, являющиеся источником остаточной проводимости и других нежелательных нестабильностей. Число периодов в структуре выбирается таким, чтобы обеспечить полное поглощение света, и обычно составляет несколько десятков.

Уже первые экспериментальные попытки создания подобных структур дали хорошие результаты. Были получены фотоприемники с обнаружительной способностью $D^* \approx 1 \cdot 10^{10} \text{см}^2 \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$ при 77К [18], что сопоставимо с результатами для $HgCdTe$ - основного материала для фотоприемников в данном спектральном диапазоне. Положением и шириной спектральной полосы чувствительности можно управлять путем изменения ширины КЯ и высоты (т.е. химического состава) барьера.

Поскольку время жизни τ в структурах с КЯ весьма мало, вышеупомянутая высокая чувствительность может быть получена только при приложении к структуре сильного электрического поля. Поэтому вопрос о трансформации фотоэлектрических свойств КЯ во внешнем поле представляется достаточно важным. Вычисления показывают [20], что спектры фоточувствительности изменяются следующим образом.

1. В электрическом поле основной максимум спектра сдвигается в сторону больших частот и уширяется. Значение α в максимуме в не слишком сильных полях уменьшается, а затем начинает слабо расти.

2. На высокочастотном крыле спектральной кривой появляются дополнительные максимумы, связанные с появлением новых квазидискретных уровней в континууме состояний над КЯ.



Р и с. 3. Спектры поглощения для КЯ с $U = 0,3$ эВ и $d = 50$ Å в электрических полях 30 кВ/см (1), 90 кВ/см (2), 150 кВ/см (3)

3. У спектральной кривой появляется длинноволновый франц-келдышевский хвост, создаваемый электронами, туннельно покидающими КЯ после оптического возбуждения в возбужденные состояния внутри них.

Указанные особенности $\alpha(\omega)$ изображены на рис. 3. Можно заключить, что электрическое поле может быть использовано для дополнительной подстройки фотоприемников на основе КЯ.

Л и т е р а т у р а

1. Шик А.Я. Оптическое поглощение на гетерогранице // ФТП. 1988. Т.22, №9. С.1843.
2. Келдыш Л.В., Константинов О.В., Перель В.И. // ФТП. 1970. Т.3, №4. С.876.
3. Андо Т., Фаулер А., Стери Ф. Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир, 1985.
4. Levine B.F. et al. Strong 8.3 μ m infrared intersubband absorption in doped GaAs/AlGaAs quantum well wave gates // Appl.Phys.Lett., 1987. V.50, N5. P.273.
5. Nakayama M., Kuwahara H., Kato H., Kybota K. Intersubband transitions in GaAs/Al_xGa_{1-x}As modulation-doped superlattices // Appl.Phys.Lett. 1987. V.51, N21. P.1741.
6. Asai H., Kawamura Y. Well width dependence of InGaAs/InAlAs multiquantum wells // Appl. Phys.Lett. 1990. V.56, N5. P.1149.
7. Гродненский И.М., Старостин К.В., Галченков Д.В. Отрицательная фотопроводимость двумерных электронов в полупроводниковых гетероструктурах // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т.43, №1. С.54.
8. Берегулин Е.Б. и др. Быстрая субмиллиметровая фотопроводимость и энергетическая релаксация двумерного электронного газа у поверхности кремния // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т.97, № С.2012
9. Мартисов М.Ю., Шик А.Я. Межподзонная фотопроводимость двумерных электронных систем // ФТП. 1986. Т.20, №8. С.1553
10. Карпус В. Энергетическая импульсная релаксация двумер-

ных носителей заряда при взаимодействии с деформационными и акустическими фононами. // ФТП. 1986. Т.20, №1. С.12-18.

11. Козырев С.В., Шик А.Я. Захват носителей в квантовые ямы гетероструктур // ФТП, 1985. Т.19, №9. С.1667-1672
12. Brum J.A., Bastard G. Resonant carrier capture by semiconductor quantum wells // Phys. Rev. B V.33, N2, P.1420-1425.
13. Mishima T. e. a. Determination of band gap discontinuity in GaAs/AlGaAs system by quantum oscillations of photoluminescence intensity // Surf. Sci. 1986. V.174; N1. P.307-300.
14. Шик А.Я. Внутризонная фотопроводимость гетероструктур с квантовыми ямами // ФТП. 1986. Т.20, № 9. С.1598-1604.
15. Шик А.Я. Эффекты деполяризации и спектр фоточувствительности структур с квантовыми ямами // Письма в ЖТФ. Т.15, № 1. С.40
16. Levine B.F. e. a. Quantum well avalanche multiplication initiated by 10 μm intersubband absorption and photoexcited tunneling // Appl. Phys. Lett. 1987. V.51, N2, P.934-936; High-detectivity $D^+ = 1 \cdot 10^{10}$ GaAs/AlGaAs multiquantum well $\lambda = 8,3 \mu\text{m}$ infrared detector // Appl. Phys. Lett. 1988. V.53, N1. P.296-298. // Appl. Phys. Lett. 1989. V.54. N 6. P.2704
17. Levine B.F. e. a. Bound-to-extended state absorption GaAs-superlattice transport infrared detectors // J. Appl. Phys. 1988. V.64, N5. P.1591-1597.
18. Levine B.F. e. a. GaAs/AlGaAs quantum well long wavelength infrared detector with detectability comparable to CdHgTe // Electron. Lett. 1988. V.24, N4. P.747-750.
19. Вуль А.Я., Шик А.Я., Шмарцев Ю.В. Фотопроводимость гетероструктур с квантовыми ямами // Письма в ЖТФ. Т.12, №5. С.257-260.
20. Петров А.Г., Шик А.Я. Фотоионизация квантовых ям в сильном электрическом поле // ФТП. 1990. Т.24, №8. С.1431-1435.

ИНВЕРСНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С ОДНОЙ КВАНТОВОЙ ЯМОЙ

В.Я.Алешкина, Ю.А.Романов

В последнее время значительный интерес вызывают исследования двухбарьерных квантовых структур (ДБКС), содержащих одиночную квантовую яму (см., например, обзор [1]). Основные их свойства определяются явлением резонансного туннелирования электронов. В частности, эти структуры обладают отрицательной динамической проводимостью и в силу малой инерционности туннельных процессов могут быть использованы для создания генераторов и усилителей субмиллиметрового и дальнего ИК диапазонов электромагнитных волн.

Отрицательная динамическая проводимость указанных структур — следствие возникновения при пропускании через них электрического тока инверсных по энергии населенности квазиуровней (подзон), между которыми происходят излучательные переходы. Возможны два случая.

1. Состояния, между которыми происходят излучательные переходы, пространственно разделены потенциальным барьером. Это нелокальные излучательные переходы. Их называют также туннельными излучательными переходами (туннелирование через потенциальный барьер с испусканием фотона). Вероятность таких переходов сравнительно мала в силу малости коэффициента прозрачности соответствующего барьера. Мощность излучения можно повысить путем увеличения концентрации "инверсных электронов" и плотности их начального и конечного состояний, уменьшая, например, размерность электронной системы (квазидвумерный, одномерный или нуль-мерный электронный газ) [1].

В работах [2,3] показана возможность использования таких переходов для усиления и генерации электромагнитного излучения в полупроводниковых сверхрешетках, помещенных в сильное электрическое поле. При этом реализуются инверсные распределения электронов между основным и возбужденным состояниями соседних потенциальных ям (полупроводниковых слоев). В работах [4,5] показано, что этот процесс эффективно идет и в ДБКС, где инверсия реализуется между пространственно разделенными состояниями электрона в эмиттере и на квазиуровне ямы.

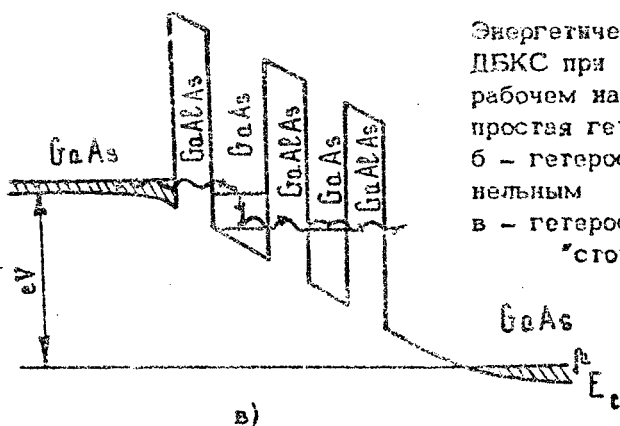
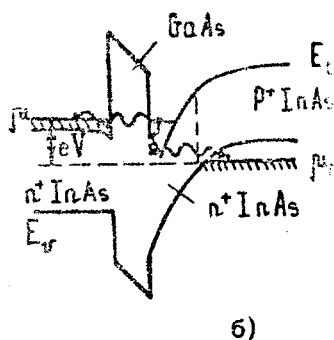
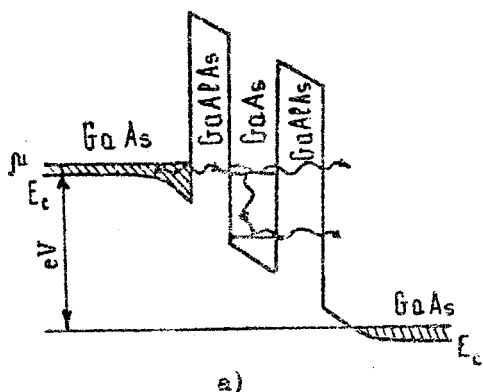
2. Инверсно заселенные состояния, между которыми происходят излучательные переходы, локализованы в одной и той же области пространства (в одной потенциальной яме или слое). Поэтому вероятности этих переходов не содержат малого коэффициента прозрачности барьера. Если переход электрона (из эмиттера) на верхний квазиуровень осуществляется путем резонансного туннелирования, вероятность которого близка к единице, то и вероятность всего процесса в отличие от первого случая (несмотря на наличие потенциального барьера) не содержит малого коэффициента.

На второй тип инверсии в сверхрешетках, содержащих в квантовых ямах не менее трех квазиуровней, указывалось в работе [2]. Однако условия реализации инверсных распределений в них не были исследованы.

В настоящей работе исследованы условия возникновения инверсных распределений электронов между двумерными подзонами квантовой ямы в ДБКС с учетом реальных механизмов рассеяния. Инверсия в таких системах, соответствующая второму типу, возникает, если вероятность ухода электронов из нижней подзоны ямы в контакт (коллектор) превышает вероятность их прихода из верхней подзоны. Найдены параметры структуры, при которых это реализуется.

Рассмотрим ДБКС, энергетическая диаграмма которой при рабочем напряжении $V > 0$ приведена на рисунке. Области 1 и 5 (контакты) сильно легированы, остальные по возможности "чистые".

Необходимым является наличие двух (или более) двумерных подзон в квантовой яме структуры. Как видно из рисунка, электроны не могут попасть в нижнюю подзону непосредственно из контактов, так как зона проводимости



Энергетическая диаграмма ДБКС при положительном рабочем напряжении: а – простая гетероструктура, б – гетероструктура с туннельным р-п-переходом, в – гетероструктура со "стоп-слоем"

в левом контакте выше дна первой подзоны, а в правом – уровень Ферми ниже резонансных подзон. Основным каналом прихода электронов в нижнюю подзону является их рассеяние из верхней подзоны, куда они приходят путем резонансного туннелирования из левого контакта.

Распределение электронов между подзонами определяется процессами их рассеяния. Возможны два предельных случая.

1. Переход электронов между подзонами происходит в результате упругих столкновений с частотой γ . Уравнение для населенности N_1 в нижней подзоне имеет вид

$$\frac{dN_1}{dt} = \gamma (N_2 - N_1) - \gamma_T N_1, \quad (1)$$

где $N_{1,2}$ — поверхностные концентрации электронов в первой и второй подзонах соответственно, ν_T — частота ухода электрона из первой подзоны в правый контакт.

В стационарном состоянии

$$N_1 = N_2 \frac{\nu}{\nu + \nu_T} < N_2, \quad (2)$$

т.е. инверсия возникает при любом $\nu_T > 0$.

2. Столкновения электрона существенно неупругие (например, испускание оптического фонона), так что он не может возвратиться из нижней подзоны в верхнюю.

Уравнение для N_1 имеет вид

$$\frac{dN_1}{dt} = \nu_N N_2 - \nu_T N_1, \quad (3)$$

где ν_N — частота неупругих столкновений. В стационарном состоянии

$$N_1 = N_2 (\nu_N / \nu_T), \quad (4)$$

т.е. инверсия возникает лишь при

$$\nu_N < \nu_T. \quad (5)$$

Отметим, что в обоих случаях условие возникновения инверсии сводится просто к требованию превышения частоты ухода электронов с нижней подзоны над частотой их прихода на нее и не зависит от интенсивности обмена электронами верхней подзоны с контактами. При упругом обмене между двумерными параболическими подзонами это требование всегда выполняется, поскольку частота ухода электрона с нижней подзоны равна сумме частот его прихода из верхней подзоны и туннельного ухода в контакт. Таким образом, только неупругие рассеяния препятствуют созданию инверсной заселенности подзон. Далее будут подробно рассмотрены три типа неупругого рассеяния: 1) испускание оптических фононов, 2) межэлектронное рассеяние, 3) рассеяние на акустических фононах.

Рассмотрим сначала первый тип рассеяния. В материалах типа GaAs энергия оптического фонона порядка 400 К, т.е. его испускание при не очень высокой температуре — сильно неупругий процесс. Частоты рассеяния электрона на них [6].

$$\nu_{0\text{Ф}} \approx \frac{\pi e^2 \omega_0}{2\hbar} \sqrt{\frac{2m}{\epsilon_2 - \hbar\omega_0}} \alpha_{12}, \quad (6)$$

$$\epsilon_2 \gg \hbar\omega_0,$$

где α_{12} – безразмерный множитель, меньший единицы (для прямоугольной ямы с бесконечно высокими стенками $\alpha_{12} = 0,18$), ϵ – эффективная диэлектрическая проницаемость структуры, ϵ_2 – расстояние между первой и второй подзонами, m и e – эффективная масса и заряд электрона. Поэтому если закон сохранения энергии разрешает испускание оптических фононов, то условие инверсного распределения электронов имеет вид (испускание оптических фононов – самое быстрое рассеяние)

$$\nu_{0\text{Ф}} < \nu_{\text{T}}. \quad (7)$$

Для оценок можно использовать следующее приближение:

$$\nu_{\text{T}} \approx \frac{\epsilon_2}{2\pi\hbar} D_1, \quad (8)$$

где D_1 – прозрачность правого барьера для электронов нижней подзоны.

Для прямоугольной ямы GaAs при $\epsilon_2 = 14\hbar\omega_0$ из выражений (6)–(8) получаем условие инверсии

$$D_1 > 0,01. \quad (9)$$

Это условие легко выполнить, например, используя в качестве правого барьера слой AlAs толщиной $1,7 \text{ \AA}$ (три периода решетки), у которого разрыв зоны проводимости с GaAs составляет 1 эВ [7]. В этом случае прозрачность правого барьера для электронов нижней (первой) подзоны составляет $D_1 \approx 1/77$, а для верхней (второй) – $D_2 \approx 1/16$.

Если закон сохранения энергии запрещает испускание оптических фононов, то энергия электрона релаксирует при межэлектронных столкновениях и при рассеянии на акустических фононах. Для грубых оценок частоты межэлектронных столкновений можно воспользоваться формулой [8]

$$\nu_{\text{еэ}} \approx (0,2-0,5)N [\text{с}^{-1}], \quad (10)$$

где N – поверхностная концентрация электронов в яме, см^{-2} .

Частота релаксации энергии на акустических фононах для электронов с энергией $\epsilon_2 \gg T$ имеет вид

$$\nu_{\text{ак}}(\epsilon_2) = \frac{2\theta^2 m^2}{\rho \hbar^3 l}, \quad (11)$$

где θ — константа деформационного потенциала, ρ — плотность кристалла, l — ширина ямы.

Электрон-электронное столкновение в двумерном газе в отличие от трехмерного существенно неупругое [9]. Мы рассматриваем несимметричные ямы, поэтому запрета на переходы между соседними подзонами не существует [8]. Для слоя GaAs с $l = 100 \text{ \AA}$ $\nu_{\text{ак}}(\epsilon_2) \approx 2,2 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$. Поэтому при $N > 10^9 \text{ см}^{-2}$ имеем $\nu_{\text{вв}} > \nu_{\text{ак}}(\epsilon_2)$, и основным механизмом релаксации энергии и населенностей подзон является межэлектронное столкновение. Величиной N можно управлять, меняя прозрачность левого и правого потенциальных барьеров.

Пусть $\nu_{\text{вв}} > \nu_{\text{ак}}$. Для нахождения $N_{1,2}$ необходимо корректное вычисление функции распределения по импульсам в каждой подзоне. Это очень сложная задача [9]. Приведем результаты приближенного рассмотрения. Пусть основной механизм неупругого рассеяния — электрон-электронные столкновения, которые будем описывать интегралом столкновений в \mathcal{T} -приближении:

$$\left(\frac{\partial f_i}{\partial t} \right)_{\text{еэ}} = (f_i^0 - f_i) \nu_{\text{еэ}}, \quad i = 1, 2, \quad (12)$$

где f_i^0 — равновесные функции распределения с эффективной электронной температурой T_e . Решая соответствующие кинетические уравнения с учетом и упругих столкновений, получим условия инверсной населенности подзон

$$\begin{aligned} \nu_{\text{T}} > \nu_{\text{еэ}} & \quad \text{при} \quad \nu_{\text{еэ}} > \nu_{\text{упр}}, & (13) \\ \nu_{\text{T}} > \sqrt{2\nu_{\text{еэ}}\nu_{\text{упр}}} & \quad \text{при} \quad \nu_{\text{еэ}} > \nu_{\text{упр}}. \end{aligned}$$

Например, в структуре GaAs-AlAs с толщиной правого барьера $11,3 \text{ \AA}$ (2 периода), $2\mu\text{ч}/\epsilon_2 \approx 0,1 \text{ мм}$ имеем $D_1 = D_2 \approx 0,05$ и условие (13) выполняется при $N < 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\nu_{\text{упр}} < 10^{11} \text{ с}^{-1}$

При $\nu_{\text{еэ}} < \nu_{\text{ак}}$ рассеяние квазиупруго для $T < (m_2^* \epsilon_2)^{1/2}$ [10], v — скорость звука (при $\epsilon_2 < \omega_0$ GaAs $(m_2^* \epsilon_2)^{1/2} < 7 \text{ К}$). Уравнения для функций распределения электронов в подзонах имеют вид уравнений Фоккера-Планка. Решая их, получим условие инверсии

$$\nu_T \approx \nu(B/T\nu)^{1/3}, \quad (14)$$

$$\text{где } B = \frac{11 B^2 m T \pi^2}{9 \rho \hbar \ell^3}, \quad \nu = \nu_{\text{упр}} + \nu_{\text{аФ}}, \quad \nu_{\text{аФ}} = \frac{\beta^2 m T}{\mu \hbar^2 s^2 \rho}, \quad (15)$$

$\nu_{\text{аФ}}$ – частота межподзонных переходов электрона за счет квазиупругого испускания акустических фононов, $\nu_{\text{упр}}$ – частота рассеяния на примеси, T – температура кристалла.

Как указывалось выше, инверсия населенности подзон в ДБКС приводит к отрицательной высокочастотной проводимости. Исследуем эту возможность. Без учета потерь в контактах мощность излучения (поглощения) на частоте межподзонных переходов ω равна

$$P = - \frac{2e^2 \omega^4}{3c^3} |X_{12}|^2 [(N_1 - N_2)N(\omega) - N_2], \quad (16)$$

где X_{12} – соответствующий матричный элемент координаты электрона, c – скорость света, $N(\omega)$ – число квантов с частотой ω . Соответствующее сопротивление структуры единичной площади

$$\chi = \frac{\hbar \Delta \nu \ell^2}{e^2 \omega |X_{12}|^2 (N_1 - N_2)}, \quad (17)$$

где $\Delta \nu$ – сумма обратных времен жизни (ширин подзон) электронов в обоих подзонах. Как и должно быть, $\chi < 0$ при $N_1 < N_2$.

В общем сопротивление структуры дают вклад сопротивление контактов R , имеющее в основном активную составляющую, и реактивное (емкостное) сопротивление ДБКС $1/\omega C$, где $C = \epsilon/4\pi \ell$ – емкость ДБКС, ϵ – величина диэлектрической проницаемости. Считаем, что толщина барьеров много меньше ширины ямы. Поэтому полная поглощаемая структурой мощность

$$P' = P \left[1 + \frac{R}{\chi} (1 + \omega^2 C^2 \chi^2) \right], \quad (18)$$

где P – мощность, поглощаемая только в ДБКС (без учета контактов). Наличие реактивной составляющей сопротивления контакта эффективно уменьшит R . Из выражения (18) видно, что $P' < 0$ при

$$\omega R < 1/2,$$

$$\tau_2 < \tau < \tau_1,$$

$$\tau_{1,2} = \frac{R}{2(\omega \tau R)^2} \left[-1 \pm \sqrt{1 - 4(\omega \tau R)^2} \right] < 0. \quad (19)$$

Для хороших контактов к GaAs $R \approx 10^{-6}$ Ом/см² [11], поэтому усиление возможно лишь при $l \approx 7 \cdot 10^{-6}$ см, что соответствует усиливаемым частотам $f = \omega/2\pi \approx 750$ ГГц.

В описанной структуре значительная часть электронов уходит в правый контакт прямо из второй подзоны, не испустив фотон. Это приводит к малому КПД системы. Мощность излучения и КПД структуры могут быть увеличены путем увеличения количества квантовых ям в ней (это приводит также к желательному уменьшению емкости, т.е. к повышению рабочих частот), а также введением "стоп-слоя", запрещающего прямое туннелирование электронов с верхнего уровня квантовой ямы в правый контакт. Два варианта такой структуры приведены на рисунке (б, в).

В структуре (б), выполненной на основе узкозонного полупроводника InAs, коэффициент межзонного туннелирования может быть более 10^{-2} , что позволяет выполнить необходимые условия инверсии, рассмотренные выше.

Авторы выражают благодарность А.А.Андронову, В.А.Козлову, А.А.Игнагову и другим участникам семинара ИПФ АН СССР за полезное обсуждение этой работы.

Л и т е р а т у р а

1. Тагер А.С. Размерные квантовые эффекты в субмикронных полупроводниковых структурах и перспективы их применения в электронике СВЧ // Электронная техника. Сер. 1, электроника СВЧ. 1987. № 9. С. 19-32; 1988. № 2. С. 17-33.
2. Казаринов Р.Ф., Сурис Р.А. О возможности усиления электромагнитных волн в полупроводнике со сверхрешеткой // ФТП. 1971. Т. 5, № 4. С. 797-800.
3. Казаринов Р.Ф., Сурис Р.А. К теории электрических и электромагнитных свойств полупроводников со сверхрешеткой // ФТП. 1972. Т. 6, № 1. С. 148-162.

4. Беленов Э.М., Лускинович П.Н., Романенко В.И. и др. Резонансное туннелирование в многослойных структурах в присутствии поверхностных лектромагнитных волн // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12, № 8. С. 491-496.

5. Беленов Э.М., Ораевский А.Н., Соболев А.Г. и др. О возможности использования резонансного туннелирования для селективного, перестраиваемого по частоте фотоприема // Тезисы докл. 11-й Всесоюз. конф. по физике полупроводников. Кишинев, 1988. Т.2. С.288.

6. Магарилл Л.И., Романов А.А., Шик А.Я. Межзонная люминесценция квантовых гетероструктур // ФТП. 1987. Т. 2 № 3. С. 404-410.

7. Goodhue W.D., Solner T.C.L.G., Le H. O., Brown W.R. Large room-temperature effects from resonant tunneling through AlAs barriers // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49, N. 17. P. 1086-1088.

8. Маргисов М.Ю., Шик А.Я. Примесное рассеяние и межуровневые переходы в двумерных электронных системах // ФТП. 1988. Т.22, № 6. С. 1075-1079.

9. Есипов С.Э., Левинсон И.Б. Электронная температура в двумерном газе. Потери энергии на оптических фононах // ЖЭТФ. 1986. Т. 90, № 1. С. 330-345.

10. Карпус В. Энергетическая и импульсная релаксация двумерных носителей заряда при взаимодействии с деформационными акустическими фононами // ФТП. 1986. Т. 20, № 1. С. 12-19.

11. Allen L.H., Hung L.S., Kavanagh K.L. et al. Ohmic contacts to n-GaAs using In/Pd metalization // Appl. Phys. Lett. 1987. N. 5. P. 326-327.

ХАРАКТЕРИСТИКИ
ТРЕХБАРЬЕРНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ
С УЧЕТОМ ИЗМЕНЕНИЙ ЗАРЯДОВ
И РАССЕЯНИЯ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ
И ПРЕДБАРЬЕРНЫХ ОБЛАСТЯХ

Г.И.Фрейдман

Исследование характеристик гетероструктур проведено, в основном, в двух предельных приближениях. Результаты исследований без учета процессов рассеяния электронов приведены, например, в работах [1-4]. В другом предельном случае, когда расширение уровней из-за рассеяния превышает их расщепление вследствие туннелирования через барьеры, довольно полное рассмотрение удается провести и как с учетом рассеяния в квантовых ямах, так и с учетом рассеяния в барьерах (см., например, [5]). Влияние же процессов рассеяния на характеристики гетероструктур в промежуточном случае изучено недостаточно полно. В работе [6] подход, основанный на приеме: эллиптический коэффициент прохождения волн через неоднородную систему [1-4], применен для анализа влияния рассеяния электронов в квантовой яме на характеристики двухбарьерной структуры. Однако использованная в [6] аналогия такой структуры с интерферометром Фабри-Перо не точна при существенной роли релаксационных процессов, поскольку в интерферометре при этом происходит исчезновение фотонов, а электроны в яме только рассеиваются. Учет этого обстоятельства (см. [7]) приводит, в отличие от выводов работы [6], к слабой зависимости максимального тока через структуру от ширины уровня, связанной с рассеянием электронов. Много исследований проведено для структур с большим числом барьеров при малом изменении потенциала на периоде, когда элек-

троны внутри структуры можно характеризовать квазимпульсом. Такое приближение справедливо при достаточно малой роли релаксационных процессов, когда расширение уровней меньше ширины минизоны, и не применимо к гетероструктурам с малым числом барьеров. В последнем случае наиболее адекватным для анализа является применение матрицы плотности для электронов в квантовых ямах, в уравнениях для которой можно по крайней мере феноменологически, учесть процессы рассеяния. Такие уравнения применялись, например, при исследовании процессов в сильных полях, когда туннелирование происходит между соседними ямами [3], а также при исследовании нелинейных характеристик емкости гетероструктур, ограниченных непроницаемыми барьерами (см., например, [9]). Для исследования процессов в структурах, ограниченных проницаемыми барьерами, в уравнениях для матрицы плотности, кроме взаимодействия электронов в соседних ямах, необходимо последовательно учесть как излучение этих электронов из гетероструктуры за счет туннелирования в полупространство, так и проникновение свободных электронов в гетероструктуру. Кроме того, необходимо в ряде случаев учитывать корреляции состояний электронов в областях, разделенных не одним, а несколькими барьерами. Метод составления приближенных уравнений для матрицы плотности, в которых учитываются указанные выше факторы, дан в работе [7].

На основе этих уравнений, в которых были феноменологически учтены процессы рассеяния электронов внутри ям и в предбарьерных областях, в работе [7] проведено исследование их влияния на ВАХ двухбарьерной и трехбарьерной структур (ДБС и ТБС. При этом предполагалось, что параметры уравнений для матрицы плотности слабо зависят от поперечного волнового числа электронов, а влияние изменений зарядов внутри ям на ВАХ мало. В настоящей работе на основе аналогичного подхода показано, что влияние изменений зарядов в ямах может качественно изменить вид ВАХ трехбарьерной структуры. Приведены также результаты исследования некоторых режимов работы LR-генератора с ТБС.

1. УРАВНЕНИЯ ДЛЯ МАТРИЦЫ ПЛОТНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ

При малой прозрачности барьеров уравнения для матрицы плотности можно написать используя гамильтониан, в котором учтены взаимодействия только между электронами, находящимися в соседних квантовых ямах. Эти уравнения получим для некоторого частного случая, более последовательно, . . . определив из одночастичного уравнения Шредингера приближенные уравнения для амплитуд волновых функций электронов в ямах, используя которые, с помощью метода вторичного квантования получим уравнения для зарядов и токов через барьеры. Такой подход, с одной стороны, позволяет оценить точность приближения ближайших соседей, а с другой — позволяет для ряда случаев непосредственно учесть в этих уравнениях туннелирование электронов через барьеры, отделяющие гетероструктуру от окружающего ее полупроводника. Кроме того, в рассматриваемом приближении легко определяются все существенные параметры, в том числе и характеризующие влияние пространственного заряда в ямах на энергетический спектр электронов.

Ограничимся случаем, когда барьеры имеют резкие границы, а между этими границами для уравнения Шредингера применимо приближение геометрической оптики. Кроме того, будем рассматривать только нижние уровни электронов в ямах. Проанализируем вначале прохождение и отражение электронов от барьеров, разделяющих квантовые ямы. В приближении геометрической оптики волновая функция как внутри барьеров, так и вне их может быть записана в виде

$$\exp(i\vec{k}_\perp \vec{r}_\perp) \Psi(t; z, \vec{r}_\perp) = \exp \left[-i \int_0^t \omega(t) dt \right] \left(\frac{A_+}{\sqrt{\Phi'_+}} e^{i\varphi_+} + \frac{A_-}{\sqrt{\Phi'_-}} e^{-i\varphi_-} \right) \quad (1)$$

Уравнения для эйконалов Φ_\pm и амплитуд A_\pm определяются соотношениями

$$\Phi'_\pm = \sqrt{k_\perp^2 \mp \frac{2m}{\hbar} \Phi_\pm} ; \quad \kappa = \frac{\sqrt{2m}}{\hbar} \sqrt{\hbar \Omega - V_B(z) + e \cdot U(t; z)} , \quad (2a)$$

$$A'_\pm \mp \frac{m}{\hbar \Phi'_\pm} \dot{A}_\pm \mp \frac{m A_\pm}{\hbar \Phi'_\pm} \frac{\partial}{\partial t} \ln \sqrt{\Phi'_\pm} = 0. \quad (2b)$$

Здесь $\Omega = \omega - \hbar k_1^2 / 2m$, $V_b(z)$ - потенциальная энергия, равная внутри барьеров V_b и нулю вне их; $U(t; z)$ - электрический потенциал. Для низкоэнергичных электронов, уравнения для которых мы только и будем рассматривать, продольное волновое число K внутри барьеров - чисто мнимая величина ($K = i\beta$). Поэтому вместо фаз Φ_{\pm} , которые становятся мнимыми, удобно ввести внутри барьеров действительные величины $\bar{\Phi}_{\pm} = i\Phi_{\pm}$ и умножить правую часть (1) на \sqrt{i} .

Для медленных процессов, которые мы рассматриваем, характерное время $T_{пр}$ много больше как времени пролета $\tau_n = L_n m / \hbar K$ электронами расстояния L_n между барьерами так и "времени пролета" $\tau_b = d m / \hbar \beta$ электронов внутри барьера шириной d . Это позволяет получить, пренебрегая величинами порядка произведения малых величин $\epsilon = \text{etr}(-\beta d)$ и $\mu = \tau_n / T_{пр} = \tau_b / T_{пр}$, ϵ^2 , простые соотношения между амплитудами падающих на барьер, прошедших через него и отраженных от барьера волновых функций. Например, для барьера, разделяющего n -ю и $(n-1)$ -ю ямы, эти соотношения можно записать в виде [7]

$$A_{+n}(t; z_n) \text{etr}[i\bar{\Phi}_{+n}(t; z_n)] = R_{-n} \text{etr}(i\bar{\Phi}_{-n}) A_{-n}(t; z_n) + \text{etr}[-i\bar{\Phi}_{-n}(t; z_n)] + P_{+(n-1)} \text{etr}(i\bar{\Phi}_{+(n-1)}) A_{+(n-1)}(t; z_{+(n-1)}) + \text{etr}[-i \int \omega_{n-1; n} dt + i\bar{\Phi}_{+(n-1)}(t; z_{+(n-1)})] + O_1(\tau_b / T_{пр}), \quad (3a)$$

$$A_{-(n-1)}(t; z_{-(n-1)}) \text{etr}[-i\bar{\Phi}_{-(n-1)}(t; z_{-(n-1)})] = -R_{+(n-1)} \text{etr}(i\bar{\Phi}_{+(n-1)}) + A_{+(n-1)}(t; z_{+(n-1)}) \text{etr}[+i\bar{\Phi}_{+(n-1)}(t; z_{+(n-1)})] + P_{-n} \text{etr}(i\bar{\Phi}_{-n}) + A_{-n}(t; z_n) \text{etr}[-i \int \omega_{n; n-1} dt - i\bar{\Phi}_{-n}(t; z_n)] + O_2(\tau_b / T_{пр}). \quad (3b)$$

Комплексные коэффициенты отражения $R_{\pm} \text{etr}(i\bar{\Phi}_{\pm})$ и прохождения $P_{\pm n} \text{etr}(i\bar{\Phi}_{\pm n})$ определяются в общем случае весьма громоздкими выражениями (см., например, [7]). Однако при малой прозрачности барьеров ($|P_{\pm n}|^2 \approx \epsilon^2 \ll 1$) эти выражения можно упростить и записать в виде

$$P_{-n} \text{etr}(i\bar{\Phi}_{-n}) = P_{+n-1} \text{etr}(i\bar{\Phi}_{+(n-1)}) = 4 \text{etr} \left\{ -\bar{\beta} d_{-n} + i \left[\pi/2 + (\bar{\Phi}_{-n} + \right.$$

$$+ \varphi_{+(n-1)}) / 2] \} / \sqrt{\sin \varphi_{-n} \cdot \sin \varphi_{+(n-1)}},$$

$$R_{-n} = R_{+(n-1)} \approx 1 - \Pi_{-n}^2 / 2,$$

$$\operatorname{tg}(\varphi_{-n} / 2) = \left(\varphi'_{-n} / \sqrt{(\overline{\varphi}'_{-n})^2 + (\varphi'_{-n})^2} \right)_{z_{-n}},$$

$$\operatorname{tg}(\varphi_{+(n-1)} / 2) = \left(\varphi'_{+(n-1)} / \sqrt{(\overline{\varphi}'_{n-1})^2 + (\varphi'_{n-1})^2} \right)_{z_{+(n-1)}},$$

где $\beta_{-n} d_{-n} = \int_{z_{+(n-1)}}^{z_{-n}} \beta dz.$

Последние слагаемые в соотношениях (3) имеют порядок (τ_E / T_{nn}) и их, строго говоря, следует учитывать. Оценки показывают, что этот учет приведет в основном лишь к некоторому изменению величины эффективного времени пролета электронов между барьерами за счет их частичного проникновения в барьеры. Однако это изменение не велико (порядка отношения глубины проникновения β^{-1} к ирриям) и в дальнейшем не будем учитывать последние слагаемые (3).

При выводе уравнений, описывающих изменение амплитуд волновых функций между барьерами, надо учесть, что коэффициент отражения от двух последовательных барьеров, ограждающих яму, должен быть близок к единице с точностью до величин порядка $(\Pi_{-n}^2 \Pi_{+n}^2) \sim \epsilon^4 \ll 1$. Это значит, что в каждой яме, кроме собственного колебания, всегда должна быть вынужденная волна, связанная с падающими на нее в данный момент из соседних ям волнами таким образом, чтобы коэффициент отражения последних был равен единице с точностью до произведения $\Pi_{-n}^2 \Pi_{+n}^2$. Для разделения этой "вынужденной" волны и собственных колебаний $B_{\pm n}$ в n -й яме произведем замену амплитуд $A_{+n}(t; z_{+n})$ и $A_{-n}(t; z_{-n})$ волн, падающих на ограждающие ямы барьеры, выделив в явном виде собственные и "вынужденные" волны, связанные с колебаниями в соседних ямах в момент времени $t_{-2n} = (t - 2\tau_n)$:

$$A_{+n}(t; z_{+n}) \equiv B_{+n}(t; z_{+n}) - \frac{1}{2} \Pi_{-(n-1)}^2 R_{-n} B_{-(n-1)}(t_{-2n}; z_{-(n-1)})^2$$

$$= \exp \left\{ i \left[\Phi_{-(n-1)}(t_{-2n}; z_{-(n-1)}) + \Phi_{-n}(t; z_n) - \Phi_{-(n-1)} + \theta_{-n} - \int_0^t \omega_{n;n-1} dt \right] \right\}$$

$$A_{-n}(t; z_n) \equiv B_{-n}(t; z_n) - \frac{1}{2} \Pi_{n(n-1)} \cdot R_{+n} \cdot B_{+(n-1)}(t_{-2n}; z_{+(n-1)}) \times$$

$$\times \exp \left\{ i \left[\Phi_{+(n-1)}(t_{-2n}; z_{+(n-1)}) + \Phi_{-n}(t; z_n) + \Phi_{+(n-1)} - \theta_{-n} + \int_0^{t-2a} \omega_{n;n-1} dt \right] \right\}. \quad (5)$$

В качестве амплитуд $B_n(t)$ собственных функций внутри n -й ямы возьмем полусумму амплитуд собственных волн, падающих из нее на ограничивающие барьеры:

$$B_{+n}(t) \equiv B_{+n}(t; z_n) \exp [i \Phi_{+n}(t; z_n)];$$

$$B_{-n}(t) \equiv B_{-n}(t; z_n) \exp [-i \Phi_{-n}(t; z_n)];$$

которые с точностью до величины ΔB_n порядка $(\delta_n \cdot \tau_n)$ равны друг другу. Удобно рассматривать нормированные амплитуды

$b_n(t) = B_n \cdot L_n \sqrt{2/\alpha}$, квадрат модуля которых с точностью до величины $\epsilon \cdot \tau_n < b_n b_{n+1}^+ >$ и $\varphi_{z_n}^2 < b_n b_n^+ >$ равен плотности электронов $\rho_n(\vec{k}_1; t)$ в n -й яме на единицу площади.

Уравнения, определяющие изменения амплитуд $b_n(t)$ и собственные частоты Ω_n , получаются из граничных условий (3) с учетом замены (5) и того, что $A_{+n}(t; z_n) = A_{+n}(t + \tau_n; z_n)$. Учитывая, что $b_n(t \pm \tau_n) = b_n(t) \pm b_n \tau_n$, можно показать, что с точностью до слагаемых порядка ϵ^2 ; $\epsilon \tau_n$; $\mu^2 \sim \epsilon^4$ и выше изменения амплитуд $b_n(t)$ определяются взаимодействием с ближайшими соседями:

$$\dot{b}_n + b_n \cdot \Gamma_n^{-1} = -i \exp(-i \int \omega_{n-1;n} dt) \times$$

$$\times \Pi_{n-1;n} \cdot b_{n-1} - i \exp(-i \int \omega_{n;n+1} dt) \times \Pi_{n;n+1} \cdot b_{n+1}. \quad (6)$$

Здесь введены обозначения

$$T_n^{-1} = T_{n-1}^{-1} + T_n^{-1}; \quad T_{\pm n}^{-1} = \tau_n^{-1} (1 - \tilde{R}_{\pm n});$$

$$\tilde{R}_{\pm n} = R_{\pm n} + \frac{1}{2} \Pi_{\pm n}^2 R_{\mp(n\pm 1)}, \quad (7a)$$

$$\Pi_{n\pm 1; n} = (\tau_n \times \tau_{n\pm 1})^{-1/2} \Pi_{\mp(n\pm 1)} \exp \left[\mp i \frac{\psi_{\mp(n\pm 1)} - \psi_{\pm n}}{2} \right] =$$

$$= \tau_n^{-1} \sqrt{\frac{K_{n\pm 1}^0 \cdot z_n}{K_n^0 \cdot z_{n\pm 1}}} \Pi_{\mp(n\pm 1)} \exp \left[\mp i \frac{\psi_{\mp(n\pm 1)} - \psi_{\pm n}}{2} \right] \quad (7b)$$

Уравнения (6) написаны для квантовых ям, соседями которых являются тоже квантовые ямы. При этом, как видно из выражений (7), времена жизни $T_{\pm n}$ надо считать в рассматриваемом приближении бесконечными, поскольку $\tilde{R}_{\pm n} \approx 1$. Для крайних ям ($n=1; N$), граничащих с толстым слоем полупроводника, который можно рассматривать как полупространство, время ухода электронов из этих ям конечно, поскольку

$$\tilde{R}_{-1} = R_{-1} \approx 1 - \frac{1}{2} \Pi_{-1}^2, \quad \text{и} \quad \tilde{R}_{+N} = R_{+N} = 1 - \frac{1}{2} \Pi_{+N}^2.$$

а слагаемые в правой части (6), описывающие туннелирование электронов из соответствующего полупространства, надо записать в виде суммы по всем собственным волнам полупространства с заданным \vec{K}_{\perp} , падающим на гетероструктуру. При этом, поскольку амплитуды этих собственных волн имеет смысл нормировать на единицу длины, в выражениях для коэффициентов связи $\Pi_{0;1}$ и $\Pi_{N+1;N}$ надо заменить L_0 и L_{N+1} на единицу. Такой подход справедлив, строго говоря, только в тех случаях, когда состояния электронов в крайних ямах резонансны состояниям непрерывного спектра в приконтактных областях. Однако даже при образовании вследствие наклона потенциала в этих областях дискретных уровней туннелирование электронов в приконтактные области можно характеризовать временами жизни T_1, T_N , если размер области локализации волновых функций этих уровней больше длины свободного пробега электронов. Следует только учесть [7], что спектр падающих на гетероструктуру электронов ограничен со стороны малых значений продольных волновых чисел (т.е. плотность их потока равна нулю при $K < K_{\min}$), а время жизни вследствие туннелирования электронов в приконтактную область может зависеть от времени затухания корреляций

состояний электронов в яме и приконтактной области. Например, время жизни в первой квантовой яме за счет туннелирования в левую приконтактную область определяется в этом случае выражением

$$\tilde{T}_{-1}^{-1} = \frac{1}{2\pi} \int_{k_{min}}^{\infty} dk \frac{\pi^2 \frac{k^4}{1k} \pi^{-1}}{c^1 \frac{1}{2} + T_{-1}^{-1}} = T_{-1}^{-1} \theta(\omega_{1k_{min}})$$

Здесь $\theta(\omega_{1k})$ — близкая к ступенчатой функция, ширина спада которой определяется, как видно из выражения (8), временем затухания корреляций $T_{1k_{min}}$.

В уравнение, определяющее собственные частоты Ω_n , входят фазы коэффициентов отражения от барьеров и фазы волновых функций на их границах:

$$2\pi l = \varphi_{-n}(t) + \varphi_{+n}(t) + \varphi_{+n}(t; z_{+n}) - \varphi_{+n}(t; z_{-n}) + \varphi_{-n}(t; z_{+n}) - \varphi_{-n}(t; z_{-n}), \quad (9)$$

где целое число l в дальнейшем будем считать равным единице.

В рассматриваемом приближении из соотношения (9) трудно определить зависимость энергии $\epsilon_n = (\hbar\Omega_n + lU_n)$ относительно потенциала U_n в центре ямы от заряда Q_n электронов и среднего электрического поля E_n в яме. Для достаточно глубоких уровней ($\sqrt{\epsilon_n^0/V_0} < 1$, где $\epsilon_n^0 = (\pi\hbar/2mL_n)^2 \approx (\hbar k_n^0/2)^2$ считая, что плотность заряда в яме $\rho \sim \cos^2(\pi x/4L)$), эту зависимость можно написать приближенно в виде

$$\sqrt{\epsilon_n} \left(1 - \frac{\Delta Q_n}{Q_n} - A_1 \frac{e^2 E_n^2 L_n^2}{8\epsilon_n^2} - A_2 \frac{14}{\pi^2} \frac{\Delta Q^2}{Q_n^2} \right) = \sqrt{\epsilon_{on}}, \quad (10)$$

$$\sqrt{\epsilon_{on}} = \sqrt{\epsilon_n^0} / \left(1 + \frac{2}{\pi} \arctg \sqrt{\epsilon_n^0/V_0} \right).$$

Здесь $\Delta Q_n = Q_n - Q_{on}$ — разность зарядов электронов и компенсирующего заряда, A_1 и A_2 — величины, близкие к единице,

$$Q_n = \frac{12\epsilon_q \epsilon_{on}}{\pi^2 L_n} \frac{1 + \frac{2}{\pi} \arctg \sqrt{\epsilon_n^0/V_0}}{\left(1 + \frac{24}{\pi^2} \frac{1 + 4/\pi^2}{1 + 6/\pi^2} \arctg \sqrt{\epsilon_n^0/V_0} \right)}, \quad (10)$$

где ϵ_0 - диэлектрическая проницаемость среды. По порядку величины отношение $Q_n/Q_n \approx 10^{-20} \cdot n_e$, где n_e - плотность электронов в приконтактной области. Поэтому, поскольку ширины уровней обычно не меньше $10^{-2} \epsilon_{an}$, последними двумя слагаемыми в левой части (10) можно пренебрегать, в то время как слагаемое, пропорциональное ΔQ_n , может быть существенно.

Плотность электронов в n -й яме (на единицу поверхности)

$$\rho_n = \int_{z_n}^{z_{n+1}} |\psi_n|^2 dz$$

с точностью до величины порядка $\epsilon \cdot \rho_{n,n+1}$ и $\mu^2 = (\tau_n/T_{np})^2$ равна, как легко показать, диагональной компоненте матрицы плотности

$$\rho_{nk} = \langle \delta_n^\dagger \delta_k \rangle \exp\left(i \int \omega_{n;k} dt\right).$$

Уравнения для компонент матрицы плотности можно получить из выражения (6), учитывая правила дифференцирования операторов. При учете различных процессов столкновений и рассеяния электронов в эти уравнения добавятся релаксационные слагаемые и интегралы столкновений. Их вид в том или ином приближении можно записать, исходя из довольно общих соображений. Ниже такой подход применен для решения некоторых конкретных задач.

2. ТРЕХБАРЬЕРНАЯ СТРУКТУРА

Если влияние рассеяния в барьерах на туннелирование электронов пренебрежимо мало, то учитывая, что рассеивание внутри ям не меняет заряд внутри них, выражения для токов через барьеры можно записать в виде

$$j_{01} = ie \sum_{\alpha_1} \sum_K \Pi_{\alpha_1} (\rho_{10} - \rho_{01}) - 2Q_1/T_1, \quad (11)$$

$$j_{12} = i e \sum_{\vec{k}_1} \Pi_{12} (\rho_{21} - \rho_{12}),$$

$$j_{23} = i e \sum_{\vec{k}_1} \sum_{\vec{k}} \Pi_{23} (\rho_{32} - \rho_{23}) + 2Q_2 / T_2.$$

Здесь $Q_i = -e \sum_{\vec{k}_i} \rho_{i,i}$ — заряды между барьерами; времена туннелирования в приконтактные области можно считать равными соответственно

$$T_1 = T_{10} (1 - e U_{01} / \epsilon_1)^{-1/2}; \quad T_2 = T_{20} (1 - e U_{23} / \epsilon_1)^{-1/2},$$

где величины $T_{i0}^{-1} = 4\epsilon_i \text{etr} [(-2\bar{p}_i d_i) / V_0 \tau_i]$ характеризуют прозрачность соответствующего внешнего барьера. Изменения недиагональных компонент матрицы плотности определяются уравнениями

$$\dot{\rho}_{21} + (T_{12}^{-1} - i\omega_{12}) \rho_{21} = i \Pi_{12} (\rho_{11} - \rho_{22}) - i \sum_{\vec{k}} \Pi_{01} \rho_{20} + i \sum_{\vec{k}} \Pi_{23} \rho_{31}; \quad (12a)$$

$$\begin{cases} \dot{\rho}_{01} + (\tilde{T}_{10}^{-1} - i\omega_{01}) \rho_{01} + i \Pi_{12} \rho_{02} = -i \Pi_{01} \rho_{00}, \\ \dot{\rho}_{02} + (\tilde{T}_{20}^{-1} - i\omega_{02}) \rho_{02} + i \Pi_{12} \rho_{01} = 0. \end{cases} \quad (12b)$$

Уравнения для ρ_{3i} имеют вид, аналогичный (12b) с заменой индексов 0 на 3.

Времена затухания когерентности T_{12} , \tilde{T}_{10} и \tilde{T}_{20} определяются как временами T_1 и T_2 туннелирования электронов из ям, так и временами $T_{\rho i}$ релаксации когерентности из-за процессов столкновений и рассеяния в соответствующих областях:

$$T_{12}^{-1} = T_1^{-1} + T_2^{-1} + T_{\rho 1}^{-1} + T_{\rho 2}^{-1};$$

$$\tilde{T}_{10}^{-1} = T_1^{-1} + T_{\rho 1}^{-1} + T_{\rho 0}^{-1}; \quad \tilde{T}_{20}^{-1} = T_2^{-1} + T_{\rho 2}^{-1} + T_{\rho 0}^{-1}.$$

Если эти времена, а также другие параметры уравнений (11) и (12), можно считать не зависящими от поперечного волнового числа, то токи через барьеры не будут зависеть от распределения электронов в ямах по поперечным волновым

числам. Поэтому на изменения зарядов Q_1 и Q_2 не влияет конкретный вид интегралов столкновений внутри ям. При этом уравнения, определяющие токи через барьеры, можно существенно упростить для широкого класса квазистационарных процессов, характерное время которых $T_{пр}$ много больше времен столкновений электронов в приконтактных областях ($T_{р2}, T_{р3} \ll T_{пр}$). В этом случае в уравнениях (126) и аналогичных уравнениях для f_{31}, f_{32} можно пренебречь производными. Поэтому токи через крайние барьеры определяются, как и в стационарном случае, выражениями

$$j_{01} = -\frac{2q_{10}}{T_{10}} f_{01} - \frac{2Q_1}{T_1}; \quad j_{23} = \frac{2q_{23}}{T_{20}} f_{32} + \frac{2Q_2}{T_2}. \quad (13)$$

Здесь $q_{10} = eL n_{10}$; $n_{10} = 4\hbar^{-3} m \sqrt{2m(\epsilon_1)^{3/2}}$,

$$f_{01} = f_{01}^{(1)} - f_{01}^{(2)} = \frac{kT}{2\epsilon_1} \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}} \int_0^\infty \sqrt{x} (\hat{f}_{01}^{(1)} - \hat{f}_{01}^{(2)}) \mathcal{E}_n \left[1 + \exp\left(\frac{\epsilon_{F0} - \tilde{\epsilon}x}{kT}\right) \right] dx, \quad (14a)$$

$$\hat{f}_{01}^{(1)} = \Delta \Omega \cdot \Omega_{02} \cdot (\Omega_{0+} + \Omega_{01}) \cdot \Delta^{-1}; \quad \hat{f}_{01}^{(2)} = \Delta \Omega \cdot \Omega_{0+} \cdot \Omega_{0-} \cdot \Delta^{-1}, \quad (14b)$$

$$\Delta = [\Omega_{0+}^2 \cdot \Omega_{0-}^2 + (\Omega_{0+} + \Omega_{0-})^2 \Delta \Omega^2]; \quad \epsilon_{F0} = \epsilon_{F0}^0 - eU_{пр0}.$$

Для уменьшения громоздкости выражений здесь и ниже принято, что $\tilde{T}_{10}^{-1} = \tilde{T}_{20}^{-1} = \Delta \Omega \sqrt{\epsilon_1 \epsilon_2} / \hbar$, а энергии и частоты нормированы соответственно на $\tilde{\epsilon} = \sqrt{\epsilon_1 \epsilon_2}$ и $\tilde{\epsilon} / \hbar$, т.е.

$$\Omega_{0\pm} = \hbar(\omega_0 - \omega_{\pm}) / \tilde{\epsilon}; \quad \hbar\omega_0 = \tilde{\epsilon} \left(x - \frac{eU_0}{\tilde{\epsilon}} \right)$$

и т.д. Частоты ω_{\pm} соответствуют измененным из-за взаимодействия уровням энергии и определяются соотношениями

$$\omega_{\pm} = \frac{\Omega_1 + \Omega_2}{2} \pm \sqrt{\frac{(\Omega_1 - \Omega_2)^2}{4} + \frac{\Delta \epsilon^2 \cdot \tilde{\epsilon}^2}{\hbar^2} + \tilde{T}_{10}^{-2}} \quad (15)$$

где величина $\Delta \epsilon = \hbar \Pi_{12} / \tilde{\epsilon}$ характеризует расщепление уровней из-за взаимодействия. Функция f_{32} определяется аналогичными (14) выражениями с заменой индексов: $(0 \rightarrow 3); (1 \rightarrow 2)$.

Ниже будем рассматривать наиболее интересный случай, когда полупроводниковые слои барьеров и межбарьерные слои содержат минимальное количество примесей, так что времена рассеяния электронов в ямах $T_{p1} = T_{p2} = T_p$ значительно превосходят времена рассеяния в приконтактных областях. Поэтому время затухания корреляций состояний в ямах T_{12} может быть сравнимым с характерным временем изменения тока j_{12} через средний барьер. Как следует из (11) и (12), ток j_{12} определяется в этом случае уравнениями

$$\frac{d j_{12}}{d t} + j_{12} \cdot T_{12}^{-1} + \omega_{21} \cdot \sigma = 2 \Pi_{12}^2 [Q_1 - Q_2 + \tilde{T}_{10} T_{10}^{-1} (q_{10} F_0 - q_{20} F_3)], \quad (16)$$

$$\frac{d \sigma}{d t} + \sigma \cdot T_{12}^{-1} - \omega_{21} j_{12} = 0.$$

Здесь функции $F_0 = 2f_{01}^{(2)}$, $F_3 = 2f_{32}^{(2)}$ определяют ток, который можно назвать током, связанным с прямым туннелированием электронов через два последовательных барьера^{*)}. При комнатной температуре, как показали расчеты, F_0 и F_3 в широком интервале параметров на 1-2 порядка меньше функций f_{01} и f_{32} соответственно, а при азотной — примерно равны последним. Поэтому поскольку множитель $\tilde{T}_{10} \cdot T_{10}^{-1} \ll 1$ в реальных случаях, эффекты, связанные с двумя последними слагаемыми в правой части (16), как правило, малосущественны.

В работе автора [7] анализ зависимости стационарного тока через структуру от разности потенциалов $(U_1 - U_2)$ в центрах ям проведен без учета влияния изменения зарядов в межбарьерных областях как на потенциалы U_1 и U_2 , так и на изменение высоты уровней энергий ϵ_n над потенциалом в центрах ям. Расчеты, проведенные с учетом такого влияния на основе выражений (10) для ϵ_n и приведенных ниже выражений для потенциалов, показывают, что такое приближение справедливо до весьма высоких значений плотностей электронов n_e в приконтактных областях (порядка $10^{18} - 10^{19}$). Однако практический интерес представляет зависимость тока j через структуру от полного падения потенциала φ на ней.

^{*)} Заметим, что в работе [7] приведены ошибочные выражения для соответствующих функций.

Из приведенных ниже результатов следует, что учет изменения распределения зарядов внутри структуры приводит не только к количественным, но и качественным изменениям зависимости $j(\nu)$ при сравнительно низких значениях ρ_e .

Полное падение потенциала на структуре равно, очевидно, сумме разности потенциалов $(U_0 - U_3)$ между внешними поверхностями крайних барьеров и падению потенциалов $U_{пр0}$ и $U_{пр3}$ в предбарьерных областях: $\nu = (U_0 - U_3) + U_{пр0} + U_{пр3}$. Потенциалы внутри структуры легко выразить через заряды межбарьерных областей $\Delta Q_n = Q_n - Q_{0n}$ ($n=1,2$) и заряды предбарьерных областей Q_0 и Q_3 .

$$U_0 = Q \cdot c_{10}^{-1} - \Delta Q_1 c_{10}^{-1}; \quad U_3 = -(Q c_{23}^{-1} + \Delta Q_2 c_{23}^{-1}), \quad (17)$$

$$U_1 = Q/2c_{12} - \Delta Q_1/c_1; \quad U_2 = -(Q/2c_{21} + \Delta Q_2/c_2)$$

Здесь емкости на единицу площади определяются выражениями

$$c_{i\alpha} = \epsilon_g / 4\pi(d_i + L_i + d_{i2}/2);$$

$$c_{i\alpha} = \epsilon_g / 4\pi(d_i + L_i/2); \quad i=1,2. \quad (18)$$

$$c_{i\kappa} = \epsilon_g / 4\pi(L_i + d_{i2}); \quad \kappa=1,2$$

$$c_i = 2\epsilon_g / \pi L_i (1 - 4/\pi^2); \quad \alpha=0,3$$

и учтено, что $Q_0 + \Delta Q_1 = -(Q_3 + \Delta Q_2) = Q$, где величина Q имеет смысл плотности полного заряда на "обкладке" гетероструктуры.

Падение потенциала в предбарьерных областях $U_{пр0}$ и $U_{пр3}$ в общем случае зависит от зарядов Q_0 и Q_3 этих областей нелинейно. Определение этих зависимостей в широком интервале величин зарядов является сложной самостоятельной задачей. Однако вблизи максимума тока, когда его изменения определяются в основном изменением относительного положения энергетических уровней в ямах, можно ограничиться линейным приближением, считая $U_{пр i} = Q_i / c_{пр i}$, где $c_{пр i}$ — постоянные величины. Оценить значение этих величин можно, считая их обратно пропорциональными соответствующей дебаевской

длине $L_{Д i} = \sqrt{\epsilon_g \cdot kT / (4\pi n_i e^2)}$. Имея в виду, что результаты приведенных ниже расчетов носят скорее качественный, чем количественный характер, будем считать $c_{пр i}$ постоянными величинами, равными некоторым характерным значениям.

Для стационарных процессов $j_{01} = j_{12} = j_{23}$. Учитывая это, из выражений (13), (16) легко определить зависимость безразмерной стационарной плотности тока $j = j_{12} T_{10} / \varphi_{10}$ от потенциалов φ_i . Положив в дальнейшем $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$ вблизи максимума j , можно считать $T_1 = T_{10}$ и записать выражение для j в виде

$$j = \frac{2(\Pi_{12}^2 T_{12} T_{10}) [f_{01} - f_{32} - \bar{T}_{10} T_{10}^{-1} (F_{01} - F_{32})]}{1 + 2(\Pi_{12}^2 T_{12} T_{10}) + (\omega_{12} T_{12})^2}. \quad (19)$$

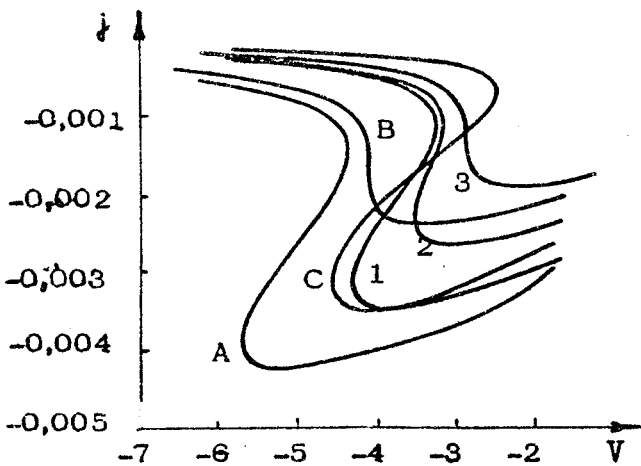
Для типичных соотношений толщины барьеров d_1, d_{12} и ширинам L_i ($d_1 \sim d_{12} \sim L_1 \ll L_{De}$) емкости C_i почти на два порядка превосходят остальные емкости, входящие в выражение (17) и в соотношение, определяющее зависимость ψ от Q и Q_1 . Поэтому условие, при котором изменение зарядов в ямах δQ_1 , происходящее при изменении тока около максимального значения, не влияет на форму зависимости $j(\psi)$, можно записать в виде

$$|\varepsilon \delta Q_1 / C_{10}| \ll \hbar T_{12}^{-1} \sqrt{1 + 2(\Pi_{12}^2 T_{12} T_{10})}. \quad (20)$$

При выполнении (20) зависимость $j(\psi)$, как следует из (19), близка к лоренцовой. Однако уже при плотности электронов в предбарьерной области порядка $10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ изменение пространственного заряда в междолевых областях приводит к резкой асимметрии этой зависимости, а затем и к неоднозначности (рис. 1).

Зависимости $j(\psi)$, приведенные на рис. 1, получены с помощью численного решения уравнений (16) и уравнений для зарядов Q_1 и Q_2 при заданном достаточно медленном линейном по времени изменении заряда Q . При этом предполагалось, что в междолевых областях примеси, компенсирующие пространственный заряд электронов, отсутствуют, т.е. $\Delta Q_1 = Q_1$; $\Delta Q_2 = Q_2$. Этот случай представляет наибольший интерес, поскольку при отсутствии примесей в барьерах и междолевых областях можно реализовать максимальные значения времени рассеяния электронов T_p , а также свести к минимуму не учитываемую нами нерезонансную часть тока, связанную с влиянием рассеяния на процесс туннелирования электронов через средний барьер.

Зависимости построены для $\hbar T_{10}^{-1} = 0,3 \varepsilon_1$ и температуры, близкой к комнатной ($kT = 0,3 \varepsilon_1$; ε_1 для большинства

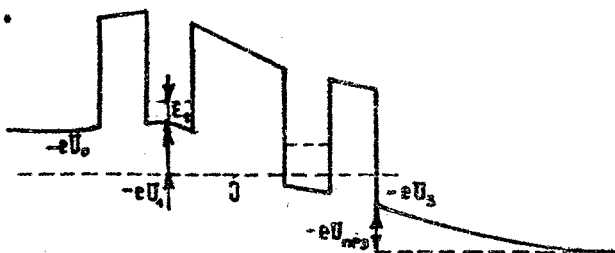


Р и с. 1. Зависимости j от $V = eV/\epsilon_1$ при $\epsilon_{F3}^0 = -4\epsilon_1$; $\hbar/\bar{T}_{10} = kT = 0,3\epsilon_1$; $c_{12}/c_{10} = 1$; $C_{10}/c_{10} = 2$; $c_1/c_{10} = 40$; $C_{пр0}/c_{10} = 2$; $C_{пр3}/c_{10} = 0,1$ и величины $\epsilon_{F0}^0/\epsilon_1$; $\Delta\epsilon$; $\hbar T_{10}^{-1}/\epsilon_1$ и T_{10}/T_p равных соответственно:
 0; 0,1; 0,05 и 0 (А); 0; 0,05; 0,025; 1 (1);
 -0,24; 0,1; 0,05 и 0 (Б); -0,15; 0,05; 0,025; 1 (2);
 -0,15; 0,05; 0,025 и 0 (С); -0,26; 0,05; 0,025; 1 (3)

случаев близко к 0,1 эВ), а также характерных для ряда структур ($d = 50 \text{ \AA}$; $L = 50 \text{ \AA}$; $d_{12} = 100 \text{ \AA}$) значений отношений емкостей: $c_{12}/c_{10} = 1$; $C_{10}/c_{10} = 2$; $c_1/c_{10} = 40$. Поскольку плотность электронов в правой приконтактной области считалась значительно меньше, чем в левой ($\epsilon_{F3}^0 = -4\epsilon_1$), величина емкости этой области $C_{пр3}$ меньше c_{10} и определяет в основном масштаб изменений v в области максимума тока (при расчетах зависимостей рис. 1 значение $C_{пр3}$ выбрано равным $0,1 c_{10}$). Величина емкости левой приконтактной области $C_{пр0}$ определяется длиной L_{D0} в этой области, которая для значений плотности электронов в левой приконтактной области $10^{+17} - 10^{+18} \text{ см}^{-3}$, соответствующих приведенным зависимостям, составляет несколько десятков ангстрем. Поэтому при расчетах принято $C_{пр0} = 2c_{10}$.

Как следует из результатов, приведенных на рис. 1, по крайней мере в случаях, когда время рассеяния электронов в межбарьерных областях не меньше времени их туннелирования из гетероструктуры, можно подбором величины плотности элект-

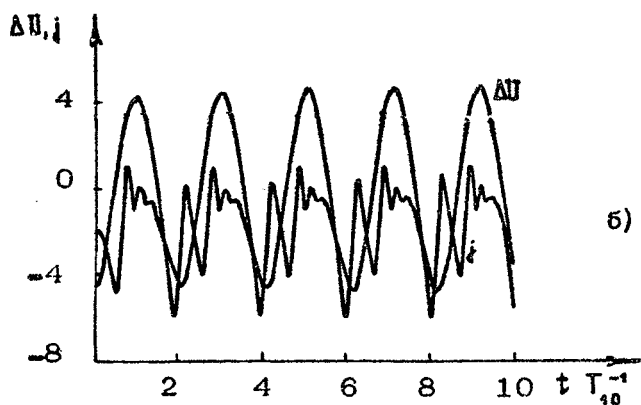
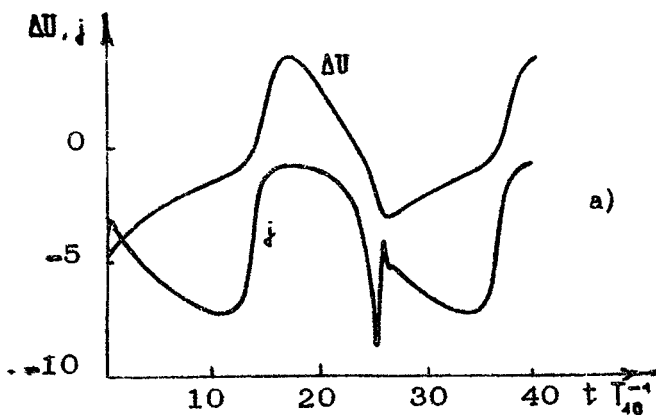
ронов в предбарьерной области изменить форму ВАХ от близкой к гауссовой при $\epsilon_{F0}^0/\epsilon_1 \ll -0,25$ до резко асимметричной при $\epsilon_{F0}^0/\epsilon_1 \approx -0,24$ (кривая В), а затем и неоднозначной. При этом форма ВАХ и максимальная величина модуля тока заметно зависят как от прозрачности барьеров (сравни кривые А и С), так и от относительной роли процессов рассеяния в ямах (сравни кривые 2 и С). Следует также отметить, что при увеличении плотности электронов n_e^0 в предбарьерной области (области 0) максимум модуля тока увеличивается медленнее этой плотности. Это происходит, очевидно, вследствие увеличения подъема энергетических уровней в ямах над дном зоны проводимости в 1-й предбарьерной области при увеличении n_e^0 (рис. 2).



Р и с. 2. Распределение потенциала в ГЭС

Уравнения (13) - (17) позволяют исследовать процессы в различных схемах и в тех случаях, когда изменения токов через барьеры происходят нестационарно. Для иллюстрации на рис.3 приведены результаты расчетов зависимости от времени переменной составляющей ΔU напряжения на сопротивлении R и безразмерной величины тока через средний барьер $j = j_{42} T_{40}/q_{70}$ для устройства, которое можно назвать LR-генератором. Оно представляет собой последовательно подключенные к источнику напряжения V_0 индуктивность L и сопротивление R , зашунтированное гетероструктурой с площадью S и включенным последовательно гетероструктуре сопротивлением R_H . При расчетах зависимостей, приведенных на рис.3, параметры, определяющие свойства гетероструктуры, не менялись и соответствовали структуре, стационарная характеристика которой определялась кривой 3 на рис.1. Напряжение V_0 соответствовало падающему участку характеристик ($eV_0/\epsilon_1 = -2,8$).

Если время $T_L = L/R$ установления стационарного тока через сопротивление R и время заряда через это сопротивление емкости ($\epsilon_0 S$) заметно превосходит характерное время



Р и с. 3. Зависимости от времени изменения напряжения ΔU и тока j через средний барьер при автоколебаниях в LR-генераторе при $\tau_L = 4$; $\tau_R = 20$; $\tau_H = 0,01$ (а) и $\tau_L = 0,0025$; $\tau_R = 500$; $\tau_H = 0,1$ (б)

установления стационарных процессов в гетероструктуре

($\tau_L = T_L / T_{10} \geq 4$; $\tau_R = (R_L \epsilon_0 S) / T_{10} \geq 5$), а сопротивление R_H достаточно мало ($\tau_H = (R_H \epsilon_0 S) / T_{10} \leq 0,1$), в системе возбуждаются релаксационные колебания с периодом порядка T_L (рис.3,а). При этом, хотя характерный масштаб быстрых процессов внутри гетероструктуры порядка T_{10} (см. рис.3), характерное время

быстрых процессов во внешних по отношению к гетероструктуре элементах заметно превосходит τ_{10} и определяется временем $\tau_c = RC$ заряда емкости гетероструктуры $c = c_{np}$, S максимальным током j_{max} до напряжения амплитуды колебания $\Delta U_m \sim R j_{max}$.

При достаточно малом значении Γ_L ($\tau_L \leq 0,1$) и малых потерях ($\tau_d \geq 10$; $\tau_n \leq 0,1$) период автоколебаний определяется, естественно, периодом собственных колебаний контура $T = 2\pi\sqrt{LC}$. Если $\Gamma > \Gamma_{10}$, то изменение ΔU близко к гармоническому с амплитудой порядка V_0 , а ток через средний барьер имеет быстрые составляющие. С уменьшением Γ амплитуда автоколебаний быстро падает начиная с $\Gamma = 2\Gamma_0$.

Л и т е р а т у р а

1. Tsu R., Esaki L. Tunneling in a finite superlattice // Appl.Phys.Lett. 1973. V.22, N11. P.562-564.
2. Narada N., Kusada S. Lifetime of resonant state in a resonant tunneling system // Jap.Journ.Appl. Phys. 1986. V.25, N11. P.L871-873.
3. Frensley W.R. Transient response of a tunneling device obtained from the Wigner function // Phys Rev.Lett. 1986. V. 57, N22. P. 2853-2856.
4. Frensley W.R. Quant transport calculation of the small-signal response of a resonant tunneling diode // Appl.Phys.Lett. 1987. V.51, N6. P.448-450.
5. Боровицкая Е.С., Генкин В.М. Влияние импульсной релаксации на статические вольтамперные характеристики полупроводниковых сверхрешеток // ФТТ. 1985. Т.27, №3. С.772-775.
6. Тагер А.С. Размерные квантовые эффекты в субмикронных полупроводниковых структурах и перспектива их применения в электронике СВЧ. Ч. 1, Физические основы // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. 1987. №9 (403). С.21-34.

7. Фрейдман Г.И. О влиянии рассеяния в квантовых ямах на характеристики гетероструктур: Препринт ИПФ АН СССР. №213. Горький, 1988.
8. Казаринов Р.Ф., Сурис Р.А. К теории электрических и электромагнитных свойств полупроводников со сверхрешеткой // ФТП. 1972. Т.6, №1. С.148-162.
9. Демидов Е.В., Романов Ю.А. Нелинейная восприимчивость несимметричных квантовых систем // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т.28, №1. С.43-50.

ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В ДВУХБАРЬЕРНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ С ГОРЯЧИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

А.М.Белянцев, Ю.Ю.Романова

Возросший в последнее время интерес к слоистым гетероструктурам обусловлен обнаружением в них нелинейных эффектов, в частности S -образной ВАХ в поперечных к слоям электрических полях, что обеспечивает им широкое применение в ВЧ-электронике. Показано, что нелинейность S -типа наблюдается как в многослойных [1,2], так и в "коротких" (одиночные барьеры и ямы) ГС [3-5].

"Короткие" гетероструктуры интересны возможностью более последовательно учесть влияние контактов. В работе [3] исследовалась n^+n-n^+ -структура, базовая область которой представляет собой широкозонный слой, окруженный с двух сторон узкозонными слоями. Автор проводил рассмотрение с учетом неоднородности разогрева электронов, но полагая электронный газ равномерно распределенным. В работе [4] (гетероструктура с треугольными барьерами, разделенными ямой) напротив, рассчитывалось перераспределение электронов, а температура, в силу выбранных условий, полагалась постоянной. Работа [5], рассматривающая n^+n-n^+ -структуру с базовой областью из узкозонного и широкозонного слоев, интересна тем, что учитывает междолинные переходы. Особое внимание к "коротким" гетероструктурам связано с ожиданием в них более высокого быстродействия, которое будет определяться в основном временем остывания электронного газа ^{*)}.

^{*)} В многослойных гетероструктурах $GaAs-Al_xGa_{1-x}As$ при оптимальном подборе параметров структуры предельные частоты релаксационной неустойчивости могут быть порядка сотен гигагерц [6].

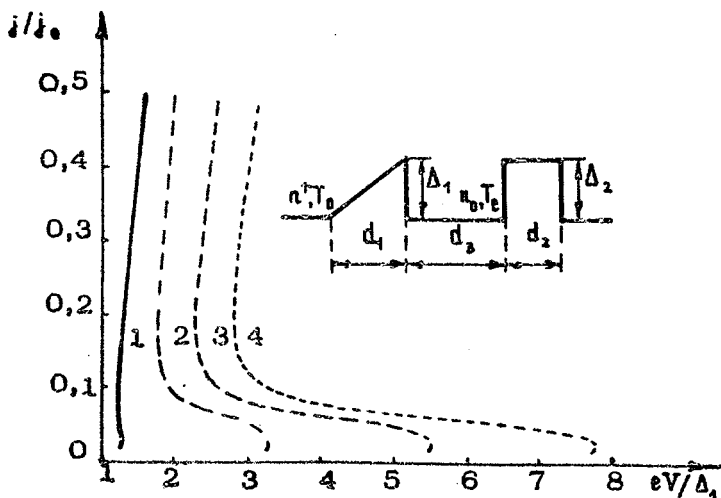


Рис. 1. Сравнительные ВАХ "короткой" гетероструктуры с треугольным (1) и прямоугольным (2-4) вторым барьером. Параметры структуры: $\Delta_1 = \Delta_2 = 0,25$ эВ, $d_1 = d_3 = 900$ Å, $T_0 = 210$ К, $n_0 = 10^{17}$ см $^{-3}$, $n_0^+ = 10^{18}$ см $^{-3}$. Кривые 1, 2 - $d_2 = 900$ Å, 3 - $d_2 = 600$ Å, 4 - $d_2 = 300$ Å. На вставке - зонная диаграмма структуры с прямоугольным барьером

Предлагаемая нами модель "короткой" гетероструктуры, отличаясь от исследованной в работе [4] только формой второго барьера (рис.1, вставка), характеризуется существенно более широким размахом области неоднозначности ВАХ по напряжению (по сравнению с упомянутыми выше) практически для любых значений параметров структуры и температур решетки. Рассмотрение проводилось в приближениях, аналогичных сделанным в работе [4]: однородное поле в барьерах, симметричная часть функции распределения - максвелловская, приближение эффективной температуры, постоянной в яме.

При сделанных предположениях концентрация электронов $n(x)$ и поле $\vec{E}(E(x), 0, 0)$ в яме описываются уравнениями

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e}{\epsilon} [n_0 - n(x)], \quad (1)$$

$$j = \mu \left[en(x)E(x) + \kappa T \frac{dn}{dx} \right]. \quad (2)$$

где n_0, μ, T — равновесная концентрация, подвижность и температура электронов в яме, E — поле в яме, ϵ — диэлектрическая проницаемость GaAs ; d_1, d_2 — ширины барьеров. Граничные условия могут быть получены совместным решением уравнений для токов через барьеры:

$$j = e \left(\frac{kT_0}{2\pi m^*} \right)^{1/2} \left[n^+ \exp\left(-\frac{\Delta_1 - eV_1}{kT_0}\right) - n(0) \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\Delta_1 + eV_1}{kT_0}\right) \right], \quad (3)$$

$$j = j_{\text{Тун}} + j_3, \quad (4)$$

$$j_3 = e n(d_3) \left(\frac{kT}{2\pi m^*} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\Delta_2}{kT}\right), \quad (5)$$

$$j_{\text{Тун}} = e n(d_3) \left[m^* / (2\pi kT) \right]^{1/2} \int_0^{2\Delta_2/m^*} D(v_2) \exp(-m^* v_2^2 / 2kT) dv_2, \quad (6)$$

$$\text{где } D(v_2) = \exp \left\{ \frac{-[4 \cdot (2m^*)^{1/2} (\Delta_2 - m^* v_2^2 / 2)^{3/2}]}{3\hbar |E_2|} \right\} \quad (7)$$

— туннельная проницаемость барьера [7], и уравнения баланса энергии:

$$\Delta Q = Q_2 - Q_1 = -j V_1 + \bar{n} d_3 k \frac{T - T_0}{\epsilon_3}, \quad (8)$$

$$\text{где } V_1 = \int_0^{d_3} E dx \quad (9)$$

— падение напряжения на яме,

$$\bar{n} = n_0 \left\{ 1 - \frac{e}{4\pi \epsilon n_0} [E(d_3) - E(0)] \right\}$$

— средняя концентрация электронов в яме; Q_1, Q_2 — потоки через барьеры, причем

$$Q_1 = \frac{j}{e} (\Delta_1 + 2kT_0), \quad (11)$$

$$Q_2 = Q_{23} + Q_{\text{тун}}, \quad (12)$$

$$Q_{23} = \frac{j}{e} (\Delta_2 + 2kT), \quad (13)$$

$$Q_{\text{тун}} = e n(d_3) \left[m^*/(2\pi kT) \right]^{1/2} \int_0^{2\Delta_2/m^*} D(v_x) W \exp(-m^* v_x^2 / 2kT) dv_x \quad (14)$$

Здесь использованы следующие обозначения: m^* - эффективная масса электронов; W - кинетическая энергия электрона, v_x - скорость электрона вдоль поля; d_3 - ширина ямы; Δ_1, Δ_2 - высоты барьеров; E_1, E_2 - напряженности полей в барьерах. Через второй барьер учитывались не только термоэмиссионные ток (j_3) и поток энергии (Q_3), но и туннельные ($j_{\text{тун}}, Q_{\text{тун}}$), причем последние играли существенную роль.

Было также учтено, что (в силу однородности поля в барьерах) $V_1 = -E(0)d_1$, $V_2 = -E(d_3)d_2$, и полное напряжение на структуре

$$V = V_1 + V_2 + V_3. \quad (15)$$

Качественные закономерности рассчитанных ВАХ, например, расширение области неоднозначности по напряжению с увеличением высот или уменьшение ширин барьеров, такие же, как и в структуре с треугольными барьерами [4]. Однако при прямоугольной форме второго барьера его сопротивление больше, чем у треугольного при равных высоте и ширине, соответственно больше V_2 при равном токе j . За счет роста напряжения, падающего на втором барьере, расширяется область неоднозначности ВАХ по напряжению (см. рис.1, кривые 1,2).

Как видно из приведенных выше уравнений (4)-(6), (12)-(14), ток и поток через второй барьер зависят только от поля в нем, а не от напряжения ($V_2 = E_2 \cdot d_2$). Это позволяет варьировать размеры области неоднозначности по напряжению выбором ширины второго барьера (см. рис.1, кривые 2-4).

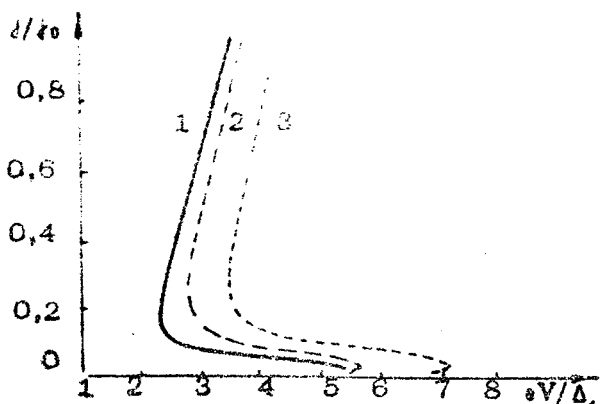


Рис. 2. ВАХ гетероструктуры с прямоугольным барьером: 1 - $\Delta_1 = 0,275$ эВ, $\Delta_2 = 0,25$ эВ; 2 - $\Delta_1 = \Delta_2 = 0,25$ эВ; 3 - $\Delta_1 = 0,25$ эВ, $\Delta_2 = 0,275$ эВ

Особый интерес рассмотренная структура представляет еще и потому, что наглядно подтверждает предположения о механизме формирования S -образности, сделанные ранее [4]: переход на верхнюю ветвь ВАХ определяется в основном вторым барьером, а возвращение на нижнюю - первым (рис. 2 кривые 1, 2 и 2, 3). В самом деле, рост высоты второго барьера увеличивает его сопротивление на высокоомной ветви ВАХ, что приводит к росту напряжения "переключения" (см. рис. 2, кривые 2, 3). Переход же на высокоомную ветвь связан с охлаждением электронного газа в яме из-за роста его концентрации и уменьшения притока энергии: $Q_1 \sim \Delta_1 \cdot \exp[-(\Delta_2 - V, d_1) / kT_0]$. Действительно, изменение Δ_1 существенно сказывается на изменении напряжения "выключения" тока (см. рис. 2, кривые 1, 2).

Итак, согласно расчетам, гетероструктура с прямоугольным барьером обладает ярко выраженной S -образной ВАХ для широкой области параметров структуры и температур решетки и наиболее перспективна, например, для создания релаксационных генераторов, сверхбыстродействующих переключателей.

Л и т е р а т у р а

1. Белянцев А.М., Игнатов А.А., Пискарев В.В. и др. Новые нелинейные высокочастотные эффекты и ОДП S-типа в многослойных гетероструктурах // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т.43, №7. С.339-341.
2. Алферов Ж.И., Мезрин О.А., Сидицын М.А., Трошков С.И., Явич Б.С. Механизм образования S-образной ВАХ в многослойной изотопной GaAs-AlGaAs гетероструктуре // ФТП. 1987. Т.24, №3. С.494-499.
3. Толстухин В.И. Поперечный транспорт в многослойной гетероструктуре в условиях разогрева носителей // ФТП. 1986. Т.20, №12. С.2199-2205.
4. Белянцев А.М., Романова Ю.Ю. Поперечный транспорт в двухбарьерной гетероструктуре в условиях разогрева носителей // ФТП. 1990. Т.24, №4. С.692-696.
5. Higman T. K., Miller L. M., Favaro M. E. et al. Room-temperature switching and negative differential resistance in the heterostructure hot-electron diode // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53, N. 17. P. 1623-1625.
6. Belyantsev A. M., Gavrilenko V. I., Ignatov A. A. et al. Ultrafast S-type NDC and self-oscillations under vertical transport in multilayer heterostructures // Sol. St. Electron. 1989. V. 31, N. 3/4. P. 379-382.
7. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т.2. М., 1984.

ТЕОРИЯ СПЕКТРОВ НАРУШЕННОГО ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР

А.А.Жаров, А.А.Игнатов, М.Д.Чернобровцева

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время интенсивно исследуются спектры объемных и поверхностных электромагнитных возбуждений (поляритонов) в многослойных полупроводниковых структурах (сверхрешетках) (см. [1] и цитируемую там литературу). На характер дисперсии поляритонов существенно влияет как наличие в среде газа свободных носителей заряда благодаря возбуждению в нем коллективных движений из-за кулоновского взаимодействия между носителями, так и решеточная структура полупроводника, определяющая спектр механических колебаний кристаллической решетки. Данные обстоятельства обуславливают интерес к поляритонной спектроскопии в дальнем ИК-диапазоне полупроводниковых многослойных структур.

Одной из наиболее перспективных разновидностей поляритонной спектроскопии является спектроскопия, использующая поверхностные поляритоны. Как известно, поверхностные поляритоны на плоской границе не могут возбуждаться объемными волнами, поэтому соответствующая техника основана на замедлении волновых полей, в частности, с помощью диэлектрических призм в так называемых системах с нарушенным полным внутренним отражением: (НПВО) [2].

В настоящей работе развивается методика расчета спектров НПВО сверхрешеток, которая позволяет учесть анизотропию многослойной полупроводниковой структуры, плазменные и решеточные эффекты, эффекты, связанные с баллистическим

пролетом носителей в слоях, а также влияние всех этих факторов на спектры возбуждаемых в многослойных структурах собственных волн.

2. ТЕНЗОР ЭФФЕКТИВНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ СВЕРХРЕШЕТОК

Оптические свойства сверхрешеток, представляющих собой мелкомасштабные периодические многослойные твердотельные структуры, могут быть описаны с помощью тензора эффективной диэлектрической проницаемости эквивалентной однородной анизотропной среды. Рассмотрим сверхрешетку, диэлектрическая проницаемость которой представляет диагональный тензор $\hat{\epsilon}(\mathbf{z})$

$$\hat{\epsilon}(\mathbf{z} + \mathbf{d}) = \hat{\epsilon}(\mathbf{z}), \quad \text{где } \mathbf{d} \text{ - период структуры } (d \ll \lambda_0 = c/\omega, c - \text{ скорость света, } \omega \text{ - частота поля}).$$

Чтобы получить выражение для тензора эффективной диэлектрической проницаемости ($\hat{\epsilon}^{\text{эф}}$), необходимо написать уравнения Максвелла для усредненных по периоду решетки полей; это возможно только при наличии малого параметра $\mu = d/\lambda_0 \ll 1$. Представим проницаемость $\hat{\epsilon}(\mathbf{z})$ и электромагнитное поле в среде в виде

$$\hat{\epsilon}(\mathbf{z}) = \langle \hat{\epsilon}(\mathbf{z}) \rangle + \tilde{\hat{\epsilon}}; \quad \vec{E}, \vec{H} = \langle \vec{E}, \vec{H} \rangle + \vec{e}, \vec{h}, \quad (1)$$

где $\langle \rangle$ обозначает усреднение по периоду d :

$$\langle A \rangle = \frac{1}{d} \int_x^{x+d} A dx. \quad (2)$$

Из определения (1) следует также, что $\langle \tilde{\hat{\epsilon}}, \vec{e}, \vec{h} \rangle = 0$. Будем называть \vec{e}, \vec{h} микрополями. Уравнения Максвелла для средних и микрополей будут выглядеть следующим образом:

$$\text{rot} \langle \vec{E} \rangle = -i k_0 \langle \vec{H} \rangle, \quad \text{rot} \langle \vec{H} \rangle = i k_0 \langle \hat{\epsilon} \vec{E} \rangle; \quad (3a)$$

$$\text{rot} \vec{e} = -i k_0 \vec{h}, \quad \text{rot} \vec{h} = i k_0 (\hat{\epsilon} \vec{E} - \langle \hat{\epsilon} \vec{E} \rangle); \quad (3b)$$

$$k_0 = \omega/c.$$

Нам необходимо, фактически, вычислить $\langle \hat{\epsilon} \vec{E} \rangle = \vec{\Pi}$, выразив результат через средние поля. Расписывая $\vec{\Pi}$ покомпонентно

и отбрасывая малые члены порядка μ , получаем:

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{xx}^{3\Phi} \langle E_x \rangle = \langle \epsilon_{xx} \rangle \langle E_x \rangle, \quad (4a)$$

$$\epsilon_{yy} = \epsilon_{yy}^{3\Phi} \langle E_y \rangle = \langle \epsilon_{yy} \rangle \langle E_y \rangle, \quad (4б)$$

$$\epsilon_z = \epsilon_{zz}^{3\Phi} \langle E_z \rangle = \langle \epsilon_{zz} \rangle \langle E_z \rangle + \langle \tilde{\epsilon}_{zz} e_z \rangle. \quad (4в)$$

Для вычисления правой части в формуле (4в) воспользуемся (в тех же приближениях) уравнением для микрополя:

$$\epsilon_{zz} E_z - \langle \epsilon_{zz} E_z \rangle = 0,$$

откуда следует

$$e_z = \frac{\langle \tilde{\epsilon}_{zz} e_z \rangle}{\epsilon_{zz}} = \frac{\tilde{\epsilon}_{zz}}{\epsilon_{zz}} \langle E_z \rangle. \quad (5)$$

Подставляя далее (5) в (4в) и проводя усреднение, находим

$$\epsilon_z = \epsilon_{zz}^{3\Phi} \langle E_z \rangle = \frac{\langle \frac{\epsilon_{zz}^2}{\epsilon_{zz}} \rangle}{\langle \frac{\tilde{\epsilon}_{zz}}{\epsilon_{zz}} \rangle - 1} \langle E_z \rangle = \frac{1}{\langle \frac{1}{\epsilon_{zz}} \rangle} \langle E_z \rangle. \quad (6)$$

Таким образом, выражения (4а), (4б) и (6) дают нам компоненты тензора эффективной диэлектрической проницаемости сверхрешетки ^{*)}

$$\epsilon_{xx}^{3\Phi} = \langle \epsilon_{xx} \rangle; \quad \epsilon_{yy}^{3\Phi} = \langle \epsilon_{yy} \rangle; \quad \epsilon_{zz}^{3\Phi} = 1 / \langle 1 / \epsilon_{zz} \rangle. \quad (7)$$

В хорошо известном случае [3], когда сверхрешетка образована изотропными средами и на ее периоде располагаются два однородных слоя с проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 и соответствующими толщинами a, b ($d = a + b$), выражение (7) переписывается в виде

$$\epsilon_{xx}^{3\Phi} = \epsilon_{yy}^{3\Phi} = \frac{a\epsilon_1 + b\epsilon_2}{d}, \quad \epsilon_{zz}^{3\Phi} = d \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{b\epsilon_1 + a\epsilon_2}. \quad (8)$$

Ниже приведем расчеты спектров НПВО селективно легированных сверхрешеток, состоящих из однородных слоев GaAs,

*) Заметим, что полученные выражения справедливы и для медленно меняющихся (в масштабе λ_0) параметров сверхрешетки (слабое нарушение периодичности, изменение ϵ и т.д.).

$Al_{\alpha} Ga_{1-\alpha} As$. Дисперсия диэлектрической проницаемости слоя $Al_{\alpha} Ga_{1-\alpha} As$, в котором отсутствуют свободные носители заряда, определяется только фоновым спектром и имеет вид [4]

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{zz} = \epsilon_2 = (1-\alpha) \left[\epsilon_{\infty}^{(1)} + (\epsilon_0^{(1)} - \epsilon_{\infty}^{(1)}) \frac{\omega_{t1}^2}{\omega_{t1}^2 - \omega^2 - i\gamma_1 \omega} \right] + \alpha \left[\epsilon_{\infty}^{(2)} + (\epsilon_0^{(2)} - \epsilon_{\infty}^{(2)}) \frac{\omega_{t2}^2}{\omega_{t2}^2 - \omega^2 - i\gamma_2 \omega} \right] \quad (9)$$

Здесь сделано предположение, что диэлектрическая проницаемость двухкомпонентной среды представляет собой линейную комбинацию проницаемостей компонентов с коэффициентами, пропорциональными их объемному содержанию: $\epsilon_{\infty}^{(1)} \approx 10,9$; $\epsilon_{\infty}^{(2)} \approx 12,87$; $\epsilon_{\infty}^{(2)} \approx 8,16$; $\epsilon_0^{(1)} \approx 10,2$. Частоты поперечных оптических фононов и коэффициенты затухания γ взяты из измерений в работе [4] и равны: $\omega_{t1} = 5,51 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\gamma_1 = 1,13 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$; $\omega_{t2} = 6,82 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$; $\gamma_2 = 1,88 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Проницаемость легированных слоев анизотропна, что связано с финитностью движения свободных электронов поперек слоев и инфинитностью — вдоль. Тензор проницаемости диагональный и имеет вид [5]

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{\infty}^{(1)} + (\epsilon_0^{(1)} - \epsilon_{\infty}^{(1)}) \frac{\omega_{t1}^2}{\omega_{t1}^2 - \omega^2 - i\gamma_1 \omega} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\gamma)}, \quad (10)$$

$$\epsilon_{zz}^{-1} = \frac{\delta}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)^2} \epsilon_n^{-1}(\omega, k_n), \quad (11)$$

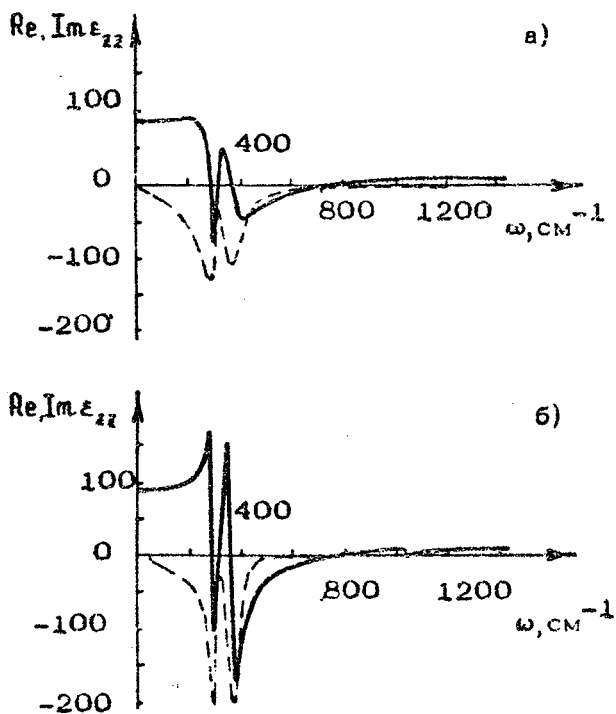
$$\epsilon_n(\omega, k_n) = \epsilon_0^{(1)} + 3\omega_p^2 / (k_n v_F)^2 \cdot F(\omega, k_n),$$

$$F(\omega, k) = \left[1 - F_1(\omega, k_n)(\omega - i\gamma) / (2k_n v_F) \right] / \left[1 + iF_1(\omega, k_n) \gamma / (2k_n v_F) \right],$$

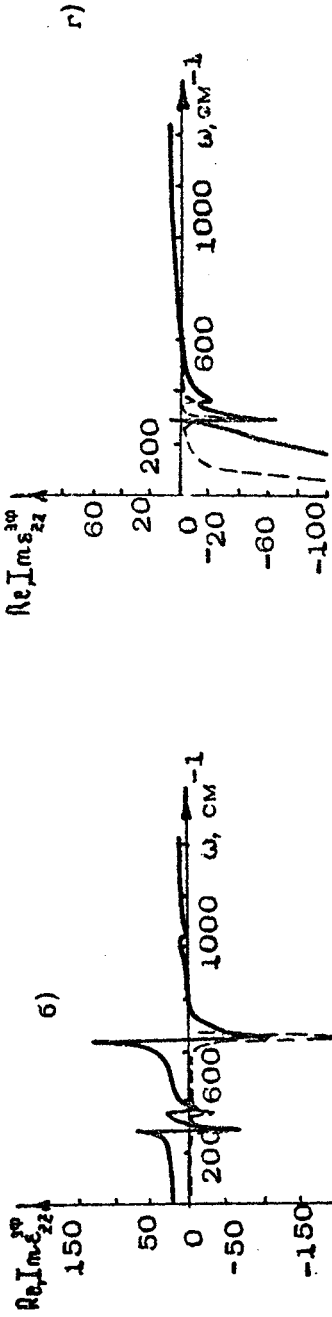
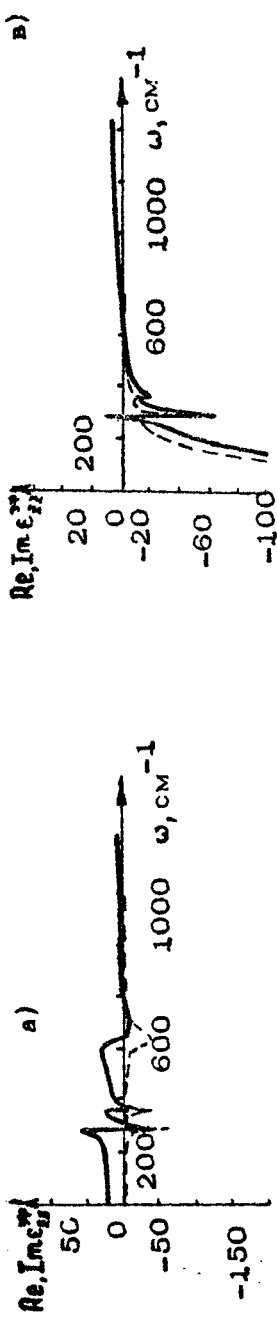
$$F_1(\omega, k_n) = \ln \left(\frac{\omega - i\gamma + k_n v_F}{\omega - i\gamma - k_n v_F} \right),$$

$k_n = (2n-1)\pi/d$, $n=1, 2, 3, \dots$; d — толщина полупроводникового слоя, где $\omega_p = (4\pi e^2 N / m^*)^{1/2}$ — плазменная частота, N — концентрация

электронов; e, m^* - заряд, эффективная масса электронов; $\epsilon = e/m^* \mu, \mu$ - электронная подвижность, $k_1 v_F = \pi v_F / d = \Omega_{np}$ - пролетная частота, v_F - скорость Ферми. Выражение для ϵ_{zz} описывает как коллективные (плазменные), так и одночастичные (пролетные) эффекты и связано с пролетом дополнительное затухание поля на нечетных гармониках пролетной частоты $\omega = (2n-1)\Omega_{np}$. Характерный вид частотной зависимости проницаемости ϵ_{zz} изображен на рис. 1 при $N = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\mu = 1500$ и $15000 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Подстановка (10), (11) в выражение (7) дает тензор диэлектрической проницаемости сверхрешетки. В качестве примера



Р и с. 1. Зависимость $\text{Re} \epsilon_{zz}(\omega)$ (сплошная линия) и $\text{Im} \epsilon_{zz}(\omega)$ (штриховая линия) слоя GaAs в сверхрешетке: а - $\mu = 1500 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, б - $\mu = 15000 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Концентрация свободных электронов $N = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; толщина слоя 50 нм



Р и с. 2. Зависимость компонент тензора эффективной диэлектрической проницаемости сверхрешетки от частоты: а - $\text{Re } \epsilon_{zz}^{эф}(\omega)$ (сплошная линия) и $\text{Im } \epsilon_{zz}^{эф}(\omega)$ (штриховая линия), $\mu = 1500 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$; б - $\text{Re } \epsilon_{zz}^{эф}(\omega)$ (сплошная) и $\text{Im } \epsilon_{zz}^{эф}(\omega)$ (штриховая), $\mu = 15000 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$; в - $\text{Re } \epsilon_{zz}^{эф}(\omega)$ (сплошная) и $\text{Im } \epsilon_{zz}^{эф}(\omega)$ (штриховая), $\mu = 1500 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$; г - $\text{Re } \epsilon_{zz}^{эф}(\omega)$ (сплошная) и $\text{Im } \epsilon_{zz}^{эф}(\omega)$ (штриховая), $\mu = 15000 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$

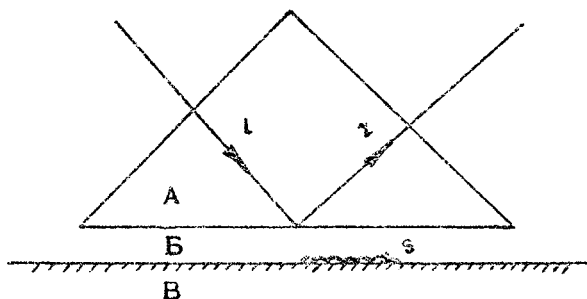
аналогичная зависимость компонент тензора
бражена на рис.2.

$\hat{\epsilon}^{10}$

изо-

3. СПЕКТРОСКОПИЯ ПЛЕНОК GaAs/A₂S₃/Ga_{1-x}As МЕТОДОМ НПВО В ДАЛЬНОЙ ИК-ОБЛАСТИ

Метод НПВО основан на резонансном возбуждении собственных локализованных (обычно прижатых к границам раздела) мод (например, поверхностных или волновых), которые не излучают в обычных условиях и, следовательно, не могут быть прямым способом возбуждены извне. Схематически установка НПВО изображена на рис. 3, основным элементом ее является диэлек-



Р и с. 3. Схема установки для возбуждения поляритонов методом НПВО: А - диэлектрическая призма, Б - воздушный (вакуумный) промежуток, В - исследуемая среда

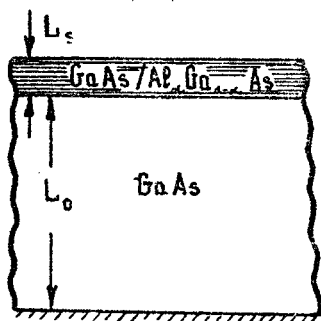
трическая призма, установленная на некотором расстоянии от исследуемой поверхности (геометрия Отто [2]), которая будет иметься в виду всюду ниже). Условиями оптимального возбуждения собственных мод (s - см. рис.3), бегущих вдоль поверхности, излучением (i - рис.3), падающим на нижнюю грань призмы под углом большим угла полного внутреннего отражения, являются, во-первых, фазовый синхронизм моды и падающей волны

$$\frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_p} \sin \theta^1 = k_{||} = h(\omega), \quad \theta^1 > \theta_c^1 = \arcsin \frac{1}{\sqrt{\epsilon_p}},$$

где h — постоянная распространения собственной моды, ϵ_p — диэлектрическая проницаемость призмы) и, во-вторых, равенство радиационной (связанной с излучением в призму) и внутренней добротностей моды (связанной как с потерями в среде, так и с выбегом возбужденной волны из-под призмы).^{*)}

Последнее условие определяет необходимое расстояние между призмой и поверхностью. Выполнение обоих этих условий ведет к полному исчезновению волны, отраженной от нижней грани призмы (см. рис.3). В реальной экспериментальной ситуации, в силу зависимости величины оптимального зазора от ω второе условие, как правило, не выполняется и соответствующие линии в спектре НПВО отвечают ненулевым значениям коэффициента отражения.

Далее будем исследовать систему, представляющую собой (рис.4) поверхность металла, на которую нанесена подложка



Р и с. 4. Полупроводниковая структура, спектры НПВО которой рассчитывались в настоящей работе

из GaAs толщиной L_0 , покрытая пленкой сверхрешетки

$GaAs/Al_{1-x}Ga_xAs$ толщиной L_s . Такие структуры доступны современной технологии и поэтому являются одними из наиболее удобных объектов исследования [6]. Заметим, что спектры НПВО в нелегированных образцах сверхрешеток $AlAs/GaAs$ исследовались экспериментально в работе [7]. Дисперсионное уравнение поверхностных мод, направляемых рассматриваемой системой, может быть получено из решений уравнений Максвелла и имеет вид

*)

Как показывают оценки, длины свободного пробега поверхностных волн достаточно малы, и далее будем пренебрегать потерями, обусловленными убеганием поверхностных волн.

$$\sqrt{\gamma^2 - 1} + \frac{q_0 - (\kappa_0 L_s) \left(1 - \frac{\gamma^2}{\epsilon_{zz}^{3\Phi}}\right)}{1 + q_0 \epsilon_{zz}^{3\Phi} (\kappa_0 L_s)} = 0, \quad (12)$$

где $\gamma = h/\kappa_0$,

$$q_0 = \frac{\sqrt{\gamma^2 - \epsilon_0}}{\epsilon_0} \operatorname{th} (\kappa_0 L_0 \sqrt{\gamma^2 - \epsilon_0}), \quad (13)$$

ϵ_0 - диэлектрическая проницаемость подложки, описываемая выражением (9) при $\alpha = 0$. Выше предполагалось, что величина

$$\left| \kappa_0 L_s \sqrt{\epsilon_{zz}^{3\Phi} \left(1 - \frac{\gamma^2}{\epsilon_{zz}^{3\Phi}}\right)} \right| \ll 1.$$

Для реальных значений $L_s \sim 0,1 : 1 \text{ мкм}$ в области далекого ИК-диапазона это условие хорошо выполняется. Выделить в общем случае явную зависимость $\omega(h)$ из уравнения (12) с учетом (7), (9) - (11) представляется достаточно сложной задачей, однако, по крайней мере, две ветви, отвечающие условиям $\epsilon_{zz}^{3\Phi} < 0$, $|\epsilon_{zz}^{3\Phi}| \ll 1$ можно написать в явном виде:

$$h_{1,2}^2(\omega) = \kappa_0^2 \left(\frac{\mathfrak{E}^2}{2} \pm \sqrt{\frac{\mathfrak{E}^4}{4} - \mathfrak{E}^2} \right), \quad (14)$$

где $\mathfrak{E} = |\epsilon_{zz}^{3\Phi}| / \kappa_0 L_s$. Эти моды являются аналогом поверхностных волн, направляемых тонкими плазменными слоями [8]. Волна со знаком минус в выражении (14) - прямая (с параллельными фазовой и групповой скоростями), а со знаком плюс - обратная, у которой эти скорости антипараллельны. Замечим, что в схемах НПВО соответствующие дисперсионные соотношения (12), (14) несколько искажаются вследствие присутствия поверхности призмы над исследуемым образцом. Сама подложка и без пленки может поддерживать поверхностные моды на частотах вблизи фоновых линий, дисперсионные соотношения для которых могут быть найдены из уравнения (12) при $L_s = 0$, поэтому представляется также важным исследование спектров НПВО в отдельно взятой подложке.

Под спектрами НПВО будем понимать далее зависимости $|\chi(\omega, \kappa_{||})|^2$, где χ - коэффициент отражения (по полю) излучения от нижней грани призмы (см. рис. 3). В принятых

выше приближениях выражение для коэффициента отражения легко получается из решения соответствующей задачи, сводящейся к исследованию взаимодействия плоской p -поляризованной электромагнитной волны, падающей из среды с $\epsilon = \epsilon_p$, с плоскостистой средой, образованной рассматриваемой структурой (рис. 4) и воздушным (вакуумным) промежутком (толщиной L_q) между поверхностью сверхрешетки и призмой, и записывается следующим образом:

$$|r|^2 = \left| \frac{\sqrt{\epsilon_p - \eta^2 / \epsilon_p} - Z}{\sqrt{\epsilon_p - \eta^2 / \epsilon_p} + Z} \right|^2, \quad (15)$$

где

$$Z = i\sqrt{\eta^2 - 1} \cdot \frac{\tau_s - i\sqrt{\eta^2 - 1} \cdot \text{th}(k_0 L_q \sqrt{\eta^2 - 1})}{i\sqrt{\eta^2 - 1} - \tau_s \text{th}(k_0 L_q \sqrt{\eta^2 - 1})};$$

$$\tau_s = -q_s \frac{q_0 - q_s \cdot \text{tg} \left[k_0 L_s \sqrt{\epsilon_{xz}^{3\Phi} (1 - \eta^2 / \epsilon_{xz}^{3\Phi})} \right]}{q_s + q_0 \cdot \text{tg} \left[k_0 L_s \sqrt{\epsilon_{xz}^{3\Phi} (1 - \eta^2 / \epsilon_{xz}^{3\Phi})} \right]};$$

$$q_s = \sqrt{\epsilon_{xz}^{3\Phi} (1 - \eta^2 / \epsilon_{xz}^{3\Phi})} / \epsilon_{xz}^{3\Phi}; \quad \eta = k_{||} / k_0.$$

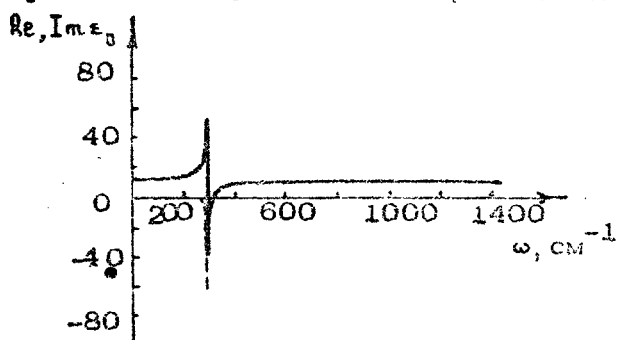
Существуют два типа спектров НПВО: угловые спектры на фиксированной частоте ($|r|^2(k_{||})$, $\omega = \text{const}$) и частотные спектры при фиксированном угле падения ($|r|^2(\omega)$, $k_{||} = \text{const}$). Ниже речь пойдет о фурье-спектроскопии сверхрешеток, и угол падения электромагнитной волны на нижнюю грань призмы предполагается фиксированным. Материал призмы будем считать отвечающим $\epsilon_p = 16$ (например, Ge или InSb вне зон непрозрачности). Соответствующий критический угол (полного внутреннего отражения) равен

$$\varphi_c = \arcsin(1/\sqrt{\epsilon_p}) \approx 17^\circ.$$

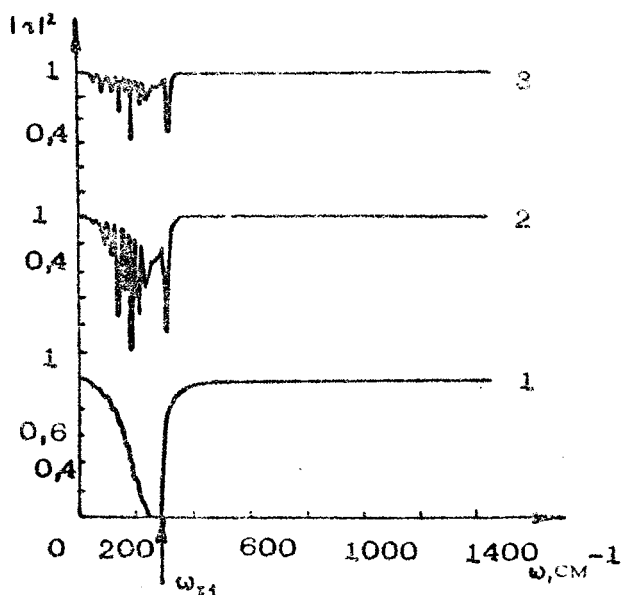
Необходимость выбора призм с достаточно большими значениями показателя преломления связана с относительно большими значениями ϵ_0^1 , $\epsilon_\infty^1 \sim 10$ и гребованием (в оптимальном случае непроникновения падающих электромагнитных волн в толщу подложки. При этом в системе будут возбуждаться только поверхностные волны, направляемые пленкой, и линии в спектре НПВО будут отвечать соответствующим модам.

4. СПЕКТРЫ НПВО МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР

Прежде рассмотрим спектры НПВО подложки, частотная зависимость $\epsilon_0(\omega)$ которой предствлена на рис. 5. Здесь и



Р и с. 5. Частотная зависимость диэлектрической проницаемости подложки из GaAs. Сплошная линия - $\text{Re } \epsilon_0(\omega)$, штриховая - $\text{Im } \epsilon_0(\omega)$



Р и с. 6. Спектры НПВО подложки: 1 - $L_g = 0$,
2 - $L_g = 0,25$ мкм, 3 - $L_g = 0,5$ мкм

в дальнейшем концентрацию свободных электронов в подложке будем считать равной нулю. На рис.6 показаны зависимость энергетического коэффициента отражения ($|r|^2$) от частоты в диапазоне $\omega \sim 0 - 1400 \text{ см}^{-1}$. Три изображенные кривые отвечают различным расстояниям призмы от поверхности подложки $L_2^{1,2,3} = 0; 0,25; 0,5 \text{ мкм}$. (толщина подложки $L_0 = 100 \text{ мкм}$). Угол падения волны на нижнюю грань призмы равен $\theta^i \approx 60^\circ$; это соответствует параметру $\eta = k_p/k_0 = 3,3$, что обеспечивает выполнение условия полного отражения (на частотах выше частоты фононного резонанса) в подложке ($\eta^2 > \varepsilon_{\infty}^i$). Как видно из рис.6, при $L_2 = 0^{**}$ имеется одна, довольно широкая полоса поглощения, отвечающая практически идеальному согласованию материала призмы с материалом подложки. Высокочастотный край полосы соответствует возбуждению поперечного оптического фонона. При отодвигании призмы на $L_2 = 0,25 \text{ мкм}$ возникает четкая линия в полосе остаточных лучей фононного резонанса, обусловленная возбуждением поверхностной волны. "Гребенка" в диапазоне $\omega < 200 \text{ см}^{-1}$ связана с образованием достаточно добротного резонатора типа Фабри - Перо в подложке. При $L_2 = 0,5 \text{ мкм}$ характер спектра качественно не меняется, хотя глубина провала в коэффициенте отражения заметно уменьшается из-за нарушения оптимальных условий возбуждения поверхностной волны.

Помещение на поверхность подложки пленки сверхрешетки GaAs/Al_xGa_{1-x}As значительно усложняет спектры НПВО (рис.7,8), что обусловлено большим количеством резонансных областей и, как следствие, существенно более богатым спектром собственных мод. Расчеты проводились для двух значений подвижности свободных носителей заряда $\mu = 1,5 \cdot 10^3$ и $1,5 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, что отвечает соответственно комнатным и азотным температурам, и для двух значений concentra-

** Спектры НПВО при $L_2 = 0$ определяются объемными потерями и не связаны с поверхностными возбуждениями. При удалении призмы от поверхности ($L_2 \neq 0$) преимущественный вклад в спектры дают собственные моды (как поверхностные, так и объемные), не излучающие в вакуум.

ции свободных электронов $n \sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (рис. 7, 8 соответственно). Толщины слоев, образующих сверхрешетку, предполагались одинаковыми и равными $a = b = 50 \text{ нм}$.

Наиболее характерный вид имеют спектры, отвечающие большим значениям подвижности электронов (см. рис. 7, б, 8, б). Так, в случае $L_z = 0$ обращают на себя внимание линии, появляющиеся в высокочастотной области спектра (см., например, рис. 7, б – кривая 1). Одна из линий (с частотой $\omega \sim 800 \text{ см}^{-1}$ рис. 7, б) обусловлена квазистатическим резонансом (электри-

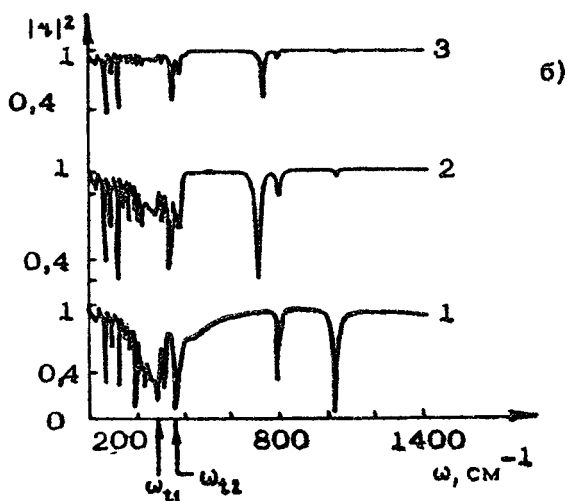
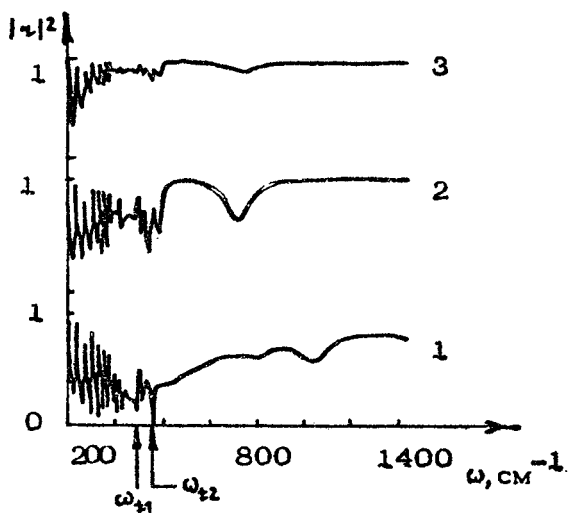
ческого поля) в пленке с $\epsilon_{zz} \sim 0$ (см. рис. 2, б), который, как и в тонких плазменных слоях [9], приводит к сильному поглощению p -поляризованного излучения. При высоких значениях подвижности μ включается также еще один механизм затухания – пролетный, характерные частоты которого отвечают нечетным гармоникам пролетной частоты $\omega_{pp} = \pi v_F / a$

(см. (11) и [9]). Так, линия, отвечающая третьей гармонике пролетной частоты, отчетливо представлена в спектре поглощения при $\omega \sim 1000 \text{ см}^{-1}$ (см. рис. 7, б). В случае более низкой электронной подвижности (см. рис. 7, а) соответствующие линии в спектре становятся более размытыми и видны менее четко из-за снижения добротности соответствующих резонансов.

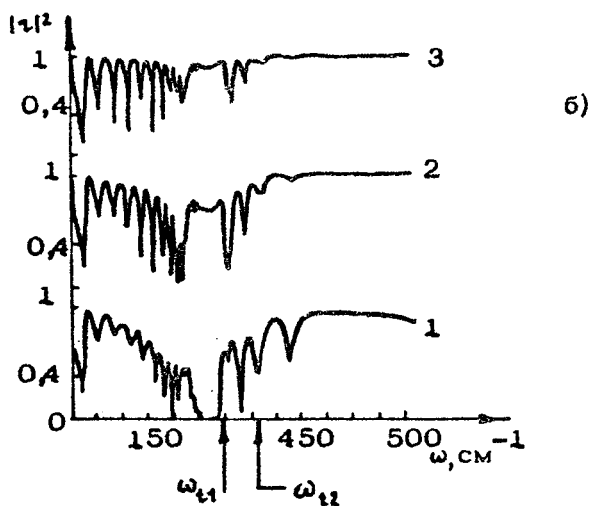
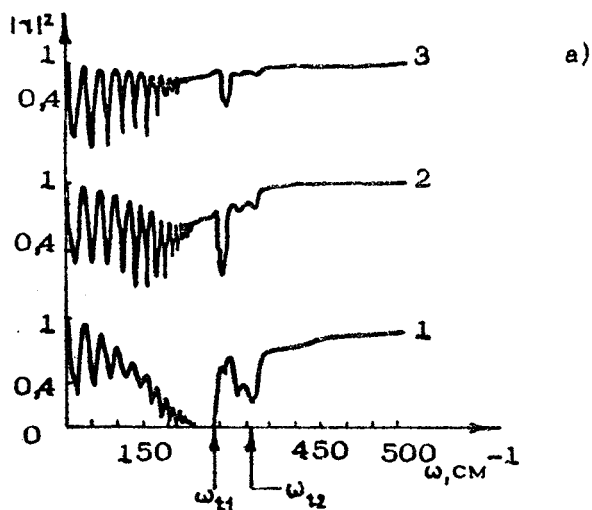
С удалением призмы от поверхности сверхрешетки вклад объемных резонансов (фононного, квазистатического, пролетного) уменьшается. В то же время возникают линии, связанные с поверхностными и объемными возбуждениями, не излучающими (локализованными) в отсутствие призмы. При дальнейшем уве-

личении L_z постепенно исчезают и линии, связанные с резонансом на поверхностных волнах, поскольку нарушаются оптимальные условия их возбуждения. В последнюю очередь исчезают линии, обладающие максимальной радиационной добротностью. Такое видоизменение спектров НПВО демонстрируют рис. 7, а, б. В целом аналогичные тенденции испытывают соответствующие спектры на пониженных уровнях концентрации свободных носителей в сверхрешетках (см. рис. 8, а, б). Наиболее сложный характер спектры НПВО имеют в областях перекрытия пролетного и фононных резонансов, что также хорошо прослеживается на рис. 7, 8.

С точки зрения спектроскопии полупроводниковых гетероструктур большое значение имеет тот факт, что в областях



Р и с. 7. Спектры НПВО структуры, изображенной на рис.4. $N = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, толщина слоя GaAs - 50 нм, толщина слоя $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ - 50 нм.
 1 - $L_2 = 0$, 2 - $L_2 = 0,25 \text{ мкм}$, 3 - $L_2 = 0,5 \text{ мкм}$;
 а - $\mu = 1500 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, б - $\mu = 15000 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$



Р и с. 8. Спектры НРВО структуры, изображенной на рис.4: $N = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, толщина слоя GaAs - 50 нм, толщина слоя $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ - 50 нм. 1 - $L_g = 0$, 2 - $L_g = 0,25 \text{ мкм}$, 3 - $L_g = 0,5 \text{ мкм}$; а - $\mu = 1500 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, б - $\mu = 15000 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$

ане фононных линий в силу малости величины $\kappa_0 L_s \ll 1$ спектр собственных возбуждений сверхрешеток определяется единственной компонентой тензора эффективной диэлектрической проницаемости $\epsilon_{xx}^{эф}$ (см. (12)). Тем не менее идентификация всех линий столь сложных объектов чрезвычайно затруднена и, по-видимому, практически невозможна без использования каких-то, пусть даже упрощенных, численно рассчитанных моделей.

Итак, спектроскопия методом НПВО представляет собой перспективный метод исследования оптических свойств многослойных полупроводниковых структур, позволяющий выявить особенности спектров поглощения, связанные как с объемными, так и с поверхностными возбуждениями. Информативность метода НПВО возрастает с увеличением проницаемости призмы поскольку появляется возможность спектроскопии более сильно замедленных полярионов. Спектры НПВО очень чувствительны к изменению концентрации свободных носителей, их подвижности, периода сверхрешетки или толщины образующих ее слоев, а также параметров собственных колебаний кристаллической решетки (частот, задержаний и т.д.). В этих спектрах могут проявляться тонкие особенности, связанные с ангармоничным движением электронов в слоях.

Л и т е р а т у р а

1. Farias G.A., Auto M.M., Albuquerque E.L., Fulko P. Effect of a charge layer on plasmon-polariton dispersion curve in doped semiconductor superlattices // Z.Phys.B. 1990. V.80, N2. P.207-212.
2. Otto A. Spectroscopy of surface polariton by attenuated total reflection // Optical properties of solids, new development. Amsterdam, 1975. P.677.
3. Raj N., Camley R.E., Tilley D.R. Theory of far-infrared attenuated total reflection from semiconductor superlattices // J.Phys.C.Solid State Phys. 1987. V.20. P.5203-5216.

4. Kim O.K., Spitzer W.G. Study of plazmon-LO-phonon coupling in Te-doped $\text{Al}_a\text{Ga}_{1-a}\text{As}$ // Phys.Rev.B. 1979. V.20, N8. P.3258-3266.
5. Игнатов А.А. О диэлектрическом характере высокочастотных свойств тонких полупроводниковых пленок // ФТП. 1980. Т.14, № 8. С.1582-1586.
6. Силин А.П. Полупроводниковые сверхрешетки // УФН. 1985. Т.14, № 8. С.1582-1586.
7. Haraguchi M., Fukui M., Muto S. Experimental observation of attenuated-total-reflection spectra of GaAs/AlAs superlattice // Phys.Rev. B. 1990. V.41, N2. P.1254.
8. Кондратьев И.Г., Миллер М.А. Двумерные электромагнитные поля, направляемые плазменными слоями // Радиофизика. 1964. Т.7, № 1. С.176-182.
9. Котов А.К. О поглощающих свойствах тонких плазменных пленок // Физика плазмы. 1985. Т.11, № 5. С.629-632.

ПЛАЗМЕННЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ
В МНОГОСЛОЙНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ
СТРУКТУРАХ И СВЕРХРЕШЕТКАХ
В МИЛЛИМЕТРОВОМ И СУБМИЛЛИМЕТРОВОМ
ДИАПАЗОНАХ ДЛИН ВОЛН

М.В.Буртыка, О.В.Глухов, В.М.Яковенко

ВВЕДЕНИЕ

С целью освоения миллиметровых и субмиллиметровых диапазонов длин волн в последние годы активно используются неоднородные полупроводниковые структуры: различного рода транзисторы на гетероструктурах, сверхрешетки и др.

С точки зрения электродинамики неоднородные структуры обладают интересными особенностями [1-6]. Во-первых, в таких системах возникают новые ветви электромагнитных колебаний: поверхностные волны, двумерные плазмоны в гетероструктурах, связывание колебаний из-за границы. Во-вторых, в ограниченных структурах, имеющих субмикронные размеры, может реализоваться баллистический механизм переноса заряда. Поэтому в них могут проявляться неустойчивости, в основе которых лежат эффекты черенковского, переходного и тормозного излучения частиц.

Как известно, поле, создаваемое движущимся излучателем, зависит не только от его природы (заряд, электрический или магнитный диполь), но и от свойств материальной среды, в которой движется этот излучатель.

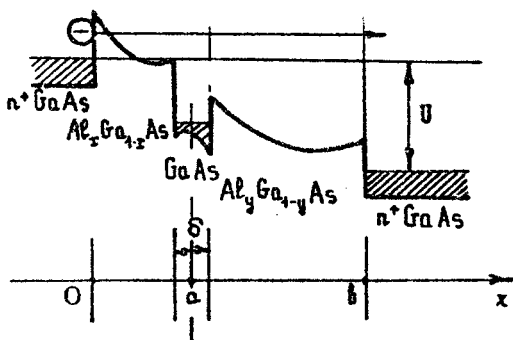
При пересечении границы раздела двух сред, различающихся электромагнитными свойствами, происходит "перестройка" поля частицы. Часть поля "отрывается" от частицы и исходит в виде излучения. В принципе, эта часть

может в определенных условиях преобразовываться в энергию собственных электромагнитных колебаний какой-либо системы, например плазмы твердого тела. В результате при прохождении потока заряженных частиц через твердое тело ограниченных размеров будет происходить непрерывный процесс преобразования, который может привести к систематическому накоплению энергии собственных колебаний, т.е. к их неустойчивости. При этом закон сохранения импульсов волн и частиц в направлении нормали к границе не выполняется. Таким образом, процесс усиления амплитуды волны, в отличие от эффекта Вавилова-Черенкова, может осуществляться при произвольных соотношениях между фазовой скоростью волны и частицы. Энергия частицы, разумеется, должна превышать энергию кванта электромагнитного поля (или кванта осциллятора). Интерес к такого рода задачам вызван поиском новых механизмов генерирования электромагнитных волн миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. Явление неустойчивостей важно также и для диагностики полупроводниковых структур.

Настоящая работа посвящена исследованию взаимодействия плазмонов, обусловленных существованием двумерного электронного газа на границах раздела сред, с направленным потоком заряженных частиц (горячих электронов), возникающих под действием постоянного электрического поля в двухслойной гетероструктуре и сверхрешетке. Построены кинетические уравнения, описывающие взаимодействие волн и частиц. Найдены инкременты неустойчивостей для поперечных колебаний. Приведены численные оценки.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ. ПОЛУЧЕНИЕ СПЕКТРА СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ

На рис.1 приведена структура дна зоны проводимости трехслойной гетероструктуры с омическими контактами. Предполагается, по аналогии с работами [5], что толщина узкозонного полупроводника $GaAs$ много меньше толщин a и b широкозонных полупроводников $Al_{x,y}Ga_{1-x,y}As$ и сравнима с длиной волны де Бройля электронов, а энергия ионизации легирующей донорной примеси меньше разрыва зон проводимости на границах гетеропереходов. В результате происходит пространственное разделение носителей заряда,



Р и с. 1. Структура дна зоны проводимости трехслойной гетероструктуры

и трехслойную гетероструктуру можно рассматривать как двухслойную, с двумерным электронным газом на границе раздела сред. Тогда для нахождения дисперсионных соотношений, определяющих собственные электромагнитные колебания структуры, которые обусловлены наличием двумерного газа, можно воспользоваться системой уравнений:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}; \quad \operatorname{rot} \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} e n_{os} \delta(x) \vec{v}_s; \\ m_s \frac{\partial \vec{v}_s}{\partial t} &= e \vec{E}_\tau; \quad \frac{\partial n_s}{\partial t} + n_{os} \nabla_\tau \vec{v}_s = 0 \end{aligned} \quad (1)$$

и граничными условиями [7]:

$$\begin{aligned} E_{1\tau} \Big|_{z=0} &= 0; \quad E_{2\tau} \Big|_{z=a+b} = 0; \quad E_{1\tau}(a) = E_{2\tau}(a); \\ \epsilon_2(\omega) E_{2z} \Big|_{z=a} - \epsilon_1(\omega) E_{1z} \Big|_{z=a} &= i \frac{\omega_s^2(zE)}{\omega^2 z}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $E_{j\tau} = [A_j \exp(iq_{jz}z) + B_j \exp(-iq_{jz}z)] \exp[i(\vec{x}\vec{p} - \omega t)]$, $E_{jz} = -\partial E_{j\tau} / \partial_{jz}$, $q_{jz} = \sqrt{\omega^2 \epsilon_j / c^2 - \vec{x}^2}$, \vec{x} - проекция волнового вектора \vec{q}_j на плоскость xOy ; $e = |\vec{x}|$, $\vec{p} = (x, y)$, $\epsilon_j(\omega) = \epsilon_0 - \omega_{pj}^2 / \omega^2$ - диэлектрические проницаемости полупроводников; $\omega_{pj}^2 = 4\pi e^2 \rho_{oj} / m_{pj}^*$ - их собственные плазменные частоты; ρ_{oj} , m_{pj}^* - невозмущенные равновесные концентрации собственных носителей, эффективные массы, соответственно; $j = 1, 2$ - номер среды; $d = a + b$;

$\omega_s^2 = 4\pi e^2 n_{0s} / m_s^*$ - частота плазменных колебаний двумерного электронного газа, n_{0s} - его плотность, m_s^* - эффективная масса, \vec{v}_s - скорость электронов в двумерном слое; c - скорость света; A_j и B_j - константы; ω - частота пространственно-временной Фурье-гармоники электромагнитного поля. В направлении Ox и Oy размеры структуры неограничены. Совместное решение (1) и (2) приводит к соотношению

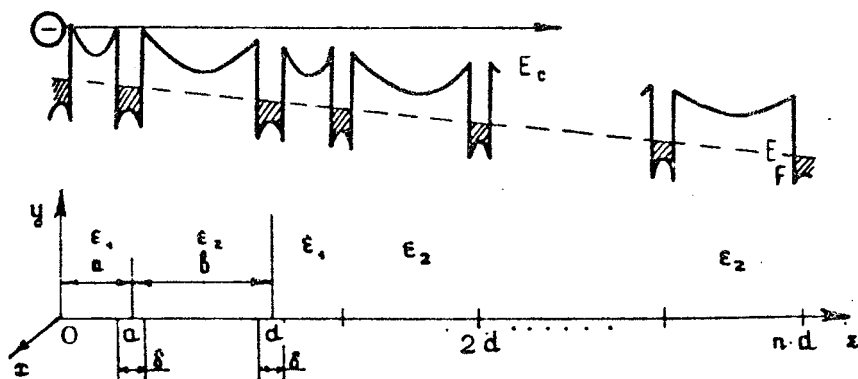
$$|A| \equiv \epsilon_1 q_2 \sin q_2 b \cdot \cos q_1 a + \epsilon_2 q_1 \sin q_1 a \cdot \cos q_2 b + \frac{q_1 q_2 \omega^2}{\epsilon \omega^2} \sin q_1 a \cdot \sin q_2 b = 0. \quad (3)$$

Для реальной ситуации, когда $\omega_{p1} \sim \omega_{p2} \ll \omega_s$ и $a = b$, $\epsilon \rightarrow \infty$, частота собственных колебаний в гетероструктуре (один период) существенно зависит от толщины структуры:

$$\omega^2 = \omega_s^2 \operatorname{th} \epsilon a / (\epsilon_{01} + \epsilon_{02}) \sim \omega_s^2 \cdot \epsilon a / (\epsilon_{01} + \epsilon_{02}), \quad \epsilon a \ll 1. \quad (4)$$

С увеличением количества периодов (рис. 2) в системе увеличивается число границ и возрастает порядок системы уравнений.

В общем случае n периодов спектр собственных колебаний находится из равенства нулю определителя блочной матрицы:



Р и с. 2. Структура для зоны проводимости многослойной гетероструктуры

$$\det \begin{pmatrix} A & B & U \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ D & (D^{-1})^{-1} & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & C & D \end{pmatrix} \equiv |A| \cdot |D - C^{-1} B| \cdot |D - C(D - C A^{-1} B)^{-1} B| \dots = 0, \quad (5)$$

$$\text{где } A = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ e^{iq_1 a} & e^{-iq_1 a} & -1 & -1 \\ \alpha e^{iq_1 a} & -\beta e^{-iq_1 a} & -R_2 & R_2 \\ 0 & 0 & e^{iq_2 b} & e^{-iq_2 b} \end{pmatrix}; \quad B = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}; \quad (6)$$

$$C = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \alpha e^{iq_2 b} & -\beta e^{iq_2 b} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}; \quad D = \begin{pmatrix} -R_1 & R_1 & 0 & 0 \\ e^{iq_1 a} & e^{-iq_1 a} & -1 & -1 \\ \alpha e^{iq_1 a} & -\beta e^{-iq_1 a} & -R_2 & R_2 \\ 0 & 0 & e^{iq_2 b} & e^{-iq_2 b} \end{pmatrix};$$

$$R_1 = \frac{\varepsilon}{q_1} \varepsilon_1; \quad R_2 = \frac{\varepsilon}{q_2} \varepsilon_2; \quad \alpha = \frac{\varepsilon}{q_1} \varepsilon_1 - i \frac{\omega_s^2}{\omega^2}; \quad \beta = \frac{\varepsilon}{q_1} \varepsilon_1 + i \frac{\omega_s^2}{\omega^2}.$$

В окончательном виде дисперсионное уравнение для структуры из n периодов запишется следующим образом:

$$\cos q_1 a \cdot \cos q_2 b - \frac{1}{2} \left(\frac{q_1^2 \varepsilon_2^2 + q_2^2 \varepsilon_1^2}{q_1 q_2 \varepsilon_1 \varepsilon_2} - \frac{\omega_s^4}{\omega^4} \cdot \frac{q_1 q_2}{\varepsilon^2 \varepsilon_1 \varepsilon_2} \right) \sin q_1 a \cdot \sin q_2 b + \frac{\omega_s^2}{\omega^2 \varepsilon} \left(\frac{q_1}{\varepsilon_1} \sin q_1 a \cdot \cos q_2 b + \frac{q_2}{\varepsilon_2} \sin q_2 b \cdot \cos q_1 a \right) = \cos \left(\frac{\pi}{n} + \pi m \right), \quad (7)$$

$$m = 0, 1, 2 \dots; \quad n > 2.$$

Выражение (7) получено для случая, когда длина электромагнитной волны λ больше поперечных размеров $n \cdot d$ многослойной структуры, где $\lambda = 2\pi/q$. Когда $\lambda < d$, дисперсионное уравнение для многослойной структуры несколько упрощается и приобретает следующий вид:

$$\cos q_1 a \cdot \cos q_2 b - \frac{1}{2} \left(\frac{q_1^2 \epsilon_2^2 + q_2^2 \epsilon_1^2}{q_1 q_2 \epsilon_1 \epsilon_2} + \frac{\omega_c^4}{\omega^4} \cdot \frac{q_1 q_2}{\epsilon_1^2 \epsilon_2} \right) \cdot \sin q_1 a \cdot \sin q_2 b = \cos \left(\frac{\pi}{n} + \pi m \right). \quad (8)$$

Когда тип контактов и их расположение не определены, дисперсионное соотношение для слоистой среды получается путем замены в уравнении (7) $\pi/n + \pi m$ на $k \cdot d$, где k - волновое число, характеризующее распространение волны поперек слоев решетки.

НЕУСТОЙЧИВОСТИ СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ. КВАНТОВО-КИНЕТИЧЕСКИЙ ПОДХОД

Пусть к структуре, приведенной на рис. 1, приложено в направлении оси Ox электрическое поле U , обеспечивающее надбарьерное прохождение инжектируемых частиц. Как известно, в этом случае электроны будут терять энергию на переходное излучение собственных электромагнитных колебаний в структуре [8]. Этот процесс может быть описан на языке степеней свободы, характеризующей коллективное или индивидуальное поведение пролетных частиц. В первом случае говорят о взаимодействии волн, во втором - о взаимодействии волна - частица. При малых плотностях пролетных частиц, когда их концентрация на длине образца не меняется, реализуется второй механизм. О нем пойдет речь в дальнейшем. Следует подчеркнуть, что взаимодействие волн и частиц в подобных ситуациях носит стохастический характер. Действительно, каждая частица при влете в пространство взаимодействия попадает в поле случайных сил, создаваемых множеством других частиц, состояния которых не скоррелированы между собой. Как известно, такое взаимодействие трактуется как процесс неупругого столкновения волн и частиц и его описание необходимо строить на основе кинетических уравнений для волн (плазмонов) и электронов (аналогично электрон-фононному взаимодействию в проводящих твердых телах [8]).

Для нахождения матричных элементов, описывающих взаимодействие электронов и плазмонов (бозонов), в нер-

лягивистской квантовой теории воспользуемся следующим выражением для гамильтониана системы [9]:

$$\hat{H} = \frac{1}{c} \int \vec{j}(\vec{r}) \cdot \vec{A}(\vec{r}) d\vec{r}. \quad (9)$$

Здесь $\vec{j} = (e\hbar/2im_0)(\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*)$ - оператор плотности электронного тока, m_0 - масса свободного электрона,

$$\psi^* = \sum_{\vec{k}} [\exp(-i\vec{k}\vec{r}) \hat{b}_{\vec{k}}^+ / \sqrt{V}], \quad \psi = \sum_{\vec{k}} [\exp(i\vec{k}\vec{r}) \hat{b}_{\vec{k}} / \sqrt{V}],$$

$\hat{b}_{\vec{k}}^+$ и $\hat{b}_{\vec{k}}$ - операторы рождения и уничтожения электронов, V - объем системы. Представим потенциал электромагнитного поля, входящий в выражение (9), через операторы рождения \hat{a}^+ и уничтожения \hat{a} бозе-частиц [10]:

$$\vec{A}_j(\vec{r}, t) = \sum_{\vec{q}} \left(\frac{2\pi\hbar c}{V_j \omega} \right)^{1/2} \cdot e_j \cdot F_{j\vec{q}}(q_{jz}, z) e^{i\vec{q}\vec{r}} [\hat{a}_{\vec{q}}(t) + \hat{a}_{-\vec{q}}^+(t)];$$

$$\omega(\vec{q}) = \omega^*(-\vec{q}), \quad (10)$$

где e_j - единичные векторы поляризации, V_j - объем, занимаемый соответствующей средой,

$$\hat{a}_{\vec{q}}(t) = a_{\vec{q}} \exp(-i\omega_{\vec{q}} t), \quad \hat{a}_{-\vec{q}}^+(t) = a_{-\vec{q}}^+ \exp(i\omega_{\vec{q}} t), \quad F_{j\vec{q}}(q_{jz}, z)$$

- Фурье-образ пространственной гармоники конкретной структуры (для однородной среды $F_{j\vec{q}}(q_{jz}, z) = \exp(iq_{jz} z)$). Выражения для e_j и $F_{j\vec{q}}(q_{jz}, z)$ в случае одного периода в сверхрешетке находятся путем использования стандартной процедуры квантования электромагнитного поля [10] и приведены в таблице для среды 1 (исследуется случай медленных волн $c \rightarrow \infty$). Аналогичный вид имеют e_2 и $F_{2\vec{q}}(q_{2z}, z)$ ^{*)}. Компоненты векторов поляризации связаны между собой следующими соотношениями:

$$e_{1z} = q_2 e_{1x} / z, \quad e_{1y} = q_2 e_{1y} / z, \quad e_{1z} = i e_{1x}.$$

Интегрирование в уравнении (9) проводим с учетом вы-

*) Компоненты электромагнитных полей в сверхрешетке находятся способом, предложенным [11].

Компонента	Одиночная гетероструктура с омическими контактами	Сверхрешетка: $\epsilon_{01} \sim \epsilon_{02}$, $\omega > \omega_a$, β — номер слоя, k — волновое число из уравнения (7)
E_{1z}	$\frac{e \epsilon_0}{2} \sqrt{\frac{\text{sh } \alpha \beta}{\text{sh } \alpha a}} \times$ $\sqrt{\frac{\alpha a}{\epsilon_{01} \text{sh } \alpha \beta \text{ch } \alpha a + \epsilon_{02} \text{sh } \alpha a \text{ch } \alpha \beta}}$	$\text{ch } \alpha a \sqrt{\frac{\alpha a (1 - \cos kd)}{(\epsilon_{01} + \epsilon_{02})(\text{ch } 2\alpha a - \cos kd)} \left(1 + \frac{\epsilon_{01} - \epsilon_{02}}{\epsilon_{01}}\right)}$
$F_{1z}(z, z)$	$2e^{-\alpha a} \text{sh } \alpha(z + a)$	$(\text{sh } 2\alpha a)^{-1/2} \exp(ikd \cdot \beta) \times$ $\left[\text{sh } \alpha(z - \beta d) - \frac{\text{sh } \alpha a + \frac{\epsilon_{01}}{\epsilon_{02}} \text{sh } \alpha \beta \exp(ikd)}{\text{ch } \alpha a - \exp(ikd) \text{ch } \alpha \beta} \times \right.$ $\left. \times \text{ch } \alpha(z - \beta d) \right]$
$F_{1z}(z, z)$	$-2e^{-\alpha a} \text{ch } \alpha(z + a)$	$(\text{sh } 2\alpha a)^{-1/2} \exp(ikd \cdot \beta) \times$ $\left[\text{ch } \alpha(z - \beta d) - \frac{\text{sh } \alpha a + \frac{\epsilon_{01}}{\epsilon_{02}} \text{sh } \alpha \beta \exp(ikd)}{\text{ch } \alpha a - \exp(ikd) \text{ch } \alpha \beta} \times \right.$ $\left. \times \text{sh } \alpha(z - \beta d) \right]$

долнения закона сохранения импульсов электронов и плазмов в доль границы раздела: $k_{1\tau} = k_{2\tau} + \alpha$. В результате (9) сводится к выражению

$$\hat{\mathcal{H}} = \sum_{\vec{k}_1, \vec{q}, \vec{k}_2} W_{\vec{k}_1, \vec{q}, \vec{k}_2} \hat{\delta}_{\vec{k}_1}^+ (\hat{a}_{\vec{q}} + \hat{a}_{-\vec{q}}^+) \hat{\delta}_{\vec{k}_2} \quad (11)$$

Матричный элемент гамильтониана взаимодействия $W_{\vec{k}_1, \vec{q}, \vec{k}_2}$ в случае одного периода имеет следующий вид:

$$W_{\vec{k}_{1z}, \alpha, \vec{k}_{2z}} \Big|_{k_{1\tau} = k_{2\tau} + \alpha} = \frac{2e\hbar}{m_0 a} \sqrt{\frac{\pi \hbar \alpha a}{V_1 \omega (\epsilon_{01} + \epsilon_{02})}} \quad (12)$$

$$\cdot \frac{k_{1z}^2 - k_{2z}^2}{(k_{1z} - k_{2z})^2 + \alpha^2} \cdot \frac{\text{ch } \alpha a - \text{exp}[i(k_{1z} - k_{2z})a]}{\sqrt{\text{sh } \alpha a \cdot \text{ch } \alpha a}}$$

а для ℓ -го периода сверхрешетки соответственно

$$W_{\vec{k}_{1z}, \alpha, \vec{k}_{2z}} \Big|_{k_{1\tau} = k_{2\tau} + \alpha} = \frac{e\hbar}{m_0 a} \sqrt{\frac{2\pi \alpha d}{V\omega(\epsilon_{01} + \epsilon_{02})}} \cdot \frac{k_{1z}^2 - k_{2z}^2}{(k_{1z} - k_{2z})^2 + \alpha^2} \quad (13)$$

$$\cdot \frac{1 - \text{exp}[i(k_{1z} - k_{2z})a]}{\sqrt{\text{sh } 2\alpha a}} \cdot \cos\left[\kappa d \ell - \frac{(k_{1z} - k_{2z})a}{2}\right] \cdot \text{exp}[i(k_{1z} - k_{2z})a/2].$$

Как известно, произведение квадрата модуля матричного элемента на $(2\pi/\hbar) \delta(E_1 - E_2 - \hbar\omega_{\vec{q}})$ определяет вероятность перехода в единицу времени электрона из состояния с энергией E_1 в состояние с энергией E_2 с излучением плазмона $\hbar\omega_{\vec{q}}$. Учитывая процессы испускания и поглощения плазмонов электронами, получим кинетическое уравнение, описывающее изменение числа плазмонов:

$$\frac{dN_{\vec{q}}}{dt} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\vec{k}_1, \vec{q}, \vec{k}_2} |W_{\vec{k}_1, \vec{q}, \vec{k}_2}|^2 \cdot \delta(E_1 - E_2 - \hbar\omega_{\vec{q}}) \quad (14)$$

$$\cdot [(N_{\vec{q}} + 1) n_{\vec{k}_1} (1 - n_{\vec{k}_2}) - N_{\vec{q}} n_{\vec{k}_2} (1 - n_{\vec{k}_1})].$$

Полагая, что распределение электронов в потоке частиц является неупорядоченным, и переходя от суммирования к ин-

тегрированию по импульсам электронов, выражение (14) можно представить в следующем виде:

$$\frac{\partial N_{\vec{k}}}{\partial t} = 2 \frac{V \cdot d}{\hbar^2} \int d\vec{p}_1 \cdot d\rho_{2z} |W_{\vec{k}_1, \vec{k}_2}|^2 \cdot \delta(E_1 - E_2 - \hbar\omega_{\vec{k}}) \times \left\{ f(\vec{p}_1) + N_{\vec{k}} [f(\vec{p}_1) - f(\rho_{2z}, \rho_{1z} - \hbar\vec{k})] \right\}, \quad (15)$$

где $\vec{p} = \hbar\vec{k}$. Если функция распределения электронов имеет вид:

$$f(\vec{p}) = n_{0\beta} \delta(\vec{p}_z - \vec{p}_0) \delta(\rho_z) \delta(\rho_y), \quad (16)$$

где $n_{0\beta}$ — плотность электронов в пучке, $\vec{v}_0 = \vec{p}_0/m_0$ — их направленная скорость, то изменение числа плазмонов определяется выражением:

$$\frac{\partial N_{\vec{k}}}{\partial t} = \delta \frac{\omega_{\beta}^2 \omega_L^2 \alpha v_0}{(\epsilon_{01} + \epsilon_{02})(\omega_L^2 + \alpha^2 v_0^2)^2} \frac{1 + \text{ch}^2 \alpha a - 2 \text{ch} \alpha a \cos(\omega a/v_0)}{\text{sh} \alpha a \text{ch} \alpha a} \times \left(N_{\vec{k}} + \frac{1}{2} \frac{m_0 v_0^2}{\hbar \omega_L} \right), \quad (17)$$

а для сверхрешетки соответственно

$$\frac{\partial N_{\vec{k}}}{\partial t} = \delta \frac{\omega_{\beta}^2 \omega_L^2 \alpha v_0}{(\epsilon_{01} + \epsilon_{02})(\omega_L^2 + \alpha^2 v_0^2)^2} \left\{ \frac{n}{2} + \frac{1 \cos[(n+1)2\kappa a - \omega a/v_0] \cdot \sin n \cdot 2\kappa a}{2 \sin 2\kappa a} \right\} \times \frac{1 - \cos(\omega a/v_0)}{\alpha a} \left(N_{\vec{k}} + \frac{1}{2} \frac{m_0 v_0^2}{\hbar \omega_L} \right). \quad (18)$$

Здесь $\omega_{\beta}^2 = 4\pi e^2 n_{0\beta} / m_0$, $\epsilon_{01,2}$ — диэлектрические постоянные кристаллической решетки полупроводников, и при вычислении предполагалось, что $a \ll b$, $m_0 v_0^2 / 2 \gg \hbar \omega_{\vec{k}}$, $m_0 v_0 \gg \hbar \alpha$, а собственные плазменные частоты полупроводников малы.

ВЫВОДЫ

Таким образом, при взаимодействии направленного потока электронов с плазмонами процессы индуцированного излучения преобладают над процессами поглощения и колебания становятся неустойчивыми. Это связано с тем, что электронная система является неравновесной и вероятность

перехода электронов в состояние с меньшим импульсом (меньшей энергией) превышает вероятность переходов в состояние с большей энергией. В первом случае она пропорциональна $(p_0^2 - 2m_0 \hbar \omega)^{-1/2}$, а во втором $-(p_0^2 + 2m_0 \hbar \omega)^{-1/2}$.

Приведем численные оценки для одного периода, представляемого собой гетероструктуру $A\Gamma_2Ga_{1-x}As - GaAs$ с металлическими обкладками и двумерным электронным газом на границе раздела сред. При $a = 50 \text{ \AA}$, $x = 0,3$

$n_{0s} = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $m_s = 0,067 m_0$, $\epsilon_{01} = \epsilon_{02} = 13,2$ (данные взяты из работ [12 - 14]), там же приводится зонная диаграмма данной гетероструктуры), $v_s = 2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, $\omega = 6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$, $n_{0g} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, получаем для излучения величину инкремента неустойчивости $\gamma^{(1)} \approx 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Потери энергии частиц в этом случае составляют $\partial W^{(1)}/\partial t \approx 2 \cdot 10^{-10} \text{ Вт}$ (соотношение между частотами следующее:

$$\left(\omega_1 \approx 1,7 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}, \omega^{(1)} \approx 6 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}, \right. \\ \left. < \omega_s < 5,5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}, (\omega^{(1)})^2 \approx \omega_s^2 \omega / (\epsilon_{01} + \epsilon_{02}) \right).$$

Для сверхрешетки, имеющей в качестве периода такую структуру, с количеством периодов $n = 100$, инкремент $\gamma^{(1)} \approx 2,5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, а потери энергии на излучение $\partial W^{(1)}/\partial t \approx 5 \cdot 10^{-10} \text{ Вт}$

$$\left(\omega_1 \approx 1,7 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}, \omega_s \approx 5,5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}, \right. \\ \left. < \omega^{(1)} \approx 1,1 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}, (\omega^{(1)})^2 \approx \omega_s^2 / \omega \cdot \epsilon_{01} \right).$$

Видно, что возможно нарастание колебаний, так как при $\mu = 3,5 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ частота соударений $\nu \approx 5 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ меньше γ .

Из анализа численных оценок вытекает вывод, что потери энергии в обеих структурах примерно одинаковы. Это происходит из-за того, что выражения для потерь пропорциональны $1/\omega^2$, а $\frac{\omega^{(1)}}{\omega} \approx 50$, однако множитель $[1 - \cos(\omega a/v_s)]$ для гетероструктуры порядка 10^{-2} , а для сверхрешетки порядка 1,6. Тем не менее появляется реальная возможность в случае сверхрешетки повысить рабочую частоту приборов на два порядка и получить некоторый энергетический выигрыш (с увеличением числа периодов).

Л и т е р а т у р а

1. Heiblum M. Tunneling Hot Electron Transfer Amplifiers. (THETA): Amplifiers operating up to the infrared // Solid-State Electronics. 1981. V. 24, N. 4. P. 343-366.
2. Балграмеюнас Р., Вайнерг Х., Геразимас Е., Куокшгис Э., Хеннебергер Ф. Исследование оптического усиления в сверхрешетках GaAs-AlGa_{1-x}As // ФТП. 1989. Т. 23, № 5. С. 792-795.
3. Day D. J., Cheng J. S., Margittai A., Houston P. A. Transport and Noise in GaAs/AlGaAs Heterojunction Bipolar Transistors. Pt. I. Transport and High Current Gain // IEEE Trans. Electron Dev. 1989. V. 36, N. 6. P. 1015-1019.
4. Грибников З.С. Отрицательная дифференциальная проводимость в многослойной гетероструктуре // ФТП. 1972. Т. 6, № 7. С. 1380-1382.
5. Тагер А.С. Размерные квантовые эффекты в субмикронных полупроводниковых структурах и перспективы их применения в электронике СВЧ. Ч. 2. Резонансно-туннельные диоды и транзисторы // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. 1988. №2 (406). С. 17-33.
6. Белянцев А.М., Игнатов А.А., Пискарев В. И. и др. Новые нелинейные высокочастотные эффекты и ОДП Σ -типа в многослойной гетероструктуре // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т.43, № 7. С. 339-341.
7. Белецкий Н.Н., Харьковский С.Н., Яковенко В.М. Переходное излучение электромагнитных волн зарядом, пересекающим двумерный электронный газ // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26, № 9. С. 1144-1153.
8. Яковенко В.М., Яковенко И.В. Переходное излучение собственных колебаний и их неустойчивость в плазме твердого тела под действием потоков заряженных частиц // УФЖ. 1984. №12. С.1830-1836.
9. Займан Дж. Современная квантовая теория. М. : Мир, 1971.
10. Давыдов А.С. Квантовая механика. М. : Наука, 1973.
11. Соколов А.А., Лоскутов Ю.М., Тернов И.М. Квантовая механика. М. : Госучпедгиз, 1962.

12. Козырев С.В., Маслов А.Ю. Влияние флуктуаций состава твердых растворов на подвижность двумерного электронного газа в полупроводниковых гетероструктурах // ФТП. 1988. Т. 22, № 3. С. 433-434.

13. Niyanizu S., Saito J., Nambu K., Ishikawa T. Improved Electron Mobility Higher than $10^6 \text{ cm}^2/\text{V s}$ in Selectivity Doped GaAs/N-AlGaAs Heterostructures Grown by MBE // Jap. J. Appl. Phys. 1983. V. 22, N. 10. P. L609-610.

14. Adachi S. GaAs, AlAs and $\text{AlGa}_{1-x}\text{As}$ Material Parameters for Use in Research and Device Applications // J. Appl. Phys. 1985. V. 58, N. 3. P. R1-R29.

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАНТОВЫХ СВЕРХРЕШЕТОК

Л.К. Орлов, И.А. Елипашев

Высокочастотные нелинейные свойства квантовых сверхрешеток (СР) в сильных электромагнитных полях подробно изучались многими авторами [1-5]. При этом считалось, что электрическое поле волны оказывает воздействие только на функцию распределения подвижных носителей заряда, оставляя неизменными параметры зонного спектра структуры. Наложение на СР сильного внешнего электрического поля может приводить, однако, к изменению профиля сверхрешеточного потенциала и соответственно к изменению ее минизонного спектра [6]. Указанный эффект проявляется также в предложенных рядом авторов динамических СР [7-9], обуславливая необходимость учета параметрической модуляции параметров энергетического спектра носителей заряда при анализе кинетических характеристик системы.

В настоящей работе в одноминизонном приближении изучено влияние данного эффекта на высокочастотные свойства квантовой СР. Вычислена поправка к поглощению сильной электромагнитной волны в среде, проанализировано нелинейное усиление слабого сигнала в присутствии интенсивной высокочастотной накачки, рассмотрен эффект смещения слабого сигнала со второй гармоникой гетеродина с выделением нулевой промежуточной частоты. При расчетах считалось, что модуляция характеристик структуры осуществляется собственным полем накачки $E_1(t) = E_1 \cos(\omega_1 t + \delta)$, а временная зависимость параметров минизоны (закон дисперсии выбираем в приближении сильной связи: $\epsilon(k, t) = \epsilon^0(t) - \frac{1}{2} \Delta \epsilon(t) \cos(k, d)$) содержит только четные гармоники — система с центром симметрии.

Предположим, что $\epsilon(k, t)$ со временем меняется по гармоническому закону и ограничимся рассмотрением следующих простейших случаев: 1) под действием поля накачки меняется только ширина минизоны по закону $\Delta\epsilon(t) = \Delta\epsilon + \Delta\tilde{\epsilon} \cos^2(\omega_1 t + \varphi)$; 2) ширина минизоны остается постоянной ($\Delta\tilde{\epsilon} = 0$), но меняется относительное положение уровня Ферми, т.е. $\mu - \epsilon^0(t) = \mu - \epsilon^0 - \frac{\tilde{\epsilon}}{2} \cos[2(\omega_1 t + \varphi)]$. Очевидно, что для того чтобы система успевала следить за величиной внешнего однородного электрического поля, частота последнего ω_1 должна быть ниже характерного обратного времени пролета T_{np}^{-1} электронов через несколько периодов структуры. Время пролета $T_{np} < \tau$ характеризует минимальное время формирования минизонного спектра в структуре и для реальных СР с периодом $d \sim 3,5$ нм при $v_{np} \sim 10^7$ см/с составляет величину порядка 10^{-13} с.

Функцию распределения электронов $f(k, t)$ в сильном электромагнитном поле для простоты, как это принято в работах [1-4], будем искать, решая кинетическое уравнение Больцмана с интегралом столкновений в τ -приближении: $I(k, t) = -[f(k, t) - f_0(k, E_1, \omega_1, t)]/\tau$. Правомерность использования τ -приближения при анализе кинетических характеристик СР подтверждена сравнением полученных результатов с многочисленными исследованиями других авторов, использующих более конкретизированные интегралы столкновений [3, 5, 10, 11], а также с расчетами, проведенными методом Монте-Карло [12]. Выбор интеграла столкновений в подобной форме предполагает, что распределение электронов по энергетическим состояниям системы успевает следить за изменениями параметров минизонного спектра, что, очевидно, имеет место при $\omega_1 \tau < 1$. Тогда, аналогично [1], выражение для $f(k, t)$ с учетом модуляции параметров минизонного спектра при $\delta = 0$ можно записать в виде

$$f(k, t) = \frac{1}{\tau} \text{erf}\left(\frac{t}{\tau}\right) \sum_{\nu} A_{\nu} \text{erf}\left[i\nu kd - i\frac{\nu\Omega_1}{\omega_1} \sin(\omega_1 t)\right] \int_{-\infty}^t \text{erf}\left(\frac{t'}{\tau}\right) \left\{1 + \alpha_{\nu} \cos[2(\omega_1 t' + \varphi)]\right\} \text{erf}\left[i\frac{\nu\Omega_1}{\omega_1} \sin(\omega_1 t')\right] dt', \quad (1)$$

где для статистики Больцмана при $\Delta\tilde{\epsilon} \ll kT$ в первом случае

$$A_j = \frac{1}{2\pi} \frac{m_e kT}{\hbar^2} \exp\left(\frac{\mu - \epsilon^0}{kT}\right) \left[I_j + \frac{\Delta\tilde{\epsilon}}{2kT} (I_{j+1} + I_{j-1}) \right],$$

$$\alpha_j = \frac{\Delta\tilde{\epsilon}}{2kT} (I_{j+1} + I_{j-1}) / \left[I_j + \frac{\Delta\tilde{\epsilon}}{2kT} (I_{j+1} + I_{j-1}) \right]; \quad (2)$$

в случае втором

$$A_j = \frac{1}{2\pi} \frac{m_e kT}{\hbar^2} \exp\left(\frac{\mu - \epsilon^0}{kT}\right) I_j, \quad \alpha_j = -\frac{\tilde{\epsilon}}{2kT}. \quad (3)$$

Здесь $I_j = I_j(\Delta\epsilon/2kT)$ — модифицированные функции Бесселя.

Соотношения (2), (3) соответствуют ситуациям, когда концентрация электронов в минизонах испытывает периодические осцилляции во времени. Это возможно лишь при временном захвате на примесные центры меньших периода накачки, что приводит, в свою очередь, к дополнительным ограничениям на ее частоту. Нетрудно рассмотреть случай, когда число носителей заряда в минизонах сохраняется постоянным, что выполняется при $\tilde{\epsilon} = \Delta\tilde{\epsilon}/2 \neq 0$. Положение уровня Ферми относительно дна минизоны при этом не меняется. Тогда для A_j и α_j при $\Delta\tilde{\epsilon} \ll (kT, \Delta\epsilon)$ получаем

$$A_j = \frac{1}{2\pi} \frac{m_e kT}{\hbar^2} \exp\left(\frac{\mu - \epsilon^0}{kT}\right) I_j,$$

$$\alpha_j = -\frac{\tilde{\epsilon}}{2kT} \frac{I_j + \frac{1}{2}(I_{j-1} + I_{j+1})}{I_j}.$$

Рассмотрим нелинейный отклик системы на сильное внешнее электромагнитное поле с частотой ω_1 . Интегрируя выражение (1), при $\Delta\tilde{\epsilon} \ll kT$ для $f(t)$ получим

$$f(t) = A_0 \left\{ 1 + \frac{\alpha_0}{2} \left[\frac{e^{2i(\omega_1 t + \varphi)}}{1 + 2i\omega_1 \tau} + \frac{e^{-2i(\omega_1 t + \varphi)}}{1 + 2i\omega_1 \tau} \right] \right\} +$$

$$+ A_1 \sum_{n, m} J_n\left(\frac{\Omega_1}{\omega_1}\right) J_{n+m}\left(\frac{\Omega_1}{\omega_1}\right) \left\{ e^{in\omega_1 t} \left[\frac{1}{1 + in\omega_1 \tau} + \frac{\alpha_1}{2} \left(\frac{e^{2i(\omega_1 t + \varphi)}}{1 + i(n+2)\omega_1 \tau} + \right. \right. \right.$$

$$+ \frac{e^{-2i(\omega_1 t + \varphi)}}{1 + i(n-2)\omega_1 \tau} \Big] e^{-im\omega_1 t} \Big\} + \text{к.с.} \quad (4)$$

Подставляя (4) в выражение для плотности тока

$$j(t) = \frac{e}{\hbar} \int_{-x/d}^{x/d} f(x, t) \frac{\partial \epsilon(x, t)}{\partial x} dx,$$

находим

$$j(t) = i \frac{e d}{2 \hbar} A_1 \sum_{n, m} J_n \left(\frac{\Omega_1}{\omega_1} \right) J_{n+m} \left(\frac{\Omega_1}{\omega_1} \right) \left\{ \left(\Delta \epsilon + \frac{\Delta \tilde{\epsilon}}{2} \right) \times \right. \\ \times \left[\frac{1}{1 + in\omega_1 \tau} + \frac{\alpha_1}{2} \left(\frac{e^{2i(\omega_1 t + \varphi)}}{1 + i(n+2)\omega_1 \tau} + \frac{e^{-2i(\omega_1 t + \varphi)}}{1 + i(n-2)\omega_1 \tau} \right) \right] + \frac{\Delta \tilde{\epsilon}}{4} \left[\frac{2 \cos(2(\omega_1 t + \varphi))}{1 + in\omega_1 \tau} + \right. \\ \left. \left. + \frac{\alpha_1}{2} \left(\frac{1 + e^{4i(\omega_1 t + \varphi)}}{1 + i(n+2)\omega_1 \tau} + \frac{1 + e^{-4i(\omega_1 t + \varphi)}}{1 + i(n-2)\omega_1 \tau} \right) \right] \right\} e^{-im\omega_1 t} + \text{к.с.} \quad (5)$$

В отсутствие модуляции ($\Delta \tilde{\epsilon} = 0$, $\alpha_1 = 0$) приходим к известному выражению для нелинейной плотности тока в СР, подробно проанализированному в работе [1]. Анализ нелинейной проводимости на основной частоте показывает, что введение в $\epsilon(x)$ временной зависимости приводит лишь к незначительному изменению поглощения высокочастотного излучения. В частности, для $\omega_1 \tau = 0,5$; $\Omega_1 = 4 \omega_1$; $\varphi = 0$ получим $\text{Re} \epsilon(\omega_1) = 0,14 \epsilon_0$ при $\alpha_1 = \tilde{\alpha} = 0$ и $\text{Re} \epsilon(\omega_1) = 0,152 \epsilon_0$ при $\alpha_1 = 0,1$; $\Delta \tilde{\epsilon} = 0,1 \Delta \epsilon$ ($\epsilon_0 = e^2 d^2 \Delta \epsilon A_1 \tau / 2 \hbar^2$).

Пусть на электронную подсистему СР наряду с сильным полем $E_1(t)$ действует слабое зондирующее излучение с частотой ω_2 и амплитудой E_2 ($E_2 \ll E_1$):

$$E(t) = E_1 \cos(\omega_1 t + \delta) + E_2 \cos(\omega_2 t). \quad (6)$$

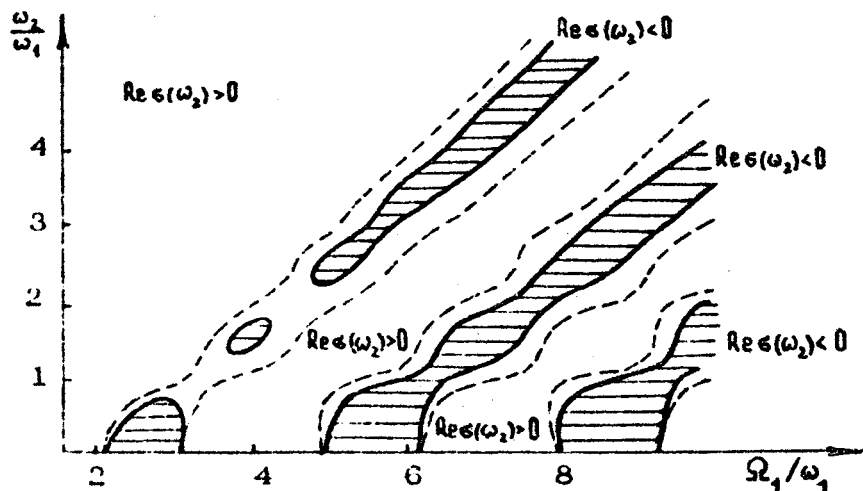
Проводя вычисления аналогичные предыдущим, в рамках выбранной модели СР нетрудно получить следующее выражение для высокочастотной проводимости ϵ на частоте ω_2 :

$$\epsilon(\omega_2) = \epsilon_0 \sum_j \frac{E_j}{(1 + i\omega_j \tau) [1 + i(\omega_1 + \omega_2) \tau]}, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned}
 C_{\nu} = & \left(\Delta \varepsilon + \frac{\Delta \bar{\varepsilon}}{2} \right) J_{\nu}^2 \left(\frac{\Omega_1}{\omega_1} \right) + \frac{\Delta \bar{\varepsilon} \alpha_1}{8} \left[J_{\nu-2}^2 \left(\frac{\Omega_1}{\omega_1} \right) + J_{\nu+2}^2 \left(\frac{\Omega_1}{\omega_1} \right) \right] + \\
 & + \left[\frac{\alpha_1}{2} \left(\Delta \varepsilon + \frac{\Delta \bar{\varepsilon}}{2} \right) J_{\nu-2} \left(\frac{\Omega_1}{\omega_1} \right) + \frac{\Delta \bar{\varepsilon}}{4} J_{\nu+2} \left(\frac{\Omega_1}{\omega_1} \right) \right] J_{\nu} \left(\frac{\Omega_1}{\omega_1} \right) \exp [2i(\psi - \delta)] + \\
 & + \left[\frac{\alpha_1}{2} \left(\Delta \varepsilon + \frac{\Delta \bar{\varepsilon}}{2} \right) J_{\nu+2} \left(\frac{\Omega_1}{\omega_1} \right) + \frac{\Delta \bar{\varepsilon}}{4} J_{\nu-2} \left(\frac{\Omega_1}{\omega_1} \right) \right] J_{\nu} \left(\frac{\Omega_1}{\omega_1} \right) \exp [-2i(\psi - \delta)] + \\
 & + \frac{\Delta \bar{\varepsilon} \alpha_1}{4} J_{\nu+2} \left(\frac{\Omega_1}{\omega_1} \right) J_{\nu-2} \left(\frac{\Omega_1}{\omega_1} \right) \cos [4(\psi - \delta)]. \quad (8)
 \end{aligned}$$

В отсутствие модуляции параметров $\Delta \varepsilon, \varepsilon^0$ из формул (7), (8) сразу приходим к выражению для высокочастотной проводимости сигнала, проанализированной в работах [10,13]. Неравновесность среды в присутствии сильного поля накачки обуславливает возможность усиления слабого зондирующего

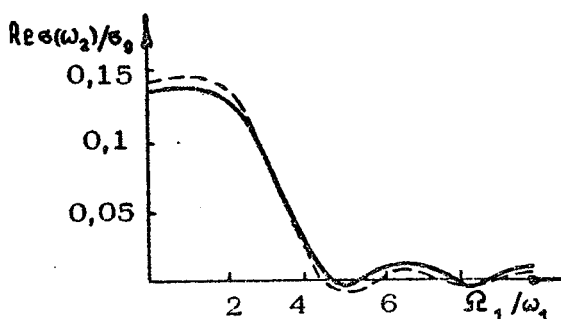


Р и с. 1

излучения на частоте ω_2 . Модуляция параметров СР может приводить к дополнительному параметрическому усилению сигнала, расширяя области его неустойчивости. Возможность проявления указанной особенности в квантовой динамической СР демонстрируется на рис.1, где штриховыми линиями показаны области усиления ($\text{Re } \epsilon(\omega_2) < 0$) в СР с параметрами $\omega_1 \tau = 0$, $\varphi = 0$, $\delta = 0$. Области неустойчивости сигнала в отсутствие модуляции параметров заштрихованы. Из рисунка видно, что параметрическая модуляция способствует перекачке энергии волны накачки в сигнал, увеличивая инкременты нарастания зондирующей слабой волны. На рис.2 для $\omega_2 = 2,5\omega_1$ приведена зависимость $\text{Re } \epsilon(\omega_2)/\epsilon_0$ от амплитуды накачки

в отсутствие $\Delta \tilde{\epsilon} = \alpha_1 = 0$ (сплошная линия) и при наличии $\Delta \tilde{\epsilon} = 0,1 \Delta \epsilon$, $\alpha_1 = 0,1$, $\delta = \varphi = 0$ (штриховая линия) модуляции параметров СР. Для простоты оценок $\Delta \tilde{\epsilon}$ и α_1 при расчетах выбраны постоянными.

Рассмотрим смещение двух сигналов с частотами ω_1 и $\omega_2 = 2 \cdot \omega_1$ с выделением гармоники на нулевой промежуточной частоте $\omega_3 = 2 \cdot \omega_1 - \omega_2 = 0$ (выпрямление сигнала в центрально симметричной среде). Смещение сигналов в квантовой СР при $\omega_2 \neq 2 \cdot \omega_1$ проанализировано в работе [14], эффект выпрямления при смещении частот - в работах [15,16]. В случае сильного поля $E_1(t)$ и слабого поля $E_2(t)$ ($E_2 \ll \hbar \omega_2 / ed$), действующих на структуру, выпрямленный ток при $\omega_2 = 2\omega_1$ и $\Delta \tilde{\epsilon} \neq 0$, $\alpha_1 \neq 0$, как нетрудно показать, равен



Р и с. 2.

$$j_0 = \frac{e^2 d^2}{2\hbar^2} \frac{E_2}{\omega_1} A_1 \operatorname{Im} \sum_{\nu} \frac{B_{\nu} - B_{\nu-2}}{1 + i\nu\omega_1\tau}, \quad (9)$$

где

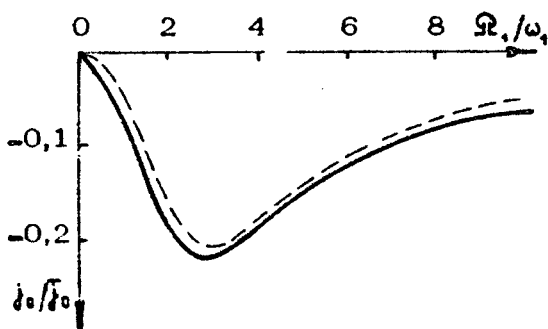
$$B_{\nu} = e^{-2i\delta} \left[\left(\Delta\varepsilon + \frac{\Delta\tilde{\varepsilon}}{2} \right) J_{\nu} J_{\nu+2} + \frac{\alpha_1 \Delta\tilde{\varepsilon}}{8} \left(J_{\nu} J_{\nu-2} + J_{\nu+2} J_{\nu+4} \right) \right] +$$

$$+ e^{-2i\varphi} \left[\left(\Delta\varepsilon + \frac{\Delta\tilde{\varepsilon}}{2} \right) \frac{\alpha_1}{2} J_{\nu+2}^2 + \frac{\Delta\tilde{\varepsilon}}{4} J_{\nu}^2 \right] + e^{2i(\varphi-2\delta)} \left[\left(\Delta\varepsilon + \frac{\Delta\tilde{\varepsilon}}{2} \right) J_{\nu-2} J_{\nu+2} + \right.$$

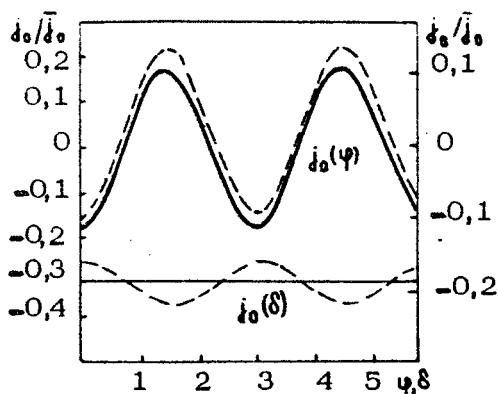
$$\left. + \frac{\Delta\tilde{\varepsilon}}{4} J_{\nu} J_{\nu+4} \right] + \frac{\Delta\tilde{\varepsilon}}{8} \alpha_1 \left[e^{2i(2\varphi-3\delta)} J_{\nu-2} J_{\nu+4} + e^{-2i(2\varphi-\delta)} J_{\nu} J_{\nu+2} \right],$$

$$J_{\nu} = J_{\nu} \left(\frac{\Omega_1}{\omega_1} \right).$$

В отсутствие модуляции ($\Delta\tilde{\varepsilon} = \alpha_1 = 0$) выражение для j_0 совпадает с формулой, полученной в работе [15]. Характерный вид зависимостей j_0/\bar{j}_0 от E_1 , где $\bar{j}_0 = (ed/2\hbar) \Delta\varepsilon A_1$, в отсутствие и при наличии модуляции параметров представлены на рис.3 для значений параметров: $\omega_1\tau = 0,5$; $\Delta\tilde{\varepsilon} = 0$, $\alpha_1 = 0$ (сплошные линии), $\varphi = \delta = 0$, $\delta\tilde{\varepsilon} = \beta_1(\Omega_1/\omega_1)\Delta\varepsilon$, $\alpha_1 = \beta_2(\Omega_1/\omega_1)$, $\beta_1 = 0,05$, $\beta_2 = 0,05$ (штриховые линии), $\varphi = \delta = 0$. Зависимости выпрямленного тока от фазы φ и δ приведены при $\omega_1\tau = 0,5$, $\Omega_1 = 2\omega_1$, $\Delta\tilde{\varepsilon} = \alpha_1 = 0$ (сплошные линии), $\beta_1 = 0,05$, $\beta_2 = 0,05$ (штрихо-



Р и с. 3.



Р и с. 4.

вые линии) на рис. 4. Изменения фазы может приводить как к увеличению, так и к уменьшению тока j_0 . Легко видеть, что при малых токах и значительной модуляции параметров (большие поля накачки) в определенном интервале значений фаз возможна смена знака выпрямленного тока с ростом амплитуды поля E_1 .

Л и т е р а т у р а

1. Ignatov A.A., Romanov Yu.A. Nonlinear electromagnetic properties of semiconductors with a superlattice // Phys. Stat. Solid (b). 1976. V.73, N1. P.327.
2. Орлов Л.К., Романов Ю.А. Нелинейное взаимодействие двух волн в полупроводниках со сверхрешеткой // ФТТ. 1977. Т.19, № 3. С. 726.
3. Павлович В.В., Эпштейн Э.М. Нелинейная высокочастотная проводимость сверхрешетки // ФТТ. 1976. Т. 18, № 5. С. 1483.
4. Bass F.G., Tetervov A.P. High-frequency phenomena in semiconductor superlattices // Phys.Reports. 1986. V.140, N5. P.237.
5. Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М. Наука: 1989.

6. Орлов Л.К., Романов Ю.А. Периодические полупроводниковые структуры на основе пьезоэлектрических кристаллов. // ФТТ. 1977. Т.19, № 4. С.1140.
7. Келдыш Л.В. О влиянии ультразвука на электронный спектр кристалла // ФТТ. 1962. Т.4, № 8. С.2265.
8. Кастальский А.А. Новые оптические и электрические эффекты в стоячей световой волне // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т.10, № 7. С.328.
9. Басс Ф.Г. О некоторых свойствах электронной плазмы в сильном электрическом поле. // ЖЭТФ. 1972. Т.63 № 5 (11). С.1664.
10. Павлович В.В. О нелинейном усилении электромагнитной волны в полупроводнике со сверхрешеткой // ФТТ. 1977. Т.19, № 1. С.97.
11. Поляновский В.М. О возможности взаимного усиления электромагнитных волн в полупроводниках с узкой зоной проводимости // ЖЭТФ. 1980. Т.79, № 6(12). С.2183.
12. Anderson P.L., Aus E.J. Monte Carlo calculation of the electron drift velocity in GaAs with a superlattice // J.Appl.Phys. 1973. V. 44, N8. P. 3721.
13. Орлов Л.К., Романов Ю.А. Перекрестная модуляция электромагнитных волн в сверхрешетках // Изв. вузов Радиофизика. 1980. Т.23, № 2. С.232.
14. Игнатов А.А., Орлов Л.К., Романов Ю.А. Шашкин В.Г. Смещение электромагнитных сигналов в квантовых периодических структурах. // Высокочастотные свойства твердых тел / Отв. ред. В.П.Шестоपालов, Киев: Наукова Думка, 1985. С.3.
15. Менса С., Шмелев Г.М., Эпштейн Э.М. Взаимное выпрямление двух волн в сверхрешетке // Изв. вузов, Физика. 1988. Т.31, № 6. С.112.
16. Баскин Э.М., Энгин М.В. Когерентный фотогальванический эффект, обусловленный квантовыми поправками // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т.48, № 10. С.554.

**ИССЛЕДОВАНИЕ
ПРОЦЕССОВ ГАЗОДИНАМИКИ И МАССОПЕРЕНОСА
ПРИ ВЫРАЩИВАНИИ $GaAs / AlGaAs$ -ГЕТЕРОСТРУКТУР
МЕТОДОМ МОС-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ**

Б.С.Явич, А.И.Жмакин, А.Н.Заболотских,
Е.В.Кожина, И.А.Кузьмин, Ю.Н.Макаров,
М.А.Синицын, Е.А.Субашиева

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что с помощью метода газофазной эпитаксии с использованием металлоорганических соединений. (МОС-гидридный метод) возможно получение $GaAs$ ($AlGaAs$) -слоев с высокой однородностью толщины и состава, а также структур как с предельно резкими гетеропереходами, так и заданной шириной переходной области. Обычно процесс выращивания гетероструктур осуществляют в режимах, в которых скорость роста лимитируется массопереносом МОС к поверхности подложки. Вследствие этого особенности структуры течения газовой смеси в объеме реактора и вдоль поверхности подложкодержателя определяют однородность толщины и состава получаемых эпитаксиальных слоев. Существенно, что в таких режимах времена смены составов газовой смеси могут составлять величину порядка секунд и определять, таким образом, при средних скоростях роста в $3 - 10 \text{ \AA}/\text{с}$ ширину гетеропереходов.

В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований особенностей массопереноса в распространенных реакторах двух типов:

1) вертикальном, действующем при атмосферном давлении, с вращающимся подложкодержателем диаметром около 50мм;

2) горизонтальном, с сечением прямоугольной формы шириной около 60 мм, процессы роста в котором проводят при пониженном давлении.

Исследование массообмена в реакторах двух типов позволяет охватить широкий круг явлений, учет которых необходим при оптимизации режимов выращивания гетероструктур с параметрами, однородными по площади подложки. Для первого реактора существенны явления нестационарного массообмена в объеме, которые обусловлены сравнительно большими временами смены составов газовой смеси. В горизонтальном реакторе смены составов газовой смеси не являются лимитирующими при выращивании резких гетеропереходов благодаря тому, что в относительно узком горизонтальном канале условия безотрывного течения реализуются в широком диапазоне расходов газаносителя. Однако для данного типа реактора характерна значительная продольная и поперечная неоднородность толщины и состава получаемых в них слоев. Такого рода неоднородности являются следствием диффузионного обеднения исходной газовой смеси соединениями 111 группы при ее движении вдоль подложкодержателя.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эпитаксиальные слои выращивали в потоке газаносителя (водород) с использованием в качестве исходных соединений триметилгаллия (ТМГ), триметилалюминия (ТМА) и арсина (AsH_3). Вертикальный реактор был выполнен из кварцевого цилиндра с внутренним диаметром 75 мм и конической верхней частью. Для нагрева графитового подложкодержателя диаметром 54 мм применялся ВЧ-генератор. Выращивание слоев в этом реакторе проводилось при атмосферном давлении.

Горизонтальный реактор состоял из внешней кварцевой трубы диаметром 80 мм и внутренней сменной кварцевой вставки прямоугольного сечения с размерами в зоне роста 20×66 мм, расположенной на резисторном нагревателе. В расширяющейся части реактора расположена проницаемая перегородка, которая обеспечивала формирование однородного по скорости плоскопараллельного потока на входе в зону осаждения. Рабочее давление в горизонтальном реакторе составляло 76 Тор. Оба реактора были оснащены устройствами быстрого переключения потоков исходных соединений из линии

"сброса" в линию "реактор" и наоборот. Температура роста в обеих системах составляла 750°C . Расход газа-носителя варьировался от 1 до 6 л/мин в реакторе вертикального типа и от 7 до 16 л/мин в горизонтальном. Мольные доли ТМГ и ТМА изменяли в пределах $(5 \div 12) \cdot 10^{-5}$ и $(6 \div 14) \cdot 10^{-5}$ соответственно. Отношение $\bar{y}/\bar{y}_{\text{III}}$ на входе в вертикальный реактор варьировалось от 10 до 30, и от ~ 50 до 140 в горизонтальном. Скорость роста слоев изменялась в пределах от 4 до 10 А/с.

3. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Скорость роста эпитаксиальных слоев в рассматриваемом методе определяется массопереносом реагентов к подложке. Как следует из вышеизложенного, изучение структуры течения и особенностей процессов массопереноса необходимо для оптимизации режимов выращивания. Использование частиц TiO_2 для визуализации течения [1-6] является неудовлетворительным, так как его картина существенно искажается из-за термофоретического эффекта [5, 7]. От этого недостатка свободен интерферометрический метод, позволяющий объяснить ряд особенностей течения в горизонтальных [8] и вертикальных [9] реакторах. При этом, однако, определялось только распределение плотности в потоке (осредненной вдоль направления зондирующего луча). Хотя возможно измерение и других параметров, тем не менее полную информацию о течении с одновременным определением скорости роста и состава эпитаксиального слоя может обеспечить, по-видимому, только численное моделирование [5, 6, 10-39].

Течение газа в реакторе описывается уравнениями Навье-Стокса для химически реагирующих смесей. Однако вследствие малости концентраций активных реагентов можно расщепить задачу на две более простые: рассчитать стационарное течение не реагирующего газа, используя уравнения гипозвукового течения [40], а затем использовать поля скорости и температуры для расчета как стационарного, так и нестационарного массопереноса.

В силу малости концентраций активных реагентов можно использовать бинарные коэффициенты диффузии, хотя в работе [15] отмечается, что процессы многокомпонентной диффузии могут быть существенны при низком давлении.

Трудности численного моделирования массопереноса связаны с отсутствием надежной количественной информации о скоростях происходящих реакций. Теоретические исследования крайне немногочисленны [41-44].

Основным надежно установленным экспериментальным фактом является диффузионный характер режима выращивания эпитаксиальных слоев $GaAs$ и $Al_xGa_{1-x}As$ при умеренных температурах ($600-800^\circ C$), причем скорость роста определяется переносом соединений третьей группы [45, 46] и не зависит от концентрации AsH_3 , который обычно находится в смеси в избытке по отношению к соединениям галлия и алюминия. Эта область режимов и являлась предметом настоящей работы. Открытым в настоящее время остается вопрос, разлагается ли ТМГ полностью в объеме [47-49], или последняя метильная группа отщепляется на поверхности [43, 44, 46, 50].

В многомерных расчетах роста $GaAs$ неравновесные гомогенные реакции, как правило, не учитываются [5, 12, 16, 22, 51], т.е. считается, что металлоорганические соединения разлагаются только на поверхности. Такое упрощение может приводить к заметным погрешностям в величине скорости роста, особенно в режимах течения, где существенны естественно-конвективные эффекты. В работе [52] предполагается, что ТМГ вблизи растущей поверхности нет, а скорость роста определяется диффузией атомарного галлия. В настоящей работе принята модель роста эпитаксиальных слоев $GaAs$ и

$Al_xGa_{1-x}As$, основанная на следующих положениях:

- 1) Разложение ТМГ и ТМА происходит независимо [53]
- 2) ТМА находится в газовой фазе только в виде димеров. Заметим, однако, что температура порядка 360 К уже достаточна для диссоциации $[TMA]_2$. Поскольку константа скорости неизвестна, мы стоим перед дилеммой: либо принять, что диссоциация имеет место до подачи ТМА в реактор, либо пренебречь этим процессом. Наш выбор объясняется тем, что в большинстве рассчитанных режимов течения размеры области, где диссоциация $[TMA]_2$ вследствие низкой температуры не происходит, значительно больше размеров области, где триметилалюминий полностью диссоциирован, но разложение еще не началось.

- 3) Продукты разложения ТМГ (например, GaH_3 и Gn) или ТМА объединяются в группы с общим коэффициентом диффузии, что позволяет не детализировать механизм пиролиза

ТМГ (ТМА) и ограничиться рассмотрением переноса исходных реагентов и продуктов реакций. При этом для замыкания уравнений требуются лишь константы скорости разложения ТМГ и ТМА, известные из эксперимента [54].

Таким образом, уравнения нестационарного массопереноса

$$\rho \left[\frac{\partial c_i}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) c_i \right] = \frac{1}{Re Sc_i} \nabla \left[\rho (\nabla c_i + c_i K_{T_i} \nabla \ln T) \right] + W_i \quad (1)$$

решаются для следующих четырех компонентов: ТМГ ($i = 1$) и ТМА ($i = 3$) и продуктов их разложения ($i = 2, 4$ соответственно). В уравнениях (1) c_i — молярная концентрация, $Sc_i = \mu_0 / \rho_0 D_{0i}$ — число Шмидта i -го компонента, D_{0i} — бинарный коэффициент диффузии i -го компонента в газе-носителе при температуре T_0 , $D = (T/T_0)^\alpha$ ($\alpha = \text{const}$), K_{T_i} — термомодифицирующий фактор, $W_1 = -W_2 = -K_1(T) c_1 t_0 \rho$, $W_3 = -W_4 = -K_2(T) c_3 t_0 \rho$. $K_1(t)$ и $K_2(t)$ — константы скорости разложения ТМГ и ТМА, соответственно, $t_0 = L_0/V_0$ — масштаб времени. Коэффициенты переноса заимствуются из экспериментальных исследований или рассчитываются стандартными методами.

Скорость роста $V_g(t)$ и состав твердого раствора $A\Gamma_{\text{Ga}}As_{1-\Gamma}As$ определяются как

$$V_g(t) = \frac{\rho}{M} \left[\frac{M_{\text{GaAs}}}{\rho_{\text{GaAs}}} J_{\text{Ga}}(t) + \frac{M_{\text{AlAs}}}{\rho_{\text{AlAs}}} J_{\text{Al}}(t) \right], \quad (2)$$

$$X(t) = \frac{J_{\text{Al}}(t)}{J_{\text{Ga}}(t) + J_{\text{Al}}(t)}, \quad (3)$$

где M_{GaAs} , M_{AlAs} , M — молекулярные массы GaAs , AlAs и газовой смеси соответственно; ρ_{GaAs} , ρ_{AlAs} — плотность твердой фазы; J_{Ga} , J_{Al} — молярные диффузионные потоки, описывающие суммарный поток галлия (в виде ТМГ и продуктов разложения) и алюминия к поверхности.

Описанная модель, как показывает сравнение с экспериментальными данными, удовлетворительно описывает как стационарные, так и нестационарные процессы в эпитаксиальных реакторах [25, 26].

Решение нестационарных уравнений массопереноса позволяет определить переходные функции отклика

$$K_{Ga}(t) = J_{Ga}(t) / \Delta C_1, \quad K_{As}(t) = J_{As}(t) / \Delta C_3, \quad (4)$$

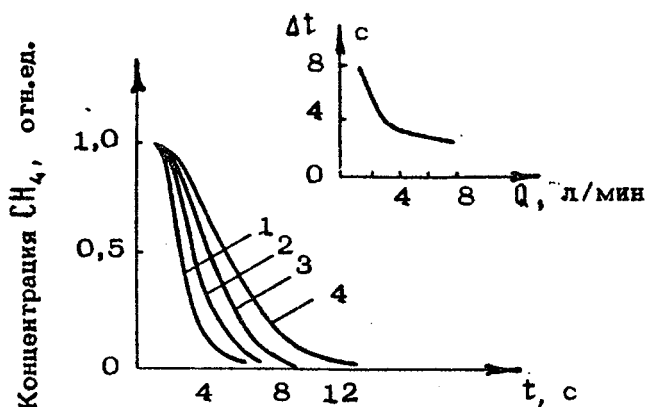
описывающие диффузионные потоки галлия и алюминия на подложку при ступенчатом изменении концентрации ТМГ (ТМА) на входе, которые являются эффективным аппаратом для исследования процессов выращивания полупроводниковых структур. Для данного режима выращивания (расход газовой смеси, давление, характер охлаждения стенок, температура подложки) они вычисляются один раз и содержат всю необходимую информацию об особенностях массопереноса в реакторе. Функции отклика можно использовать как для расчета зависимости состава твердого раствора $Al_{x_1}Ga_{1-x_1}As$ от толщины для заданных изменений концентраций реагентов на входе в реактор $C_1^0(t), C_3^0(t)$ (прямая задача), так и для нахождения $C_1^0(t), C_3^0(t)$, обеспечивающих получение слоев твердого раствора с требуемым изменением состава по толщине $X_0(H)$ (обратная задача) [27, 37, 38].

4. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ВЕРТИКАЛЬНОМ РЕАКТОРЕ

Проблемы однородности эпитаксиальных слоев, выращиваемых в вертикальных реакторах, подробно рассмотрены в работах [14, 24]. В настоящем разделе обсудим нестационарные процессы смены состава газовой фазы, понимание которых необходимо для оптимизации роста структур с резкими гетерограницами.

4.1. Смена газовой смеси в реакторе с холодным подложкодержателем

В экспериментах по изучению динамики изменения состава газовой смеси с помощью малоинерционного датчика регистрировалась концентрация метана, специально добавляемого в газ-носитель [3]. В условиях измерений метан является химически инертным и практически неадсорбируемым соединением, поэтому особенности изменения его концентрации у поверхности подложкодержателя, происходящие при ступенчатом изменении состава газовой смеси на входе в реактор, являются

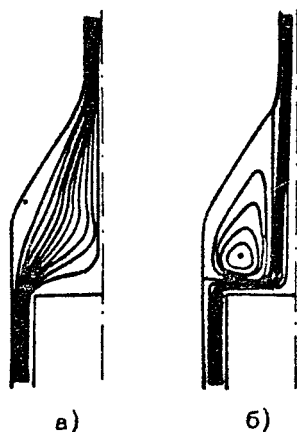


Р и с. 1. Изменение концентрации метана у поверхности подложкодержателя при различных расходах водорода. На вставке - зависимость времени переходного процесса от расхода водорода

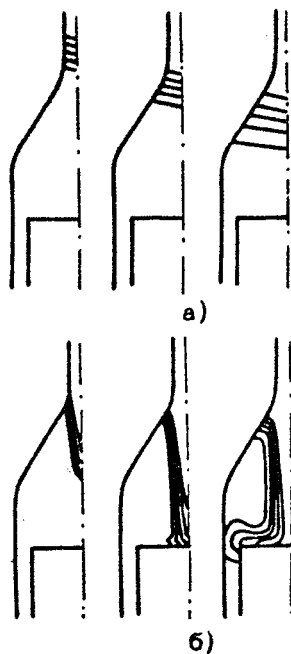
проявлением нестационарных процессов в объеме реактора. Авторы [25] для аналогичных исследований использовали SF_6 .

На рис. 1 приведены зависимости изменения концентрации метана в смеси $H_2 + [CH_4]$ от времени у поверхности подложкодержателя, измеренные при расходах смеси 6; 3,2; 2; 1 л/мин (кривые 1-4 соответственно). Эксперименты проведены при температуре подложкодержателя 300 К. Видно, что участок нестационарного изменения концентрации у подложкодержателя возрастает с уменьшением расхода смеси. На вставке к рис. 1 показана зависимость времени переходного процесса (Δt) у поверхности подложкодержателя, соответствующая изменению концентрации от $0,9 [C_0]$ до $0,1 [C_0]$ ($[C_0]$ - концентрация $[CH_4]$ на входе в реактор). Таким образом, в зависимости от величины объемного расхода газонесителя выявляются два существенно различных механизма смены состава газовой смеси, которые детально исследованы методами математического моделирования.

Картины течения газовой смеси в реакторе при двух крайних значениях расхода H_2 (1 и 6 л/мин) показаны на рис. 2. Видно, что при малом расходе реализуется плавное безотрывное течение в расширяющейся части реактора (рис. 2, а). При большом расходе (рис. 2, б) течение в реакторе состоит из центральной струи, обтекающей подложкодержатель, и интенсивного вихря, занимающего значительную часть объема.



Р и с. 2. Картины течения водорода при 300 К и расходах 1 л/мин (а); 6 л/мин (б)

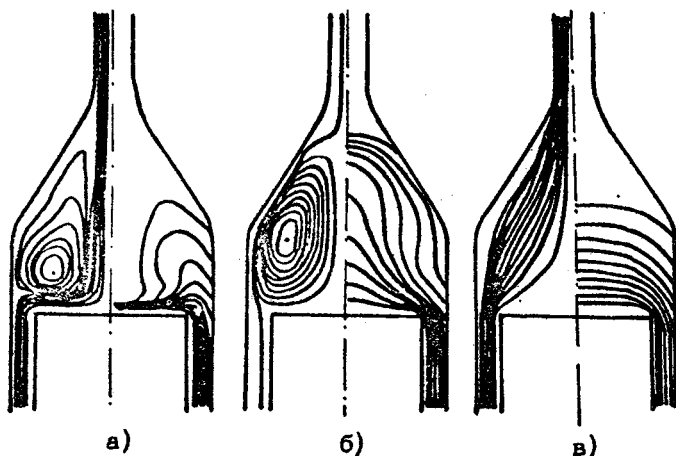


Качественно различный характер течения в указанных выше режимах определяет и существенно разный механизм процесса смены состава газовой смеси. На рис. 3 показаны изолинии концентрации метана в момент времени 3τ , 10τ и 20τ (τ – характерное “пролетное” время, $\tau = R/V_0$, где R – радиус реактора, V_0 – скорость газа на его входе), показывающие процесс удаления метана из объема реактора в случае прекращения его подачи. В первом случае, соответствующем расходу $Q = 1$ л/мин, происходит плавное вытеснение газовой смеси, содержащей метан, из объема реактора с одновременным диффузионным размытием концентрационного фронта. Во втором же случае ($Q = 6$ л/мин), струя свободного от метана газа из входного отверстия достаточно быстро достигает подложкодержателя и сменяет газовую смесь у его поверхности. Однако в объеме реактора, в вихре, запасено еще значительное количество метана, который удаляется из вихря в течение значительного времени посредством диффузии.

Р и с. 3. Изолинии концентрации метана в различные моменты времени при расходе H_2 1 л/мин (а); 6 л/мин (б)

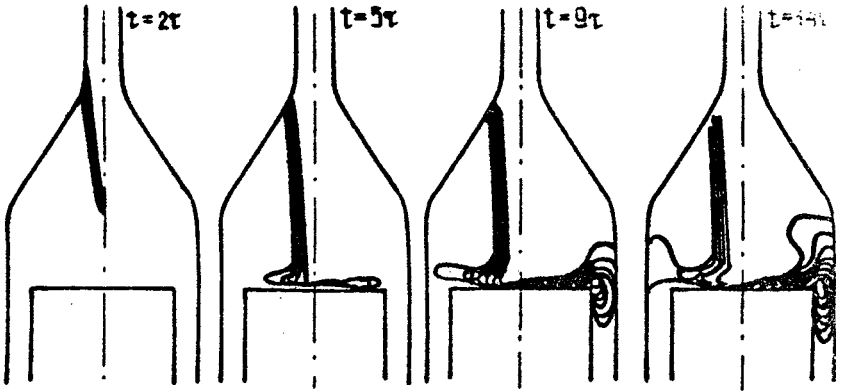
4.2. Смена газовой смеси в реакторе с нагретым подложкодержателем

Картина течения в реакторе с нагретым подложкодержателем оказывается более сложной, так как на вынужденное движение поступающего в реактор холодного газа накладывается естественно-конвективное восходящее движение над горячей поверхностью. Если интенсивность последнего невелика,

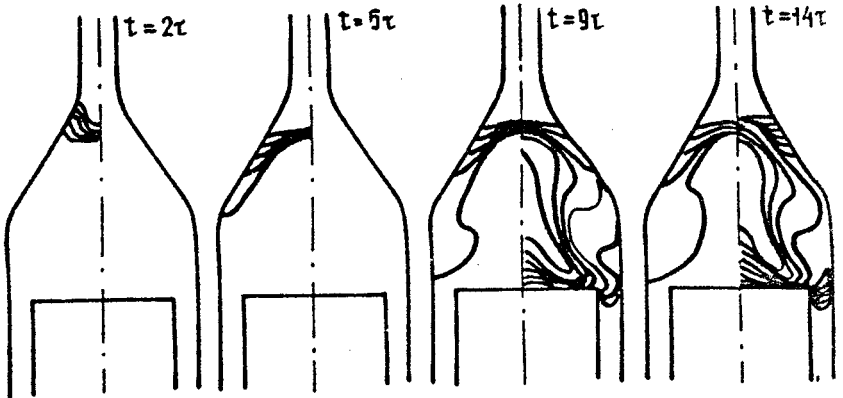


Р и с. 4. Изолинии функции тока (слева) и изотермы (справа): а - $Q = 6$ л/мин, $P = 1$ атм; б - $Q = 1$ л/мин, $P = 1$ атм; в - $Q = 1$ л/мин, $P = 0,1$ атм

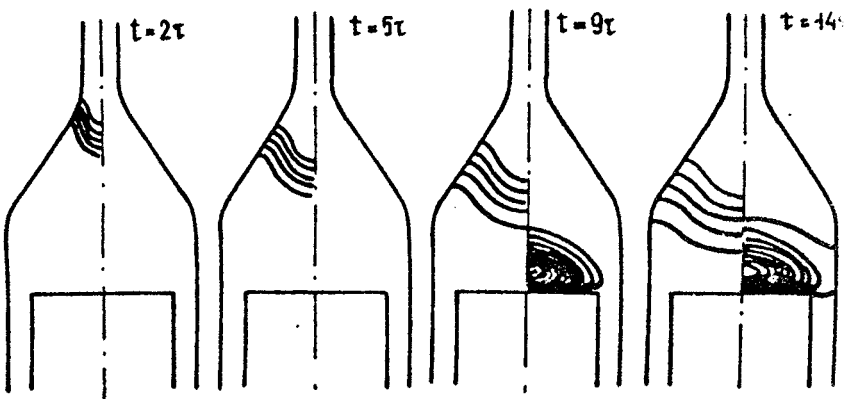
реализуются те же режимы течения, что и в холодном реакторе (рис.4, а, в). В случае, когда преобладают процессы, обусловленные естественной конвекцией, наблюдается новый режим течения с развитым вихрем, занимающим значительную часть реактора (рис. 4, б). На рис. 5 показаны изолинии концентрации ТМГ (слева) и продуктов его разложения (справа) в последовательные моменты времени для всех трех характерных режимов. Очевидно, режим течения, представленный на рис. 4, б, не позволяет получить структуры с резкими гетеропереходами. Оптимальным для выращивания гетероструктур является режим течения с плавным обтеканием подложкодержателя (см. рис. 4, в). Такой режим сравнительно легко достигается в реакторе при пониженном давлении, когда эффекты естественной конвекции несут существенны. В реакторе атмосферного



a)



b)



b)

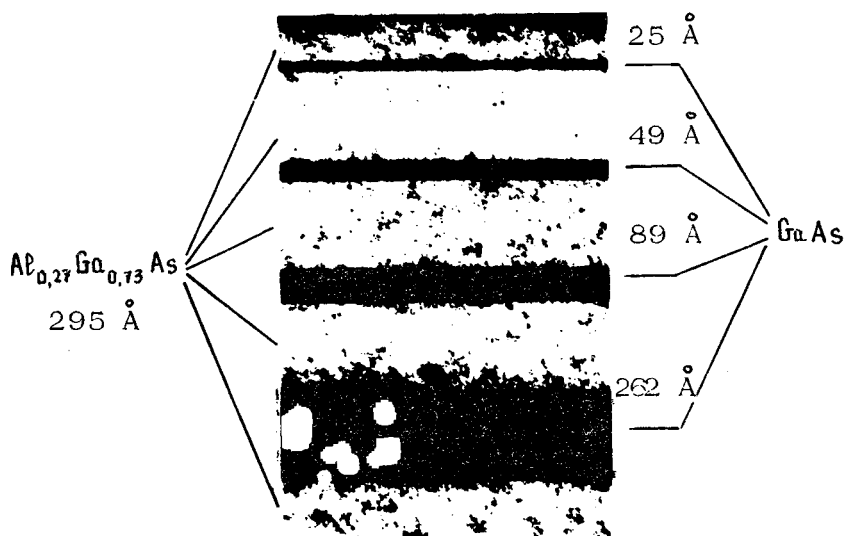
Р и с. 5. Изолинии концентрации ТМГ (слева) и продуктов его разложения (справа) в различные моменты времени: а - $Q = 6$ л/мин, $P = 1$ атм; б - $Q = 1$ л/мин, $P = 1$ атм; в - $Q = 1$ л/мин, $P = 0,1$ атм

давления он реализуется, в отличие от случая холодного подложкодержателя, только в узком диапазоне значений расхода.

4.3. Выращивание квантово-размерных гетероструктур

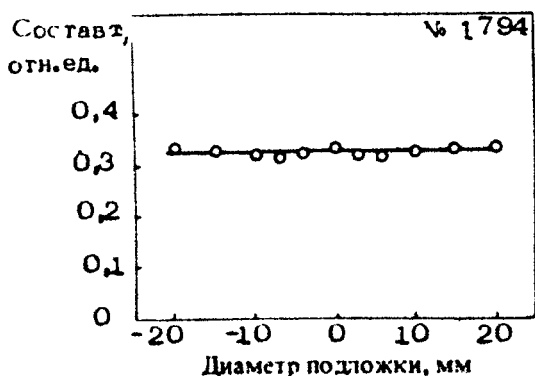
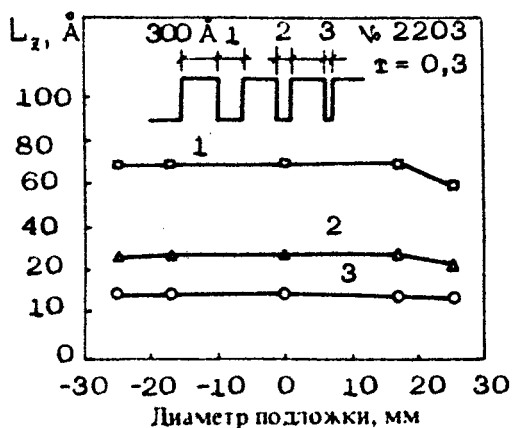
Проведенные исследования показали, что в реакторе данного типа при атмосферном давлении режим течения с плавным обтеканием подложкодержателя, обеспечивающий однородность

№ 1839



Р и с. 6. Изображение GaAs/AlGaAs квантово-размерной структуры, сделанное с фотографии, полученной с помощью высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии

толщины и состава эпитаксиальных слоев в сочетании с возможностью выращивания предельно резких гетероструктур, реализуется только в узком интервале расходов газа-носителя. Качество структур, получаемых в этих оптимальных режимах роста, иллюстрируют рис. 6, 7. На рис. 6 представлена схема поперечного сечения $GaAs-APGaAs$ гетероструктуры со слоями $GaAs$ толщиной 25, 49, 89 и 262 Å. Толщина разделяющих слоев $AP_{0,27}Ga_{0,73}As$ 295 Å. Слои выращивались последовательно без остановки роста со скоростью 4 Å/с. Анализ ПЭМ-изображений показал, что слои однородны по толщине и имеют планарную границу раздела. Посредством денсиметрии темнопольных ПЭМ-изображений в рефлексе



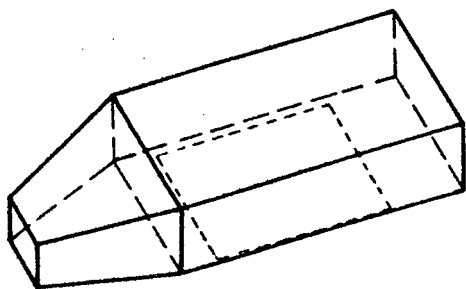
Р и с. 7. Изменение толщины слоев $GaAs$ в квантово-размерной структуре (а) и состава слоя $AP_x Ga_{1-x} As$ толщиной 1,7 мкм (б) вдоль диаметра подложкодержателя

(200) установлено, что ширина интерфейсов в них составляет $3 - 9 \text{ \AA}$, т.е. протяженность гетеропереходов ограничена одним - тремя моноатомными слоями. Этот вывод согласуется с исследованиями подобных структур методом низкотемпературной фотолюминесценции при $T = 2 \text{ К}$. В случае слоев GaAs толщиной около 100 \AA в спектрах НТФЛ наблюдаются хорошо разрешенные экситонные полосы с полушириной 6 мэВ . Такой величине полуширины отвечает шероховатость стенок квантовых ям, изменяющаяся в пределах одного-двух моноатомных слоев [55].

Об однородности параметров структур можно судить по данным, приведенным на рис. 7, где показано изменение толщины слоев GaAs в $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ -квантово-размерных структурах (рис. 7, а) и состава AlGaAs (рис. 7, б) вдоль радиуса подложкодержателя. Измерения толщины квантово-размерных слоев GaAs проведены с использованием метода фотолюминесценции при 77 К , а состава твердого раствора AlGaAs - методом микрорентгеновского анализа.

5. ПРОЦЕССЫ РОСТА В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ РЕАКТОРЕ

В реакторах горизонтального типа (рис. 8) смена составов газовой смеси мала ($\ll 1 \text{ с}$), за исключением режимов, при которых в канале формируется область возвратного течения [6, 18, 24, 30]. Расчеты показали, что выбранные режимы роста позволяют избежать образования вихря вблизи начала подложкодержателя. Его присутствие препятствовало



Р и с. 8. Схема реактора горизонтального типа

бы быстрой смене состава газовой смеси и, как следствие этого, получению резких гетеропереходов. В данном случае даже при небольших расходах газовой смеси формирование вихря эффективно подавляется путем понижения общего давления. Из расчетов следует, что при давлении 76 Тор естественно-конвективные эффекты не меняют структуру течения в продольном сечении во всем рассмотренном диапазоне расходов (в поперечном сечении наблюдаются слабые вихревые образования, отмеченные впервые в работе [56]). В случае атмосферного давления и при расходе 5 л/мин реализуется смешанно-конвективное течение с развитым вихрем.

Картины течения в реакторе иллюстрируют рис. 9-10, на которых изображены изолинии функции тока и изолинии температуры при расходах 16, 11 и 7 л/мин. На рис. 11 приведены изолинии температуры в поперечных сечениях реактора.

На рис. 12 показано распределение скорости роста GaAs по длине подложкодержателя при расходах смеси 16, 11 и 7 л/мин. О степени неоднородности скорости роста в поперечном сечении, а также о распределении температуры над подложкодержателем, можно судить по рис. 13, 14. Отметим, что ширина однородного слоя уменьшается с удалением от входа, что связано с развитием течения в реакторе. Сравнение расчетных и экспериментальных профилей толщины эпитаксиальных слоев GaAs и AlGaAs представлено на рис. 15, 16. Видно, что увеличение расхода повышает однородность слоев по толщине.

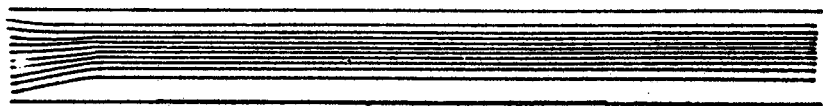
Дальнейшее улучшение однородности слоев может быть достигнуто изменением профиля канала путем использования наклона подложкодержателя, либо изменением профиля (верхней стенки реактора) для компенсации обеднения газовой смеси. Наряду с этими приемами эффективным средством является применение вращающегося подложкодержателя [57]. Ниже исследуется эта возможность.

Рассмотрение начато с реактора бесконечной ширины. В этом случае влияние боковых стенок реактора на процесс осаждения пленок, а следовательно, и на скорость роста, отсутствует. Скорость роста V_g есть функция только одной координаты - вдоль направления газового потока: $V_g = V_g(\psi)$.

Допустим, что подложка с растущим слоем вращается со скоростью ω (рад/ед.): $\omega = 2\pi N$, где N - число оборотов в единицу времени, R - радиус подложки, ψ_0 - координата центра подложкодержателя. Эффективная скорость роста с учетом вращения подложки есть



а)



б)



в)

Р и с. 9. Изолинии функции тока: а - $Q = 16$ л/мин; б - $Q = 11$ л/мин; в - $Q = 7$ л/мин



а)

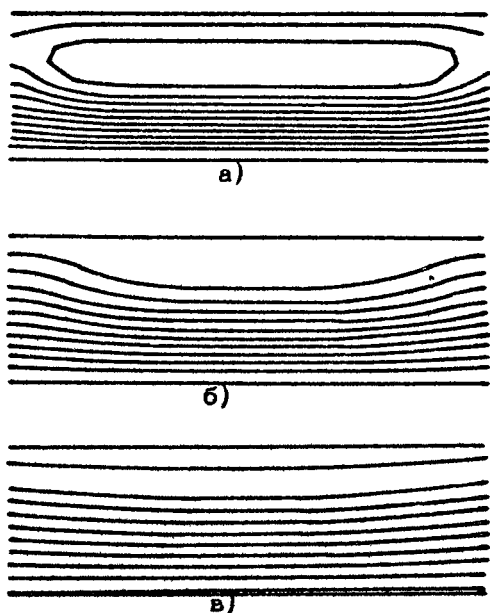


б)

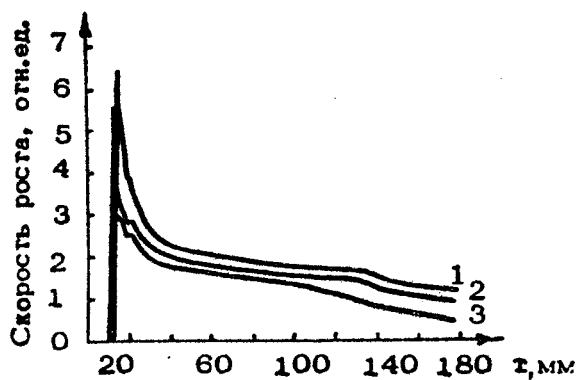


в)

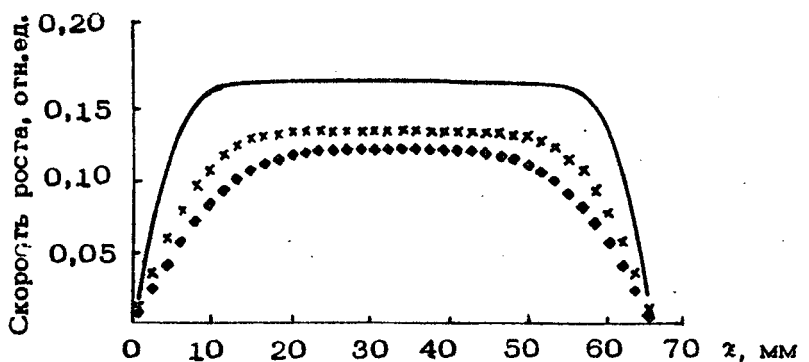
Р и с. 10. Изолинии температуры: а - $Q = 16$ л/мин; б - $Q = 11$ л/мин; в - $Q = 7$ л/мин



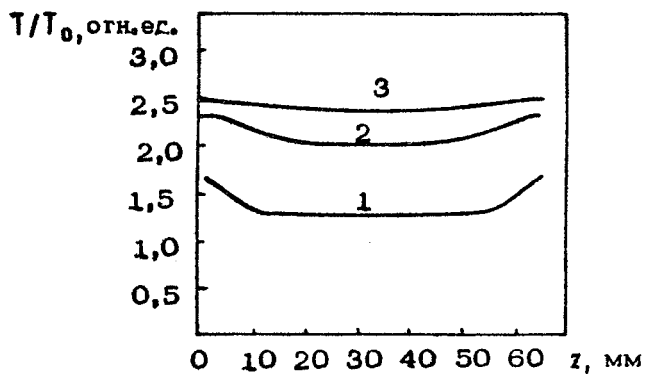
Р и с. 11 Изолинии температуры в поперечных сечениях реактора: а - начало, б - середина, в - конец подложкодержателя



Р и с. 12. Зависимость скорости роста GaAs от продольной координаты: а - $Q = 16$ л/мин; б - $Q = 11$ л/мин; в - $Q = 7$ л/мин



Р и с. 13. Распределение скорости роста в поперечном сечении реактора при $\psi = 40$ мм (сплошная кривая), $\psi = 80$ мм (xx), $\psi = 120$ мм (oo)

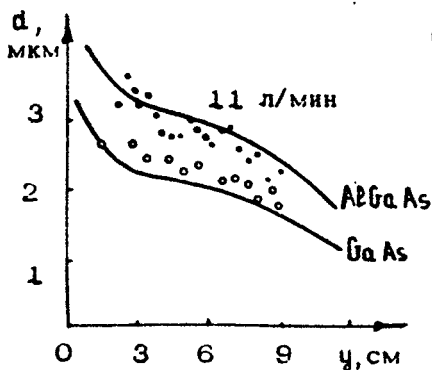


Р и с. 14. Распределение температуры над подложкодержателем ($\tau = 10$ мм) при $\psi = 40$ мм (1), $\psi = 80$ мм (2), $\psi = 120$ мм (3)

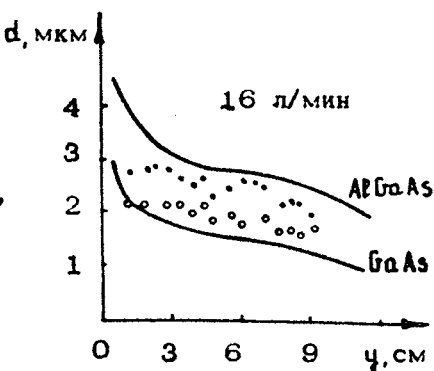
$$V_g'(\psi) = \begin{cases} V_g(\psi), & \psi < \psi_0 - R \\ \frac{1}{t_p} \int_0^{t_p} V_g(\psi_0 - (\psi_0 - \psi) \cdot \cos \omega t) dt, & \psi \in [\psi_0 - R, \psi_0 + R] \\ V_g(\psi), & \psi > \psi_0 + R \end{cases} \quad (5)$$

Здесь t_p - время роста слоя. Исходной величиной является задаваемая толщина пленки d_0 , поэтому время роста определится как $d_0 / V_g(\psi_0)$ (ψ_0 - единственная точка на подложке, в которой скорость роста остается неизменной при вращении и по которой, следовательно, нужно определять время, требуемое для выращивания слоя заданной толщины). Здесь необходимо сразу оговориться, что в данном разделе речь пойдет о стационарных процессах выращивания, реализуемых в установившемся режиме массопереноса реагентов к подложке.

С помощью формулы (5) были получены эффективные скорости роста $V_g(\psi)$, реализуемые при вращении подложкодержателя. Дискретный набор экспериментальных точек $V_{g_i}(\psi_i)$ аппроксимировался кубическим полиномом (с точностью, не выходящей за рамки точности измерений)

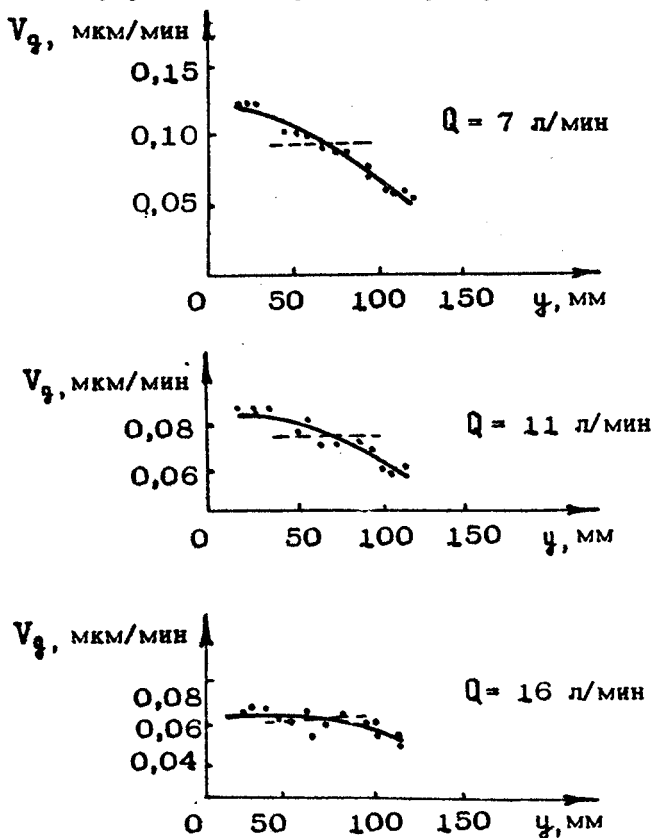


Р и с. 15. Зависимость толщины пленки GaAs от продольной координаты для расхода $Q = 11$ л/мин



Р и с. 16. Зависимость толщины слоев GaAs и AlGaAs от продольной координаты для расхода $Q = 16$ л/мин

$f(\psi) = a\psi^3 + b\psi^2 + c\psi + d$, а затем уже $f(\psi)$ подставлялась в формулу (1) для получения эффективной скорости роста $V_g(\psi)$. Экспериментальные точки, функция $f(\psi)$ участок $V_g(\psi)$ для $\psi \in [\psi_0 - R, \psi_0 + R]$ изображены на рис. 17; видно, что вращение подложкодержателя заметно улучшает однородность растущих слоев по толщине.



Р и с. 17. Зависимость скорости роста V_g от продольной координаты:

 . . . - экспериментальные значения,

 — — — — — аппроксимирующая функция,

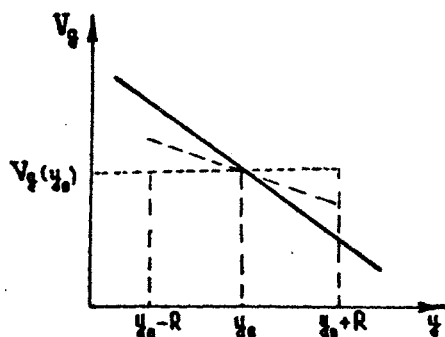
 - - - - - при вращении подложки

Конкретизируем функциональную зависимость $V_g(y)$. При этом рассмотрим две аппроксимации функции $V_g(y)$: линейную и параболическую. В простейшем случае линейного приближения:

$$V_g(y) = b - tg \alpha \cdot y, \quad (6)$$

$$V_g(y) = V_g(y_0) + tg \alpha \cdot \frac{\sin \omega t_p}{\omega t_p} (y_0 - y). \quad (7)$$

При малых значениях ωt_p ($\omega t_p \sim 1$) эффективная скорость роста будет линейно отклоняться от константы c



Р и с. 18. Зависимость скорости роста V_g от продолжной координаты (линейная аппроксимация):

- без вращения,
- - - $N_{t_p} \lesssim 1$,
- · · · $N_{t_p} \gg 1$

максимальным разбросом ϵ (рис. 18):

$$\epsilon = \frac{V_{g_{\max}} - V_{g_{\min}}}{\bar{V}_g} = \frac{2R tg \alpha}{V_g(y_0)} \cdot \frac{\sin \omega t_p}{\omega t_p}. \quad (8)$$

В случае параболической аппроксимации

$$V_g(y) = ay^2 + by + c.$$

Эффективная скорость роста для $y \in [y_0 - R, y_0 + R]$ будет иметь вид

$$V_g(y) = V_g(y_0) + (2ay_0 + b) \frac{\sin \omega t_p}{\omega t_p} (y - y_0) + \left(1 + \frac{1}{\omega t_p} \sin 2\omega t_p\right) \frac{a}{2} (y - y_0)^2. \quad (10)$$

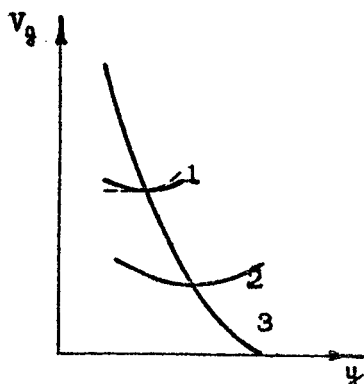
Из выражения (10) видно, что даже при больших скоростях вращения ($\omega \rightarrow \infty$) не происходит полного выравнивания скорости роста по площади слоя. Эффективная скорость роста

будет квадратично зависеть от расстояния до центра подложки, а максимальный разброс составит

$$\sigma_{\max} = \frac{\alpha R^2}{2} / V_g(y_0). \quad (11)$$

На рис. 19 показаны профили усредненных скоростей роста для случая малых ($\omega t_p \approx 1$) и больших ($\omega t_p > 10$) скоростей вращения подложкодержателя.

Р и с. 19. Зависимость скорости роста V_g от продольной координаты (параболическая аппроксимация) при $N_{t_p} \gg 1$ (кривые 1,2) $N_{t_p} \approx 1$ (пунктир) и без вращения (кривая 3)



Для реального реактора конечной ширины двумерное приближение выполняется только в центральном сечении канала. В общем случае необходим трехмерный расчет, учитывающий влияние боковых стенок реактора. Скорость роста слоя зависит как от продольной (по направлению движения газового потока), так и от поперечной координаты, т.е. $V_g = V_g(y, z)$. Эффективная скорость роста в случае вращения подложки с радиусом R , скоростью ω радиан в единицу времени, с центром в точке (y_0, z_0) описывается выражением

$$V_g(y, z) = \begin{cases} V_g(y, z), & \rho > R \\ \frac{1}{t_p} \int_0^{t_p} V_g [y_0 - \rho \cos(\omega t + \varphi), z_0 + \rho \sin(\omega t + \varphi)] dt, & \rho \leq R. \end{cases} \quad (12)$$

Здесь

$$\rho = \sqrt{(y - y_0)^2 + (z - z_0)^2}; \quad (13)$$

$$\varphi = \begin{cases} \alpha r c \cos \frac{y_0 - y}{r}, & z \geq z_0 \\ -\alpha r c \cos \frac{y_0 - y}{r}, & z < z_0 \end{cases}$$

— угловое положение радиус-вектора точки (y, z) относительно оси симметрии реактора.

Симметрия задачи требует помещения центра подложки на оси $z_0 = L_x/2$, где L_x — ширина реактора.

На рис. 20 представлено распределение скорости роста G_{AlAs} вдоль подложкодержателя при расходе смеси 16 л/мин при различном положении центра подложки. Видно, что в области существенной нелинейности $V_g(y, z)$ происходит заметное выравнивание скорости роста по площади (с небольшой параболической вогнутостью в центре); в то же время при смещении подложки к концу реактора, где $V_g(y, z)$ меняется незначительно от точки к точке, вращение практически не изменяет скорости роста.

Поскольку состав эпитаксиального слоя твердого раствора $AlGaAs$ при фиксированной температуре выращивания определяется отношением скоростей роста $AlAs$ и G_{AlAs} , можно ожидать, что вращение подложки будет способствовать улучшению однородности составов твердых растворов. Определим зависимость от скорости вращения отклонения состава от среднего в случае реактора (с каналом бесконечной ширины), когда состав X есть функция только одной координаты y : $X = X(y)$. В линейном приближении скоростей роста G_{AlAs} , V_{gGa} и $AlAs$, V_{gAl} имеем:

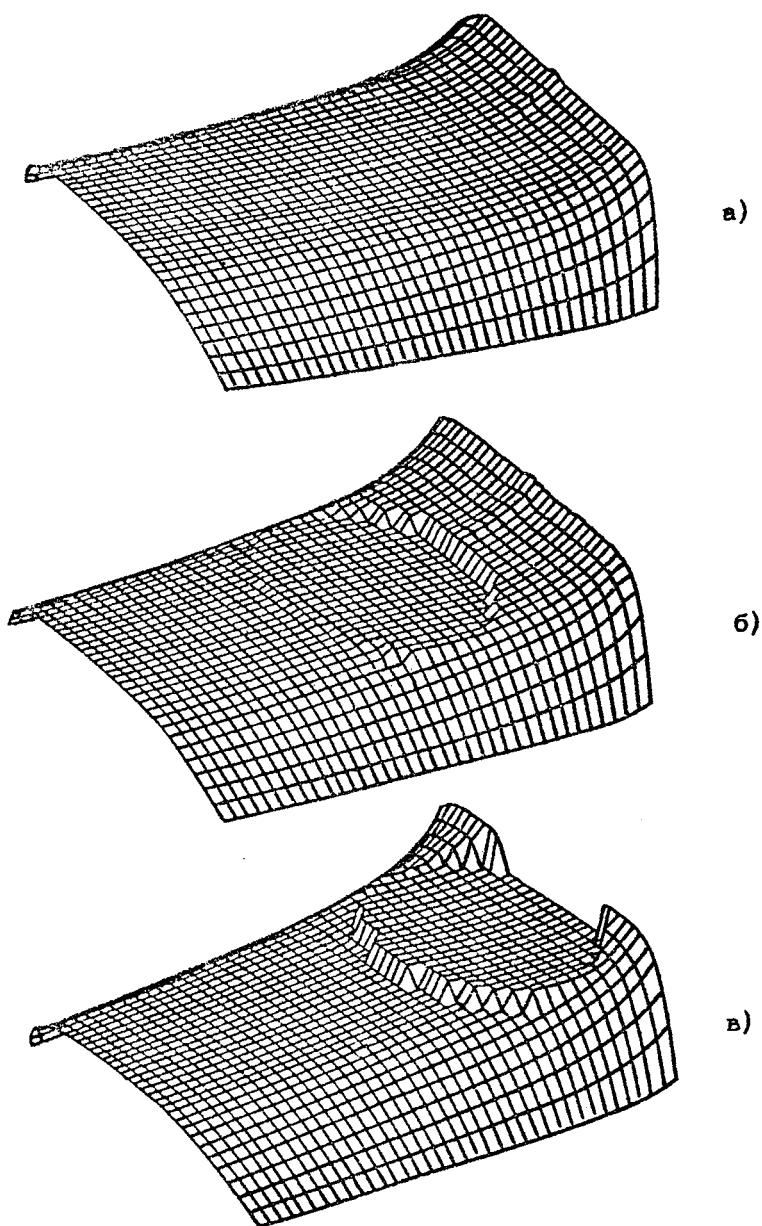
$$V_{gGa} = b_{Ga} - tg \alpha_{Ga} y; \quad V_{gAl} = b_{Al} - tg \alpha_{Al} y.$$

В случае вращения подложки для скоростей роста будет справедливо отношение (7) (для $y \in [y_0 - R, y_0 + R]$):

$$V_{gGa} = V_{gGa}(y_0) + tg \alpha_{Ga} \cdot (y_0 - y) \frac{\sin \omega t_p}{\omega t_p},$$

$$V_{gAl} = V_{gAl}(y_0) + tg \alpha_{Al} \cdot (y_0 - y) \frac{\sin \omega t_p}{\omega t_p},$$

$$V_{gAl} \cdot x_{Ga, 1-z}^{Al} = V_{gAl} + V_{gGa} - \quad (15)$$



Р и с. 20. Распределение скорости роста слоя GeAs по поверхности подложкодержателя: а - без вращения; б, в - с вращением подложки

скорость роста твердого раствора. Состав есть

$$X = \frac{V_{g_{Al}}}{V_{g_{AlGaAs}} + V_{g_{GaAs}}} = \frac{V_{g_{Al}}}{V_{g_{Al}} + V_{g_{GaAs}}}. \quad (16)$$

Изменение состава по подложке так же окажется линейным и будет иметь ту же функциональную зависимость от скорости вращения, что и скорость роста:

$$X(y) = X(y_0) + \frac{y - y_0}{V_{g_{AlGaAs}}} \left[\text{tg} \alpha_{Ga} - X(y) (\text{tg} \alpha_{Ga} + \text{tg} \alpha_{Al}) \right] \frac{\sin \omega t_p}{\omega t_p}. \quad (17)$$

Отклонение от линейности по расстоянию до центра подложки $\Delta y = y - y_0$ связано с наличием $X(y)$ в правой части (17). Чем больше состав, тем сильнее проявится нелинейность. Однако видно, что в случае линейной зависимости скоростей роста $GaAs$ и $AlAs$ отклонения состава слоя от среднего по площади подложки можно устранить соответствующим увеличением скорости вращения подложки. Если же кривые скоростей роста $GaAs$ и $AlAs$ представляют собой параболы, то состав твердого раствора, так же как и его скорость роста, не может быть выровнен по площади подложки.

В параболической аппроксимации после интегрирования для $y \in [y_0 - R, y_0 + R]$ получим

$$V_{g_{Al, Ga}}(y) = V_{g_{Al, Ga}}(y_0) + \alpha_{Al, Ga} \cdot \Delta y + \beta_{Al, Ga} \cdot \Delta y^2, \quad (18)$$

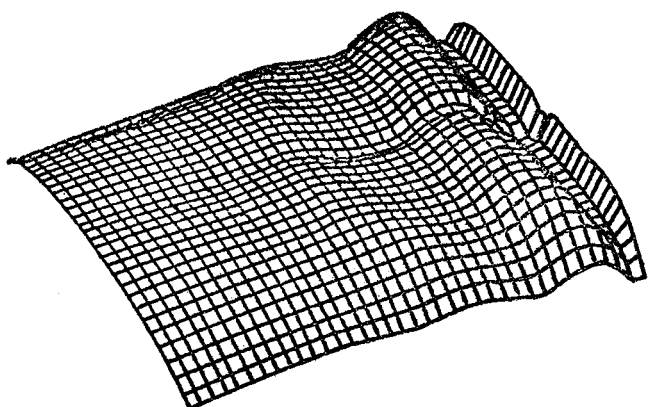
$$\alpha_{Ga, Al} = (2\alpha_{Ga, Al} \cdot y_0 + \beta_{Ga, Al}) \frac{\sin \omega t_p}{\omega t_p}, \quad (19)$$

$$\beta_{Ga, Al} = \left(1 + \frac{\sin 2\omega t_p}{\omega t_p}\right) \cdot \frac{\alpha_{Ga, Al}}{2}. \quad (20)$$

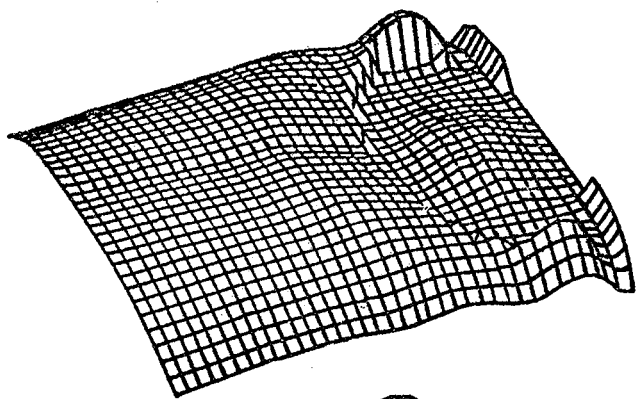
Здесь $\alpha_{Ga, Al}$ - параболическая крутизна для скоростей роста $GaAs$ и $AlAs$ соответственно; $\beta_{Ga, Al}$ - линейная крутизна.

Используя (15) и (16), для состава получим

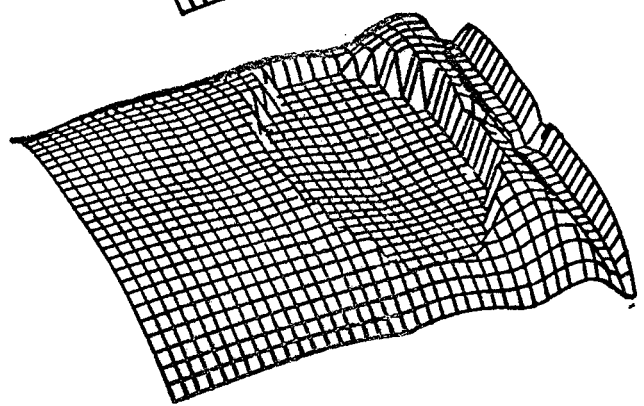
$$X(y) = X(y_0) + \frac{1}{V_{g_{AlGaAs}}(y_0)} \left[(\beta_{Al} - \beta X)(y_0 - y)^2 + (\alpha_{Al} - \alpha X)(y - y_0) \right], \quad (21)$$



а)



б)



в)

Р и с. 21. Распределение состава слоя GaAs по поверхности подложкодержателя: а - без вращения; б, в - с вращением подложки

$$\text{где } \alpha = \alpha_{\text{Ga}} + \alpha_{\text{As}}; \quad \beta = \beta_{\text{Ga}} + \beta_{\text{As}}.$$

В формулу для состава $\alpha, \alpha_{\text{As}}$ входит малый параметр $(\sin \omega t_p) / \omega t_p$, который стремится к нулю с ростом скорости вращения, следовательно, главный член в $\Delta X = X - X(\psi_0)$ связан с $\beta_{\text{As}} - \beta X$.

В приближении $\omega \rightarrow \infty$ для состава справедливо следующее выражение:

$$X(\psi) = X(\psi_0) + \frac{\alpha_{\text{As}}(1-X) - \alpha_{\text{Ga}}X}{2V_g} \cdot \frac{X}{(\psi_0)} \cdot (\psi_0 - \psi)^2. \quad (22)$$

То есть, так же как и скорость роста, состав по координате будет меняться по параболическому закону. В общем случае с учетом β -эффектов в реакторе состав, так же как и скорость роста, есть функция двух координат: $X = X(\psi, z)$. Зависимость $X = X(\psi, z)$ для расхода 16 л/мин представлена на рис. 21, а. При вращении подложки эффективный состав определится аналогично (12). Зависимости $X(\psi, z)$ для разных положений центра вращения изображены на рис. 21, б, в.

Видно, что состав, так же как и скорость роста, существенно выравнивается в случае вращения подложки. Эффект вращения усиливается при смещении подложки вдоль направления потока, при $\psi_0 = 50$ мм неоднородность состава не превышает 2% (хотя подложка попадает на значительно неоднородный участок), при $\psi_0 = 70$ мм неоднородность состава уменьшается на 1%.

В заключение отметим, что анализ явлений массопереноса в реакторах, используемых в процессах МОС-гидридной эпитаксии, особенно эффективен при решении проблем получения гетероструктур с однородными по площади подложек параметрами и резкими гетерограницами. Расчетным путем показано, что из рассмотренных двух типов реакторов (в этом отношении) наиболее перспективен реактор горизонтального типа с вращающимся подложкодержателем, действующий при пониженном давлении. В таком реакторе возможно получение $\text{GaAs} / \text{AlGaAs}$ -гетероструктур с предельно резкими гетерограницами и отклонением толщины и составов слоев от средних значений не более, чем на 1%, на подложках диаметром до 50 мм.

Л и т е р а т у р а

1. Eversteyn F.C., Severin P.J.W., Brekel C.H., van den, Peek H.L. A stagnant layer model for the epitaxial growth of silicon from silane in a horizontal reactor // J. Electrochem.Soc. 1970. V.117, N7. P.925-931.
2. Takahashi R., Koga Y., Sugawara K. Gas flow pattern and mass transfer analysis in a horizontal reactor for chemical vapour deposition // J.Electrochem. Soc. 1972. V.119. P.1406-1412.
3. Wang C.A., Groves S.H., Palmateer S.C. e. a. Flow visualization studies for optimization of OMVPE reactor design // J.Crystal Growth. 1986. V.77, N1-3. P.136-143.
4. Matsumoto K., Itoh K., Tabuchi T., Tsunoda R.J. Flow patterns in various vertical reactors and MOVPE growth // J.Crystal Growth. 1986. V. 77, N1-3. P.151-156.
5. Fotiadis D.I., Kremer A.M., McKenna D.R., Jensen K.F. Complex flow phenomena in vertical MOCVD reactors: effects on deposition uniformity and interface abruptness // J. Crystal Growth. 1987. V.85, N1-2. P.154-164.
6. Visser E.P., Kleijn C.R., Govers C.A.M. e. a. Return flows in horizontal MOCVD reactors studied with the use of TiO_2 particle injection and numerical calculations // J.Crystal Growth. 1989. V. 94, N4. P. 929-946.
7. Fotiadis D.I., Jensen K.F. Thermophoresis of solid particles in horizontal chemical vapor deposition reactors // J.Crystal Growth. 1990. V.102. P.743-761.
8. Gilling L.J. Temperatures and flows in horizontal epitaxial reactors // J.Electrochem. Soc. 1982. V.129, N3. P. 634-644.
9. Williams J.E., Peterson R.W. The application of holographic interferometry to the vi-

- sualization of flow and temperature profiles in a MOCVD reactor cell // *J. Crystal Growth*. 1986. V.77, N1-3. P.128-135.
10. Wahl G. Hydrodynamic description of CVD processes // *Thin solid films*. 1977. V.40. P.13-26.
 11. Черепанова Т.А., Черепанов В.Ю. Описание газодинамических и тепловых процессов в реакторах применительно к эпитаксиальному выращиванию монокристаллических пленок из газовой фазы // *Изв. АН Латв. СССР. Сер. физ. и техн. наук*. 1979. № 6. С.76-88.
 12. Kusumoto Y., Hayashi T., Komiya S. Numerical analysis of the transport phenomena in MOCVD process // *Jap.J.Appl.Phys.* 1985. V.24, N5. P.620-625.
 13. Жмакин А.И., Ипагова И.П., Макаров Ю.Н., Фурсенко А.А. Численное моделирование роста пленок $GdAs$ в проточных газоепитаксиальных реакторах // *Письма в ЖТФ*. 1985. Т.11, № 13. С. 794-799.
 14. Жмакин А.И., Ипагова И.П., Макаров Ю.Н. и др. Исследование факторов, определяющих однородность толщины эпитаксиальных слоев арсенида галлия в системе $Gd(CH_3)_3-Ar_3N_2-H_2$ // *Письма в ЖТФ*. 1986. Т.12, № 8. С. 506-509.
 15. Houtman C., Graves D.B., Jensen K.F. An evaluation of the classical 1D treatment // *J.Electrochem. Soc.* 1986. V.133, N5. P.961-970.
 16. Moffat H. K., Jensen K.F. Complex flow phenomena in MOCVD reactors. I. Horizontal reactors // *J. Crystal Growth*. 1986. V.77. P.108-119.
 17. Rhee S., Szekely J., Llequasi O.J. On three-dimensional transport in CVD process // *J. Electrochem. Soc.* 1987. V.134. N10. P.2552-2559.
 18. Всесветский И.Г., Жмакин А.И., Кадинский Л.А., Макаров Ю.Н. Расчет газодинамических процессов в проточных газоепитаксиальных реакторах с использованием матричного модуля ЕС-1055М: Препринт ФТИ им.А.Ф.Иоффе АН СССР № 1094. М., 1987.
 19. Жмакин А.И., Ипагова И.П., Макаров Ю.Н. Матема-

гическое моделирование процессов в проточных газозэпитаксиальных реакторах. 1. Газодинамические процессы//ЖТФ. 1986. Т.56, № 9. С. 1700 - 1708.

20. Жмакин А.И., Макаров Ю.Н. О влиянии пониженного давления на массоперенос в проточных газозэпитаксиальных реакторах//ЖТФ. 1987. Т. 57, № 7. С. 1441-1443.
21. Sheikoleslami M.Z., Jasinsky T., Fretz K.W. Numerical simulation of CVD growth // Proc. 1-st National Fluid Dynamics Congress. Cincinnati, 1988. P. 1616-1620.
22. Oauzzani J., Chiu K.-C., Rosenberger F. On the 2D modelling of horizontal CVD reactors and its limitations // J.Crystal Growth. 1988. V. 91. P. 497-508.
23. Жмакин А.И., Коваленков О.В., Кузьмин А.И. и др. Исследование особенностей процесса смены состава газовой смеси в эпитаксиальном реакторе вертикального типа//Автометрия. 1988. № 5. С.80-83.
24. Makarov Yu.N., Zhmakin A.I. On the flow regimes in VPE reactors // J.Crystal Growth. 1989. V.94, N2. P. 537-550.
25. Patnaik S., Brown R.A., Wang C.-A. Hydrodynamic dispersion in rotating-disk OMVPE reactors: numerical simulation and experimental measurements // J.Crystal Growth. 1989. V.96, N1. P. 153-174.
26. Жмакин А.И., Коваленков О.В., Кузьмин И.А. и др. Математическое моделирование процессов нестационарного массопереноса в объеме газозэпитаксиального реактора при выращивании структур МОС-гидридным методом//ЖТФ. 1989. Т.59, № 4. С.149-153.
27. Makarov Yu.N., Zhmakin A.I. Numerical simulation of MOVPE $Al_xGa_{1-x}As$: control of composition variation // J.Crystal. Res. Techn. 1990. V.25, N1. P.31-40.
28. Moffat H.K., Jensen K.F. Three-dimensional flow effects in silicon CVD in horizontal reactors // J.Electrochem.Soc. 1988. V.135, N2. P.459-470.
29. Dilawari A.H., Szekely J. Computed re-

- sults for the deposition rates and transport phenomena for a MOCVD system with a conical rotating substrate // J. Crystal Growth. 1989. V.97, N3-4. P.771-791.
30. Field R.J. Simulation of two-dimensional recirculation flow effects in horizontal MOVPE reactor // J. Crystal Growth. 1989. V.97, N3-4. P.739-760.
 31. Bulsari A.B., Orazem M.E., Rice J.G. The influence of axial diffusion on convective heat and mass transfer in a horizontal CVD reactors // J. Crystal Growth. 1988. V.92, N1-2. P.294-310.
 32. Holstein W.L., Fitzjohn J.L. Effect of buoyancy forces and reactor orientation on fluid flow and growth rate uniformity in cold-wall channel CVD reactors // J. Crystal Growth. 1988. V.98. P.145-158.
 33. Jensen K.F. Transport phenomena and chemical reactions issues in OMVPE of compound semiconductors // J. Crystal Growth. 1989. V. 98. P.148-166.
 34. Жмакин А.И., Кадинский Л.А., Макаров Ю.Н., Субашиева Е.А. Численное моделирование теплообмена в проточных газопитаксиальных реакторах// Минский международный форум по теплообмену: Избр. докл. Минск, 1989. Т.3. С.92-101.
 35. Fotiadis D.J., Bockhoff M., Jensen K.F., Richter W. Flow and heat transfer in CVD reactors: comparison of Raman temperature measurements and finite element model predictions // J. Crystal Growth. 1990. V.100, N3. P.577-599.
 36. Ouazzani J., Rosenberger F. Three-dimensional modelling of horizontal chemical vapor deposition. I. MOCVD at atmospheric pressure // J. Crystal Growth. 1990. V.100, N3. P. 545-576.
 37. Makarov Yu.N., Zhmakin A.I. Control of composition variation in MOVPE AlGaAs

- growth // J. Crystal Growth. 1990. V.100, N3. P.646-650.
38. Жмакин А.И., Макаров Ю.Н. Математическое моделирование процессов в проточных газоэпитаксиальных реакторах. 11. Управление составом эпитаксиальных слоев $AlGaAs$ в переходных областях // ЖТФ. 1990. Т.60, № 4. С.37-46.
 39. Жмакин А.И., Макаров Ю.Н. Газодинамические процессы в проточных эпитаксиальных реакторах // Гидродинамика и теплообмен в технологии получения материалов. М.: Наука, 1990. С.43-48.
 40. Жмакин А.И., Макаров Ю.Н. Численное моделирование гипозвуковых течений вязкого газа // ДАН СССР. 1985. Т.20, № 4. С.827-831.
 41. Tirtowidjojo M., Pollard R. Equilibrium gas phase species for MOCVD of $AlGaAs$ // J. Crystal Growth. 1988. V.93. P.200-209.
 42. Oikawa S., Tsuda M., Morishita M. e. a. Elementary process of the thermal decomposition of alkyl gallium // J. Crystal Growth. 1988. V.91, N4. P.471-480.
 43. Tanaka H., Komeno J. Kinetic simulation of gas phase reactions in MOVPE growth // J. Crystal Growth. 1988. V.93. P.115-119.
 44. Tirtowidjojo M., Pollard R. Elementary processes for MOCVD of $AlGaAs$ // J. Crystal Growth. 1988. V.93, N1. P.108-114.
 45. Soga T., Takahashi Y., Sakai S., Umeno M. High temperature growth rate in MOCVD growth of $AlGaAs$ // J. Crystal Growth. 1984. V. 68, N1. P.169-175.
 46. Mizuta M., Iwamoto T., Moriyma F. e. a. $AlGaAs$ growth using trimethyl and triethyl compound sources // J. Crystal Growth. 1984. V. 68, N1. P.142-147.
 47. Den Baars S.P., Maa B.Y., Dapkus P.D. e. a. Homogeneous and heterogeneous thermal decomposition rates of trimethylgallium and arsine and their relevance to the growth of $GaAs$ by MOCVD // J. Crystal Growth. 1986. V.77, N1-3. P.188-193.

48. Фролов И.А., Болдыревский П.Б., Друзь Б.Л., Соколов Е.Б. Механизм эпитаксиального роста в системе $\text{Ga}(\text{CH}_3)_3\text{-AsH}_3\text{-H}_2$ //Изв. АН СССР. Неогранич. мат. 1977. Т.13, № 5. С.773-775.
49. Leys M.R., Veenvliet H. A study of the growth mechanism of epitaxial GaAs as grown by the technique of metalorganic vapour phase epitaxy // J. Crystal Growth 1981, V.55, N1. P.145-153.
50. Reep D.H., Ghandi S.K. Deposition of GaAs epitaxial layers by organometallic CVD // J. Electrochem. Soc. 1983, V. 130, N3, P.675-680.
51. Lee P., McKenna D., Kapur D., Jensen K.F. MOCVD in inverted stagnation point flow. I. Deposition of GaAs from TMA5 and TMGa // J. Crystal Growth, 1986, V. 77, N1-3, P.120-127.
52. Sato M., Suzuki M. Growth rate of GaAs epitaxial films grown by MOCVD // J. Electrochem. Soc. 1987, V.134, N6, P.1540-1548.
53. Takahashi Y., Soga T., Sakai S. e. a. Solid composition and growth rate of $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ // Jap.J.Appl.Phys. 1983, V.22, N9, P.1357-1360.
54. Suzuki M., Sato M. Diffusivity and thermal cracking rate of metalorganic gases by chromatography // J. Electrochem. Soc. 1985, V. 132, N7, P.1684-1688.
55. Коваленков О.В., Машевский А.Г., Синицын М.А. и др. Флуктуации ширины квантовых ям и низкотемпературная фотолюминесценция $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ квантоворазмерных структур, полученных МОС-гидридным методом//Письма в ЖТФ. 1988.Т.14, № 5. С. 222-225.
56. Ven J., Van der, Rutten G.M.J., Raaijmakers M.J., Gilling L.J. Gas phase depletion and flow dynamics in horizontal MOCVD reactors // J. Crystal Growth, 1986, V.76, N2, P.352-360.

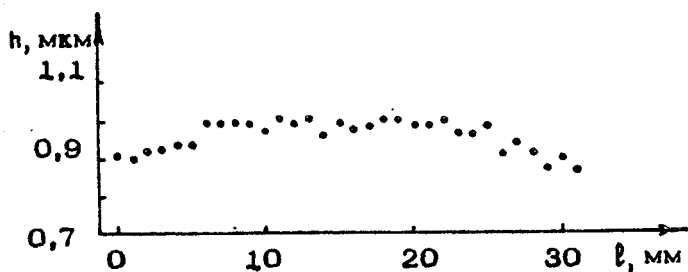
57. Okamoto A., Terao H., Kamejima T. Uniform epitaxial growth of modulation-doped GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As on three-inch substrate by metalorganic chemical vapor deposition // Jap.J.Appl.Phys. 1986. V.25, N2. P.238-241.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ
 КВАНТОВЫХ СЛОЕВ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$,
 ВЫРАЩЕННЫХ НА ПЛОСКОСТЯХ (100) И (111) А
 АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

В.Я.Алешкин, А.В.Аншон, Т.С.Бабушкина, Л.М.Батукова,
 Е.В.Демидов, Б.Н.Звонков, Т.С.Кунцевич, И.Г.Малкина,
 Т.Н.Янькова

Исследование квантово-размерных структур (КРС) с напряженными слоями вызвано возможностью создания на их основе новых приборов и обнаружения в них интересных физических явлений [1]. В данной работе приводятся результаты исследования физических свойств КРС на основе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}$, выращенные на подложках GaAs (100) и (111) А.

Структуры $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}$ с квантовыми ямами выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии. Использовался горизонтальный реактор, действующий при атмосферном давлении с отдельными вводами для МОС и гидрида. Вращение подложкодержателя со скоростью 0,5 об/с обеспечивало достаточно высокую однородность слоев по толщине (рис. 1) без оптимизации параметров газового потока.



Р и с.1. Распределение толщины слоя вдоль подложки

В качестве источников элементов III группы использовались триметилгаллий (ТМГ) и триметилиндий (ТМИ), а V группы - арсин. Состав толстых слоев твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ определяется отношением концентраций ТМИ и ТМГ в газовой фазе:

$$x = k [\text{ТМГ}] / ([\text{ТМГ}] + [\text{ТМИ}]). \quad (1)$$

Коэффициент k , близкий к единице, зависел от количества загруженного в барбатер ТМИ. Не было заметно паразитных реакций при используемых температурах и скорости роста ($600\text{--}650^\circ\text{C}$, $2\text{--}6 \text{ \AA}/\text{с}$). В этих условиях слои получались совершенными.

В тонких слоях $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (меньше критической толщины) величина x , определенная по энергии максимума фотолюминесценции (ФЛ) и по кривым качания рентгеновской дифракции на сверхрешетках (СР), содержащих слои $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, соответствовала значениям, получаемым для толстых слоев, до $x \leq 0,35$. Однако при дальнейшем увеличении $[\text{ТМГ}] / ([\text{ТМГ}] + [\text{ТМИ}])$ рост x резко замедлялся.

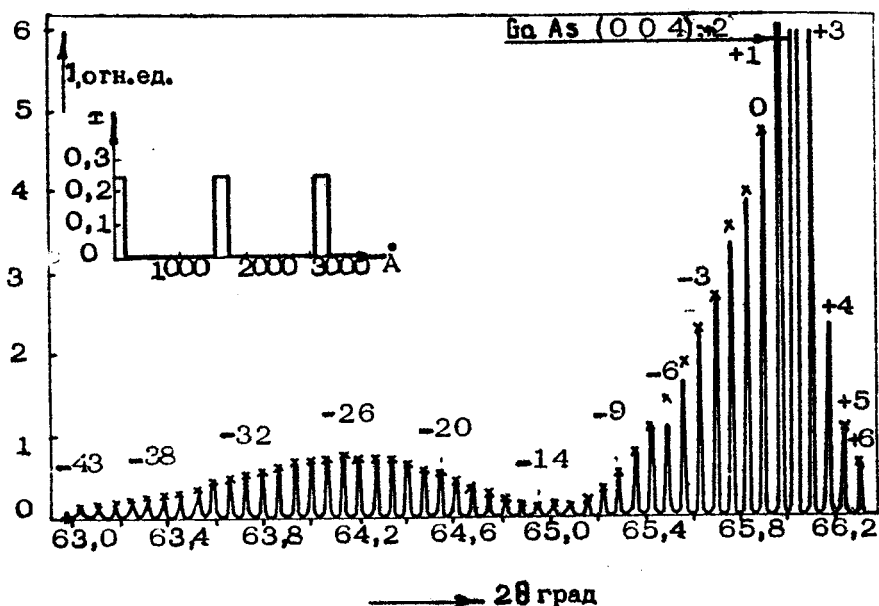
Отметим, что на плоскости (111)В получались слои с матовой поверхностью, а на плоскости (111)А морфология поверхности определялась только качеством обработки подложки. Наилучшие результаты получены при травлении подложки в $\text{HF} \cdot \text{HNO}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$. Были выращены КРС с квантовыми ямами, толщина которых была меньше критической толщины образования дислокаций несоответствия [2] и составляла от одного монослоя до 140 \AA .

Для изучения состава, толщины и кристаллического совершенства слоев твердого раствора методом рентгеновской дифракции были выращены сверхрешетки $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{GaAs}$ (001), $0,18 < x < 0,32$. В таблице приведены основные структурные параметры СР, полученные путем анализа дифрактограмм, снятых вблизи средних отражений СР (004) и (044). В таблице $D_T, D_T^{(A)}, D_T^{(B)}, \tau_T$ - период СР, толщина слоя GaAs , толщина слоя $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и величина x , определенные по режиму роста (технологические значения); $D_p, D_p^{(B)}, \tau_p$ - период СР, толщина слоя $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и значение x , определенные методом рентгеновской дифракции; $\tau_{\text{ФЛ}}$ - значение x , полученное из фотолюминесценции; $\Delta\omega$ и R - полуширина спутных пиков (средняя величина) и R -фактор, характеризующий степень совпадения экспериментальных и вычисленных интенсивностей спутных пиков.

Параметры	Номера образцов		
	339	207	217
$D_T = D_T^{(A)} + D_T^{(B)}, \text{ \AA}$	1702=1620+82	600=510+90	200=160+40
$D_p,$	1546 ± 7	538 ± 23	220 ± 6
$D_p^{(B)}, \text{ \AA}$	78 ± 10	89	54
I_T	0,3	0,35	0,35
I_p	0,24	0,23 ± 0,01	0,24 ± 0,03
$T_{\Phi A}$	0,25	0,28	0,25
$\Delta\omega^{1/2}, \text{ угл. сек}$	25	98	353
R	0,09	0,039	0,058

Использовалась стандартная двухкристалльная схема на базе дифрактометра ДРОН-2, $\text{CuK}\alpha_1$ -излучение, геометрия Брэгга в положении (+, -), кристалл-монокроматор GaAs (004). Период сверхрешетки D определялся по угловым расстояниям между соседними сателлитными пиками симметричного (004) и для асимметричного (044) отражений [3]. Толщина $D^{(B)}$ слоя $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в СР и концентрация I_n в этом слое x рассчитывались путем подгонки теоретических интенсивностей сателлитных пиков к экспериментальным методом наименьших квадратов. Расчет теоретических структурных амплитуд проводился в кинематическом приближении для прямоугольной модели профиля концентрации I_n вдоль вектора модуляции [4]. Малая величина коэффициента недоверности $R = (\sum |F_3|^2 - |F_T|^2) / \sum |F_3|^2$ свидетельствует о достаточно хорошем приближении реальной структуры исследуемых СР к выбранной модели.

На рис. 2 приведена дифрактограмма СР $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ - GaAs . Большое число сателлитных пиков (> 50) вблизи среднего отражения (004), малая их полуширина, отсутствие уширения с увеличением порядка сателлитного отражения свидетельствуют о высоком совершенстве полученных СР. Небольшое количество дислокаций несоответствия (плотность примерно $6 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$), наблюдаемых на двухкристалльных рентгено-



Р и с. 2. Дифрактограмма СР № 339. Крестиками отмечены интенсивности спутных пиков, рассчитанные для изображенной на вставке модели

ских топограммах, следует отнести к границе раздела между всей СР и подложкой.

Степень периодичности СР можно оценить по величине отклонения ϵ от среднего по СР периода D , которое вызывает наблюдаемое уширение ω_n спутного пика наибольшего регистрируемого порядка n по сравнению с спутником 1-го порядка. Для $\epsilon \ll D$ в кинематическом приближении

$$\epsilon = \frac{\omega_n D^2 \cos \theta}{n \lambda \cdot \cos \delta} \quad (2)$$

где θ — брэгговский угол основного отражения СР 004, λ — длина волны излучения, δ — угол между поверхностью образца и кристаллической плоскостью (001).

В описываемых СР уширение ω_n практически равно ошибке измерения полуширины спутных пиков. Например, в СР № 339 максимальное $\omega_n \approx 12''$ и для 43 спутников $\epsilon = 1,8 \text{ \AA}$, т.е. отклонение от D меньше ошибки измерения D

Энергетический спектр электронов и дырок в напряженных слоях вычислялся в рамках модели, аналогичной исполь-

зованной в работе [5]. В этой модели зоны проводимости, легких и спин-отщепленных дырок описываются гамильтонианом Кейна, а для нахождения спектра тяжелых дырок используется обычное уравнение Шредингера.

Прежде чем решать квантово-механическую задачу о спектре, определим смещения энергетических зон в слое под действием упругих деформаций. Если слой выращен на плоскости (001), то тензор деформаций имеем всего три отличные от нуля компоненты: $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy}$, $\epsilon_{zz} = -2\epsilon_{xx} C_{12}/C_{11}$, где C_{ij} - упругие постоянные. Смещение зоны проводимости ΔE_c :

$$\Delta E_c = \alpha' (\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}) = 2\alpha' (1 - C_{12}/C_{11}) \epsilon_{xx}. \quad (3)$$

Смещения зон тяжелых (ΔE_{hh}), легких (ΔE_{hl}) и спин-отщепленных (ΔE_{hs}) дырок [4]:

$$\Delta E_{hh} = \Delta E_v + \delta, \quad (4a)$$

$$\Delta E_{hl} = \Delta E_v - 0,5(\Delta + \delta) + 0,5 \sqrt{9\delta^2 - 2\Delta\delta + \Delta^2}, \quad (4b)$$

$$\Delta E_{hs} = \Delta E_v - 0,5(\Delta + \delta) - 0,5 \sqrt{9\delta^2 - 2\Delta\delta + \Delta^2}, \quad (4b)$$

где $\Delta E_v = \alpha'' (\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}) = 2\alpha'' (1 - C_{12}/C_{11}) \epsilon_{xx}$, $\delta = B(1 - 2C_{12}/C_{11}) \epsilon_{xx}$, Δ - величина спин-орбитального расщепления в недеформированном материале, B - одна из констант деформационного потенциала валентной зоны. Разность $\Delta E_c - \Delta E_v$ характеризует изменение ширины запрещенной зоны E_g при всестороннем сжатии. Поэтому разность $\alpha' - \alpha''$ можно выразить через измеряемую величину dE_g/dp , где p - давление:

$$\alpha' - \alpha'' = - \frac{C_{11} + 2C_{12}}{3} \frac{dE_g}{dp}. \quad (5)$$

Таким образом, расстояния от дна зоны проводимости до потолков зон тяжелых и легких дырок равны

$$E_{gh} = E_{g0} - 2 \frac{C_{11} + 2C_{12}}{3} \frac{dE_g}{dp} (1 - C_{12}/C_{11}) \epsilon_{xx} - \delta, \quad (6)$$

$$E_{gl} = E_{gh} + \delta + 0,5(\Delta + \delta) - \Delta'/2, \quad (7)$$

где E_{g0} - ширина запрещенной зоны в недеформированном материале. Расстояние от потолка зоны легких дырок до потолка спин-отщепленных дырок

$$\Delta' = \sqrt{9\delta^2 - 2\Delta\delta + \Delta^2}. \quad (8)$$

Перейдем теперь к нахождению энергетических уровней. Будем рассматривать случай, когда импульс электронов вдоль слоя равен нулю. Гамильтониан Кейна, описывающий зоны проводимости легких и спин-отщепленных дырок, имеет вид

$$H = \begin{vmatrix} E_c & 0 & \kappa\rho \\ 0 & E_v - \frac{2}{3}\Delta & \frac{\sqrt{2}}{3}\Delta \\ \kappa\rho & \frac{\sqrt{2}}{3}\Delta & E_v - \frac{\Delta}{3} \end{vmatrix}, \quad (9)$$

где E_c, E_v - положение дна зоны проводимости и потолка зоны легких дырок, ρ - величина, пропорциональная матричному элементу оператора импульса [6], его величина слабо зависит от τ в $In_xGa_{1-x}As$, поэтому будем полагать его постоянным, а E_c, E_v и Δ зависящими от координаты x .

Решая уравнение Шредингера с гамильтонианом Кейна, находим уравнение для определения спектра:

$$\text{ctg } \kappa_2 h = 2(\alpha - 1/\alpha), \quad (10)$$

где

$$\alpha = \frac{E(E_{gq} + E - \Delta E_c)(E + E_{gq} - \Delta E_c + \Delta_1)(E + E_{gq} + \frac{2}{3}\Delta')}{(E + E_{gq} - \Delta E_c + \frac{2}{3}\Delta)(E + E_{gq})(E + E_{gq} + \Delta')(\Delta E_c - E)}^{1/2},$$

$$\kappa_2 = \frac{E(E + E_{gq})(E + E_{gq} + \Delta')}{(E + E_{gq} + \frac{2\Delta'}{3})\rho^2}^{1/2}$$

Здесь энергия отсчитывается вверх от дна зоны проводимости в слое $In_xGa_{1-x}As$, ΔE_c - разрыв зоны проводимости на гетерогранице, E_{gq}, Δ - ширина запрещенной зоны и величина спинового расщепления в $GaAs$, h - ширина ямы. Спектр тяжелых дырок определялся путем решения обычного уравнения Шредингера. Отметим, что в модели присутствует только один подгоночный параметр - это величина разрыва зон проводимости на гетеропереходе, который зависит только от состава слоя, но не от его толщины (если она меньше критической и дислокации на границе отсутствуют). Этот параметр подбирался таким образом, чтобы экспериментально

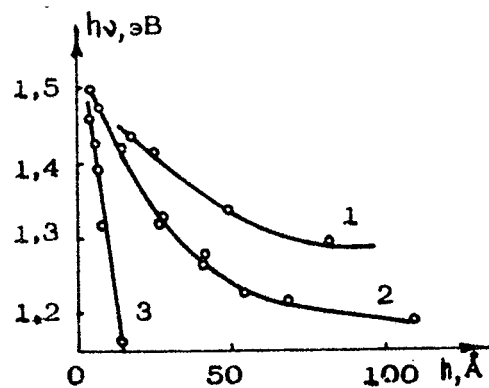
наблюдаемая зависимость энергии максимума ФЛ от толщины ямы наилучшим образом совпадала с рассчитанной. Полученные величины разрыва зон для различных τ практически совпадают с результатами работы [5].

ФЛ возбуждали лучом аргонового лазера с длиной волны 0,514 мкм. Уровень возбуждения изменялся от 0,1 Вт/см² до $2 \cdot 10^3$ Вт/см².

Измерения ФЛ при 77 К показали наличие квантовых ям и высокое их совершенство. Интенсивность ФЛ образцов с квантовыми ямами более чем на порядок превышала интенсивность ФЛ образцов без ям.

Энергии переходов с погрешностью менее 15–20 мэВ совпадали с рассчитанными для прямоугольной ямы вплоть до толщин, соответствующих монослою (рис. 3). Совпадение спектров ФЛ со спектрами, рассчитанными для толщин ям порядка периода решетки, может быть случайным. Для таких толщин используемая модель становится некорректной, поскольку в ней используется описание состояний электронов при помощи огибающей волновой функции. Грубо говоря, модель справедлива для толщин ям, превышающих три постоянные решетки. Таким образом, из сравнения теории и эксперимента можно сделать вывод о том, что толщина переходных областей, вероятно, не превышает 5 Å.

О неровности границ ямы можно судить по полуширине максимума ФЛ. Измеренная при 77 К и уровне возбуждения порядка 10 Вт/см² полуширина составляла 7–15 мэВ и не зависела от ширины ямы. Используя эти данные и рис. 1, можно сделать вывод о том, что неровности границ ямы не превышали одного монослоя. Увеличение полуширины от 7 до 15 мэВ происходило при изменении фонового легирования от $p \approx 10^{16}$ см⁻³ до $p \approx 5 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Это означает, что



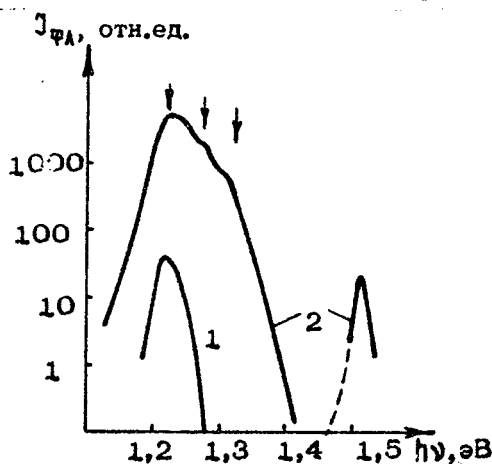
Р и с. 3. Зависимость энергии максимума ФЛ от толщины слоя $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, выращенного на плоскости (100) для различных τ . Для кривой 1 $\tau=0,25$, для кривой 2 $\tau=0,35$, для кривой 3 $\tau=1$. Сплошные кривые — теоретические, кружки — экспериментальные данные

полуширина определялась примесным составом образца.

При увеличении уровня возбуждения до $2 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^2$ в спектре ФЛ квантовой ямы наблюдались особенности, которые, согласно расчету, соответствуют переходам с первого электронного уровня на второй и третий уровни тяжелых дырок (рис. 4). Наличие этих переходов подтверждается сравнением спектров ФЛ и фотопроводимости (ФП), измеренной вдоль слоев при 300 К (см. рис. 3). Как известно [7], в симметричных ямах разрешены переходы между уровнями электронов и дырок одинаковой четности. Наблюдаемые переходы с первого электронного уровня на второй дырочный свидетельствуют, по-видимому, о небольшом нарушении симметричности ямы.

Что же касается ФП, то здесь необходимо отметить следующее. При оптическом возбуждении электрона из подзоны тяжелых дырок в зону проводимости импульс электрона (дырки) в конечном состоянии должен быть перпендикулярен плоскости поляризации подсветки [8]. В квантовых ямах вблизи дна квантовых подзон состояния электронов и тяжелых дырок представляют собой суперпозицию состояний с импульсами, перпендикулярными плоскости слоя, а состояния легких дырок вытолкнуты давлением далеко вниз. Поэтому генерация фотоносителей в квантовой яме происходит под воздействием излучения, вектор электрического поля которого лежит в плоскости квантового слоя. Освещение образца при исследовании ФП осуществлялось пучком света, направление падения которого составляло угол с нормалью образца примерно 45° . Изучались две поляризации: 1) вектор электрического поля лежит в плоскости падения;

Р и с. 4. Спектр ФЛ при 77К квантового слоя толщиной 60 Å с $\tau = 0,35$, выращенного на плоскости (100). Уровень возбуждения 3 Вт/см^2 для кривой 1 и $2 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^2$ для кривой 2. Стрелками помечены энергии, соответствующие переходам с первого электронного уровня на первый, второй и третий дырочные уровни



2) перпендикулярен к ней. Затем токи нормировались таким образом, чтобы они совпадали для обеих поляризаций в области частот, соответствующих переходам в GaAs . Из приведенных выше рассуждений следует, что фототок во втором случае должен быть больше в длинноволновой области ФП, что и наблюдалось (рис. 5).

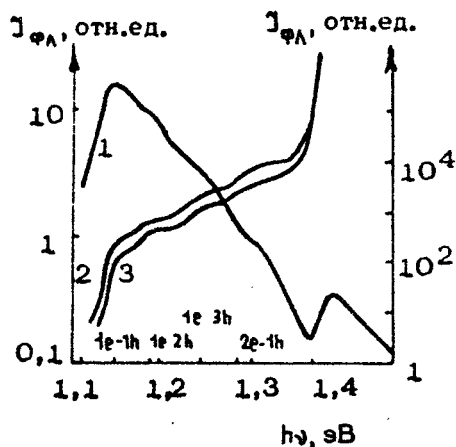
Были проведены исследования зависимости энергии максимума ФЛ от мощности накачки для структур, выращенных на плоскости (111) А (галлиевая). Напряженные слои, выращенные на этой плоскости, из-за пьезоэффекта должны иметь внутреннее электрическое поле (пьезополе). Величину этого поля можно определить по формуле

$$E = \frac{8\pi\sqrt{3}|e_{14}|(C_{11} + 2C_{12})U}{\epsilon_0(C_{11} + 2C_{12} + 4C_{44})}$$

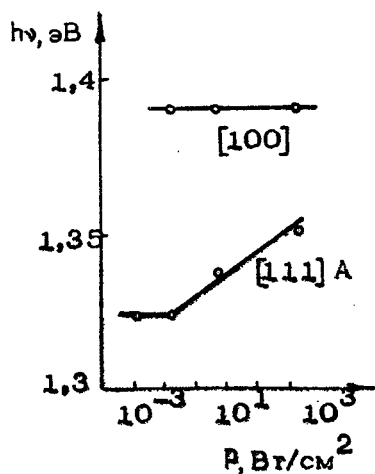
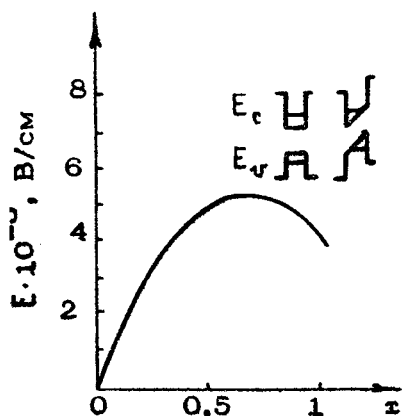
где e_{14} и ϵ_0 — пьезоэлектрическая константа и диэлектрическая проницаемость твердого раствора, $U = (a_{\text{InGaAs}} - a_{\text{GaAs}}) / a_{\text{InGaAs}}$, где a_{InGaAs} и a_{GaAs} — постоянные решетки твердого раствора и подложки. На рис. 6 изображена зависимость величины пьезополя от состава слоя.

Параметры InAs и GaAs взяты из работы [9], а параметры твердых растворов получены линейной интерполяцией. Максимум на зависимости пьезополя от x объясняется тем, что пьезоэлектрическая константа в InAs примерно в три раза меньше, чем в GaAs .

Очевидно, что пьезополе уменьшает расстояние между электронными и дырочными уровнями (см. вставку на рис. 6). При увеличении мощности накачки число электронов и дырок



Р и с. 5. Спектральные зависимости ФЛ (кривая 1) и фототока (кривые 2,3) при 300 К для квантового слоя толщиной 60 Å с $x = 0,35$, выращенного на плоскости (100). Кривой 2 соответствует поляризация света, перпендикулярная плоскости падения, а кривой 3 — поляризация, лежащая в плоскости падения луча света. На оси абсцисс отмечены энергии переходов между электронными и дырочными уровнями

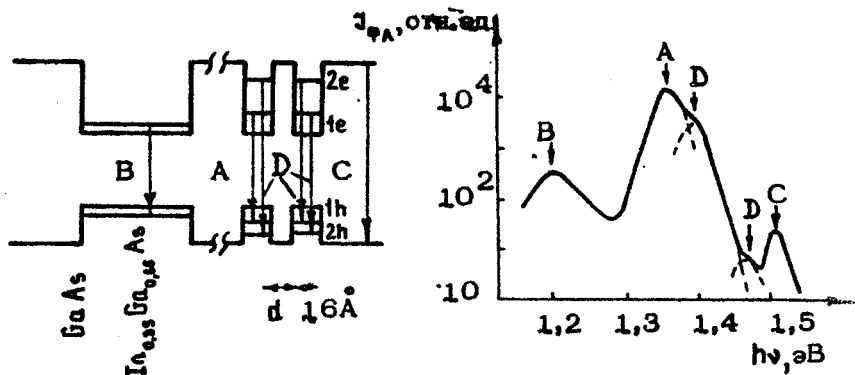


Р и с. 6. Зависимость величины пьезополя в слое $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$, выращенного на плоскости (111) А GaAs от x

Р и с. 7. Энергия максимума ФЛ квантового слоя с $x = 0,2$ толщиной 40 \AA , выращенного на плоскости (111) А, в зависимости от уровня возбуждения

в квантовой яме растет, что приводит к нарастающему экранированию пьезополя, т.е. к "выпрямлению" квантовой ямы, и следовательно к раздвиганию электронных и дырочных уровней. На рис. 7 приведена зависимость энергии максимума ФЛ от мощности возбуждения для слоя $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$, выращенного на плоскости (111) А. Хорошо видно увеличение энергии максимума ФЛ с ростом мощности возбуждения, что согласуется с приведенными выше рассуждениями. Отметим, что энергия максимума ФЛ квантовых ям, выращенных на плоскости (100), почти не изменяется с ростом уровня возбуждения. Из сравнения этих результатов ясно, что наблюдаемый сдвиг максимума ФЛ в образцах, выращенных на плоскости (111) А, нельзя объяснить эффектом Бурштейна - Мосса.

Нами исследовалось также взаимодействие уровней в двойных квантовых ямах, разделенных туннельно прозрачным барьером. При большой толщине барьера в квантовой яме шириной $a = 16 \text{ \AA}$ существуют $1e$ и $1h$ уровни. Глубина про-

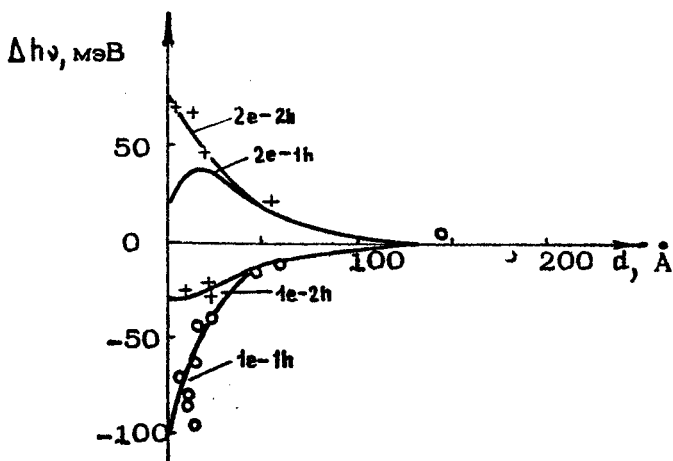


Р и с. 8. Спектр ФЛ двойной квантовой ямы. А, В, С - основные максимумы, D - дополнительные

никновения волновой функции под барьер составляет для электронов 35 \AA , для дырок 13 \AA . Поэтому при уменьшении барьера до $d = 35 \text{ \AA}$ начинается туннельное взаимодействие уровней, что приводит к их сдвигу и расщеплению, которые наблюдались в эксперименте.

Образцы двойных квантовых ям были выращены на полупроводнике GaAs. Структура состояла из: 1) буферного слоя GaAs шириной $0,25 \text{ мкм}$; 2) "опорной" квантовой ямы InGaAs шириной 73 \AA , выращенной для уменьшения погрешности определения сдвига уровней из-за разброса толщины и состава ям; 3) GaAs - $0,2 \text{ мкм}$; 4) двойных квантовых ям шириной по 16 \AA , разделенных барьером GaAs, толщиной от 10 \AA до 100 \AA ; 5) GaAs - $0,2 \text{ мкм}$. Спектр ФЛ такой структуры показан на рис. 8. Наблюдались три основных максимума: А - от двойных квантовых ям с энергией перехода $1,3-1,4 \text{ эВ}$; В - от "опорной" ямы с энергией перехода $1,2 \text{ эВ}$; С - от GaAs с энергией перехода $1,5 \text{ эВ}$. В виде слабого "плеча" наблюдались дополнительные максимумы D, соответствующие переходам $1e - 2h$, $2e - 1h$, $2e - 2h$. Отклонение максимума В от заданного значения за счет разброса состава и толщины ямы составляло $\pm 15 \text{ мэВ}$.

С уменьшением толщины барьера основной максимум двойных квантовых ям сдвигался в соответствии с расчетом (рис. 9), дополнительные максимумы также были близки к теоретическим значениям. При малых толщинах барьера 25 \AA сдвиг часто превышал расчетный, что говорит о наличии в



Р и с. 9. Сдвиг энергии переходов в двойной квантовой яме в зависимости от толщины барьера. Линии проведены по результатам расчета, точки - результат эксперимента

барьере областей пониженной толщины. Таким образом, сильная зависимость положения уровней энергии от толщины барьера делает методику чувствительной к малым неоднородностям толщины слоя.

Таким образом, проведенное исследование физических свойств слоев $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках GaAs (100) и (111) А, позволяет сделать вывод о двумерном характере их электронного и дырочного спектров.

Л и т е р а т у р а

1. Osbourn G.C. Recent trends in III-V strained layer research // J.Vac.Sci.Technol. B. 1986. V. 4, N6. P.1423-1426.
2. Andersson N.G., Chen Z. G., Kulacovskii V.D. e. a. Variation of the critical layer thickness with In content in strained $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -GaAs quantum wells grown by MBE // Appl.Phys.Lett. 1987. V.51, N10. P.752-754.

3. Дроздов Ю.Н., Кузнецов О.А. Особенности рентгено-дифрактометрического исследования "ступенчатых" сверхрешеток $\text{Ge-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ // 7-я конференция по процессам роста и синтеза полупроводниковых кристаллов и пленок. Т.2. Новосибирск, 1986. С.175-176.
4. Segmuller A., Blackeslee A. E. X-ray diffraction from one-dimensional superlattices in $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ crystals // J.Appl.Cryst. 1973. V.6, N1. P.19-25.
5. Huang G., Ji D., Reddy U.K., Henderson T.S. e. a. Optical investigation of highly strained InGaAs-GaAs multiple quantum wells // J.Appl.Phys. 1987. V.62, N8. P.3366-3373.
6. Kane E.O. Band structure of indium antimonide // J. Phys.Chem.Solids. 1957. V.1, N2. P. 249-261.
7. Шик А.Я. О правилах отбора для оптических переходов в тонкопленочных гетероструктурах // Письма в ЖТФ. 1979. Т.5, № 14. С.869-871.
8. Захарченя Б.П., Мирлин Д.Н., Перель В.И., Решина И.И. Спектр и поляризация фотолюминесценции горячих электронов в полупроводниках // УФН 1982. Т. 136, № 3. С.459-500.
9. Sadao Adachi Material parameters of InGaAsP and related binaries // J.Appl. Phys. 1982. V.53, N12. P.8775-8792.

ПОСЛОЙНЫЙ ОЖЕ-АНАЛИЗ
 МНОГОСЛОЙНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{GaAs}$
 И РЕНТГЕНОВСКИХ ЗЕРКАЛ $\text{Mo} - \text{Si}$

В.А.Воронин, М.Н.Дроздов, Б.Н.Звонков,
 М.Ю.Овсянников, А.Б.Цыганов

В последнее время все более широкое распространение для исследования состава многослойных структур и сверхрешеток находит метод послойного анализа, основанный на сочетании электронной оже-спектроскопии (ЭОС) и ионного распыления [1, 2]. Чрезвычайно малая длина свободного пробега анализируемых оже-электронов, составляющая 4-40 Å в зависимости от их энергии, делает метод ЭОС чувствительным к содержанию лишь нескольких верхних монокристаллических слоев области поверхности и позволяет получать практически локальное воспроизведение состава анализируемого вещества на масштабе нанометров. Более серьезную проблему представляют погрешности, вносимые процессом ионного распыления, приводящие к значительному размытию границ раздела и искажению реального профиля. Поэтому методика послойного анализа заключается в тщательной оптимизации процесса послойного травливания с целью минимизации величины глубины разрешения, особенно необходимой при анализе структур с характерным периодом в несколько нанометров. При этом универсальные рецепты, как правило, отсутствуют и в каждой конкретной ситуации требуется свой подход, определяемый особенностями процесса распыления данного типа структур.

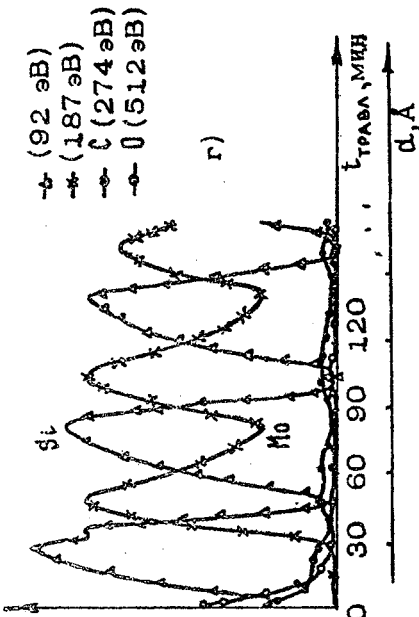
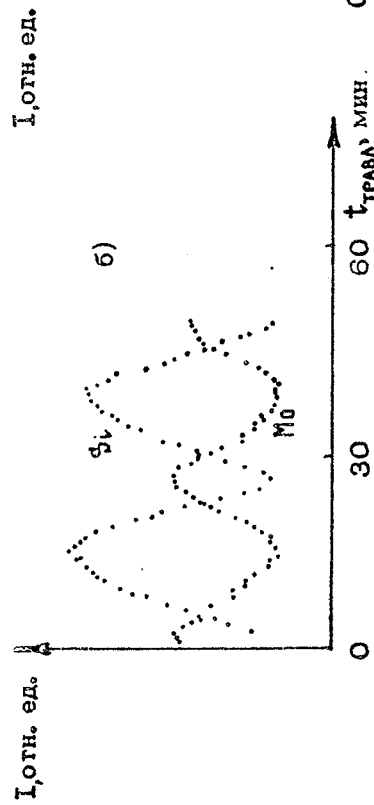
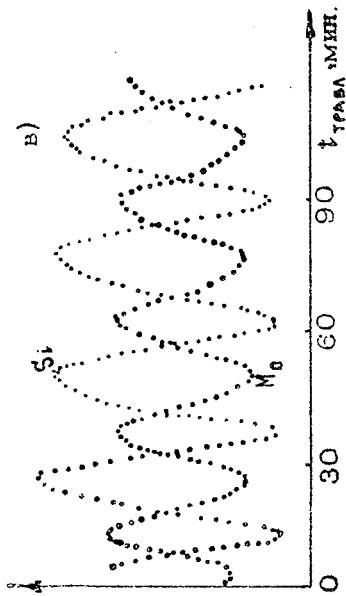
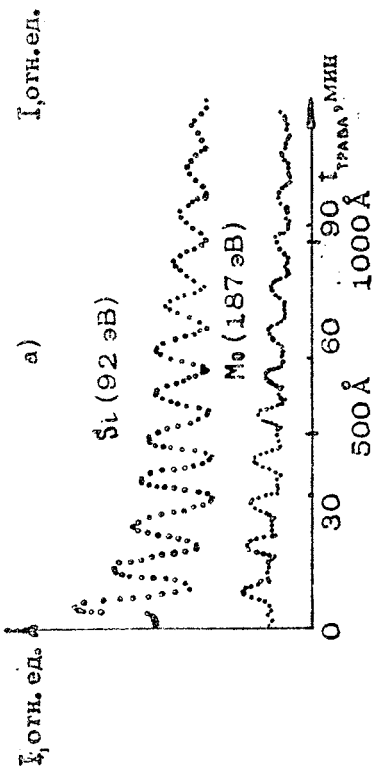
В настоящей работе проведена оптимизация процесса послойного травливания и исследованы с высокой степенью локальности профили состава рентгеновских зеркал $\text{Mo} - \text{Si}$ и гетероструктур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{GaAs}$ с характерными масштабами в несколько нанометров.

ПОСЛОЙНЫЙ АНАЛИЗ РЕНТГЕНОВСКИХ ЗЕРКАЛ Mo-Si

Исследуемые рентгеновские зеркала Mo-Si были выращены методом магнетронного распыления и согласно рентгенодифракционным измерениям имели следующие параметры слоев: период структуры $d_0 = 106 \text{ \AA}$, $d_{10} = 36 \text{ \AA}$, $d_{11} = 70 \text{ \AA}$; число периодов $N = 30$.

Послойный анализ производился на спектрометре ЭСО-3-С. Диаметр зондирующего электронного пучка составлял 5 мкм, ускоряющее напряжение на электронной пушке $U_e = 3 \text{ кВ}$, ток в пучке $I_e = 0,3 \text{ мкА}$. Ионная пушка юстировалась с помощью цилиндра Фарадея при каждом ускоряющем напряжении, что позволило добиться совмещения центра кратера распыления фокуса энергоанализатора и зондирующего электронного пятна с необходимой точностью.

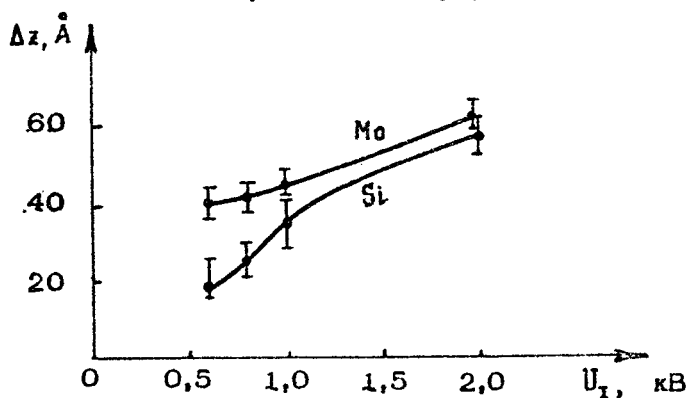
На рис. 1,а приведено распределение Mo и Si в структуре, полученное при ускоряющем напряжении на ионной пушке $U_I = 2 \text{ кВ}$. Этот результат демонстрирует хорошую периодичность структуры и противофазное изменение Mo и Si, однако не позволяет судить о характере реального взаимопроникновения слоев Mo и Si, поскольку неизвестна глубина разрешения. На рис. 1,б-г приведены результаты послойного сравнения этой же структуры при ускоряющих напряжениях $U_I = 1; 0,8; 0,6 \text{ кВ}$ соответственно. Как видим, при уменьшении U_I происходит существенное изменение регистрируемых профилей, и в первую очередь профиля Si. При $U_I = 0,6 \text{ кВ}$ наблюдается наилучшее разрешение Si со 100%-ной модуляцией концентрации в слоях и отсутствием Si в слоях Mo. Это доказывает, что отсутствие провала до нуля в профиле Si на рис. 1,а-в является артефактом ионного распыления. Для Mo ситуация иная - при снижении U_I ниже 1 кВ разрешение практически не улучшается, что не позволяет однозначно идентифицировать причину неполной модуляции Mo в слоях. Вместе с тем некоторые выводы о характере распределения Mo в структуре все же можно сделать. Верхним слоем в структуре Mo-Si является Si. Как видно из рис. 1,г, Mo в этом слое отсутствует. Это означает, что диффузионное размытие слоев незначительно. Кроме того, поскольку ускоряющее напряжение в процессе магнетронного напыления составляло 200 В, возможность имплантации ионов Mo в слой Si при росте структуры практически исключена. Следовательно, наиболее вероятной причиной неполной модуляции Mo на рис. 1,г



Р и с. 1. Распределение элементов в структуре Mo-Si при различных ускоряющих напряжениях U_I : а - $U_I = 2$ кВ, б - $U_I = 1$ кВ, в - $U_I = 0,8$ кВ, г - $U_I = 0,6$ кВ

являются погрешности, вносимые ионным распылением, — преимущественное распыление Si или вбивание Mo.

Полученные результаты позволяют определить глубину разрешения Δz для исследуемой структуры Mo-Si. Отметим, что профили Mo и Si на рис. 1,б-г являются асимметричными, что может свидетельствовать о разном характере механизмов, определяющих передний и задний фронты концентраций. При этом введение одной величины глубины разрешения в структуре, вообще говоря, неправомерно. Тем не менее для оценки локальности воспроизведения профиля в зависимости от



Р и с. 2. Зависимость глубины разрешения Δz для структуры Mo-Si от ускоряющего напряжения U_I

U_I удобно использовать обычное понятие величины глубины разрешения, определяемое при аппроксимации функции разрешения по глубине функцией сиббска [8]. Результаты расчета $\Delta z_{Mo, Si}$ по экспериментальным данным — рис. 1,а-г — приведены на рис. 2. Прежде всего улучшение разрешения для Si и Mo при меньших U_I свидетельствует об уменьшении искажений реального профиля, вносимых ионным стравливанием. Такая зависимость от U_I характерна для процессов имплантации атомов исследуемого вещества распыляющими ионами. При $U_I = 0,6$ кВ для Si достигается глубина разрешения $\Delta z = 15$ Å. Это означает, что влияние искажений, вносимых ионным распылением, на разрешение Si практически полностью устранено, а величина Δz определяется фактически длиной неупругого рассеяния l_0 оже-электронов линии Si (92эВ): $\Delta z = 2 + 3l_0$. Заметим, что это утверждение относится, естественно, и к во-

можным аппаратурным факторам, ухудшающим разрешение, нам удалось устранить их практически полностью.

Глубина разрешения для Mo при уменьшении U_T до 1 кВ несколько снижается и затем достигает насыщения (см. рис. 2). Это означает, что в данной структуре происходит преимущественное распыление Si , а процесс распыления Mo является менее эффективным, несмотря на то, что коэффициент распыления γ чистых материалов Si и Mo близки, и, более того, $\gamma_{Mo} > \gamma_{Si}$ [2]. В то же время достигнутая глубина разрешения для Si $\Delta z \sim 15 \text{ \AA}$ в структуре $Mo-Si$ оказывается меньше сообщавшихся ранее значений $\Delta z \sim 40-50 \text{ \AA}$ в чистом кремнии [3].

На наш взгляд, эти особенности в послойном анализе структур $Mo-Si$ связаны с существенным различием атомных масс Mo и Si ($M_{Mo} \sim 3,4 M_{Si}$), а также с малым периодом структуры, составляющим лишь несколько десятков моноатомных слоев. В этих условиях распыление легких атомов Si за счет отдачи более тяжелых атомов Mo происходит более эффективно, чем в чистом Si , что и позволяет улучшить локальность послойного анализа для Si . В то же время эффективность распыления более тяжелых атомов Mo в этих условиях, напротив, снижается и возможно возникновение их преимущественного вбивания.

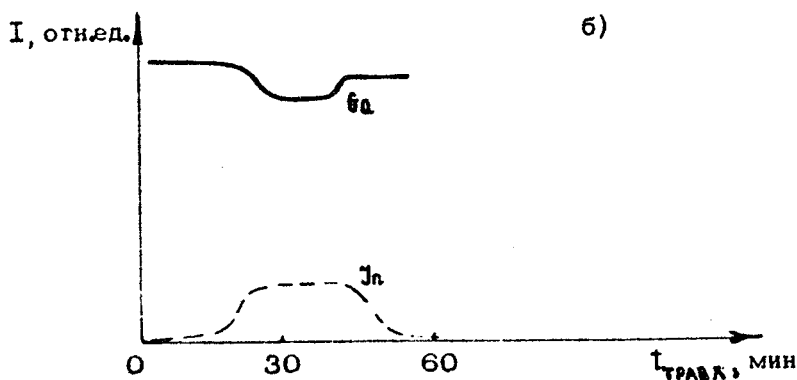
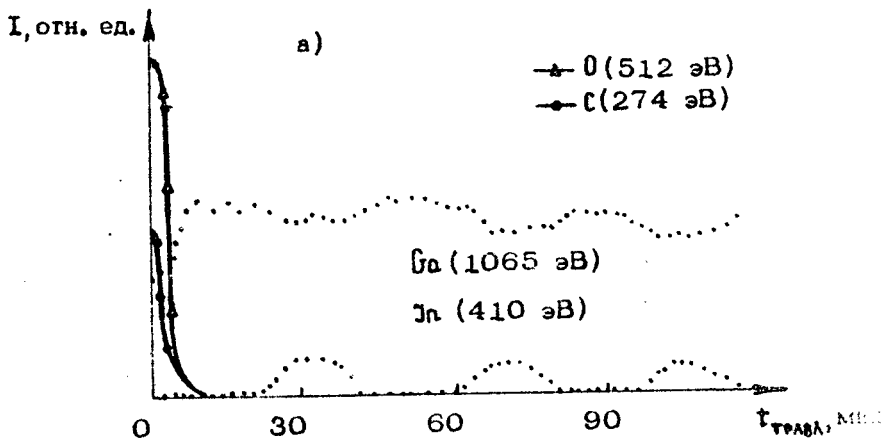
Аналогичные особенности наблюдались в работе [2] при ионном распылении пленки Mo толщиной порядка десяти моноатомных слоев с подложкой из Al . Различие в массах покрытия и подложки приводило к существенному снижению распыления Mo с Al и результирующему загибанию Mo в подложку на глубину, превышающую 500 \AA .

На рис. 1, г, в дополнение к основным элементам Mo и Si показано распределение углерода и кислорода в слоях структуры. Поверхностные загрязнения C и O исчезают после сгравливания слоя толщиной порядка 50 \AA . В то же время, как следует из рис. 1, г, загрязнения, преимущественно C , присутствуют и в объеме структуры, причем их пространственное распределение четко коррелирует со слоями Mo . Как выяснилось, источником загрязнения служила мишень из недостаточно чистого Mo .

ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ $\text{Zn Ga}_{1-x}\text{As} - \text{GaAs}$

Методика послойного анализа, описанная выше, была применена для исследования гетероструктуры $\text{Zn}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{GaAs}$. Гетероструктура была выращена методом МОС-гидридной эпитаксии на подложке GaAs и имела следующие параметры слоев: $d_{\text{ZnGaAs}} = 75 \text{ \AA}$, $d_{\text{GaAs}} = 110 \text{ \AA}$, $x \approx 0,1$, количество слоев $N = 3$.

Распределение элементов Zn , Ga , а также C и O .



Р и с. 3. Распределение элементов в гетероструктуре $\text{Zn}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{GaAs}$ при различных ускоряющих напряжениях U_1 : а - $U_1 = 1,0 \text{ кВ}$, б - $U_1 = 0,6 \text{ кВ}$

показано на рис. 3, а, б. Рис. 3, а демонстрирует хорошую периодичность слоев. Наименьшая глубина разрешения для $\Delta z \sim 10 \text{ \AA}$ реализуется при $U_I = 0,6 \text{ кВ}$. Это позволяет утверждать, что толщина переходных областей между слоями $\text{In}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}$ и GaAs не превышает 10 \AA . Задний фронт профиля In размыт более сильно - до $20-25 \text{ \AA}$, по-видимому, вследствие проявления эффекта преимущественного вбивания In . Величина модуляции x может быть определена по измерениям отношения оже-пигов в соседних слоях и составляет $x \sim 0,1$.

На поверхности пленки присутствует значительное количество O и C , однако после стравливания слоя толщиной $40-50 \text{ \AA}$ эти загрязнения в оже-спектре не фиксируются.

Мы показали, что при послойном оже-анализе многокомпонентных структур возможно достижение высокой степени локальности воспроизведения реального профиля на масштабе нескольких нанометров, по крайней мере для некоторых элементов структуры, путем минимизации погрешности, вносимой процессом послойного стравливания и тщательной ее идентификации. Продемонстрировано высокое качество профиля концентрации элементов в рентгеновских зеркалах Mo-Si и гетероструктурах $\text{In}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As} - \text{GaAs}$. Для этих структур оптимальный режим ионного распыления достигается при низких ускоряющих напряжениях на ионной пушке $U_I \sim 0,6 \text{ кВ}$.

Л и т е р а т у р а

1. Анализ поверхности методами оже- и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии / Под ред. Д.Бриггса, М.П.Сиха. М. : Мир, 1987.
2. Методы анализа поверхности / Под ред. А.Зандерны. М. : Мир, 1979.
3. Вудраф Д., Делчар Т. Современные методы исследования поверхности. М. : Мир, 1989.

ОЖЕ-СПЕКТРОСКОПИЯ СТРУКТУРЫ $\text{Ag}-\text{YBaCuO}$

А.В.Варганов, В.А.Воронин, М.Н.Дроздов,
Т.А.Кузьмина, С.А.Павлов

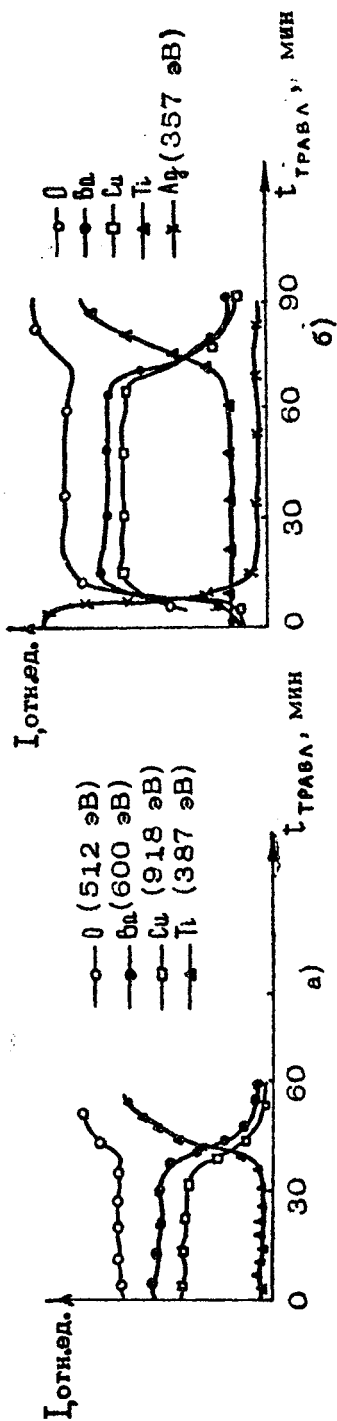
Важным элементом практически всех структур с использованием ВТСП-пленок является контакт металл – пленка ВТСП. Известно, что токонесущие свойства ВТСП-материалов оказываются чрезвычайно чувствительными к стехиометрическому составу, поэтому при формировании контактов принципиальное значение имеет структура приконтактной области.

В данной работе проведено исследование структуры переходного слоя $\text{Ag}-\text{YBaCuO}$. ВТСП-пленки были изготовлены методом лазерного напыления на подложках SrTiO_3 . Напыление проводилось импульсным лазером на неодимовом стекле с длиной волны $\lambda = 1,06$ мкм в скрещенных пучках. Толщина пленок составляла 0,2–0,3 мкм, $T_c = 88\text{--}90$ К.

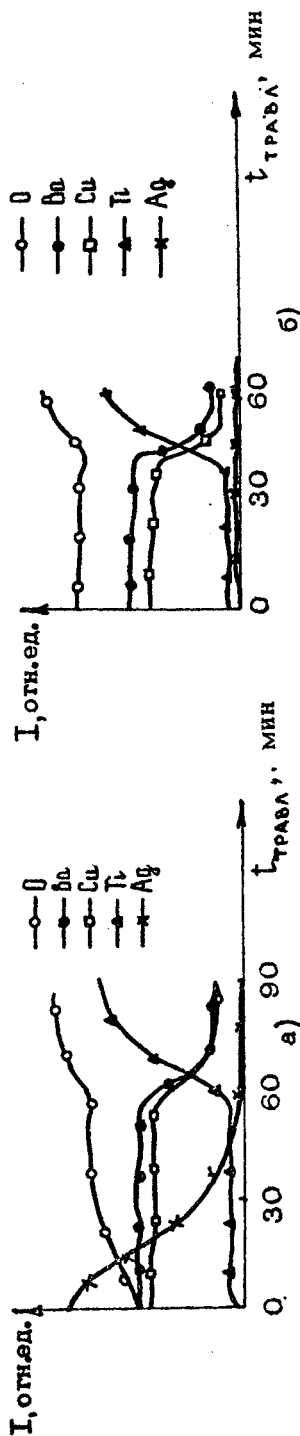
Серебро напылялось на холодную подложку методом термического испарения в вакууме. Толщина пленки Ag после напыления составляла около 0,1 мкм. После напыления проводилось вжигание серебра при $T = 450^\circ\text{C}$ в течение 10 мин в атмосфере кислорода. Удаление серебра с поверхности ВТСП-пленок проводилось в селективном гравителе^{*)}. После гравления Ag пленка оставалась сверхпроводящей и имела ту же температуру перехода, что и перед напылением серебра.

Контакты, изготовленные таким образом, имели контактное сопротивление 10^{-5} Ом·см² до вжигания Ag и 10^{-7} Ом·см² после вжигания.

^{*)} См.. Кузьмина Т.А., Павлов С.А. Способ изготовления приборов на основе ВТСП-пленки. Заявка на изобретение №4744487. Положит. решение от 24.05.90.



Р и с. 1. Распределение элементов в исходной структуре (а) и после напыления (б)



Р и с. 2. Распределение элементов после вжигания (а) и после гравления (б)

Перечисленные технологические операции на каждой стадии сопровождались послойным анализом пленок на оже-спектрометре марки ЭСО-3-03. Диаметр зондирующего пучка составлял 5 мкм, ускоряющее напряжение на электронной пушке 3 кВ, ток пучка 0,3 мкА. Послойное травление осуществлялось ионами Ar^+ при ускоряющем напряжении 2 кВ, скорость травления составляла около 40 Å/мин. Исследования проводились на одной исходной пластине, часть которой скалывалась для послойного анализа после каждой технологической операции. При повторении измерений на контрольных образцах результаты воспроизводились.

Результаты послойного анализа структуры $Ag-YBaCuO-SrTiO_3$ приведены на рис. 1-2. В процессе распыления регистрировались оже-линии Ba, Cu, O, Ag и Ti . Пики Sr и Y не регистрировались вследствие значительно меньшей, чем у других элементов, величины отношения сигнала к шуму.

Отсутствие следов Cu и Ba на поверхности (рис. 1, б) свидетельствует о том, что напыленная пленка Ag являлась сплошной. Переходный слой $Ag-YBaCuO$ до вжигания Ag оказывается очень резким и составляет несколько нанометров. Важно отметить, что этот результат демонстрирует незначительное влияние процесса вбивания Ag в $YBaCuO$ при ионно-распылении.

После вжигания Ag характер его распределения как по глубине, так и по поверхности пленки, существенно изменяется. Как следует из рис. 2, а, Ag проникает практически на всю глубину пленки $YBaCuO$, оже-пики Ag регистрируются даже в переходном слое $YBaCuO-SrTiO_3$. Кроме того, пленка Ag не остается сплошной, поскольку Cu и Ba распределены однородно вплоть до поверхности структуры. Обращает на себя внимание снижение интенсивности линии O к поверхности пленки. По-видимому, это связано с недостаточным давлением кислорода при вжигании Ag .

Наиболее интересным представляется полное отсутствие Ag как на поверхности, так и в объеме структуры после травления Ag (рис. 2, б). На наш взгляд, в сочетании с результатами, представленными на рис. 2, а, это свидетельствует о проникновении серебра в глубь пленки в основном по межзерненным границам, откуда оно затем удаляется селективным травителем. При этом процессы объемной диффузии Ag играют незначительную роль, возможное их влияние на распределение серебра находится за пределами чувствительности оже-спектрометра.

УДК 621.315.592

Б о р б л и к В. Л., Г р и б н и к о в З. С. Физика транзисторов на горячих электронах // Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Диагностика, нелинейные высокочастотные эффекты: Сб. научных тр. / ИПФ АН СССР. Н.Новгород, 1990. С. 6.

Обсуждаются физические принципы, лежащие в основе работы униполярных транзисторов на горячих электронах. Рассмотрены их преимущества (и недостатки) в сравнении с гомо- и гетероструктурными биполярными транзисторами. Представлен сравнительный анализ различных конструктивных исполнений — как реализованных, так и нет. Освещены последние результаты в этой области.

Ил. 10, список лит. 37 назв.

УДК 621.315.592

Ш и к А. Я. Внутризонная фотопроводимость в двумерных электронных системах // Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Диагностика, нелинейные эффекты: Сб. научных тр. / ИПФ АН СССР. Н.Новгород, 1990. С. 35.

Дается обзор фотоэлектрических свойств МДП- и гетероструктур с двумерным электронным газом в длинноволновой области, когда энергия световых квантов меньше ширины запрещенной зоны в полупроводниках, образующих структуру.

Ил. 3, список лит. 20 назв.

УДК 621.315.592

А л е ш к и н В. Я., Р о м а н о в Ю. А. Инверсные распределения электронов в полупроводниковых гетероструктурах с одной квантовой ямой // Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Диагностика, нелинейные высокочастотные эффекты: Сб. научных тр. / ИПФ АН СССР. Н.Новгород, 1990. С. 46.

Исследованы условия возникновения инверсных распределений электронов между подзонами квантовой ямы в двухбарьерной структуре с учетом реальных механизмов рассеяния. Инверсия в таких системах возникает, если вероятность ухода

электронов из нижней подзоны в контакт (коллектор) приводит к уменьшению вероятности их прихода из верхней подзоны. Найдены условия, при которых инверсия населенностей приводит к генерации электромагнитных колебаний.

Ил. 1, список лит. 11 назв.

УДК 621.382

Фрейдман Г. И. Характеристики трехбарьерной гетероструктуры с учетом изменений зарядов и рассеяния в квантовых ямах и предбарьерных областях // Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Диагностика, нелинейные высокочастотные эффекты: Сб. научных тр. / ИФФ АН СССР. Н.Новгород, 1990. С. 55.

Дан способ составления уравнения для матрицы плотности электронов в квантовых ямах. Показано, что приближение непосредственного взаимодействия ближайших соседей справедливо с точностью до квадрата коэффициента прозрачности барьеров. Сформулировано правило введения в эти уравнения времен затухания корреляций, позволяющее феноменологически учесть рассеяние электронов в квантовых ямах и приконтактных областях. Получены выражения для токов через барьеры в ТЭС с учетом влияния изменений зарядов в ямах. Исследованы некоторые режимы работы ЛР генератора с ТЭС.

Ил. 3, список лит. 9 назв.

УДК 621.315.592

Белянцев А. М., Романов Ю. Ю. Отрицательная дифференциальная проводимость в двухбарьерной гетероструктуре с горячими электронами // Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Диагностика, нелинейные высокочастотные эффекты: Сб. научных тр. / ИФФ АН СССР. Н.Новгород, 1990. С. 74.

Исследована ВАХ трехслойной $GaAs/AlGaAs$ -гетероструктуры (барьер - яма - барьер) с прямоугольным вторым барьером с учетом разогрева и перераспределения носителей. Показано, что рассмотренная структура может обладать отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП) S -типа в широком интервале параметров при комнатной температуре. Отме-

нено также, что структура с прямоугольным туннельным барьером отличается (по сравнению со структурой с обоими треугольными барьерами) как более широкой областью ОДП по напряжению, так и более широкой областью параметров, в которой ОДП δ -типа наблюдается.

Ил. 2, список лит. 7 назв.

УДК 621.315

Жаров А. А., Игнатов А. А., Чернобровцева М. Д. Теория спектров нарушенного полного внутреннего отражения многослойных полупроводниковых структур // Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Диагностика, нелинейные высокочастотные эффекты: Сб. научных тр. / ИПФ АН СССР. Н.Новгород, 1990. С. 80.

Теоретически исследованы спектры нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) селективно легированных классических сверхрешеток $GaAs/AlGaAs$ в дальнем инфракрасном диапазоне. В длинноволновом приближении получено выражение для тензора эффективной диэлектрической проницаемости многослойных структур, учитывающее плазменные и решеточные эффекты, а также эффекты, связанные с баллистическим пролетом носителей в слоях. Показано, что спектры НПВО очень чувствительны к изменению концентрации свободных носителей, периода сверхрешетки или толщины образующих её слоев, а также параметров собственных колебаний кристаллической решетки. В этих спектрах могут проявляться тонкие особенности, связанные с ангармоничным движением электронов в слоях.

Ил. 7, список лит. 7 назв.

УДК 621.315.592

Буртыка М. В., Глухов О. В., Яковенко В. М. Плазменные неустойчивости в многослойных полупроводниковых структурах и сверхрешетках в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн // Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Диагностика, нелинейные высокочастотные эффекты: Сб. научных тр./ ИПФ АН СССР. Н.Новгород, 1990. С. 97.

Исследовано взаимодействие двумерных плазмонов с направленным потоком заряженных частиц (горячих электронов), возникающих под действием постоянного электрического поля в двухслойной гетероструктуре и сверхрешетке. Найдены спектры собственных колебаний. Построены кинетические уравнения, описывающие взаимодействие волн и частиц. Вычислены инкременты неустойчивости для поперечных колебаний. Приведены численные оценки для структур на основе полупроводниковых соединений $Al_xGa_{1-x}As / GaAs$. Проанализированы частотные и энергетические различия полупроводниковой двухслойной гетероструктуры и сверхрешетки, имеющей эту гетероструктуру в качестве периода.

Ил. 2, табл. 1, список лит. 14 назв.

УДК 621.315.592

Орлов Л. К., Елипашев И. А. Высоочастотные параметрические свойства квантовых сверхрешеток // Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Диагностика, нелинейные высокоочастотные эффекты: Сб. научных тр. / ИПФ АН СССР. Н.Новгород, 1990. С. 110.

Рассмотрено влияние параметрической модуляции характеристик квантовой сверхрешетки, индуцированной собственным полем сильной электромагнитной волны, на ее нелинейные высокоочастотные свойства. Показано, что изменение параметров энергетического спектра носителей заряда по гармоническому закону с удвоенной частотой накачки приводит к росту собственного ее поглощения. Эффективность усиления дополнительной слабой волны при этом возрастает, обуславливая расширение областей неустойчивости последнего.

Ил. 4, список лит. 16 назв.

УДК 621.382

Явич Б. С., Жмакин А. И., Заболотских А. Н., Кожина Е. В., Кузьмин И. А., Макаров Ю. Н., Синицын М. А., Субашинев Е. А. Исследование процессов газодинамики и массопереноса при выращивании $GaAs / AlGaAs$ -гетероструктур методом МОС-гидридной эпитаксии / Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Диагностика, нелиней-

ные высокочастотные эффекты: Сб. научных тр. / ИПФ АН СССР. Н.Новгород, 1990. С. 119.

Приведены результаты исследований, экспериментальных и с применением методов численного моделирования, особенностей массопереноса в распространенных реакторах двух типов: вертикальном, действующем при атмосферном давлении, и горизонтальном – пониженного давления (76 Тор.). В основном для вертикального реактора изучены явления нестационарного массообмена. Изучены в 2D и 3D постановке эффекты обеднения исходной газовой смеси при ее движении вдоль нагретого подложкодержателя в горизонтальном реакторе. Расчетным путем показано, что в горизонтальном реакторе с вращающимся подложкодержателем: возможно уменьшение неоднородностей толщины и составов эпитаксиальных слоев до значения, не превышающего 1% на подложках диаметром около 50 мм.

Ил. 21, список лит. 57 назв.

УДК 621.315.592

А л е ш к и н В. Я., А н ш о н А. В., Б а б у ш к и н а Т. С., Б а г у к о в а Л. М., Д е м и д о в Е. В., З в о н к о в Б. Н., К у н ц е в и ч Т. С., М а л к и н а И. Г., Я н ь к о в а Т. Н. Исследование физических свойств квантовых слоев $In_xGa_{1-x}As$, выращенных на плоскости (100) и (111) А арсенида галлия // Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Диагностика, нелинейные высокочастотные эффекты: Сб. научных тр. / ИПФ АН СССР. Н.Новгород, 1990. С.152.

Методом рентгеновской дифракции изучены состав и кристаллическое совершенство напряженных квантовых слоев $In_xGa_{1-x}As$, выращенных на плоскостях (100) и (111)А подложки из арсенида галлия методом МОС-гидридной эпитаксии. Исследованы также фотолюминесценция и фотопроводимость этих слоев.

Ил. 9, табл. 1, список лит. 9 назв.

УДК 621.315.592

В о р о н и н В. А., Д р о з д о в М. Н., З в о н к о в Б. Н., О в с я н н и к о в М. Ю., Ц ы г а н о в А. Б.

Послойный оже-анализ многослойных гетероструктур $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As} - \text{GaAs}$ и рентгеновских зеркал Mo-Si // Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Диагностика, нелинейные высокочастотные эффекты: Сб. научных тр. / ИПФ АН СССР. Н.Новгород, 1990. С. 165.

Проведен послойный оже-анализ рентгеновских зеркал Mo-Si с периодом $d = 106 \text{ \AA}$ ($d_{\text{Si}} = 70 \text{ \AA}$, $d_{\text{Mo}} = 36 \text{ \AA}$) и гетероструктур $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As} - \text{GaAs}$: $d = 185 \text{ \AA}$ ($d_{\text{InGaAs}} = 75 \text{ \AA}$, $d_{\text{GaAs}} = 110 \text{ \AA}$). Установлено, что для оптимизации процесса ионного распыления этих структур определяющее значение играет выбор ускоряющего напряжения на ионной пушке U_I . Глубина разрешения для Si в структуре Mo-Si и In в $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As} - \text{GaAs}$ минимизирована до 15 \AA при $U_I = 0,6 \text{ кВ}$. Достигнутая величина глубины разрешения оказывается меньше сообщавшихся ранее значений для чистого Si $\sim 40-50 \text{ \AA}$, что связывается с особенностями процесса распыления в чередующихся тонких слоях Mo и Si с существенно отличающимися атомными массами.

Ил. 3, список лит. 3 назв.

УДК 621.315.592

Варганов А. В., Воронин В. А., Дроздов М. Н., Кузьмина Т. А., Павлов С. А. Оже-спектроскопия структуры Ag-YBaCuO // Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Диагностика, нелинейные высокочастотные эффекты: Сб. научных тр. // ИПФ АН СССР. Н.Новгород, 1990. С. 172.

Методом электронной оже-спектроскопии исследована структура переходной области контакта металл - пленка ВТСП: Ag-YBaCuO . Обнаруженные особенности в распределении элементов объясняются проникновением Ag в пленку YBaCuO по межзерненным границам.

Ил. 4.

MULTILAYER SEMICONDUCTOR STRUCTURES
AND SUPERLATTICES.
DIAGNOSTICS AND NONLINEAR EFFECTS

(Eds. A.M.Belyantsev and Yu.A.Romanov)

A B S T R A C T S

B o r b l i k V. L., G r i b n i k o v Z. S. Physics of hot electron transistors.

The physical principles forming the basis for action of hot electron unipolar transistors are discussed. Their advantages (and disadvantages) are considered in comparison with homo- and heterojunction bipolar transistors. Comparative analysis of various constructions is presented both realized and not yet. Recent results in this field are presented.

S h i k A. Ya. Intraband photoconductivity in two-dimension electron systems.

The photoelectric properties of MDS- and heterostructures with two-dimension electronic gas in the long wavelength region are reviewed, when light quantum energy is smaller than the band gap of semiconductors, which form structures.

A l e s h k i n V.Ya., R o m a n o v Yu. A. Inversion electron distribution in semiconductor heterostructures with a quantum well.

The conditions for appearance of inversion electron distributions between sub-bands of the quantum well in a double-barrier structure are studied taking into account the real mechanisms of electron scatter-

ing. The inversion occurs in such systems in the case of the probability for electron departure from the lower subband into the contact (collector) exceeding that of their arrival from the upper subband. The conditions are found where the inversion population results in generation of electromagnetic oscillations.

F r e i d m a n G. I. Characteristics of a three-barrier heterostructure with charge variation and scattering in quantum wells and contact regions taken into account.

This paper gives a method of deriving equations for the electron density matrix in quantum wells. It is shown that the approximation of the direct interaction of the nearest neighbours is valid within the accuracy of the barrier transmission coefficient squared. A rule is formulated of including the correlation relaxation times into these equations, making it possible to take into account phenomenologically the electron scattering in quantum wells and contact regions.

Expressions for currents through barriers in three-barrier structures are obtained with charge variation in quantum wells taken into account. Some modes of operation of an LR generator with three-barrier structure are investigated.

B e l y a n t s e v A. M., R o m a n o v a Y u. Yu. Negative differential conductivity in a two-barrier heterostructure with hot electrons.

The current-voltage characteristics of a three-layer $GaAs/AlGaAs$ hot electron heterostructure with

the second rectangular barrier is investigated taking into account the carriers redistribution. It is shown that this heterostructure has S-shaped negative differential conductivity (NDC) in a wide region of structure parameters at the room temperature. It is emphasized that the heterostructure with the rectangular tunneling barrier is notable for both the most wide region of NDC and the most wide region of parameters in which NDC may be observed.

Z h a r o v A. A., I g n a t o v A. A., C h e r n o b r o v t s e v a M. D. The theory of spectra of attenuated total reflection of multilayer semiconductor structures.

Far-infrared attenuated total reflection (ATR) spectra for selectively doped classical superlattices GaAs/AlGaAs are investigated theoretically. In the longwave approximation an expression for the dielectric permittivity tensor of multilayer structures taking into account the effects of plasma, lattice and ballistic flight of carriers in the layers is obtained. It is shown that ATR spectra are very sensitive to the change of the carrier concentration, the spatial period of a superlattice or the thickness of the layers and parameters of intrinsic oscillations of the crystal lattice. In these spectra fine peculiarities associated with unharmonic motion of electrons in the layers can be revealed.

B u r t y k a M. V., G l u k h o v O. V., Y a k o v e n k o V. M. Plasma instabilities in multilayer semiconductor structures and superlattices in the millimeter and submillimeter wavelength ranges.

The interaction of two-dimensional plasmons with a beam of charged particles of hot electrons arising under the effect of the electric field in a two-layer heterostructure and a superlattice is investigated. The spectra of self-excited oscillations are obtained. Kinetic equations describing the wave-particles interaction are constructed. The instability growth rates are calculated for transverse oscillations. Numerical estimates are given for the structures on the basis of semiconductor compounds $Al_xGa_{1-x}As - GaAs$. Differences in frequency and energy of the semiconductor two-layer heterostructure and the superlattice having this heterostructure as a unit cell are analyzed.

Orlov L. K., Elipashv I. A.
High-frequency parametric properties of quantum superlattices.

The influence of the parametric modulation of the characteristics of a quantum superlattice (SL) induced by the intrinsic field of a strong electromagnetic wave on its high-frequency properties has been considered. It is shown that the variation in the parameters of the charge carrier energy spectrum according to the harmonic law with double pumping results in an increase of its intrinsic absorption. The efficiency of amplification of the additional weak wave rises here causing the extension of the unstable region of absorption.

Yavich B. S., Zhmakin A. I., Zabolotskikh A. N., Kozhina E. V., Kuzmin A. I., Makarov Yu. N., Sinit syn E. A., Subashieva E. A. Study of gasdynamics and mass transfer in MOVPE of GaAs/AlGaAs heterostructures.

The peculiarities of mass transfer are studied both experimentally and numerically for two widely used reactors: a vertical one operating at atmospheric pressure and a horizontal one operating at low pressure (76 Torr). The phenomena of nonstationary mass transfer are studied primarily for a vertical reactor. Both 2D and 3D computations are carried out for the effects of the depletion of the initial gas mixture while it moves along the heated substrate supporter in the horizontal reactor. It is shown numerically that the rotation of the substrate in this reactor reduces the thickness nonuniformity down to the values not greater than 1% on the 2" wafers.

Aleshkin V. Ya., Anshon A. V., Babushkina T. S., Batukova L. M., Demidov E. V., Zvonkov B. N., Kuntsevich T. S., Malkina I. G., Yan'kova T. N. Physical and quantum properties of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ grown on (100) and (111) A planes of a GaAs substrate.

The perfection and the composition of quantum $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ layers were studied with the X-ray diffraction. The layers were grown on (100) and (111)A planes of a GaAs substrate by MOCVD epitaxy. The photoluminescence and the photoconductivity of the layers were investigated.

Voronin V.A., Drozdov M. N., Zvonkov B. N., Ovsyannikov M. Yu., Tsyganov A.V. Auger depth profiling of multilayered Mo-Si structures and heterostructures $\text{In}_x\text{Ga}_{4-x}\text{As-GaAs}$

Multilayered Mo-Si structures with a period $d = 106 \text{ \AA}$ ($d_{\text{Si}} = 70 \text{ \AA}$, $d_{\text{Mo}} = 36 \text{ \AA}$) and heterostructures $\text{In}_x\text{Ga}_{4-x}\text{As-GaAs}$: $d = 185 \text{ \AA}$ ($d_{\text{InGaAs}} = 75 \text{ \AA}$, $d_{\text{GaAs}} = 110 \text{ \AA}$) are investigated by means of Auger depth profiling. It is shown that ion sputtering optimization of these structures may be obtained by ion energies selection U_I . The depth resolution for Si in Mo-Si structures and In in $\text{In}_x\text{Ga}_{4-x}\text{As-GaAs}$ is minimized to 15 \AA at $U_I = 0.6 \text{ kV}$. This value of depth resolution is less than the one obtained previously for pure Si equal to 40-50 \AA . We explain it by ion sputtering features in thin Mo-Si layers with essentially different atomic masses.

Varganov A. V., Voronin V. A., Drozdov M. N., Kuzmina T. A., Pavlov S. A. Auger-electron spectroscopy of Ag-YBaCuO structures.

The structure of an intermediate region between the metal and HTSC film: Ag-YBaCuO is profiled by means of argon sputtering and Auger electron spectroscopy. The features found in a silver profile are explained by Ag-diffusion along the intergrain boundaries into YBaCuO films.

**МНОГОСЛОЙНЫЕ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ СТРУКТУРЫ
И СВЕРХРЕШЕТКИ.**

**ДИАГНОСТИКА, НЕЛИНЕЙНЫЕ
ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ЭФФЕКТЫ**

Редактор Н Н Кралина

Техн редактор О А Сударик

Корректоры О И Вишнякова, Р И Раскина

Подписано к печати 27 05 91 г Формат 60x90 1/16 Бумага писчая №1
Усл печ л 11,75 Усл кр-отт 11,75 Уч-изд л 9,3
Тираж 600 экз Темплан 1990 г Поз 3 Цена 1р 40к Заказ № 126

Отпечатано на ротапринте в Институте прикладной физики АН СССР,
603600 г Н Новгород, ул Ульянова, 46