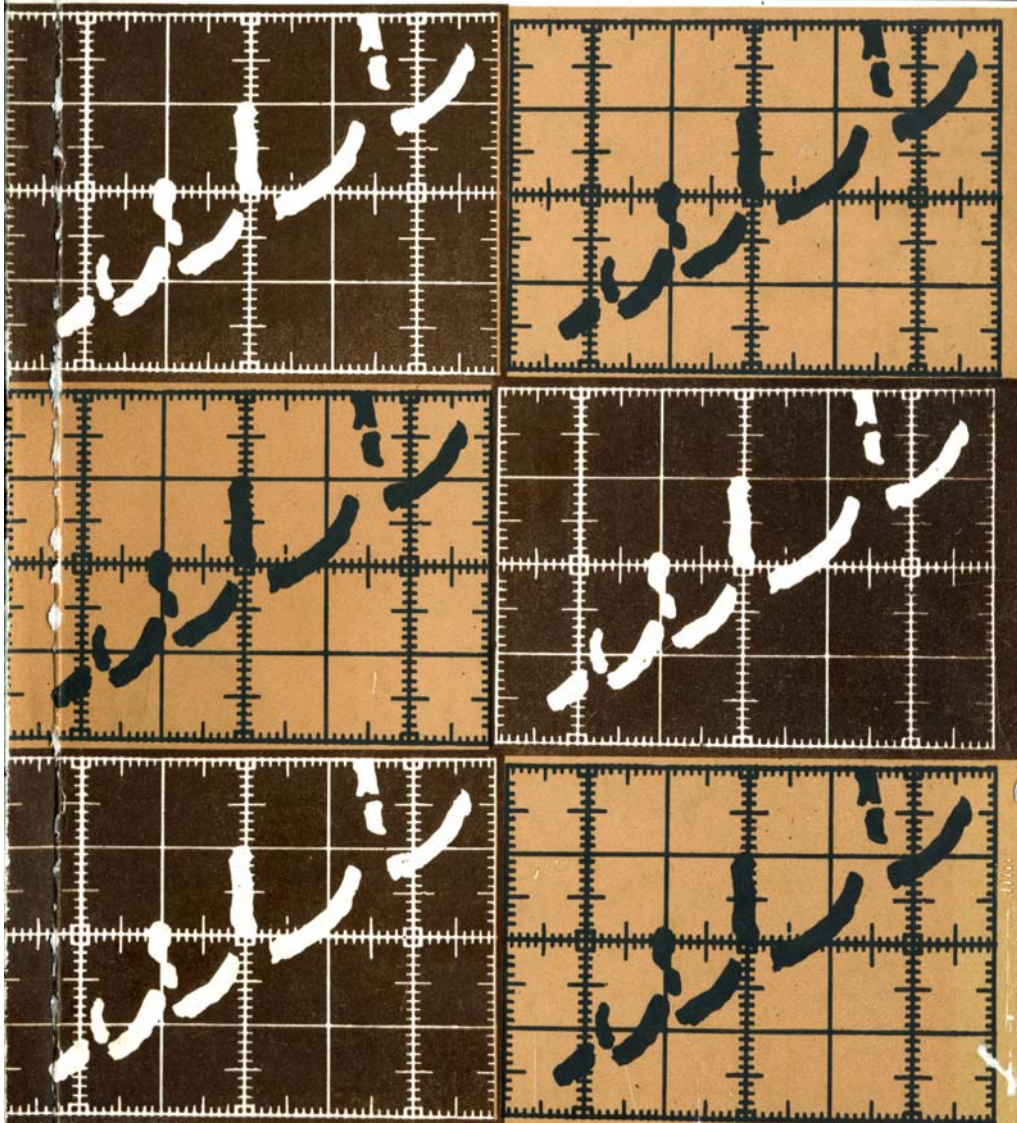


МНОГОСЛОЙНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ СТРУКТУРЫ И СВЕРХРЕШЕТКИ



АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

**МНОГОСЛОЙНЫЕ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ
СТРУКТУРЫ И СВЕРХРЕШЕТКИ**

Сборник научных трудов

Горький - 1984

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

УДК 621.373.382

Сборник содержит статьи проблемного плана, в которых обсуждаются вопросы физики и технологии многослойных полупроводниковых структур и сверхрешеток с субмикронными слоями, а также возможные применения таких и искусственных сред в различных областях полупроводниковой электроники, дается развернутая и достаточно полная картина этой развивающейся новой области физики полупроводников.

Сборник предназначен для специалистов квантовой и твердотельной электроники, а также аспирантов и студентов с соответствующих специальностей.

Ответственные редакторы
А.М.БЕЛЯНЦЕВ, Ю.А.РОМАНОВ

Редакционная коллегия
А.А.АНДРОНОВ, А.А.ИГНАТОВ,
Н.А.ГОРОДЕЦКАЯ (отв.секретарь)

© Институт прикладной физики АН СССР, 1984 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Проблемы современной твердотельной электроники диктуют поиск новых материалов и систем с наперед заданными свойствами. С этой целью синтезируются сложные полупроводниковые соединения из трех, четырех и более компонент. Многообещающим является и качественно другой путь — синтезирование неоднородных систем из слоев субмикронных толщин, двумерных и трехмерных образований субмикронных размеров. В настоящее время этот путь поиска интенсивно развивается и формируется в крупное научное направление. Варьируя на субмикронных расстояниях химическим составом материала, можно получить искусственные среды со свойствами, качественно отличающимися от свойств естественных однородных полупроводников. Важным классом таких искусственных сред являются периодические полупроводниковые структуры, получившие название полупроводниковые сверхрешетки (кристаллы с периодически меняющимся в пространстве химическим составом или внешним воздействием на них). Количественными изменениями технологических параметров структур в процессе их создания можно управлять величиной эффективной массы, анизотропией проводимости, спектром возбуждения, альянсом подвижности и концентрации свободных носителей, инерционностью, величиной характерных полей нелинейности искусственных сред. Интересным вариантом многослойных структур являются гетероструктуры с селективным легированием, состоящие из чередующихся слоев сильнолегированного широкозонного и слаболегированного узкозонного полупроводников, в которых управляемый параметр (концентрация электронов) и источник управления (легирующая примесь) пространственно разделены. С такими и подобными им искусственными средами и структурами, а современная технология позволяет их полу-

чать, связываются большие надежды по повышению быстродействия твердотельных элементов вычислительной техники и по освоению полупроводниковой электроникой субмиллиметрового диапазона длин волн.

В настоящем сборнике обсуждаются методы получения субмикронных полупроводниковых слоев и структур на их основе метод молекулярно-лучевой эпитаксии, газовый гидридный метод, метод вакуумного лазерного напыления; ряд обзорных статей посвящен использованию размерных эффектов в полупроводниковой электронике, приборным аспектам гетероструктур с селективным легированием, высокочастотным свойствам биполярных транзисторных структур, нелинейным высокочастотным свойствам сверхрешеток. В сборнике принимают участие исследователи, активно работающие в этой области в нашей стране, поэтому практически в каждой статье содержится и оригинальный материал, ранее не публиковавшийся.

Надеемся, что сборник будет полезен не только для тех, кто занимается физикой полупроводников и технологией многослойных структур, квантовой электроникой и физикой поверхности, но и для разработчиков новых полупроводниковых приборов и привлечет внимание и новые исследовательские силы к этой интересной развивающейся области.

А.Белянцев
Ю.Романов

СУБМИКРОННЫЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ СЛОИ И МНОГОСЛОЙНЫЕ СТРУКТУРЫ КРЕМНИЯ (МЕТОД МОЛЕКУЛЯРНОЙ ЭПИТАКСИИ)

М.И. Овсянников, В.А. Толмасов

Одним из перспективных методов получения субмикронных слоев и многослойных структур полупроводников является способ выращивания эпитаксиальных слоев из молекулярного пучка в вакууме (метод молекулярной эпитаксии).

К преимуществам данного метода по сравнению с широко используемыми газофазным (химическим) и жидкофазным можно отнести достаточно низкую температуру эпитаксии и малую скорость роста. Низкая температура роста позволяет вести процесс при практически слабом диффузионном размытии создаваемого примесного профиля, а малая скорость в принципе дает возможность управлять примесным профилем путем программированного изменения потока легирующей примеси в вакууме во время осаждения структуры.

Существенным препятствием созданию резких примесных профилей при пониженной температуре подложки и малой скорости роста является эффект поверхностной сегрегации примесей, заключающийся в сильном поглощении примеси приповерхностной зоной растущего кристалла, вследствие чего затягивается во времени процесс захвата примесных атомов глубинными слоями и образуются довольно протяженные переходы между областями, отличающимися уровнями легирования или типом легирующих примесей. Поверхностная сегрегация примесей еще не достаточно исследована как явление, хотя в последние годы наметились значительные успехи в ее изучении и поиске методов предотвращения или ослабления проявления данного эффекта при выращивании структур с тонкими слоями [1-8].

Данная работа посвящена получению тонких слоев и многослойных структур кремния методом молекулярной эпитаксии и исследованию поверхностной сегрегации примеси с целью выяснения возможностей метода в выращивании структур, обладающих заданным профилем легирования и узкими переходами между отдельными слоями.

Приведены результаты математического анализа процесса образования переходных областей при эпитаксии и экспериментальные данные по выращиванию эпитаксиальных кремниевых структур методом молекулярного пучка, создаваемого сублимацией кремния в вакууме.

1. КИНЕТИКА ОБРАЗОВАНИЯ ПЕРЕХОДНЫХ КОНЦЕНТРАЦИОННЫХ ОБЛАСТЕЙ

Рассмотрим следующую модель захвата примесей слоем, растущим в вакууме из молекулярного пучка. Рост происходит послойно молекулярными ступенями. Расстояние между ступенями много меньше диффузионного смещения атомов примеси на поверхности кристалла. Скорость роста кристалла V — постоянная. Поверхность подложки (кремния) ориентирована параллельно кристаллографической плоскости $[1\ 1\ 0]$. Примесные атомы попадают из вакуума в состояние адсорбции с одной связью (слой a). Затем переходят в состояние с тремя связями (слой s) — приповерхностный слой кристалла. Из слоя s переходят в слой v — с четырьмя связями, который соответствует положению атома в объеме кристалла с четырьмя тетраэдрическими ковалентными связями. Температура роста достаточно низка — можно пренебречь диффузией примеси в объеме кристалла и испарением основного материала. Испарение примеси происходит только из слоя a .

Система кинетических уравнений, описывающих захват примеси растущим кристаллом, имеет в этом случае такой вид:

$$\begin{aligned} \dot{n}_a = W - n_a(k_a + k_{as}) + n_s k_{sa}; \quad \dot{n}_s = n_a k_{as} - n_s(k_{sa} + \\ + k_{sv} + \alpha V/d_0) + n_v k_{vs}; \quad \dot{n}_v = n_s(k_{sv} + \\ + \alpha V/d_0) - n_v(k_{vs} + V/d_0), \end{aligned} \quad (1)$$

где \dot{n}_a , \dot{n}_s , \dot{n}_v — первые производные по времени от поверхностных концентраций атомов примеси n_a , n_s , n_v соответственно в слоях a , s , v ; W — плотность потока

примеси в вакууме на границе с поверхностью слоя; k_a - частота десорбции (обратная величина среднего времени жизни примесного атома в состоянии адсорбции); $k_{i,j}$ - частоты переходов между соседними слоями $i, j = a, s, v$; α - коэффициент замуровки; d_0 - толщина монослоя ($\sim 2 \cdot 10^{-8}$ см для кремния).

Коэффициент замуровки α есть вероятность перевода атомов из состояния s при ступени в состояние v движущейся ступени при ее элементарном шаге, равном d_0

$$\alpha = \frac{V_{cm}}{V_{cm} + k_{ss} d_0}, \quad (2)$$

где V_{cm} - скорость движения ступени, k_{ss} - частота поверхностной диффузии в слое s в положении при ступени. Таким образом, в системе уравнений (1) учтены два возможных механизма перехода примесных атомов в объем растущего кристалла: диффузионный (частота k_{sv}) и замуровки (частота $\alpha V/d_0$)

В простейшем случае можно принять, что ступени движутся параллельно со средним расстоянием между ними, равном l . Тогда скорость движения ступени связана простым соотношением со скоростью роста кристалла, а коэффициент α запишется в виде

$$\alpha \approx \frac{Vl}{k_{ss} d_0^2}, \quad (3)$$

так как обычно $Vl \ll k_{ss} d_0^2$ при температуре эпитаксии.

Решение системы (1) упростится, если принять допущение о быстром установлении квазистационарного процесса в слое a , что соответствует малости β_a по сравнению с W . Время установления квазистационарности по порядку величины соответствует обратной величине суммы частот $(k_a + k_{as})$ и по оценкам много меньше времени роста одного монослоя d_0/V для большинства легирующих примесей при обычно используемых скоростях конденсации и температурах подложки. Действительно, пусть $d_0/V = 1$ с, $k_a = \nu_0 \exp(-E_a/13RT)$, где ν_0 - частота колебаний атома решетки ($\sim 10^{13}$ с $^{-1}$); E_a - энергия связи в состоянии адсорбции (~ 40 ккал/моль, например, для Sb в Si); R - газовая постоянная и T - температура, К. Примем $T = 1000$ К. Имеем $1/k_a = 5 \cdot 10^{-5}$ с. Полученная величина и может служить оценкой для времени установления квазиста-

плоскостности процесса в α -слое.

Полагая $\dot{n}_\alpha = 0$, систему (1) запишем в виде дифференциального уравнения 2-го порядка для искомой функции $n(t)$:

$$\ddot{n}_v + \dot{n}_v \left[k_\alpha k_{s\alpha} / (k_\alpha + k_{s\alpha}) + (1+\alpha)V/d_0 + k_{vs} + k_{sv} \right] + n_{vv} \left[(V/d_0 + k_{vs}) k_\alpha k_{s\alpha} / (k_\alpha + k_{s\alpha}) + (k_{sv} + \alpha V/d_0) V/d_0 \right] = -W k_{s\alpha} (k_{sv} + \alpha V/d_0) / (k_\alpha + k_{s\alpha}) \quad (4)$$

Решение уравнения (4) запишем в виде

$$n_v = n_{v\text{ст}} + A \operatorname{erf}(k, t) + B \operatorname{erf}(k, t), \quad (5)$$

где $n_{v\text{ст}} = W k_{s\alpha} / [k_{sv} k_\alpha k_{s\alpha} + (k_\alpha + k_{s\alpha}) V/d_0]$, (6)

$$n_v(t) \rightarrow n_{v\text{ст}} \quad \text{при} \quad t \rightarrow \infty$$

и $q_{sv} = (k_{vs} + V/d_0) / (k_{sv} + \alpha V/d_0)$ (7)

Заметим, что $q_{sv} = n_{s\text{ст}} / n_{v\text{ст}}$.

Обозначив сумму частот, стоящих при \dot{n}_v в уравнении (4) через 2μ и через ω^2 сумму в скобках при n_{vv} , определим из начальных условий ($n_v = 0$, $\dot{n}_v = 0$ при $t = 0$) константы A и B в выражении (5).

Для n_v получим выражение

$$n_v = n_{v\text{ст}} \left\{ 1 - \left[\left(\mu + \sqrt{\mu^2 - \omega^2} \right) / 2\sqrt{\mu^2 - \omega^2} \right] \operatorname{erf} \left[- \left(\mu - \sqrt{\mu^2 - \omega^2} \right) t \right] - \left[\left(\mu - \sqrt{\mu^2 - \omega^2} \right) / 2\sqrt{\mu^2 - \omega^2} \right] \operatorname{erf} \left[- \left(\mu + \sqrt{\mu^2 - \omega^2} \right) t \right] \right\} \quad (8)$$

Заметим, что явление поверхностной сегрегации в общем случае связано с тем, что частоты переходов между слоями сильно различны по величине, причем для большинства примесей $k_{\alpha s} \gg k_{s\alpha}$, $k_{vs} \gg k_{sv}$ и $q_{sv} \gg 1$. Ниже покажем, что соотношения, приведенные здесь, с очевидностью вытекают из термодинамических оценок равновесных коэффициентов распределения примеси между слоями α , s и v . Принимая во внимание записанные неравенства, получаем $\mu^2 \gg \omega^2$. Тогда выражение для n_v приобретает следующий вид:

$$n_v \approx n_{v\text{ст}} \left[1 - \operatorname{erf}(-\omega^2 / 2\mu t) \right], \quad (9)$$

так как $\operatorname{erf}(-2\mu t)$ относительно быстро убывает при $t \rightarrow \infty$. Из (9) можно получить оценку времени $t_{v\text{ст}}$ достижения $n_{v\text{ст}}$

Принимая, что $t_{уст}$ соответствует достижению $0,9 n_{уст}$ получаем

$$t_{уст} = 4,6 \mu / \omega^2 \quad (10)$$

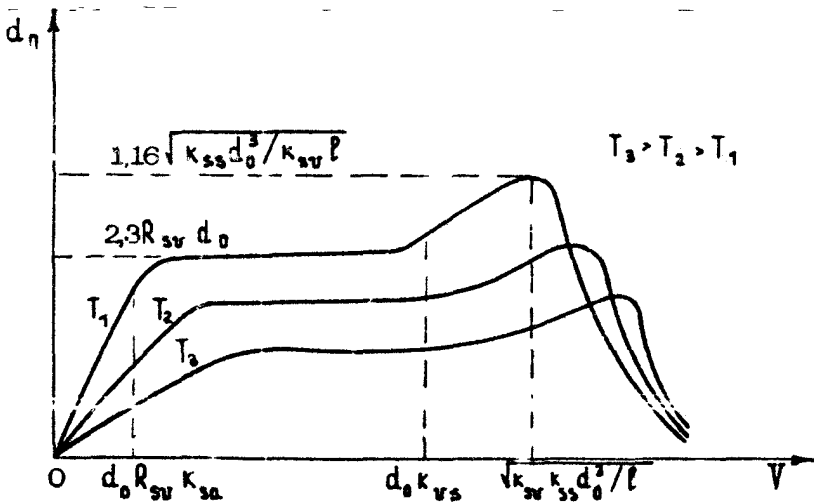
Отсюда находится ширина переходной области $d_n = V t_{уст}$:

$$d_n = 4,6 \mu V / \omega^2. \quad (11)$$

С учетом соотношений частот и величины $\alpha \ll 1$ выражение (11) перепишем в следующем виде:

$$d_n = \frac{2,3 d_0 V (d_0 k_{vs} + V)}{d_0 k_a k_{sa} (d_0 k_{vs} + V) / (k_a + k_{sa}) + V (k_{sv} d_0 + V^2 l / d_0^2 k_{ss})} \quad (12)$$

Из того выражения следует, что d_n сложным образом зависит от скорости роста V и частот переходов (температуры подложки и вида примеси). На рис.1 зависимость $d_n(V)$ представлена графически при трех температурах $T_1 < T_2 < T_3$. Повернем более детальное рассмотрение этой зависимости.



Р и с. 1. Зависимость ширины перехода от скорости роста слоя

Согласно [9] и с использованием [10,11] можно вычислить равновесные коэффициенты распределения примесей между слоями a , s и v , принимая, что примеси обра-

зуют твердый раствор замещения. Для равновесных концентраций справедливы соотношения

$$\tilde{n}_s k_{as} = \tilde{n}_z k_{za} \quad \text{и} \quad \tilde{n}_s k_{sv} = \tilde{n}_v k_{vs}, \quad (13)$$

тогда

$$R_{za} = \tilde{n}_s / \tilde{n}_z = k_{za} / k_{as}, \quad R_{sv} = \tilde{n}_s / \tilde{n}_v = k_{vs} / k_{sv}. \quad (14)$$

Равновесные коэффициенты распределения имеют вид [9]

$$R_{ij} = \exp(E_{ij} / RT),$$

где E_{ij} — разность энергий активации частот переходов примесных атомов между слоями i и j . Энергия E_{ij} может иметь знак плюс или минус в зависимости от типа примеси и рассматриваемых переходов. Знак плюс или минус при E_{ij} указывает, что соответствующий равновесный коэффициент больше или меньше 1 и, следовательно, определяет направление процесса перераспределения примеси между слоями i и j при росте кристалла. В табл.1 приведены вычисленные значения E_{ij} в кремнии для элементов III и V групп таблицы Менделеева.

Т а б л и ц а 1

E_{ij} , ккал * моль ⁻¹	Примесь в кремнии								
	B	Al	P	As	Ga	Sb	In	Bi	Te
E_{as}	-52,5	-34,7	-34	-32	-25,7	-18	-6	-0,1	8,6
E_{sv}	-0,58	10,5	10,9	12	15	18	23	25,6	29,6
E_{va}	53,1	24,2	23,1	20	10,7	0	-17	-25,5	-38,2

Из таблицы можно заметить, что $E_{sv} > 0$ для всех рассматриваемых примесей за исключением B. Значит, при росте кристалла кремния будет иметь место тенденция значительного накопления примеси в слое z по сравнению с глубинными слоями v . Из приведенных в табл.1 данных также видно, что наименее подходящей примесью из рассмотренных для легирования кремния является Te. Атомы этого элемента будут сосредотачиваться главным образом в a -

слое, причем в концентрациях, значительно превышающих n_s и n_v . Из выражения (12) следует, что при малых V ($0 < V \ll d_0 k_a k_{sv} / (k_a + k_{as})$)

$$d_n \approx 2,3 V (k_a + k_{as}) / k_a k_{sv}. \quad (15)$$

В этом интервале скоростей роста образование переходной области определяется процессами обмена атомами примеси между слоями и вакуумом. Заметим, что данная область скоростей роста характеризуется низким коэффициентом q переноса примеси из источника в растущий слой. На основании выражений (6) и (7) и условия малости V при $k_{as} \gg k_a$ находим

$$q = V / d_0 k_a R_{as} R_{sv}. \quad (16)$$

Учитывая, что $R_{sv} = R_{as} \cdot R_{sv}$ и $V \ll R_{sv} k_a d_0$, получаем $q \ll 1$. Отсюда можно сделать вывод о целесообразности использования более высоких скоростей роста. Рассмотрим следующий интервал:

$$d_0 q_{sv} k_{sa} k_a / (k_a + k_{as}) \ll V \ll d_0 k_{sv} \quad \text{и} \quad \alpha V \ll d_0 k_{sv}.$$

Здесь по-прежнему $q_{sv} = R_{sv}$. Ширина перехода определится из выражения (12) соотношением

$$d_n \approx 2,3 d_0 q_{sv} \approx 2,3 d_0 R_{sv} \quad (17)$$

Видно, что d_n не зависит от скорости V (или зависит слабо), определяется по-прежнему диффузионным механизмом захвата примеси и процессами переходов атомов между слоями s и v . Коэффициент переноса $q = 1$ при $k_{as} \gg k_a$. В интервале $d_0 k_{sv} \ll V \ll k_{sv} d_0 / \alpha$

$$d_n \approx 2,3 V / k_{sv}, \quad (18)$$

где k_{sv} можно приближенно оценить через коэффициент диффузии D : $k_{sv} \approx D / d_0^2$. Тогда (18) переписывается:

$$d_n \approx 2,3 V d_0^2 / D. \quad (19)$$

Формула (19) имеет простой физический смысл. Время формирования переходной области $t_{уст} = d_n V$. Тогда из (19) $D t_{уст} \approx d_0^2$, т.е. образование переходной области соответствует среднему времени диффузионного смещения атомов на глубину одного монослоя, так как диффузионная длина $\sqrt{D t_{уст}} \approx d_0$. Это означает, что переходная об-

ласть соответствует среднему времени диффузионного смешения примесных атомов из слоя δ в слой ν .

С дальнейшим увеличением V , когда начнет сказываться механизм замуровки примеси, получаем

$$d_n \approx 2,3Vd_0 / (k_{sv}d_0 + V^2l/k_{ss}d_0^2). \quad (20)$$

Видно, что d_n достигает максимума в зависимости от V при $V = \sqrt{k_{sv}k_{ss}d_0^3/l}$. В точке максимума

$$d_n \approx 1,16 \sqrt{k_{ss}d_0^3/k_{sv}l} \quad (21)$$

Отсюда следует, что максимальное значение ширины переходной области определяется отношением скоростей двух конкурирующих процессов: поверхностной диффузии и объемной диффузии. Первый процесс препятствует захвату примеси растущим слоем, второй — способствует.

Увеличение скорости роста выше значения $k_{sv}d_0/\alpha$ уменьшает переходную область:

$$d_n \approx 2,3k_{ss}d_0^3/Vl \quad (22)$$

Процесс замуровки в этом случае будет определять захват примеси растущим слоем. Из рис.1, где показана в общем случае зависимость d_n от V при трех температурах $T_1 < T_2 < T_3$, видно, что в области действия механизма диффузионного встраивания примеси в растущий слой ширина переходной области убывает с увеличением температуры, а при действии только механизма захвата через замуровку ширина переходной области растет с температурой.

В табл.2 приведены для сравнения экспериментальные данные и теоретические оценки по ширине переходных областей.

Т а б л и ц а 2

Примесь	d_n , мкм		Т, К	d_n , мкм		Т, К	d_n , мкм		Т, К
	теор.	экспер.		теор.	экспер.		теор.	экспер.	
P	0,23	1-3 [3]	873	0,12	0,2 [4]	973	0,07	0,2 [4]	1073
As				0,26	0,32 [4]	973	0,12	0,2 [4]	1073
Sb	26,4	1 [3]	873	6,6	0,45 [2]	973	1,8	0,1 [2]	1173

Оценки проведены на основе (17). Из таблиц можно заметить удовлетворительное согласие полученных оценок для P и A_5 . Для Sb расхождение составляет больше одного порядка. Если ошибка в определении энергии активации процессов переходов примесных атомов между слоями a , s и v около 5 ккал/моль и более, то расхождение экспериментальных и теоретических данных является вполне закономерным. Можно считать, что рассмотренная модель легирования достаточно хорошо описывает явление поверхностной сегрегации и образование переходных областей.

2. ПОЛУЧЕНИЕ И СВОЙСТВА СТРУКТУР

Автоэпитаксиальные многослойные структуры кремния в данной работе получали сублимацией в вакууме $10^{-7} + 10^{-8}$ торр. Перед помещением в рабочую камеру подложки и источники кремния проходили стандартную механическую обработку. Процессу роста предшествовала термическая подготовка образцов кремния в вакууме при температуре $1300-1350^\circ C$ в течение 20-40 мин. Выбор температуры роста определялся типом структуры с учетом коэффициента переноса и влияния поверхностной сегрегации примеси и твердотельной диффузии на профиль легирования.

Как показано выше, влияние поверхностной сегрегации на образование переходных областей в большом диапазоне скоростей роста уменьшается с повышением температуры подложки, но при этом возрастает диффузионное размытие переходов. Поэтому необходим выбор оптимальных условий осаждения. Верхняя граница повышения температуры, когда можно пренебречь влиянием диффузии на профиль легирования, определится из условия $d_{cl} \gg \sqrt{Dt}$, где D - коэффициент диффузии примеси, t - время роста слоя, d_{cl} - толщина слоя. Для определенности полагаем $\sqrt{Dt} = 0,1 d_{cl}$. Примем, что переходная область должна быть порядка диффузионной длины. Тогда для коэффициента диффузии получаем выражение $D = 0,1 V d_n$ или, используя (17),

$$D = 0,23 d_0 R_{sv} V \quad (23)$$

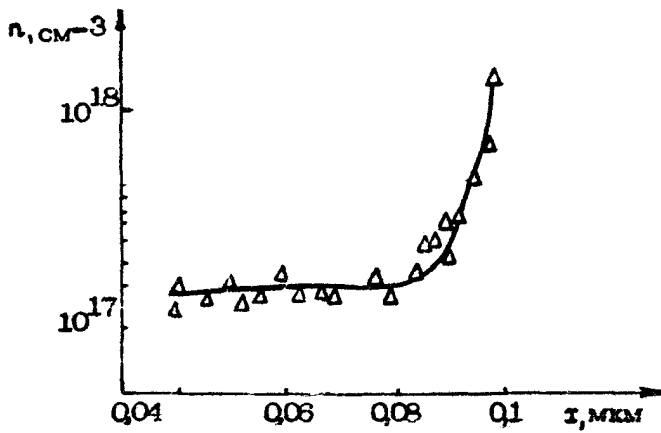
Отсюда можно в явном виде определить верхнюю граничную температуру, учитывая, что $D = D_0 \exp(-E_D/RT)$ и $R_{sv} = \exp(E_{sv}/RT)$. В результате получаем

$$T = 0,434 (E_D + E_{su}) / R \lg (4,35 D_0 / d_0 V). \quad (24)$$

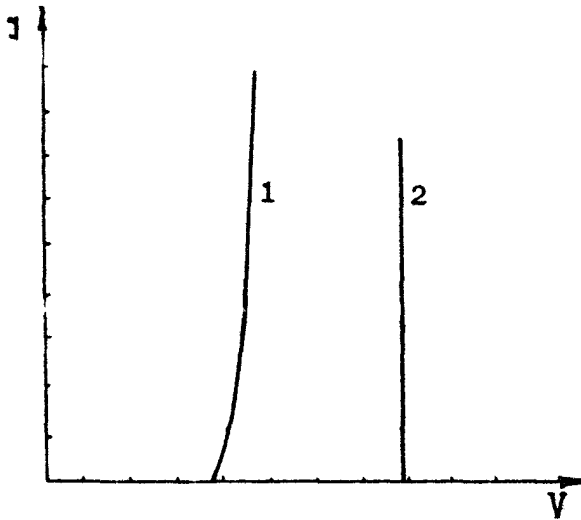
К примеру приведем оценку для случая легирования растущего слоя мышьяком, а подложки - бором при скорости роста 10^{-7} см/с. Из выражения (24) получаем, что $T \approx 1000$ °С.

Подложками служили пластины кремния, вырезанные из монокристаллов марок КДБ-0,005 и КДБ-0,001. Рабочая плоскость подложки была параллельна кристаллографической плоскости $[1\ 1\ 0]$. Исследовали свойства эпитаксиальных структур $p^+ - n - n^+$ и $p^+ - p - n^+$ -типов, полученных при осаждении в едином технологическом цикле. Толщина базовых слоев варьировалась в различных экспериментах от 0,1 до 0,4 мкм. Слои n и n^+ получали при легировании мышьяком, p -типа - бором из соответствующих источников кремния. Температура подложки при осаждении базовых слоев поддерживалась на уровне 800 °С. Слои n^+ растили при 600 °С, что обеспечивало коэффициент переноса мышьяка на уровне порядка 1. Скорость роста была около 3 мкм/ч. Полученные структуры изучались на кристаллографическое совершенство с помощью электронографии и методами металлографии. Структуры были монокристаллическими с достаточно низкой плотностью дефектов. Так, плотность дислокаций не превышала 10^4 см $^{-2}$ и была на уровне соответствующей плотности в подложке, а плотность дефектов упаковки получалась ниже 10^3 см $^{-2}$. В отдельных структурах дефекты не наблюдались.

Электрические характеристики полученных образцов исследовались на мезах высотой больше базового слоя, создаваемых на поверхности структур с помощью фотолитографии. Невыпрямляющие контакты к образцам изготовляли напылением в вакууме Au с подслоем Ti. Снимались вольт-фарадные и вольт-амперные характеристики. По вольт-фарадным характеристикам вычислялись профили носителей заряда в базовых слоях. Один из типичных профилей для базового слоя структуры типа $p^+ - n - n^+$ представлен на рис.2. Полученный профиль свидетельствует об относительно однородном распределении примеси в базовом слое и достаточно узкой, переходной области между слоями n - и n^+ -типа. Ширина $p^+ - n$ -перехода при нулевом смещении соответствовала расчетному значению для резкого перехода. Вольт-амперная характеристика $p - n$ -перехода показана на рис.3. $p - n$ -переходы обладали малыми токами при обратном напряжении и резким входом в пробой. Положительный температурный



Р и с. 2. Распределение электронов в базовом слое n и переходной области n - n^+ в структуре $p^+ - n - n^+$



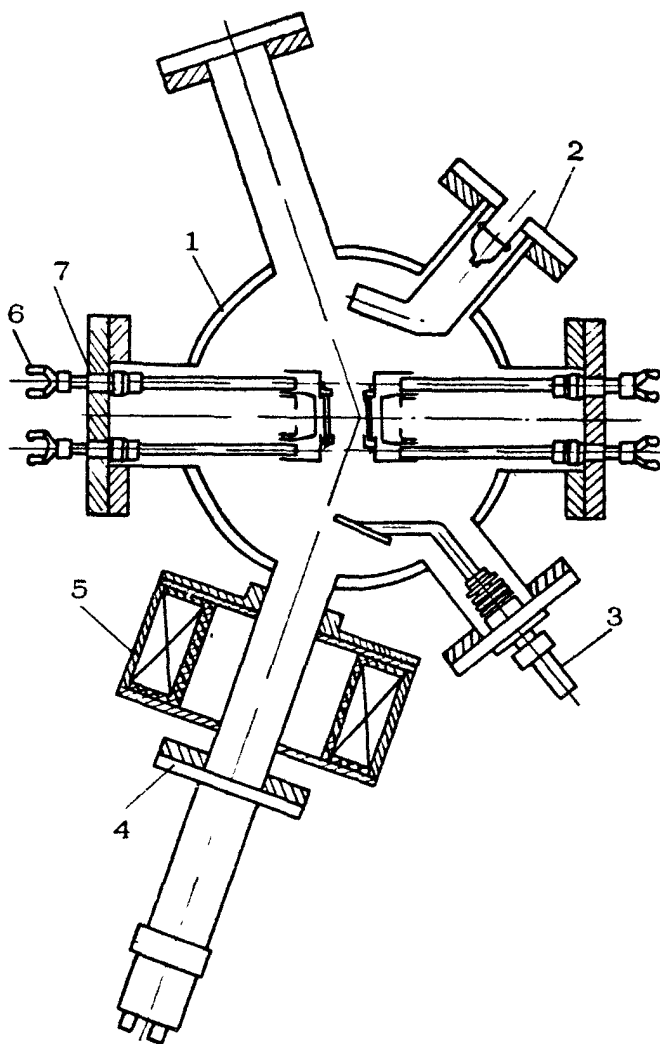
Р и с. 3. Вольт-амперная характеристика диодной структуры $p^+ - n - n^+$: 1 - прямая ветвь (0,2 В-дел. по горизонтали и 1 мА-дел. по вертикали); 2 - обратная ветвь (1 В/дел. по горизонтали и 0,1 мА/дел. по вертикали)

коэффициент пробивного напряжения свидетельствовал о лавинном характере пробоя. Напряжение пробоя было близко к теоретическому значению. Время жизни носителей заряда из оценок по обратной вольт-амперной характеристике получали на уровне $Q_1 - 1$ мкс. Выполненные исследования показали возможность применения полученных структур для изготовления на их основе лавинно-пролетных диодов коротковолновой части СВЧ-диапазона длин волн.

Дальнейшее совершенствование технологии выращивания многослойных эпитаксиальных структур со сверхузкими переходами в методе молекулярной эпитаксии будет определяться прогрессом в изучении эффекта поверхностной сегрегации примесей с целью снижения его влияния на формирование переходных концентрационных областей. Очевидно, что одним из возможных путей исключения поверхностной сегрегации примесей является введение легирующих примесей непосредственно в глубинные слои кристалла в процессе роста, например, использованием метода ионной имплантации примесей. Из литературы известно, что толщина слоя сегрегации в кремнии составляет около 10 \AA [12]. Внедрение ионов в более глубокие слои позволяет значительно уменьшить адсорбцию примесных атомов сегрегационным слоем s . Исследования, проведенные в работах [7, 8], по имплантации ионов в растущие из молекулярного пучка слои кремния показали возможность получения узких переходных областей.

Нами выполнены эксперименты по использованию частично ионизированного потока сурьмы с максимальной энергией ионов до 8 кэВ для легирования слоев кремния в процессе роста. Схема установки для эпитаксии кремния при легировании из частично ионизированного потока сурьмы показана на рис. 4. Использовались источники и подложки в форме дисков, ориентированных параллельно плоскости $[111]$, вырезанных из монокристаллов, легированных сурьмой. Скорость роста слоев составляла около 36 мкм/ч . Вакуум в процессе роста слоев был на уровне $1 \cdot 10^{-8}$ торр. Поток сурьмы получали сублимацией кристаллов сурьмы. Ионизацию потока проводили в ячейке Пеннинга. Коэффициент ионизации получали равным приблизительно 10%. В частично ионизированном потоке сурьмы присутствовали в основном ионы и молекулы Sb_2 . Средняя глубина внедрения ионов с энергией 8 кэВ по расчетам составляла около 20 \AA .

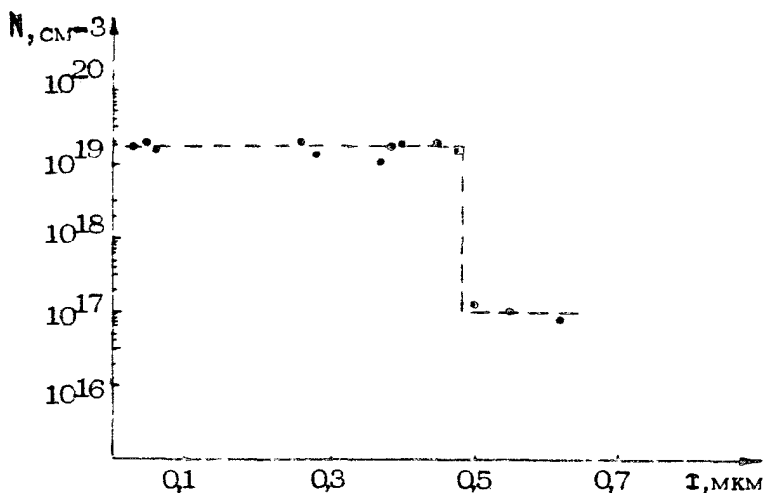
Полученные слои были достаточно совершенны по структуре и по электрическим характеристикам. Подвижность электронов не отличалась от данных по массивным монокристал-



Р и с. 4. Схема установки для эпитаксии кремниевых структур: 1 - рабочий объем; 2 - измеритель потока ионов; 3 - экран потока ионов; 4 - ионная пушка; 5 - электромагнит; 6 - охлаждаемый водой электрод; 7 - фланец с нагревателем диска кремния

лам при одинаковых концентрациях. Увеличение плотности потока ионов приводило к росту концентрации электронов в осажденных слоях, которая при достаточно высокой плотности потока превышала максимальную концентрацию внедренных ионов. Полученный эффект объясняется активацией захвата нейтральной компоненты примесного потока ускоренными ионами.

Исследовались переходы между слоями типа n и n^+ в случае роста сильно легированного слоя на слабо легированном. Типичный профиль распределения сурьмы в структуре $n-n^+$, выращенной при 800°C , показан на рис.5. Профиль



Р и с. 5. Концентрационный профиль структуры $n-n^+$, полученный при легировании ионизованным потоком Sb

снимался по $C-V$ -характеристикам МОП структур при последовательном удалении слоев с шагом $\sim 70 \text{ \AA}$ методом анодного окисления. Как видно из рисунка, ширина перехода не превышает 300 \AA при изменении концентрации примерно на два порядка. Образование столь узкого перехода свидетельствует об отсутствии сегрегации нейтральной компоненты потока. Отсутствие сегрегаций, очевидно, связано с изменением механизма захвата атомов сурьмы растущим слоем из частично ионизированного потока по сравнению с легированием молекулярным потоком сурьмы.

Л и т е р а т у р а

1. Алябина Н.А., Логинова Р.Г., Овсянников М.И., Шамов С.А. О распределении примесей в тонкослойных структурах кремния, полученных сублимацией в вакууме. - Микроэлектроника, 1977, т.6, №1, с.67-70.
2. Been J.C. Arbitrary doping profiles produced by Sb-doped Si MBE. - Appl.Phys.Lett., 1978, v.33, N7, p.654-656.
3. Кузнецов В.П., Толмасов В.А., Туманова А.Н. Легирование тонких эпитаксиальных слоев, выращенных в вакууме при низких температурах. - Кристаллография, 1979, т.24, №5, с.1028-1032.
4. Алябина Н.А., Логинова Р.Г., Овсянников М.И. и др. Переходные области между слоями в эпитаксиальных структурах кремния, полученных из молекулярных пучков. - В кн.: Синтез и рост совершенных кристаллов и пленок полупроводников. Новосибирск: Наука, 1981, с.66-72.
5. Алябина Н.А., Логинова Р.Г., Овсянников М.И. Влияние скорости роста эпитаксиальных слоев кремния на поверхностную сегрегацию бора, фосфора и мышьяка. - Кристаллография, 1982, т.27, №5, с.1028-1030.
6. Becker G.E., Been J.C. Acceptor dopants in silicon molecular-beam epitaxy. - J.Appl.Phys., 1977, v.48, N8, p.3395-3399.
7. Sigiura H. Silicon molecular beam epitaxy with antimony ion doping. - J.Appl.Phys., 1980, v.51, N5, p.2630-2633.
8. Ota Yusuke. Silicon molecular beam epitaxy with simultaneous ion implant doping. - J.Appl. Phys., 1980, v.51, N2, p.1102-1110.
9. Чернов А.А., Стоянов С.С. О переносе примесей при конденсации молекулярных пучков. - Кристаллография, 1977, т.22, №2, с.248-255.
10. Веденеев В.И., Гурвич Л.В., Кондратьев В.Н. и др. Энергия разрыва химических связей. Потенциалы ионизации и сродство к электрону. Справочник. М: Изд-во АН СССР, 1982.
11. Паулинг Л. Природа химической связи. М.-Л.: Госхимиздат, 1947.
12. Tabe M., Nakamura N. Segregation and desorption kinetics for evaporation of arsenic from silicon. - J.Appl.Phys., 1979, v.50, N8, p.5292-5295.

ПЕРИОДИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ $Ge-Ge_{1-x}Si_x$
ГАЗОВЫЙ ГИДРИДНЫЙ МЕТОД ВЫРАЩИВАНИЯ
И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

О.А.Кузнецов, В.И.Пискарев

Многослойные полупроводниковые структуры - сверхрешетки - представляют собой качественно новый класс полупроводниковых материалов, особенности которого обусловлены наличием дополнительного потенциала, вызванного изменением химического состава структуры. Благодаря возникновению нового (минизонного) энергетического спектра носителей тока и (или) существенного изменения характера движения носителей в сверхрешетках возможно проявление ряда новых электрофизических эффектов, представляющих интерес с точки зрения создания активных нелинейных элементов СВЧ миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн

Наиболее перспективным направлением в создании полупроводниковых многослойных гетероструктур со сверхрешеткой является использование для этой цели соединений, образующих твердые растворы, так как они в наибольшей степени удовлетворяют требованиям сплошности отдельных гетерослоев, одинаковости их толщины и малой дефектности границ раздела, что так важно для структур этого класса. С самого начала для получения сверхрешеток, построенных из гетерослоев, как правило, использовались твердые растворы на основе $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ с разнообразным сочетанием элементов, позволявшим управлять шириной запрещенной зоны в слоях, соответствием параметров их решеток и пр. Наряду с этим значительный интерес для создания сверхрешеток представляет использование таких простых полупроводников, как германий и кремний.

Германий и кремний, имея аналогичную алмазоподобную структуру и достаточно близкие параметры решетки ($a_{Ge} = 5,658 \text{ \AA}$, $a_{Si} = 5,431 \text{ \AA}$ - несоответствие около 4%), во всем диапазоне составов образуют непрерывный ряд твердых растворов. Переход от Ge к Si в системе твердых растворов Ge-Si характерен быстрым увеличением ширины запрещенной зоны в области малых концентраций Si (до 15 ат.% Si) и существенно более медленным ее ростом при больших концентрациях [1]. В интервале до 15 ат.% Si ширина запрещенной зоны меняется почти на треть своего максимального изменения при переходе от чистого Ge (0,66 эВ) к чистому Si (1,11 эВ), в то время как несоответствие решеток $Ge_{1-x}Si_x$ и Ge увеличивается линейно [2] и при $x = 0,15$ составляет всего лишь 0,7%.

Это обстоятельство, наряду с более высокой подвижностью носителей в Ge, а также более легкими технологическими условиями роста слоев, делает наиболее перспективным для создания многослойных структур использование чистого Ge и твердых растворов Ge-Si именно этого края фазовой диаграммы.

Весьма важной проблемой при получении многослойных структур (особенно с ультратонкими слоями) является проблема диффузии, которую необходимо учитывать из-за сравнительно высоких температур роста, что создает опасность расплывания концентрационного профиля структуры. Для структур, состоящих из чередующихся слоев Ge и твердого раствора Ge-Si (на основе Ge), видимо, имеет смысл рассматривать возможность расплывания концентрационного профиля за счет диффузии атомов Si из слоев $Ge_{1-x}Si_x$ в слой Ge, пренебрегая взаимодиффузией атомов Ge. Опубликованная в 1981 г. работа [3], где впервые сообщены данные по диффузии Si в Ge (в интервале температур от 900 до 650 °C), позволяет сделать грубую оценку температуры роста, при которой нет еще заметного размывания профиля структуры, даже в ее начале.

Воспользуемся формулой диффузионной длины $L = \sqrt{Dt}$. Принимая $t = 1000 \text{ с}$ (при скорости роста 10-15 Å/с и величине периода структуры $d \leq 100 \text{ \AA}$ это соответствует сверхрешетке со 100-150 периодами) и $L = 8 \text{ \AA}$ (что означает 20-кратное снижение концентрации на глубине 25 Å, т.е. в середине слоев Ge толщиной приблизительно 50 Å), получим максимально допустимый коэффициент диффузии Si в Ge.

$$D_{\max} = \frac{64 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2}{10^3 \text{ с}} = 6,4 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2/\text{с}.$$

Соответствующая максимально допустимая температура роста будет найдена из уравнения

$$D_{\max} = D_0 \exp(-Q/kT_{\max}),$$

где частотный множитель $D_0 = 0,24 \text{ см}^2/\text{с}$, а энергия активации процесса диффузии Si в Ge $Q = 2,9 \text{ эВ}$ [3]. Таким образом,

$$T_{\max} = \frac{Q \rho_g \ell}{k \rho_g (D_0/D_{\max})} \approx 610^\circ\text{C},$$

т.е. для получения структур $\text{Ge-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ со сверхрешеткой, имеющей периоды $d \leq 100 \text{ \AA}$, необходимы температуры роста приблизительно 600°C . Хотя эти температуры находятся уже за пределами того интервала, для которого были получены использованные для расчета значения Q и D_0 , но для общей оценки это допустимо.

Возможно, что наличие полей упругих напряжений в слоях сверхрешетки (слои Ge должны быть сжаты, а слои $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ растянуты) может привести к меньшим скоростям диффузии Si в слоях Ge и это позволит получать неразмытые сверхрешетки с еще меньшими периодами.

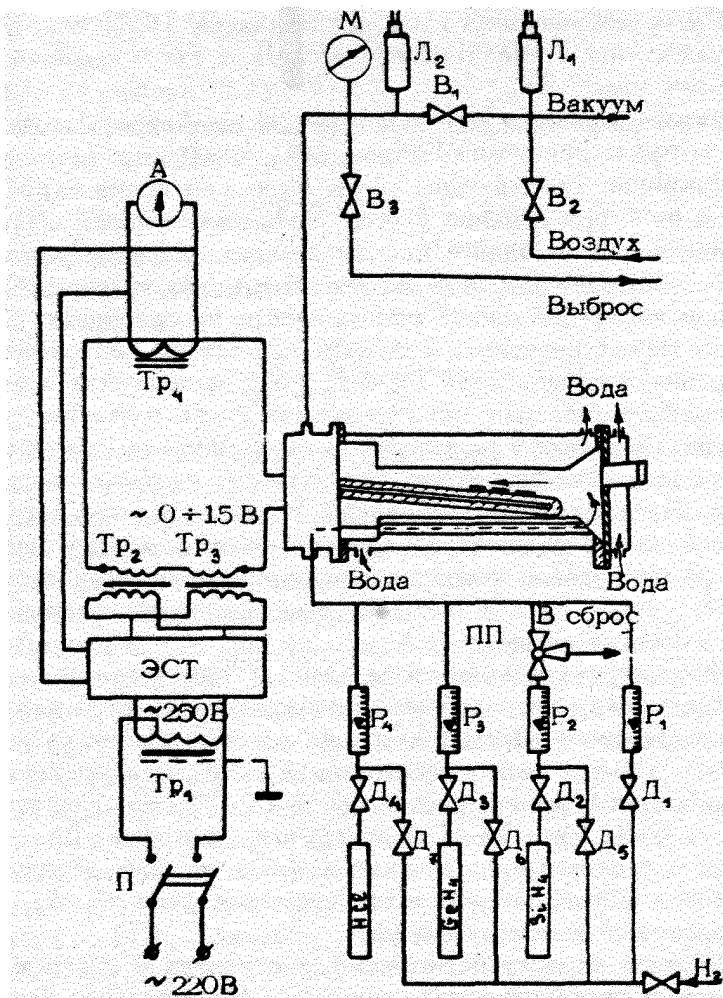
Для роста многослойных гетероструктур $\text{Ge-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ использовался газовый гидридный метод, при котором на поверхности нагретых подложек Ge осуществлялся пиролиз поочередно подаваемых порций GeH_4 (германа) и его смеси с SiH_4 (силаном). Процесс вели в непрерывном режиме при нормальном давлении; газом-разбавителем служил H_2 .

В работе [4] было сообщено о применении метода вакуумной эпитаксии для получения сверхрешетки $\text{Si-Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ на основе твердых растворов Si-Ge , но только со стороны Si . В этом случае он имеет несомненное преимущество перед газовыми методами (и гидридным в том числе), позволяя снизить температуру роста структур до 750°C . Однако для получения сверхрешетки на основе Ge преимущество переходит уже к гидридному методу, как к существенно более простому (нет особых проблем с поддержанием постоянства скорости роста и состава слоев и пр.) при примерно одинаково низких температурах роста.

Ранее проведенные нами исследования [5,6] показали, что как гомоэпитаксиальные слои Ge, так и гетероэпитаксиальные слои $Ge_{1-x}Si_x$ ($x \leq 0,15$) вполне удовлетворительного качества могут с успехом выращиваться гидридным методом при температурах 600 °С. В последнем случае снижение температуры роста было тем более важно, что делало не столь опасной угрозой окисления и карбидообразования для Si — одного из компонентов твердого раствора Ge-Si. Но необходимо было убедиться, что гидридный метод при известной своей инерционности по сравнению с вакуумным может позволить получать структуры, состоящие из чередования гетерослоев Ge - $Ge_{1-x}Si_x$ с толщиной в несколько десятков ангстрем, не произойдет ли их размывтия из-за нечеткости границ газовых пакетов, смогут ли выращиваемые слои достаточно точно "следить" за составом газовой фазы. В работе [7] приведены результаты, из которых следовало, что гидридный метод такую возможность дает, что вполне реально создание гетероэпитаксиальных структур Ge - $Ge_{1-x}Si_x$ ($x \sim 0,1$) со сверхрешеткой, имеющей период 100 Å и менее.

Рост структур проводился нами в горизонтальном металлическом реакторе с водяным охлаждением и прямонакальным графитовым нагревателем, на котором можно было разместить два-три диска диаметром 30-20 мм в пределах температурной зоны с перепадом 5-10 °С [8]. Гидриды GeH_4 , SiH_4 и HCl (для травления подложек Ge) находились в отдельных баллонах и через систему игольчатых дозаторов и измерителей потоков смешивались с H_2 и подавались в реактор (рис.1).

Переход к росту периодических структур с ультратонкими слоями заставил решить проблему формирования концентрационного всплеска SiH_4 в общем газовом потоке, воспроизводимого как по интенсивности, так и по длительности. Поэтому непосредственно перед вводом SiH_4 в главную газовую линию был поставлен специально сконструированный для этой цели переключатель потока с очень малым рабочим объемом. При использовании этого переключателя величина потока SiH_4 устанавливается только один раз перед началом процесса, так что через ротаметр во время роста структуры идет постоянный поток SiH_4 , который при паузах минует реактор и просто сбрасывается. Для расширения оперативных возможностей переключатель может



Р и с. 1. Схема установки эпитаксиального наращивания слоев Ge и $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ гидридным методом: R_1 - R_4 - ротаметры, D_1 - D_4 - игольчатые дозаторы, ПП - переключатель потока, V_1 - V_3 - вакуумные вентили, ЭСТ - регулирующий электронный стабилизатор тока, L_1 , L_2 - манометрические термопарные преобразователи

приводиться в действие по желанию либо вручную, либо автоматически, с использованием реле времени, обеспечивающим точность переключений до долей секунды.

Обычно процесс роста структур велся следующим образом. Через реактор устанавливался постоянный поток H_2 , подложки Ge разогревались до температуры отжига, проводился их отжиг, затем травление хлористым водородом (обычно уже при другой температуре), после чего температура опять менялась (устанавливалась температура роста), и в реактор подавался определенный поток германа, который задавал скорость роста слоев. Затем в нужной последовательности на этот поток GeH_4 накладывался поток SiH_4 , величина всплесков которого определяла концентрацию Si в слоях сплава, а их продолжительность — толщину этих слоев. Паузам между всплесками соответствовал рост слоев одного Ge

Так как температура роста также влияет на скорость роста слоев и на вхождение Si в слои сплава, то была введена стабилизация тока через подложкодержатель. Для измерения температуры подложек во время отжига, травления и роста применялся оптический яркостный микропирометр с исчезающей нитью накала ВИМП-015М, снабженный электронно-оптическим преобразователем, позволяющим измерять температуру от 400 до 850 °С.

В качестве подложек обычно использовались диски Ge марок ГЭС-0,03 и ГЭС-0,003 диаметром 20-30 мм, подвергнутые химико-механической полировке. Перед загрузкой в реактор подложки обезжиривались и химически травились в щелочном травителе для удаления имеющегося на них нарушенного слоя толщиной ~0,1 мкм. Для очистки водорода, использовавшегося как газ-носитель, применялись последовательно включенные в газовую линию установки УОВ-3 и УОВ-4, в последней из которых водород, проходя трубчатые фильтры из сплава палладия с серебром, подвергался диффузионной очистке.

Одним из главных параметров процесса эпитаксии является скорость роста. Для ее определения нужно знать толщину выращенного слоя. Кроме того, толщина слоя сама по себе является важнейшей его характеристикой. При переходе к сложным структурам из слоев различного состава, особенно сверхтонких, измерение толщины отдельных слоев становится непростым делом. Большую помощь здесь оказали электронно-микроскопический и рентгенодифракционный анализы, которые

наряду с многими другими важными параметрами дали возможность определять и толщины слоев. Так, электронно-микроскопическая съемка реплик сколов многослойных структур позволила (наряду с визуализацией особенностей строения) оценивать их общую толщину, а при наличии элементов периодичности и величину периода.

Электронно-микроскопические исследования проводились на электронном микроскопе УЭМВ-100К. Увеличения составляли 6000–8000. Так как структуры состояли из чередования слоев Ge и сплава $Ge_{1-x}Si_x$, то для выявления отдельных слоев на сколах образцов использовался известный травитель Сиртла ($1 HF : 1 H_2O : 4 O_4$), которым эти слои травятся по-разному. На сколе образуются ступеньки на границах слоев, реплика повторяет эти ступеньки, что дает различный контраст на снимках. Нам удалось получить электронно-микроскопические снимки сверхрешеток с периодом до 120 \AA .

Исследования параметров сверхрешеток с помощью рентгенодифракционного анализа проводились по методике, описанной в работе [9], с применением θ - 2θ -сканирования с использованием больших (брэгговских) углов отражения. При этом на дифрактограммах наряду с брэгговскими максимумами отражений от подложки и пленки наблюдались сателлитные максимумы отражения, возникающие благодаря сверхрешетчатой периодичности исследуемых структур. По угловому расстоянию между основным и сателлитными максимумами определялась величина периода сверхрешеток, а по соотношению их полуширины – дисперсия периода. Для "хороших" сверхрешеток, на которых выявляется характерная для них картина отражения рентгеновских лучей, эта величина не должна быть более 10%.

Содержание кремния в гетероструктурах со сверхрешеткой устанавливалось по изменению периода атомной решетки сплава при условии выполнения закона Вегарда, согласно которому период решетки твердого раствора линейно зависит от концентрации его компонент. В основе метода лежит определение смещения брэгговского максимума отражения от структуры по отношению к максимуму отражения от подложки, которая исполняет роль эталона. Периодичность структуры при этом не учитывалась, и данные количественного анализа имели некоторое эффективное (усредненное) значение, соответствовавшее содержанию Si_x в гомогенном твердом растворе $Ge_{1-x}Si_x$ без сверхрешетки. Нужно иметь в виду,

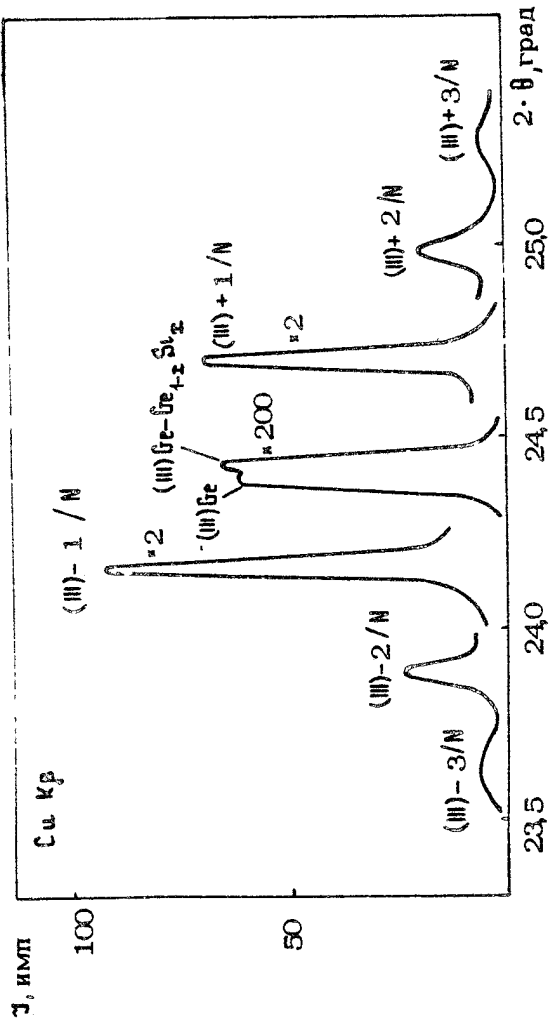
что наличие упругих деформаций в структурах сверхрешеток несомненно приводит к искажению элементарных ячеек решеток в слоях структуры, и это должно сказаться на результатах измерений.

В принципе рентгеновский дифракционный анализ может позволить провести детальные исследования также и формы профиля "периода" сверхрешетки [9,10], но переход к малым периодам, как это можно видеть из сравнения дифрактограмм на рис.2 и 3, существенно обедняет картину, количество и интенсивность сателлитов падает, и анализ формы профиля становится менее надежен.

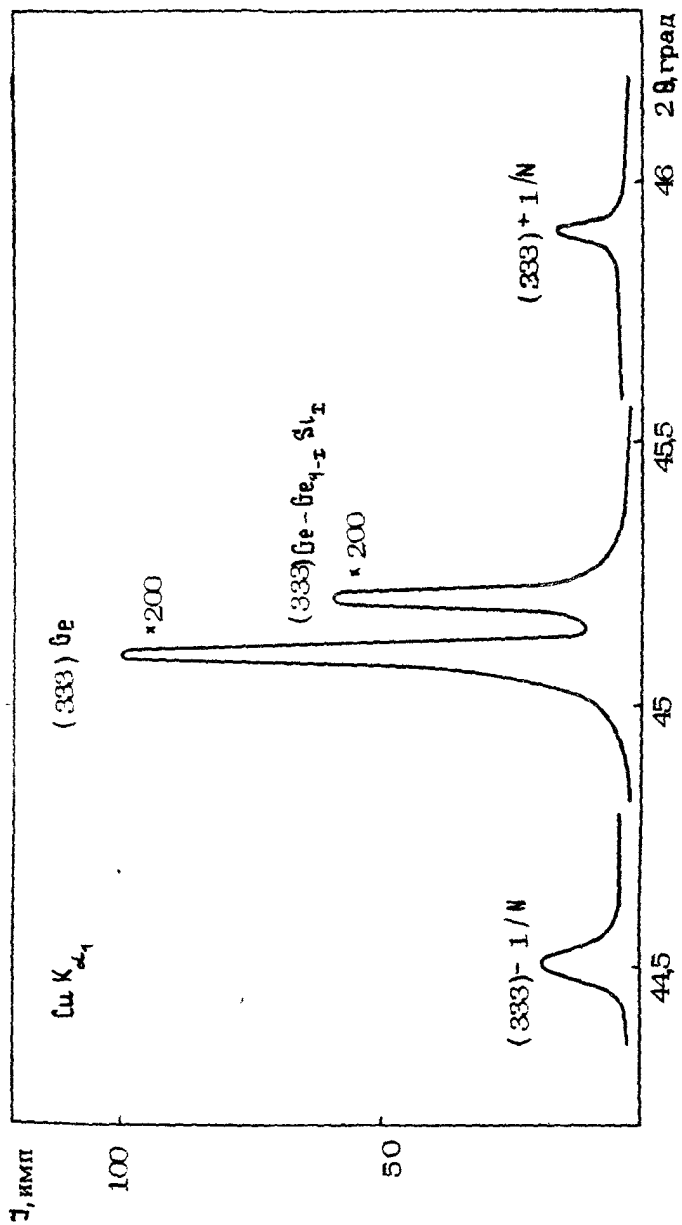
Итак, с помощью гибридной технологии удалось стабильно выращивать многослойные (до 1000 слоев) гетероэпитаксиальные структуры $\text{Ge-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ ($x \sim 0,05-0,1$) с периодом $d \approx 80 \text{ \AA}$. Периодичность концентрационного профиля таких структур и их параметры надежно устанавливались рентгеновскими исследованиями, т.е. устанавливался факт наличия сверхрешеток на дифракционном уровне. Электронные микрофотографии позволили их увидеть.

Следующим шагом в изучении полученных структур явилось исследование их электрофизических свойств. Так как структуры растились на подложках германия n -типа (n^+) и сверху были покрыты, как правило, эпитаксиальным "надслоем" $\text{Ge} \sim 0,2-0,3 \text{ мкм}$ (а толстые гомоэпитаксиальные слои германия получались также n -типа), то контакты к образцам готовились одновременным осаждением в вакууме при 200°C сурьмы и золота (общей толщиной $0,15 \text{ мкм}$) и последующим осаждением слоя серебра ($\sim 0,1 \text{ мкм}$) при той же температуре (рис.4). После этого проводился 10-минутный прогрев в вакууме или инертной атмосфере при $T \sim 500^\circ\text{C}$. С обратной стороны (со стороны подложки) контактный слой был сплошным, а на лицевой стороне контакты обычно наносились через маску с квадратными отверстиями $80 \times 80 \text{ мкм}$. Переходное сопротивление контактов при малых напряжениях на структуре составляло величину порядка $5 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$.

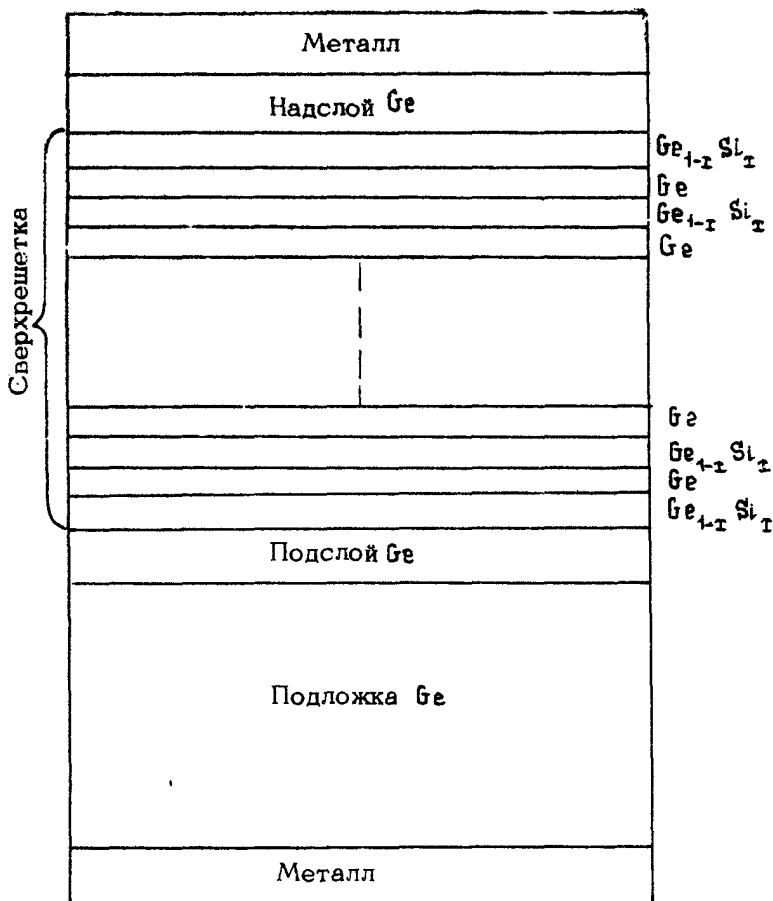
К числу наиболее интересных особенностей сверхрешеток, предсказанных теоретически, относится эффект ОДП, который должен проявляться вплоть до частот субмиллиметрового диапазона. В соответствии с этим большая часть электрофизических исследований была посвящена изучению статических ВАХ, а также высокочастотных свойств сверхрешеток. С точки зрения теплоотвода параметры изготовленных структур не



Р и с. 2. Рентгеновская дифрактограмма многослойной гетероструктуры $\text{Be-Si}_{1-x}\text{Si}_x$ ($x \sim 0.1$) со сверхрешеткой; $d \sim 300 \text{ \AA}$, толщина слоев сплава $\text{Be}_{1-x}\text{Si}_x \sim 100 \text{ \AA}$; $n = 100$. (III) $\pm n/N$ - символическая запись того, что данный сателлит представляет собой n -й порядок отражения (III) от сверхрешетки с периодом $d_{\text{ср}} = d_0 N$, где d_0 - межплоскостное расстояние для (III), $d_{\text{ср}}$ - период сверхрешетки



Р и с. 3. Рентгеновская дифрактограмма многослойной гетероструктуры $\text{Ge-Be}_{1-x}\text{Si}_x$ ($x \sim 0,1$) со сверхрешеткой; $d \sim 100 \text{ \AA}$ (толщина слоев одинакова); $n = 300$



Р и с. 4. Схема гетероструктуры Ge-Ge_{1-x}Si_x со сверхрешеткой

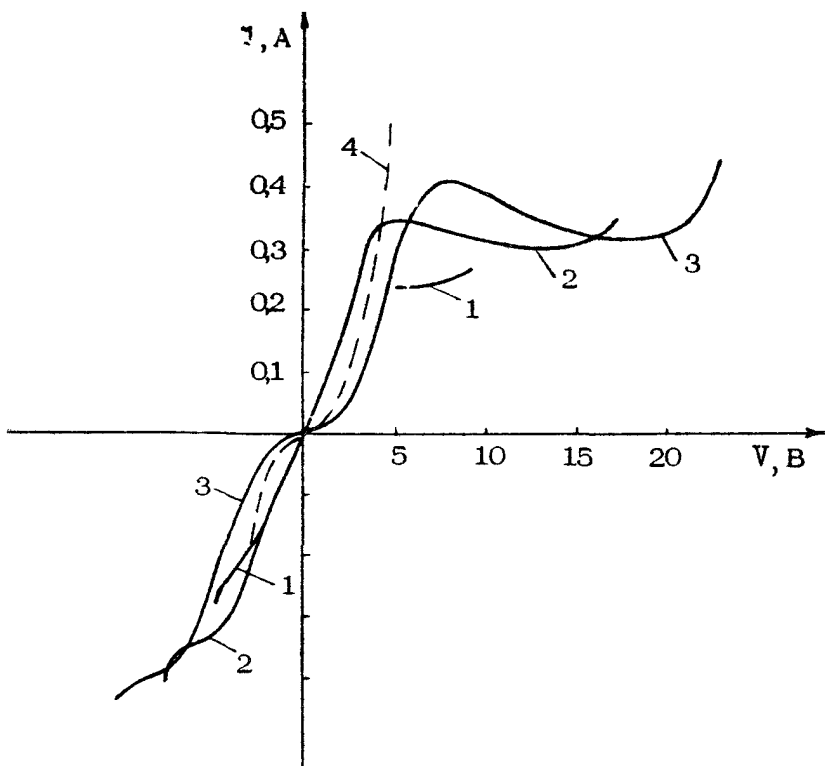
были оптимальными (контакты большой площади, достаточно толстая полупроводниковая подложка). Поэтому исследования ВАХ проводились в импульсном режиме с помощью импульсного характериографа. Импульсы напряжения длительностью $\tau_u = 2-10$ мкс с частотой повторения $f \approx 100-1000$ Гц прикладывались от импульсного модулятора к контактной вольфрамовой игле. Изменение амплитуды импульсов во времени задавалось генератором пилообразного напряжения. Импульсные сигналы напряжения и тока на сверхрешетку подавались на вход соответственно X и Y-строб-интеграторов и после усреднения - на X и Y-входы регистри-

рующего устройства (осциллограф или двухкоординатный самописец). Для исследования ВАХ при $T \approx 80$ К образец структуры напаивался на торец стержневого хладопровода, противоположный конец которого опускался в жидкий азот. Исследования при $T = 4,2$ К проводились с помощью специальной вставки, на конце которой монтировался блок, содержащий образец и юстировочный узел с контактной иглой. При осуществлении контакта с сверхрешеткой игла жестко фиксировалась, и вся система опускалась в транспортный гелиевый сосуд Дьюара.

Контакты к структурам, изготовленные с помощью описанной выше технологии, получались, как правило, выпрямляющими. Поэтому в процессе исследования ВАХ они подвергались дополнительной формовке импульсами тока. Критерием удовлетворительного качества контакта служило появление омического участка на ВАХ при относительно малых напряжениях обеих полярностей и соответствующей симметрии ВАХ относительно точки нулевого потенциала на структуре.

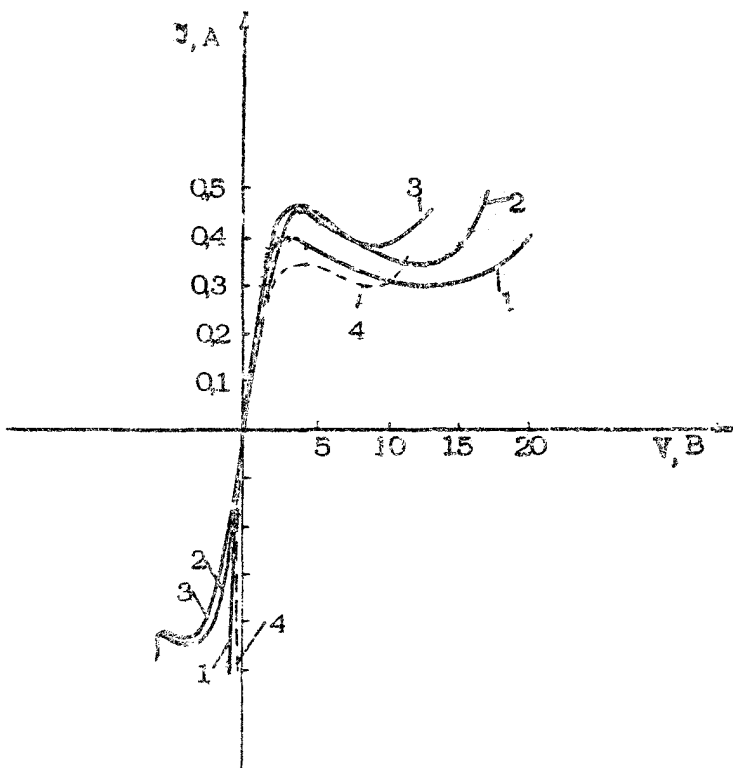
Исследования ВАХ при температурах ниже комнатной показали, что на ее ветви, соответствующей отрицательному потенциалу на контактной игле, с понижением температуры возникает участок с ОДП. На рис. 5 приведены ВАХ для структуры с периодом $d \sim 80 \text{ \AA}$ и числом периодов $n = 250$ (толщина каждого слоя приблизительно 40 \AA), снятые при различных температурах. Они свидетельствуют о том, что явно выраженная область статической ОДП существует, по крайней мере, при температурах $T < 77$ К. В отдельных случаях слабая ОДП наблюдалась и при температурах, близких к комнатной. Из приведенных на рис. 5 кривых следует также, что абсолютная величина ОДП возрастает с понижением температуры.

Кривые с ОДП обнаружены практически на всех многослойных структурах, в экспериментах с которыми удавалось сформировать омический контакт с малым переходным сопротивлением. На рис. 6 приведены ВАХ для структур 1-3 с периодом $d \sim 80 \text{ \AA}$ и числом периодов $n = 100, 250, 500$ (кривые 1-3). Здесь же приведена кривая для структуры с очень большим периодом ($d \approx 3500 \text{ \AA}$), сравнимым с длиной свободного пробега электрона, которая также имеет область статической ОДП. Попытки обнаружить эффект ОДП на структурах с более "толстыми" слоями Ge и $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ (6000 - 14000 \AA), а также на "толстом" ($\sim 3,5 \text{ мкм}$) эпитаксиальном слое Ge дали отрицательный результат.



Р и с. 5. ВАХ многослойной гетероструктуры $\text{Ge-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ на подложке ГЭС-0,03, имеющей период $d=80 \text{ \AA}$ и число периодов $n=250$ (кривые 1-3), и подложки ГЭС-0,03 (кривая 4). Кривая 1 - $T = 300 \text{ K}$, 2 - $T = 77 \text{ K}$, 3,4 - $T = 4,2 \text{ K}$

К сожалению, до настоящего времени не удалось установить достаточно четкой корреляции между параметрами структур (период, число периодов, параметр τ) и их электрофизическими свойствами. Основная причина этого, на наш взгляд, заключается в существенном вкладе контактных явлений в свойства структур. Так, по существу, остается открытым вопрос о структуре самих контактов и влиянии на нее, а также и на гетероструктуру процесса электроформовки. Контрольные эксперименты на контактах, нанесенных непосредственно на подложку ГЭС-0,03 и на эпитаксиальный слой Ge толщиной 0,5 мкм, выращенный на той же

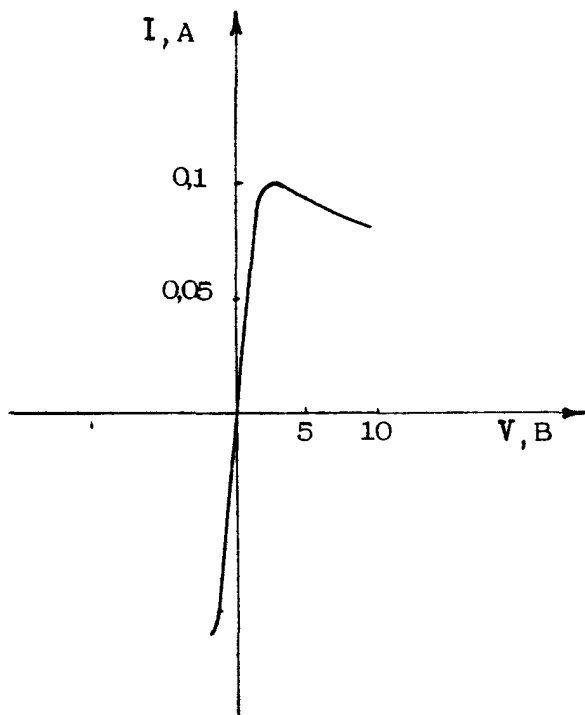


Р и с. 6. ВАХ многослойных гетероструктур
 $\text{Ge-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ на подложке ГЭС-0,03 при $T = 77\text{ K}$:
 1 - $d = 80 \text{ \AA}$, $n = 100$; 2 - $d = 80 \text{ \AA}$, $n = 250$;
 3 - $d = 80 \text{ \AA}$, $n = 500$; 4 - $d = 3500 \text{ \AA}$, $n = 9$

самой подложке, дали совершенно идентичные результаты. Это говорит о том, что переходная область металл-гетероструктура (область омического контакта) имеет значительную толщину и, следовательно, может частично внедряться в сверхрешетку.

Заметное влияние на ВАХ исследованных структур оказывает также сама подложка ГЭС-0,03. Будучи достаточно высокоомной, она, по сути дела, играет роль добавочного сопротивления, включенного последовательно со сверхрешеткой. Как показали эксперименты непосредственно на подложке (см.рис.5), по крайней мере, в слабых полях она вносит существенный вклад в общее сопротивление структуры

Об этом же говорит и результат первого эксперимента со сверхрешеткой ($n = 200$, $d = 80 \text{ \AA}$), выращенной на более высоколегированной подложке ГЭС-0,003, ВАХ которой приведена на рис. 7. Как видно из графика, "загиб" ВАХ происходит при более низком напряжении на структуре (ср., например, с рис. 6, кривая 2). К сказанному следует добавить, что учет влияния подложки особенно важен на высоких частотах, в частности для получения генерации СВЧ-колебаний.



Р и с. 7. ВАХ многослойной гетероструктуры $\text{Ge-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ на подложке ГЭС-0,003: $d = 80 \text{ \AA}$, $n = 200$, $T = 77 \text{ K}$

Резюмируя сказанное выше об экспериментальных исследованиях ВАХ, можно отметить следующие факты.

1) На многослойных гетероструктурах $\text{Ge-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$, период которых $d \ll l_{cb}$, где l_{cb} - длина свободного про-

бега носителей, получены ВАХ N -образного вида с перепадом тока в области ОДП, достигающим 30%.

2) ОДП появляется, как правило, лишь при температурах существенно ниже комнатной, причем абсолютная ее величина возрастает с уменьшением температуры.

Примечательно, что кривая с падающим участком является "гладкой" и при этом не обнаруживается неустойчивостей в области ОДП, связанных с образованием доменов сильного поля. Оценки показывают, что условие образования домена (условие Кремера [11]) в данном случае практически не выполнено. Возможный механизм возникновения падающего участка на статической ВАХ связан с существенной ролью диффузии и приконтактных явлений в исследуемой ситуации, на что неоднократно обращалось внимание при исследовании падающего участка на статических ВАХ ганновских диодов [12-15].

В плане исследования ВЧ-свойств структур первоначально был реализован генератор автоколебаний на основе статической ОДП в схеме с сосредоточенными реактивными элементами. В качестве нелинейного активного элемента с внутренней отрицательной обратной связью использовались упоминавшиеся выше многослойные структуры 1-3 (см.рис.6). Режим релаксационных колебаний в схеме вырожденного автогенератора реализовывался на всех указанных структурах при наличии, в частности, в схеме контура достаточно большой индуктивности ($L \sim 40$ нГ), причем соответствующий период автоколебаний составлял 100 кГц. При переходе к режиму синусоидальных колебаний путем введения в контур соответствующей емкости C и уменьшения отношения L/C на структуре 3 была достигнута максимальная частота генерации около 1 МГц. Дальнейшие попытки повысить частоту генерации были безуспешны, что объясняется, по-видимому, слишком малой абсолютной величиной статической ОДП, недостаточной для того, чтобы скомпенсировать активные потери в контуре при уменьшении его добротности. При этом потери могут быть обусловлены не только омическими потерями реактивных элементов контура, но и наличием "балластного" сопротивления подложки, подслоя и переходного сопротивления контактов.

Параллельно с реализацией низкочастотной генерации, о чем говорилось выше, осуществлялся также поиск сверхвысокочастотной динамической ОДП. Эффекты, связанные с

СВЧ динамической ОДП возможны в диапазоне частот, соответствующих временам пролета носителей через структуру. По оценкам характерные времена для структур 1-3 составляли 10^{-9} - 10^{-10} с, поэтому эксперименты на СВЧ проводились в диапазоне частот 2,5-10 Пц. В ходе эксперимента образец с многослойной структурой включался в прямоугольный резонатор соответствующего диапазона, и исследовался отклик нагруженного резонатора на внешний СВЧ-сигнал. Основным результатом этих экспериментов является тот факт, что изменение статической дифференциальной проводимости путем изменения постоянного смещения на структуре приводит к изменению ее высокочастотной проводимости. При этом наблюдался сдвиг резонансной кривой в сторону больших частот - более чем на ее полуширину. Таким образом, показано, что структуры обладают нелинейностью на СВЧ, связанной с особенностями статической ВАХ. Эффектов, обусловленных наличием СВЧ ОДП (усиление, генерация), обнаружено не было, но говорить о том, что эти эффекты отсутствуют, на наш взгляд, пока еще преждевременно. Следует решить ряд в основном технологических задач с целью "рафинирования" самих структур, т.е. минимизации паразитных эффектов, вносимых различными элементами структур (подложка, подслой, надслой).

В заключение отметим, что экспериментальные данные, полученные на структурах $\text{Ge-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ со сверхрешеткой, указывают на важную роль приконтактных явлений в формировании наблюдаемых ВАХ. Эти явления требуют дальнейшего как теоретического, так и экспериментального исследования с целью детальной интерпретации ВАХ и оптимизации параметров структур для реализации эффектов генерации, усиления и эффективного нелинейного преобразования частот.

Л и т е р а т у р а

1. Braunstein R., Moore A.R., Herman F. Intrinsic optical absorption in germanium-silicon alloys. - Phys.Rev., 1958, v.109, N3, p.695-710.
2. Dismukes J.P., Ekstrom L., Paff R.J. Lattice parameter and density in germanium-silicon alloys. - J.Phys.Chem., 1964, v.68, N10, p.3021-3027.
3. Räsänen J., Hirvonen J., Anttila A. The diffusion of silicon in germanium. - Solid-State Electronics, 1981, v.24, N4, p.333-336.

4. Kasper E., Herzog H.J., Kibbel H. A one-dimensional superlattice growth by UHV epitaxy. *Appl.Phys.*, 1975, v.8, N3, p.199-205.

5. Зевеке Т.А., Бузынин Ю.Н., Кузнецов О.А., Знышева Л.Н. Морфология и кинетика роста автоэпитаксиальных слоев германия в гидридном процессе в зависимости от ориентации подложки. - *Кристаллография*, 1974, т.19, №4, с.854-858.

6. Кузнецов О.А., Зевеке Т.А., Толочасов В.А. и др. Рост гетероэпитаксиальных слоев Ge-Si из гидридов. - В кн.: *Материаловедение. Физика и химия конденсированных сред*. Ч.3. Воронеж, 1975, с.95-99.

7. Кузнецов О.А., Толочасов В.А., Гудкова Н.В., Красильников В.С. Исследование многослойных гетероэпитаксиальных структур $Ge_{1-x}Si_x - Ge$. - В кн.: 6-я Международная конф. по росту кристаллов: Расшир. тезисы, т.1. М., 1980, с.315-318.

8. Зевеке Т.А., Толочасов В.А., Корнев Л.Н. и др. Применение металлического реактора с прямонакальным нагревом для осаждения слоев германия гидридным методом. - *Электронная техника. Сер.Материалы*, 1973, вып.6, с.116-118.

9. Segmüller A., Blakeslee A.E. X-ray diffraction from one-dimensional superlattices in $GaAs_{1-x}P_x$ crystals. - *J.Appl.Crystallogr.*, 1973, v.6, N1, p.19-25.

10. Палатник Л.С., Козьма А.А., Михайлов И.Ф., Маслов В.Н. Определение характеристик периодических структур по спутникам брэгговских отражений. - *Кристаллография*, 1978, т.23, №3, с.570-577.

11. Кэррол Дж. СВЧ-генераторы на горячих электронах /Пер. с англ. Под ред.Б.Л.Гельмонта. М.: Мир, 1972. 382 с

12. Döhler G. Shockley positive conductance theorem for Gunn materials with field-dependent diffusion. - *IEEE Trans.Electr.Devices*, 1971, v.ED-18, p.1190-1192.

13. Gueret P., Reiser M. Switching behavior of overcritically doped Gunn diodes. - *Appl.Phys. Lett.*, 1972, v.20, N2, p.60-63.

14. Tateno H. Static negative resistance due to the geometrical effect of a GaAs bulk element. - *Proc. of IEEE*, 1972, v.60, N7, p.919-920.

15. Пореш С.Б., Тагер А.С. Формирование анодного статического домена в диодах Ганна с нелокальной зависимостью скорости поле. - *Радиотехника и электроника*, 1983, т.28, вып.12, с.2448-2461.

СВЕРХТОНКИЕ ПЛЕНКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ
И МНОГОСЛОЙНЫЕ СТРУКТУРЫ.
МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ, ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ
И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

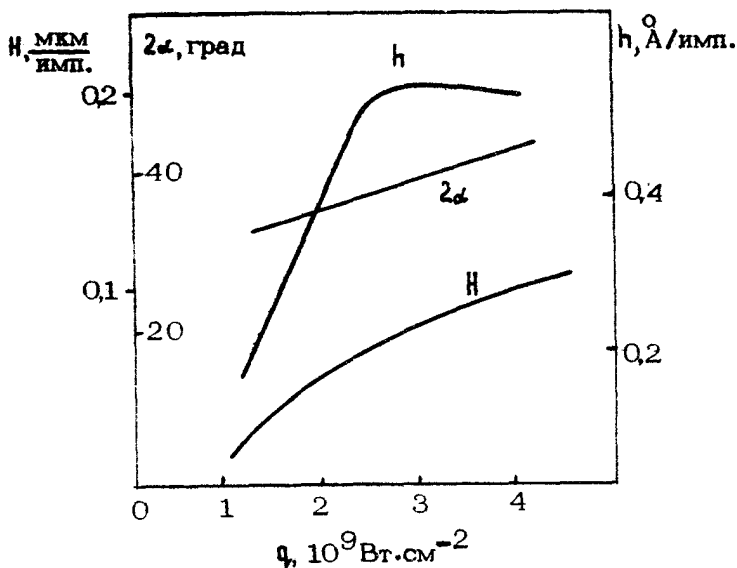
Е.С.Боровицкая, С.В.Гапонов, В.М.Генкин,
Б.М.Лускин, Н.Н.Салашенко

1. Наибольшие успехи в создании сверхтонких полупроводниковых пленок и многослойных структур достигнуты вакуумными методами. В известном методе молекулярных пучков из нескольких расположенных в вакуумной камере испарителей материалы поочередно поступают на поверхность подложки, одновременно ведется измерение голщины, состава и структуры осаждаемой пленки и с помощью системы обратной связи регулируются параметры процесса. Другой путь заключается в предварительном выборе количества и состава вещества, испаряемого для нанесения очередного слоя. Вместо разделения материала на дозированные кусочки можно использовать микровзрыв, когда испаряться будет только малая часть большого образца (мишени). Такой микровзрыв можно обеспечить, концентрируя энергию на поверхности мишени с помощью импульсного лазера. В простейшем случае в вакуумном объеме размещены мишени и подложка, на поверхность которой осаждается вещество, испаренное лазером. Режим лазерного воздействия и геометрия установки определяются поставленной задачей – осаждением за один микровзрыв мономолекулярных слоев материала. Оптимальными являются длительность лазерного импульса $\tau_0 \sim 10^{-8}$ с и концентрация мощности на мишени $q \sim 10^9$ Вт/см².

В начале лазерного импульса происходит разогрев мишени и испарение небольшой дозы вещества. Степень ионизации га-

за увеличивается с ростом температуры, также растет и коэффициент поглощения проходящего через него излучения. В некоторый момент наступает тепловой пробой, пар полностью ионизуется и поглощение в нем резко возрастает. В дальнейшем только малая часть излучения будет доходить до мишени, а основная энергия импульса идет на разогрев плазменного облака. К концу лазерного импульса испаренным оказывается приповерхностный слой мишени толщиной $H \approx 0,1$ мкм, а над облученной областью формируется плотный плазменный ступок, нагретый до температуры $T \approx 10$ эВ. Затем плазма разлетается в вакуум. Ее температура, т.е. энергия хаотического движения, падает. В то же время вследствие газодинамического и электростатического разгона растет кинетическая энергия ионов. На некотором расстоянии от мишени плотность плазмы уменьшается настолько, что столкновения частиц практически прекращаются и наступает стадия инерциального разлета. К этому времени формируется диаграмма разлета, максимум которой совпадает с нормалью к поверхности мишени. Вперед летят наиболее быстрые ионы с энергией $E \approx 1000$ эВ, а замыкают движение наиболее медленные частицы – в основном нейтральные атомы с энергией менее $\{ \sim 1$ эВ. Взаимодействие этого потока с подложкой определяет свойства сформированного за один лазерный импульс слоя. Процесс повторяется, и поэтому основные закономерности можно проследить на одном цикле. Можно выделить три особенности, определяющие суть метода. Первая относится к толщине слоя, образующегося за один лазерный импульс. На рис. 1 показана зависимость толщины слоя, испаряемого с мишени H , ширины диаграммы разлета плазмы 2α и толщины наносимой за один цикл напыления пленки h от интенсивности лазерного излучения q . Экранировка поверхности мишени плазмой ослабляет зависимость количества испаренного материала от интенсивности излучения и становится пропорциональной $q^{1/2}$. Диаграмма разлета тем шире, чем больше тепловой энергии запасено в плазменном ступке к концу лазерного импульса. В итоге толщина наносимой пленки оказывается неизменной в широком диапазоне интенсивностей падающего излучения.

Вторая особенность относится к скорости образования пленки. Условием образования плоских (двумерных зародышей) является превышение скорости поступления атомов на поверхность подложки над скоростью их ухода из области взаимодействия вследствие диффузии. Обеспечить высокие скорости по-



Р и с. 1. Зависимость максимальной толщины пленки (h), глубины кратера на поверхности мишени (H), отнесенных к одному импульсу, и ширины диаграммы разлета продуктов эрозии (2α) по уровню 0,5 от плотности потока излучения (ϕ)

ступления конденсата v_k легче при импульсных методах испарения. В случае лазерного напыления v_k ограничивается перегревом поверхности подложки. Предельно допустимые скорости напыления $v_k = 10^6 \text{ Å/с}$ на много порядков превосходят достижимые при других методах.

Третьей особенностью является энергетический спектр частиц. По своему действию на поверхность и приповерхностные слои подложки частицы можно разделить на две группы. Это частицы с энергией меньше 20–25 эВ, не образующие дефектов в подложке, и частицы с более высокой энергией. Последние выбивают атомы из поверхностного слоя, образуя в кристаллической подложке дефекты типа вакансий. Соотношением количества дефектообразующих и "медленных" частиц будут определяться процессы, сопровождающие облучение поверхности плазмы. Уменьшение количества быстрых частиц отвечает возможности получения бездефектных кристаллов. Наоборот, использование только быстрых ионов обеспечивает интенсив-

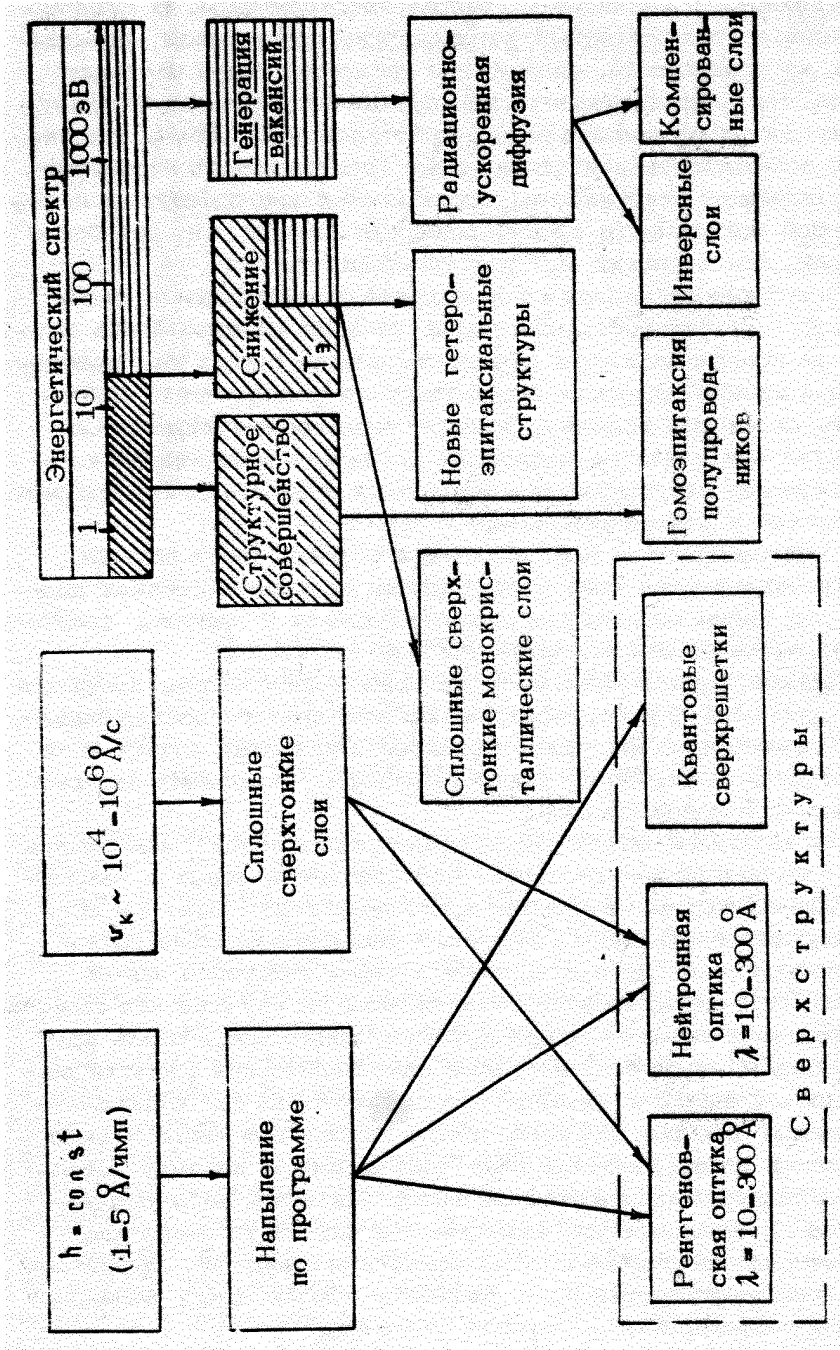
ную генерацию вакансий в приповерхностном слое. Весьма интересен и промежуточный режим, когда конденсация вещества идет на поверхность, облученную некоторой дозой быстрых ионов. На монокристаллических подложках облучение создает сетку дополнительных центров кристаллизации. Это обеспечивает возможность эпитаксиального (повторяющего структуру подстилающей поверхности) роста пленок при сравнительно небольшой подвижности адсорбированных атомов, т.е. при более низкой, чем в других методах, температуре.

Возможности лазерного напыления суммированы в схеме (рис.2). Стабильность наносимых за один импульс слоев позволяет программировать напыление пленок строго контролируемой толщины. Высокая скорость роста обеспечивает сплошность слоев при толщине, близкой к мономолекулярной. Совместно эти качества позволяют создавать многослойные периодические структуры из сверхтонких пленок - элементы рентгеновской и нейтронной оптики.

Использование только низкоэнергетичной части плазмы обеспечивает нанесение бездефектных полупроводниковых пленок, по своим параметрам приближающихся к пленкам, получаемым методом молекулярно-пучковой эпитаксии.

Плазма, содержащая быстрые ионы в количестве, достаточном для снижения температуры эпитаксиального роста, позволяет напылять сверхтонкие монокристаллические пленки и их сочетания, в том числе такие комбинации, получение которых ранее было невозможно.

Интенсивные потоки дефектообразующих ионов также находят применение в технологии. Под действием ионов с энергией 100-1000 эВ в тонком приповерхностном слое $h \sim 10 \text{ \AA}$ образуются в основном одиночные вакансии, которые затем диффундируют в глубь кристалла и через некоторое время ($\sim 10^{-8} \text{ с}$) рекомбинируют, практически не ухудшая его свойств. Известно, что в кристаллах диффузия примесных атомов идет в основном по свободным узлам кристаллической решетки (вакансия), и высокая температура, при которой она наблюдается, нужна как раз для того, чтобы наибольшее число атомов вышло из узлов решетки. Облучение лазерной плазмой позволяет создавать огромное количество вакансий, на много порядков превышающее равновесное при данной температуре, и на столько же увеличивать коэффициенты диффузии. Эффект может быть использован как дешевый метод создания инверсных слоев в кремниевых солнечных батареях.



Р и с. 2. Возможности лазерного напыления

2. Несколько подробнее рассмотрим возможности создания сверхтонких сплошных монокристаллических пленок и многослойных структур - квантовых сверхрешеток. Методом лазерного напыления были получены сверхтонкие ($h \approx 30-200 \text{ \AA}$) пленки полупроводниковых соединений InSb , PbS , PbSe , $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ($x=0; 0,3; 0,5; 1$), CdTe , в оптических свойствах которых наблюдались эффекты размерного квантования [1-3]. В частности, спектральная зависимость оптического поглощения пленок носила немонотонный, ступенчатый характер, а край фундаментальной полосы поглощения сдвигался в коротковолновую область с уменьшением толщины слоев. По эффектам размерного квантования в халькогенидах свинца - олова были определены энергетические зазоры между валентными зонами тяжелых и легких дырок. В антимониде индия изучено размерное квантование E_g - и E_1 -краев поглощения, определена величина эффективной массы электронов в минимуме E_1 -края зоны проводимости. В размерно-квантованных сверхтонких пленках теллурида кадмия, толщина которых меньше радиуса экситона в массивном полупроводнике ($r_{ex} \approx 60 \text{ \AA}$); обнаружено увеличение энергии связи экситона. При толщине пленки $h \approx 35 \text{ \AA}$ экспериментально полученная энергия связи равнялась $E_{cb}^{ex} = 150 \text{ мэВ}$. В массивном полупроводнике $E_{cb}^{ex} = 10 \text{ мэВ}$.

Полученные результаты по эффектам размерного квантования в сверхтонких пленках полупроводников, изготовленных методом лазерного напыления, позволили надеяться на возможность создания таким методом и многослойных структур типа сверхрешеток. В работе рассмотрены два вида квантовых сверхрешеток: гетероэпитаксиальные - на основе монокристаллических пленок с близкими параметрами кристаллических решеток; и гомоэпитаксиальные, состоящие из чередующихся монокристаллических и неориентированных слоев [4,5]. Материалы и толщины слоев полупроводниковых сверхрешеток приведены в табл.1. В выборе пар полупроводников для гетероэпитаксиальных структур руководствовались условиями минимального рас- согласования параметров кристаллической решетки и достаточной высоты барьера гетероперехода. Были выбраны следующие пары материалов: $\text{InSb} - \text{CdTe}$ (несоответствие параметров решеток $\Delta a/a \approx 0,03\%$ и высота барьера $U_B \approx 1 \text{ эВ}$), $\text{InSb} - \text{PbTe}$ ($\Delta a/a \approx 0,3\%$, $U_B \approx 0,1 \text{ эВ}$), $\text{Pb} - \text{CdTe}$ ($\Delta a/a \approx 0,03\%$, $U_B \approx 1 \text{ эВ}$). Исследуемые структуры получали на свежих сколах по плоскости [1 0 0] кристаллов KBr или KCl и подлож-

Полупроводниковые сверхрешетки

Слой	Структура	Материал	Толщина слоя, Å
проводящие	монокристалл	In Sb Pb Te Bi	50-100
	монокристалл	Cd Te Pb Te	20-50
барьерные	аморфная	Ga As Ge C	10-20

ках In Sb. У структур, полученных на соляных подложках, исследовалась спектральная зависимость оптического поглощения, а у структур на подложках антимонида индия изучалась ВАХ. Как видно из рис.3, где приведена типичная спектральная зависимость оптического поглощения и ВАХ периодической сверхрешетки из 10 периодов In Sb (50 Å) - Cd Te (20 Å), наблюдается ступенчатая зависимость оптического поглощения от энергии фотонов, а край полосы собственного поглощения не совпадает с шириной запрещенных зон In Sb ($E_g = 0,18$ эВ) и Cd Te ($E_g = 1,5$ эВ). Оценка энергетического поглощения минизон с расчетами в кейновском приближении хорошо согласуется с результатами экспериментов. На статических ВАХ наблюдались участки с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС).

Принято считать, что квантовые сверхрешетки можно создавать на основе идеальных гетероэпитаксиальных структур, т.е. структур с предельно близкими кристаллографическими параметрами [6,7]. В данной работе обсуждается возможный механизм стимуляции ориентированного роста кристаллов на поверхностях, закрытых неориентированными пленками, и приведены исследования свойств полученных с использованием этого явления сверхструктур из чередующихся монокристаллических и неориентированных слоев.

Потенциальный рельеф поля поверхностного слоя монокристалла существен на расстояниях, сравнимых с шагом решетки. Поэтому обычно эпитаксия наблюдается только на чистых поверхностях и даже монослой разориентированных атомов подавляет процесс [8]. На больших расстояниях $h \sim \tau_D$ (τ_D -



Р и с. 3. Спектральная зависимость оптического поглощения и статическая ВАХ сверхрешетки из 10 периодов InSb (50 \AA) - CdTe (20 \AA)

радиус Дебая) будут существовать только поля одиночных или достаточно разнесенных зарядов. Если их положение совпадает с узлами решетки, на таких же расстояниях будет сказываться ориентирующее действие кристаллической поверхности. Систему ориентирующих потенциалов можно создавать искусственно с помощью потока ионов. Когда энергия ионов такова, что они проникают через неориентированную прослойку и образуют дефекты типа вакансий в пограничном слое монокристалла, то некоторое время, определяемое временем жизни де-

фектов, поверхность структуры будет обладать ориентирующими свойствами.

Естественно, описанная ситуация возникает при распылении в вакууме мишени излучением лазера с интенсивностью $q > 2 \cdot 10^8$ Вт/см². В этом случае прилету на подложку основной части испаренного вещества предшествует поток быстрых ионов с энергией $E_I \sim 10^2 - 10^3$ эВ. Положение максимума распределения внедренных ионов такой энергии для большинства материалов лежит в пределах $h \sim 10 - 40 \text{ \AA}$ [9].

В данной работе в качестве материалов для неориентированных слоев использовались Te , Se , $GaAs$, Ti , Ta , C , As , Bi , т.е. материалы, отличающиеся как атомной массой, определяющей глубину проникновения быстрых ионов, так и проводимостью, ответственной за экранировку электростатических полей. Материалами для ориентированных слоев служили полупроводники $InSb$, $CdTe$, $PbTe$.

Во всех случаях ориентированный рост пленок через неориентированные прослойки коррелировал с присутствием высокоэнергетичной компоненты в лазерной плазме. Максимальные толщины прослоек $h_{max} (\text{Å})$, при которых наблюдалась эпитаксия, приведены в табл.2. Оценка толщин проведена по числу испаряющих импульсов и средней толщине напыляемой за импульс пленки. Как показала проверка по размерному квантованию носителей тока в сверхрешетках и отражению рентгеновского излучения от многослойных структур, точность такой оценки не хуже 10-15%.

Т а б л и ц а 2

Максимальная толщина прослоек (Å)

Материал монокристаллической пленки	Материал неориентированной прослойки			
	ζ	$GaAs$	Ge	Te
$InSb$	25	15	12	10
$PbTe$	20	12	10	8
$CdTe$	20	12	10	10

Путем повторения циклов напыления были получены многослойные периодические структуры из сверхтонких ($h = 50 - 100 \text{ \AA}$) монокристаллических пленок $InSb$ или $PbTe$, разделенных не-

ориентированными слоями GaAs, Si или Ge толщиной 10-20 Å.

Исследовались структурное совершенство и спектр оптического поглощения сверхрешеток. Измерялись ВАХ диодов, изготовленных на сверхрешетках. Оптические измерения показали, что энергетический спектр носителей тока имеет минизонный характер, положение минизон находится в хорошем соответствии с данными расчета. На статических ВАХ наблюдались участки с ОДС подобно приведенному на рис.3.

3. При теоретическом описании процессов переноса в сверхрешетках возникает трудность, связанная с тем, что длина свободного пробега электрона l часто оказывается порядка или меньше периода сверхрешетки d . Теория достаточно подробно разработана только для случая "чистых" сверхрешеток, где $l \gg d$ [10,11]. а "грязным" сверхрешеткам с $l \ll d$ не уделялось достаточного внимания. Более того, до последнего времени были неясны условия существования ОДС в таких системах [12]. Остановимся более подробно на этом вопросе и покажем, что все особенности ВАХ "чистых" сверхрешеток присущи и "грязным" и являются проявлением нелинейных свойств туннельного контакта из двух размерно-квантованных пленок. Отличие в ВАХ сверхрешетки и туннельного контакта возникает лишь в том случае, когда речь идет о сверхрешетке как о распределенной системе.

В качестве модели сверхрешетки возьмем периодическую систему потенциальных ям, разделенных барьером малой прозрачности. Для непрозрачных барьеров электроны будут локализованы в ямах и их спектр энергии определяется квантовыми числами n, \vec{p} , где n - номер уровня размерного квантования, \vec{p} - двумерный квазиимпульс вдоль границы раздела. Учет малой прозрачности барьеров приводит к тому, что электроны получают возможность совершать переходы между ямами. Таким образом, гамильтониан сверхрешетки можно представить в виде

$$H = \sum_{n, \vec{p}} \left[\left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m} + m\varphi \right) a_{n, \vec{p}}^{\dagger} a_{n, \vec{p}} + \Gamma \sum_{m, \vec{p}'} \frac{m, n, \vec{p}}{m', n', \vec{p}'} a_{m, \vec{p}}^{\dagger} a_{m', \vec{p}'} + V_{n, n'}(\vec{p} - \vec{p}') a_{m, \vec{p}}^{\dagger} a_{m, \vec{p}'} \right], \quad (1)$$

где $a_{m, \vec{p}}^{\dagger}$ - оператор рождения электрона в m -й яме с квази-

товыми числами n, \vec{p} и энергией $\epsilon_{n, \vec{p}}$. Матричные элементы $T_{m', n', \vec{p}'}^{m, n, \vec{p}}$ описывают процессы туннелирования между пленками, а $V_{m, n}(\vec{q}, \vec{p})$ - рассеяние электронов в пленке с изменением импульса на \vec{q} . Переход к зонной схеме описания сверхрешетки соответствует выбору

$$T_{m', n', \vec{p}'}^{m, n, \vec{p}} = \frac{\Delta}{2} \delta_{n, n'} \delta_{\vec{p}, \vec{p}'} (\delta_{m, m'-1} + \delta_{m, m'+1}), \quad (2)$$

и получаем сверхрешетку в приближении сильной связи с законом дисперсии

$$\epsilon = \frac{p^2}{2m} + \Delta \cos(q_z d) \quad (3)$$

Ток вдоль оси сверхрешетки связан с процессами туннелирования между ямами, т.е. определяется матричными элементами $T_{m', n', \vec{p}'}^{m, n, \vec{p}}$. Однако совершенно ясно, что выбор (3) является частным случаем и, например, не учитывает влияния процессов туннелирования с изменением продольного импульса \vec{p} . С другой стороны, при зонном описании сверхрешетки оператор тока \vec{j}_z есть $\frac{1}{\hbar} \frac{\partial \epsilon}{\partial q_z}$ и определяется только диагональными по \vec{p} матричными элементами $T_{m', n', \vec{p}'}^{m, n, \vec{p}}$. Видим, что зонная схема не является полной для описания процессов переноса в сверхрешетке.

При малой прозрачности барьеров все физические величины в сверхрешетке, и в частности ток, можно искать в виде ряда по $T_{m', n', \vec{p}'}^{m, n, \vec{p}}$. Тогда ясно, что в наименьшем приближении по $T_{m', n', \vec{p}'}^{m, n, \vec{p}}$ (квадратичном) ток связан с туннелированием между соседними ямами, и ВАХ в этом приближении будет подобна ВАХ туннельного контакта из двух размерно-квантованных пленок. Фактически здесь речь идет о разложении по малому параметру $\Delta \tau \ll 1$, где τ - время релаксации импульса в одной яме. Выбирая матричные элементы в форме (2), найдем для тока вдоль оси сверхрешетки

$$j = \frac{e m \Delta^2}{2\pi} \cdot \frac{\omega_B \tau}{1 + \omega_B^2 \tau^2} \quad (4)$$

для вырожденной статистики и

$$j = \frac{e \Delta^2 N}{2\pi} (1 - e^{-\hbar \omega_B / kT}) \frac{\tau}{1 + \omega_B^2 \tau^2} \quad (4')$$

для невырожденной. Здесь N — концентрация носителей в одной пленке, $\omega_B = e\varphi/\hbar$ — частота блоховских осцилляций. Эти выражения полностью совпадают с полученными ранее для сверхрешетки в пределе $\Delta\tau \gg 1$ [13]. Таким образом, ОДС в сверхрешетке при $\omega_B\tau \approx 1$ не является результатом зонного характера движения электронов. Это есть, по существу, проявление эффекта размерного квантования носителей в одной пленке и сохранения импульса при туннелировании между пленками. Процессы рассеяния в яме не изменяют вид условия существования ОДС. Однако рассеяние при туннелировании существенно может изменить ситуацию.

Допустим, что имеются электроны, которые при туннелировании испытывают рассеяние, так что импульс \vec{p} при этом меняется ("незеркальное" туннелирование). Эти процессы можно учесть, добавив в выражение (2) $T_2 \delta_{n,n'} (\delta_{m,m'-1} + \delta_{m,m'+1})$. Изменение выражения для тока эквивалентно замене в формулах (4) и (4')

$$(1 + \omega_B^2 \tau^2)^{-1} \rightarrow (1 + \omega_B^2 \tau^2)^{-1} + \frac{2mT_2^2 \hbar}{\Delta^2 \tau}.$$

Видно, что при больших степенях "незеркальности" (большие T_2) ОДС исчезает. Анализ экспериментальных данных [14] показывает, что величина $2mT_2^2 \hbar / \Delta^2 \tau$ достигает значений порядка 0,25. Отметим еще раз, что эффект исчезновения ОДС (при больших T_2) нельзя получить, исходя из зонной схемы, где ток выражается только через ширину разрешенной минизоны Δ .

Рассмотренная нами модель сверхрешетки допускает простое обобщение и в нестационарном случае [15]. Пусть электрическое поле

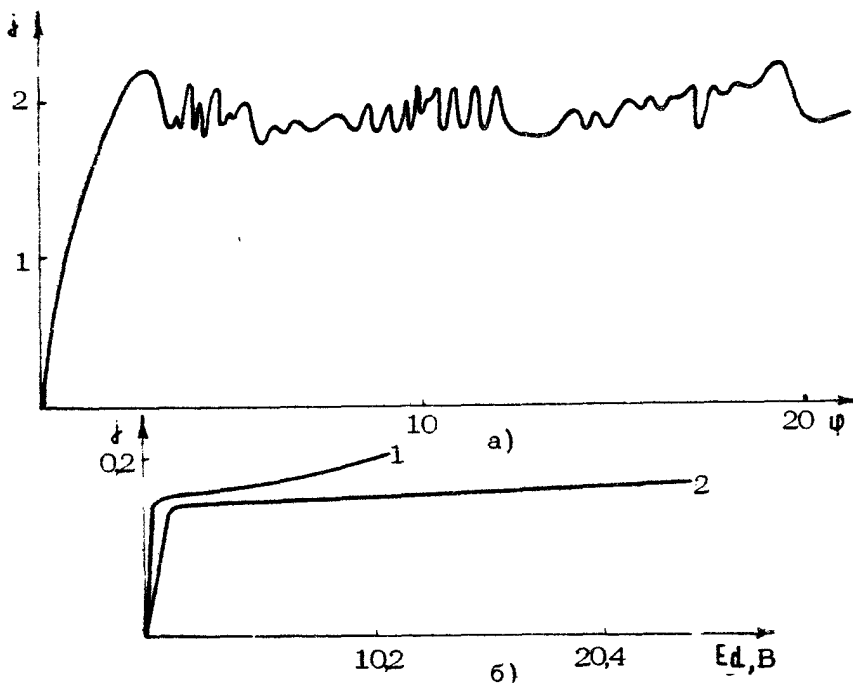
$$E(t) \sim \frac{\varphi_0}{ed\hbar} + \frac{\varphi_1}{ed\hbar} \cos \omega_0 t,$$

тогда

$$j(t) = \frac{e\Delta^2 m}{2\pi} \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{J_K(\varphi_1/\omega_0)(\varphi_0 + K\omega_0)}{(\varphi_0 + K\omega_0)^2 + (1/\tau)^2} \left[(1/\tau) \cos(K\omega_0 t - \frac{\varphi_1}{\omega_0} \sin \omega_0 t) + (\varphi_0 + K\omega_0) \sin \left(K\omega_0 t - \frac{\varphi_1}{\omega_0} \sin \omega_0 t \right) \right]$$

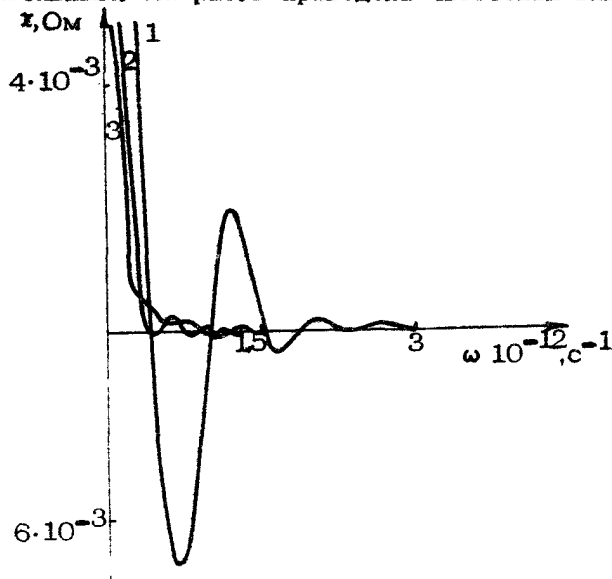
для вырожденной статистики и $I_2=0$. Здесь $J_k(x)$ - функция Бесселя, рассеяние квазиупруго и $\omega_0 \ll 1/\tau$.

Видно, что в однородном поле ВАХ сверхрешетки практически ничем не отличается от ВАХ туннельного контакта из двух размерно-квантованных пленок, и в этом смысле сверхрешетка подобна туннельному диоду. Различие возникает, если от сосредоточенной системы, какой является сверхрешетка в однородном поле, перейдем к распределенной. Здесь уже сверхрешетку нужно моделировать, скорее, цепочкой последовательно включенных туннельных контактов с падающим участком в ВАХ каждого из них. В такой системе результирующая ВАХ имеет сложный вид, и в пределе большого числа переходов ОДС вообще исчезает. Это связано с неоднородным распределением поля, аналогично тому, как это имеет место в диодах Ганна. Пример ВАХ сверхрешетки с малым числом периодов для вырожденной статистики показан на рис.4,а.



Р и с. 4. ВАХ полупроводниковой сверхрешетки (коэффициент незеркальности $Q,1$): а - из 4 периодов; б - из 20 (кривая 1) и 50 (кривая 2) периодов (падающий участок отсутствует)

Там же (рис.4,6) изображена ВАХ сверхрешетки с большим числом периодов, когда сверхрешетку можно рассматривать как среду с нелинейной связью между плотностью тока и полем. Видно полное исчезновение ОДС. Однако высокочастотный импеданс сверхрешетки может быть, как и для диода Ганна, отрицательным. На рис.5 приведена частотная зависимость



Р и с. 5. Зависимость импеданса сверхрешетки из 20 периодов от частоты: коэффициент незеркальности 0,25; кривой 1 соответствует $T=65^\circ$, кривой 2 - 125° , кривой 3 - 210°

импеданса сверхрешетки из двадцати периодов при трех температурах. При $T=65^\circ$ (кривая 1) отрицательный участок имеет место при $\omega = 0,4 \cdot 10^{12} - 10^{12} \text{ с}^{-1}$ (период сверхрешетки $d=10^{-6}$ см). С ростом температур область отрицательного импеданса пропадает, что отвечает исчезновению N-образной зависимости носителей тока от постоянного поля.

Л и т е р а т у р а

1. Салащенко Н.Н., Филатов О.Н. Исследование структуры валентной зоны сульфида и селенида свинца по эффектам размерного квантования. - ФТП, 1979, т.13, №9, с.1748-1751.

2. Звонков Б.Н., Филатов О.Н., Салашенко Н.Н. Размерное квантование ϵ_1 - и ϵ_2 -краев поглощения InSb . - ФТТ, 1979, т.21, №9, с.1344-1348.

3. Бабаев Н.А., Багаев В.С., Гапонов С.В., Копыловский Б.Д., Салашенко Н.Н., Стопачинский В.Б. Размерное квантование в тонких пленках теллурида кадмия. - Письма в ЖЭТФ, 1983, т.37, №11, с.524-527.

4. Гапонов С.В., Луски: Б.М., Салашенко Н.Н. Сверхрешетки на основе $\text{InSb} - \text{CdTe}$, $\text{InSb} - \text{PbTe}$, $\text{Bi} - \text{CdTe}$. - ФТП, 1980, т.14, №8, с.1468-1472.

5. Гапонов С.В., Лускин Б.М., Салашенко Н.Н. Сверхрешетки с неориентированными барьерными слоями. - Письма в ЖЭТФ, 1981, т.33, №10, с.533-537.

6. Esaki L., Chang L.L. Semiconductor superfine structures by computer controlled molecular beam epitaxy. - Thin Solid Films., 1976, v.36, p.285-298.

7. Шик А.Я. Явления переноса в сверхрешетках. - ФТП, 1972, т.6, №7, с.268-272.

8. Чопра К.Л. Электрические явления в тонких пленках. М.: Мир, 1972.

9. Мейер Дж., Эрикссон Л., Девис Дж. Ионное легирование полупроводников. М.: Мир, 1973.

10. Шик А.Я. Сверхрешетки - периодические полупроводниковые структуры. - ФТП, 1974, т.8, №10, с.1841-1864.

11. Döhler G.H., Tsu R. The new mechanism of n.d.c. in superlattices. - Sol.St.Comm., 1975, v.17, N3, p.317-320.

12. Borovitskaya E.S., Genkin V.M. To the theory of I-V characteristics of the superlattices. - Sol.St.Comm., 1983, v.46, N10, p.769-771.

13. Lebowhl P.A., Tsu R. Electrical transport properties in a superlattice. - J.Appl.Phys., 1970, v.41, p.2664-2671.

14. Esaki L., Chang L.L. New transport phenomenon in a semiconductor "superlattice". - Phys. Rev.Lett., 1974, v.33, N8, p.495-498.

15. Боровицкая Е.С. К теории высокочастотных свойств полупроводников со сверхрешеткой. - ФТТ, 1983, т.25, №9, с.2863-2865.

ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В ТРЕХМЕРНЫХ КЛАСТЕРНЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ ТЕЛЛУРА

В.Н.Богомолов, Т.М.Павлова

Использование цеолитов с правильной структурой каналов и полостей (размер полости около 10 \AA) в качестве матриц, которые можно заполнять различными веществами, дает возможность получать так называемые кластерные кристаллы [1]. В этом случае ансамбль кластеров образует правильную трехмерную решетку, повторяющую структуру полостей и каналов цеолита. Такие пространственно-упорядоченные ансамбли из одинаковых кластеров размером по несколько атомов в каждом кластере представляют собой структурные трехмерные сверхрешетки, в которых сверхрешеточный потенциал обусловлен цеолитовой матрицей. В таких объектах могут проявляться эффекты, связанные с расщеплением энергетического спектра на узкие минизоны.

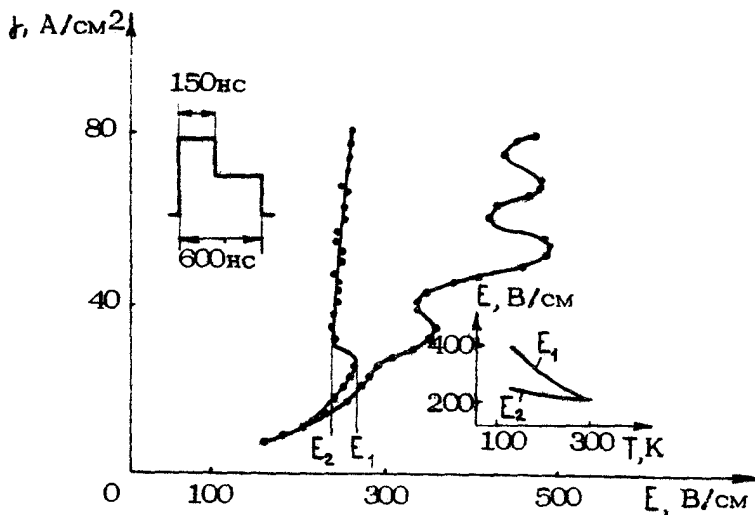
Кластерные сверхрешетки — принципиально новые объекты, физические свойства которых очень чувствительны к внешним воздействиям, а пороговые параметры, величины электрических и магнитных полей, необходимые для проявления того или иного эффекта, оказываются много ниже, чем в обычных материалах [2,3].

Как было показано в работах [3,4], кластерные кристаллы, полученные путем введения теллура в цеолит типа X, обладают необычными нелинейными электрическими свойствами, могут иметь отрицательную дифференциальную проводимость (ОДП) S- и N-типов в зависимости от технологии приготовления.

Полости в цеолите типа X, куда вводился под давлением из расплава теллур, образуют правильную решетку типа

алмаза с постоянной 25 \AA . Диаметр одной полости составляет приблизительно 12 \AA . Такие полости сообщаются между собой через окна диаметром 8 \AA .

Кластерные кристаллы NiNaX-Te с предельным заполнением полостей цеолита NiNaX теллуrom (концентрация Te составляет около 23 атомов на полость) обладают довольно высокой проводимостью ($10^{-1} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ при $T = 300 \text{ K}$) по величине близкой к массовому Te . ВАХ таких кристаллов имеют ОДП S -типа. Измерения ВАХ проводились в режиме источника тока на импульсах, чтобы избежать нагревания образцов [3]. При подаче прямоугольного импульса тока длительностью $1,5 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ и $\tau \leq 5 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ импульс напряжения, снимаемый с образца, имеет два горизонтальных участка, первый - длительностью порядка 150 нс. Импульс напряжения показан в левом верхнем углу на рис.1. На этом рисунке показана ВАХ, снятая на прямоугольных импульсах тока



Р и с. 1. ВАХ кластерного кристалла NiNaX-Te

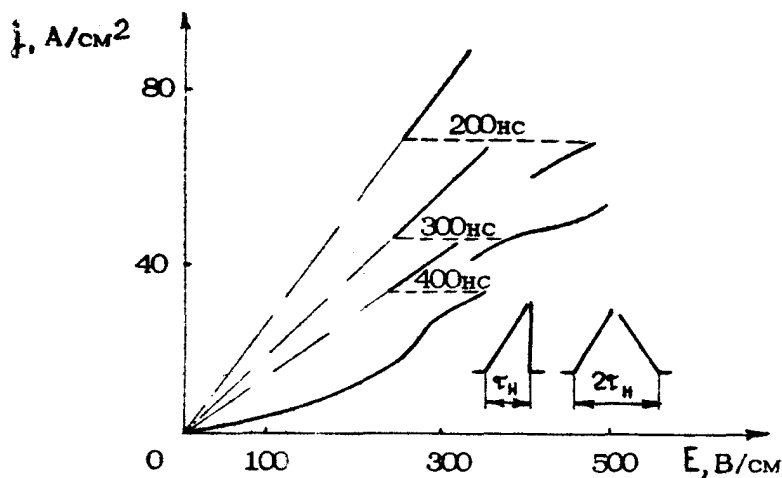
с $\tau = 600 \text{ нс}$ при $T = 295 \text{ K}$, $E = U/d$, $j = I/d^2$, где U - напряжение, I - ток, d - линейный размер микрокристалла. Правая ветвь, снятая по передней части импульса напряжения ($\tau < 150 \text{ нс}$), имеет несколько S -образных участков с низкими пороговыми полями. Левая ветвь, соответствующая заднему участку импульса ($\tau > 150 \text{ нс}$), имеет один

§ -участок, хорошо выраженный при низких температурах. Ветви по-разному ведут себя с температурой: правая лишь незначительно сдвигается как целое (с понижением T в сторону сильных полей), тогда как левая меняется существенным образом. Так, при $T \approx 300\text{ K}$ §-участок на левой ветви вообще исчезает. Температурные зависимости пороговых полей §-участка левой ветви показаны в правом нижнем углу на рис.1.

Как показали измерения, времена переключения токов на §-участках правой ветви при фиксированном напряжении составляют по величине менее $7 \cdot 10^{-11}\text{ с}$ [5], т.е. переключения отличаются очень высоким быстродействием, близким к рекордному. К сожалению, из-за ограничения быстродействия использованной аппаратуры, нижний предел времен переключений пока установить не удалось, однако уже ясно, что этот параметр не хуже, чем у известных приборов с рекордным быстродействием.

Таким образом, существование правой ветви ВАХ с набором §-участков дает принципиальную возможность создания быстродействующих переключателей с набором низких пороговых полей переключения, слабо зависящих от температуры.

Эти же ВАХ измерялись на пилообразных развертывающих импульсах, что позволяло видеть всю ВАХ на экране осциллографа. При длительности нарастающей части пилообразного импульса $\tau_n < 150\text{ нс}$ осциллограмма совпадает с правой ветвью, снятой на прямоугольных импульсах. При $\tau_n > 150\text{ нс}$ наблюдается переключение с правой ветви на левую. Важно, что меняя τ_n , можно задавать точку на правой ветви, с которой произойдет переключение, т.е. плавно менять амплитуду переключения в широких пределах. Время переключения напряжения с правой ветви на левую при фиксированном токе составляет 10^{-8} с . В качестве примера на рис.2 приведены три осциллограммы (наложенные друг на друга), полученные на пилообразных импульсах различной крутизны с $\tau_n = 200, 300, 400\text{ нс}$. Пунктирной линией показаны переключения с правой ветви на левую. Отметим, что после переключения участок осциллограммы на пилообразных импульсах линеен. Также линеен обратный ход ВАХ после переключения, показанный штрихпунктирной линией, при этом наклоны прямого и обратного ходов совпадают.



Р и с. 2. Три осциллограммы ВАХ кристалла $\text{NiNaX} - \text{Te}$ с $\tau_H = 200, 300, 400 \text{ нс}$

Таким образом, используя эффект переключения напряжения с правой ветви ВАХ на левую, можно в принципе создать переключатели с плавно регулируемой амплитудой переключения. Следует отметить очень высокие удельные мощности таких переключателей, которые могут достигь 10^4 Вт/см^3 .

На больших временах ($10^{-5} - 10^{-3} \text{ с}$) ВАХ имеют качественно иной вид - с одним \mathcal{S} -участком, а на переменном токе частоты 50 Гц носят диодный характер вплоть до токов $5 \cdot 10^3 \text{ А/см}^2$.

Для объяснения физической природы нелинейных ВАХ кластерных кристаллов $\text{NiNaX} - \text{Te}$ в работе [5] предлагается и обосновывается картина физических процессов, которая кратко сводится к следующему.

При подаче импульса тока сначала формируется правая чисто электронная \mathcal{S} -образная ветвь с токовым шнуром. (На электронную природу ветви однозначно указывают малые времена переключений токов на ее \mathcal{S} -участках). Затем за 150 нс этот шнур прогревается, поскольку почти весь ток сосредоточен в нем, и происходит тепловое переключение на левую ветвь. (В работе показано, что левая ветвь ВАХ имеет тепловую природу). При этом переключается не весь объем образца, а только объем, охватываемый этим токовым:

шнуром. Таким образом, левая тепловая ветвь формируется в объеме, который охватывает токовый шнур, возникший за счет электронной S -образной ветви ВАХ.

В рамках такой модели хорошо описываются температурные зависимости пороговых параметров S -участка левой ветви и наличие температуры (T_i), выше которой этот участок не наблюдается. В модели существует простая связь T_i с энергией активации проводимости, которая хорошо прослеживается экспериментально. В модели объясняется вид осциллограмм ВАХ на пилообразных импульсах — линейный прямой и обратный ход ВАХ после переключения.

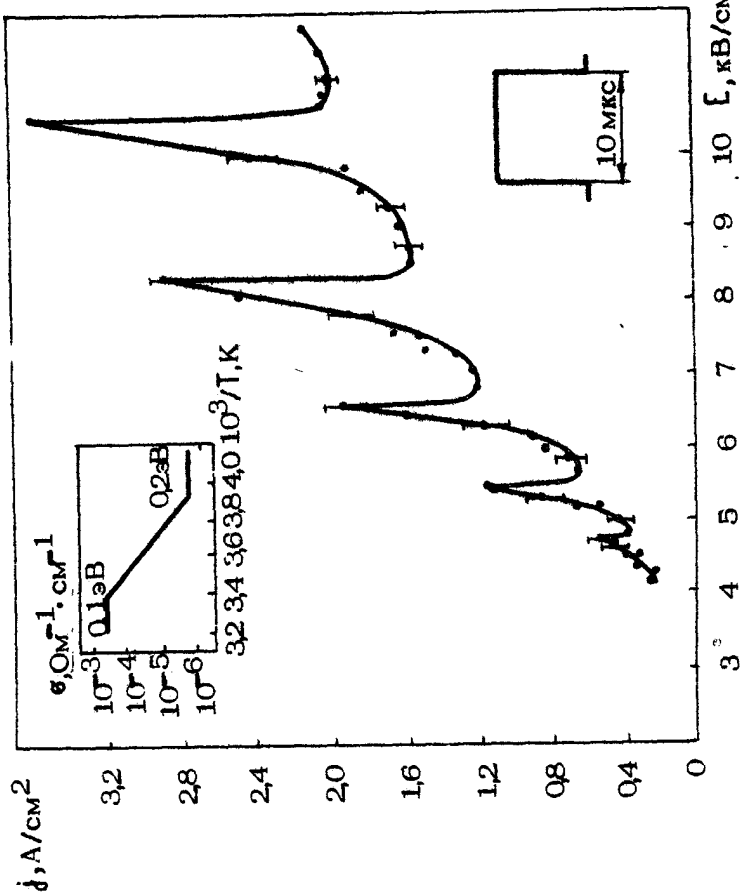
При больших длительностях импульсов (10^{-5} – 10^{-3} с), как нетрудно показать, возникает объемная тепловая S -образная ВАХ.

В качестве гипотезы в работах [3,5] обсуждается предположение о том, что конкретным электронным механизмом образования правой ветви является ударная межзонная ионизация. При этом наличие нескольких S -участков с низкими пороговыми полями может оказаться проявлением минизонной структуры энергетического спектра кристалла. Множественность S -участков может также оказаться результатом послеовального появления в образце нескольких токовых неоднородностей.

Вводя теллу́ в чисто натриевую ионообменную форму цеолита типа X, можно получить другую группу кластерных кристаллов ($NaX-Te$) с технологически предельной концентрацией Te в цеолите NaX , которая составляет около 16 атомов на полость [4]. Концентрация Te определялась везде по плотности полученных образцов. Проводимость таких кристаллов составляет 10^{-2} – 10^{-4} Ом $^{-1}$ см $^{-1}$ при $T=300$ К.

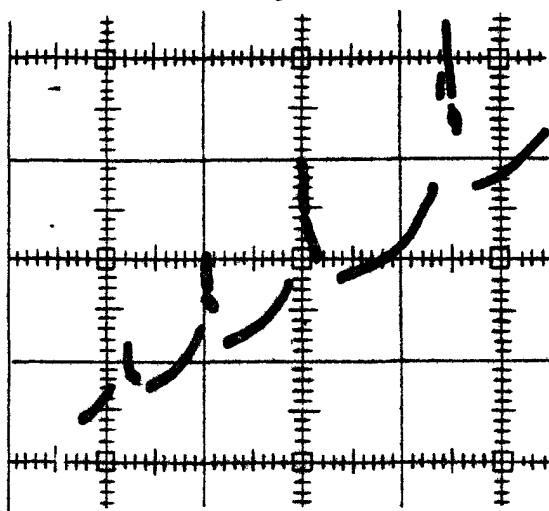
В интервале температур 230–295 К обнаружена область довольно резкого роста проводимости с температурой $\sigma(T)$, протяженностью $\Delta T \sim 20$ –40 К, при этом перепад проводимости составляет от одного до двух порядков. Выше и ниже этой области по температуре $\sigma(T)$ носит активационный характер с энергиями активации соответственно 0,1 эВ и 0,2 эВ. $\sigma(T)$ показана на вставке на рис.3.

В этой температурной области перепада $\sigma(T)$ в полях 10^3 В/см обнаружена необычная ВАХ в виде серии N-образных всплесков тока [4,6]. На рис.3 показана характерная ВАХ, снятая по точкам на одиночных прямоугольных импульсах напряжения длительностью 10 мкс, а на рис.4 —



Р и с. 3. ВАХ кластерного кристалла Na_{1-x}Te при $T = 280 \text{ K}$

осциллограмма ВАХ на пилообразных импульсах с разверткой напряжением.



Р и с. 4. Осциллограмма ВАХ кристалла NaX-Te

Как показали исследования, основные особенности таких ВАХ заключаются в следующем.

1. Всплески тока на ВАХ эквидистантны в осях $I-U^{-1}$, где I — ток, U — напряжение. Таким образом, если перестроить ВАХ, откладывая ток в зависимости от обратного поля $1/E$ (где E — напряженность электрического поля), то всплески располагаются на одинаковом расстоянии друг от друга с характерным периодом $0,03 \text{ кВ}^{-1} \text{ см}$.

2. Амплитуда всплесков растет с ростом поля E .

3. С ростом E также растет "общий фон" ВАХ, т.е. величина тока между всплесками, причем отношение амплитуды всплеска к фону примерно одинаково для всех всплесков.

4. Период всплесков зависит от температуры, наименьшее значение имеет в середине температурной области перепада и увеличивается к ее краям.

5. ВАХ имеет одинаковый вид при измерении ее по точкам на прямоугольных импульсах и на пилообразных импульсах методом осциллограмм. Однако, если увеличивать крутизну пилообразного импульса, т.е. увеличивать скорость

нарастания напряжения или скорость прохождения ВАХ, то вид ее меняется. Начиная со скоростей 2 В/нс , что соответствует прохождению всплеска за время $\lesssim 3 \cdot 10^{-10} \text{ с}$, амплитуда всплеска тока резко падает, а уровень токовых шумов в районе всплеска нарастает. В результате таких измерений, проводившихся стробоскопическим методом в СВЧ-полосковой линии, определено время установления токового режима в районе всплеска, которое составило величину порядка 10^{-10} с [7].

Все перечисленные характерные особенности ВАХ хорошо воспроизводятся от кристалла к кристаллу, конкретные же значения полей, токов, периода всплесков от кристалла к кристаллу могут меняться в несколько раз.

Все основные особенности поведения таких ВАХ в области перепада $\epsilon(\Gamma)$ могут быть непротиворечиво объяснены в рамках теории электрофононного резонанса (ЭФР). Эта теория предсказывает для полупроводников с узкими зонами проводимости или сверхрешеток с минизонами в сильных электрических полях существование ВАХ с набором N -образных всплесков тока, периодичных в зависимости от $1/E$ [8,9]. Всплески тока на ВАХ обусловлены резонансными переходами электронов между штарковскими уровнями с испусканием оптического фонона.

Следует отметить, что, несмотря на многочисленные теоретические исследования этого эффекта, экспериментальных работ по обнаружению и исследованию ЭФР практически нет. Известны лишь две работы [10,11], где обнаруженные едва заметные нелинейности на ВАХ интерпретируются как ЭФР. Такое положение связано с очень жесткими условиями (наличие узкой зоны или минизоны, сильные поля, специфичное рассеяние), требующимися для реализации ЭФР, которым в обычных полупроводниках удовлетворить, видимо, невозможно.

В нашем случае в пользу ЭФР можно отнести следующие факты.

1. Эквидистантность всплесков тока в зависимости от обратной напряженности электрического поля ($1/E$).
2. Высокие температуры, при которых наблюдается эффект, когда $kT \gtrsim \beta$, где β — расстояние между электронными уровнями, k — постоянная Больцмана, T — температура.
3. Нарастание амплитуды всплесков тока с ростом E .
4. Из сравнения этой модели с экспериментом определены по порядку величины параметры модели: частота оптического фонона ($\sim 10^{12} \text{ Гц}$), ширина зоны ($\sim 10^{-3} \text{ эВ}$),

константа электрон-фононной связи ($\sim 0,05$). Эти параметры имеют вполне разумные значения. Частота оптического фонона, определенная по периоду всплесков, по порядку величины совпадает с имеющимися данными по фононам для массивного теллура.

5. В картину ЭФР также хорошо укладываются эффекты, наблюдающиеся при быстром прохождении ВАХ: падение амплитуды всплеска и нарастание токовых шумов при быстром его прохождении. Характерное время установления токового режима, определенное экспериментально, совпадает по порядку величины с временем, которое дает модель ЭФР при данных параметрах.

В прикладном отношении созданные кластерные кристаллы Na X-Te с ВАХ в виде серии N -образных участков могут быть использованы для создания на их основе новых высокочастотных приборов — генераторов, усилителей, смесителей. При этом особую ценность имеет большая амплитуда падающих участков, составляющая около половины величины от общего сигнала, поскольку прежде всего от нее зависит КПД и мощность прибора.

Таким образом, созданные кластерные сверхрешетки на основе теллура в цеолитовых матрицах типа X обладают необычными нелинейными электрическими свойствами, представляющими большой научный интерес для физики явлений в сильных полях. Такие сверхрешетки являются перспективными в практическом отношении для создания нелинейных элементов и высокочастотных приборов для твердотельной электроники.

Л и т е р а т у р а

1. Богомоллов В.Н. Жидкости в ультратонких каналах. (Нитяные и кластерные кристаллы). — УФН, 1978, т.24, №2, с.171-182.

2. Богомоллов В.Н., Задорожний А.И., Панина Л.К., Петрановский В.П. Переход 13-атомных ртутных кластеров в сильно парамагнитное состояние под действием магнитного поля. — Письма в ЖЭТФ, 1980, т.31, №6, с.371-374.

3. Богомоллов В.Н., Задорожний А.И., Павлова Т.М., Петрановский В.П. Понижение пороговых параметров токовой неустойчивости теллура в решетке кластеров атомных

диаметров. - Письма в ЖТФ, 1979, т.5, №21, с.1335-1338.

4. Богомолов В.Н., Задорожний А.И., Павлова Т.М. и др. N- и S-образные вольт-амперные характеристики (ВАХ) кластерной сверхрешетки теллура в цеолите типа X. Письма в ЖТФ, 1980, т.31, №7, с.406-409.

5. Богомолов В.Н., Вайтекунас Ф.К., Задорожний А.И. и др. Эффекты переключения в кластерных кристаллах на основе теллура в цеолите Ni Na X. - ФТП, 1983, т.17, №4, с.650-654.

6. Богомолов В.Н., Задорожний А.И., Павлова Т.М. Периодичность всплесков тока на вольт-амперной характеристике кластерного кристалла на основе теллура. - ФТП, 1981, т.15, №10, с.2029-2031.

7. Богомолов В.Н., Вайтекунас Ф.К., Задорожний А.И. и др. Определение времени установления токового режима в районе N-образного всплеска ВАХ кластерного кристалла Ni Na X - Te. - ФТП, 1983, т.25, №11, с.3448-3450.

8. Bryksin V.V., Firsov Yu.A. Resonant type current anomalies in the high-field transport in semiconductors (Electrophonon resonance). - Sol. State Commun., 1972, v.10, N6, p.471-477.

9. Bryksin V.V., Firsov Yu.A., Ktitorov S.A. Electrophonon resonance in narrow band semiconductors. - Sol.State Commun., 1981, v.39, N2, p.385-389.

10. Maekawa S. Nonlinear conduction of ZnS in strong electric fields. - Phys.Rev.Lett., 1970, v.24, N21, p.1175-1177.

11. May D., Vecht A. Quantitative evidence for the existence of Wannier-Stark levels. - J.Phys. C: Solid State Phys., 1975, v.8, N22, p.L505-L509.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ СВОЙСТВА КВАНТОВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СЛОЕВ И СВЕРХРЕШЕТОК

Ю.А.Романов

В настоящее время в физике полупроводников интенсивно развивается направление, связанное с созданием, исследованием и использованием слоистых полупроводниковых структур (СПС), содержащих полупроводниковые слои субмикронных толщин (10^{-5} – 10^{-7} см). Сюда относятся тонкие пленки, инверсионные слои, многослойные структуры, или в более общем случае, – кристаллы с меняющимися в пространстве на субмикронных расстояниях химическим составом, кристаллической решеткой (тип, период, дефектность), воздействием (давление, температура, акустические, электрические, магнитные поля и т.д.), формой ограничивающих поверхностей или другими параметрами. Важным классом таких структур являются периодические полупроводниковые структуры (ППС), или так называемые сверхрешетки – кристаллы с периодически меняющимся одним или несколькими из указанных выше параметров. Основным отличительным признаком структур с сверхрешетками является наличие дополнительного периодического потенциала (дополнительной решетки) с периодом, значительно (в 10 – 10^3 раз) превышающим период решеток исходных материалов. Характерные амплитуды этого потенциала 10^{-2} – 1 эВ.

Полезной особенностью многослойных структур с тонкими слоями является возможность простой реализации квазиоднородных многокомпонентных, в частности многопоточковых, плазменных систем с переменным числом частиц и управляемыми параметрами. Управляемый параметр и источ-

ник управления могут быть пространственно разделены. Например, сильное легирование одного слоя приводит к существенному изменению концентрации свободных носителей заряда в соседних слоях, почти не меняя в них подвижности.

Важные свойства СПС связаны с частичным или полным отражением электронов от соответствующих потенциальных барьеров. Характерные обратные времена пролета для слоев и сверхрешеток с толщинами (периодами) $d \sim 10^{-5} - 10^{-7}$ см, $\omega - \pi v/d \sim \hbar \tau^2 / m d^2 \sim 10^{11} - 10^{15} \text{ с}^{-1}$ (τ - характерная скорость электрона, m - его эффективная масса), что соответствует энергиям $10^{-4} - 1$ эВ и длинам волн $1 - 10^{-4}$ см. Если эти частоты велики по сравнению с обратными временами свободного пробега электронов τ^{-1} , их длина свободного пробега больше d , а характерная длина волны де Бройля порядка d , то возникает размерное квантование. При этом энергетические зоны исходных материалов соответствующего одномерного движения разбиваются: в слое - на совокупность дискретных уровней, в сверхрешетке - на совокупность разрешенных и запрещенных подзон. Такие системы будем называть квантовым слоем и сверхрешеткой соответственно. В простейшем случае подбарьерных подзон соответствующий энергетический спектр

$$\epsilon_\nu(\nu, p_3) = \epsilon_\nu \pm \frac{1}{2} \Delta_\nu \cos\left(\frac{p_3 d}{\hbar}\right), \quad \nu = 1, 2, \dots, \quad (1)$$

где ϵ_ν - середина ν -й разрешенной подзоны; Δ_ν - ее ширина; p_3 - импульс электрона вдоль оси сверхрешетки. Характерная энергетическая ширина подзон в сверхрешетке $\Delta \sim 10^{-3} - 10^{-1}$ эВ, а соответствующие размеры подзон Бриллюэна порядка $10^5 - 10^7 \text{ см}^{-1}$. В квантовом слое $\Delta_\nu = 0$. Если указанные выше условия не выполняются, то размерного квантования не происходит. Такие системы будем называть классическими. При нарушении условия $\tau \Delta_\nu / \hbar \gg 1$ (но сохранении неравенства $\tau \Delta_g / \hbar \gg 1$, где Δ_g - ширина запрещенной подзоны) электроны в подзонах не обладают определенным законом дисперсии. Однако квантовый характер сверхрешетки сохраняется.

Для проявления специфических свойств СПС необходимо чтобы размытие и число характерных пролетных частот в них были невелики. Поэтому сверхрешетка с плохой периодичностью слоев хуже систем с небольшим числом таких же слоев. Важным является то обстоятельство, что параметрами

дс олнительного потенциала (амплитудой, периодом, формой), а следовательно и параметрами зонного спектра электронов, фононов, фотонов, плазмонов и других возбуждений, можно управлять как при получении структуры, так и при ее эксплуатации. Поэтому ППС как классические, так и квантовые можно назвать искусственными полупроводниками с управляемыми свойствами. Значения их параметров могут быть реализованы такими, какие не реализуются в природных материалах. Количественно новые параметры ППС приводят к качественно новым свойствам, которыми не обладают естественные полупроводники.

Варианты классических периодических структур, как искусственных сред, известны давно (см. например, [1]). Идея создания квантовой сверхрешетки впервые была высказана Келдышем в 1962 г. [2]. Он предложил создавать дополнительный периодический потенциал в однородном кристалле воздействием на него мощной ультразвуковой волной. Этот вариант квантовой сверхрешетки пока не реализован. Более реальными оказались сверхрешетки на основе кристаллов с периодически меняющимся химическим свойством. Идея их создания была высказана в работах [3-5]. Представляют интерес также двумерные сверхрешетки, возникающие на границе полупроводника с высокими индексами Миллера [6], сверхрешетки с напряженными слоями [7], кластерные [8]. Есть основания считать, что существуют и природные полупроводники со сверхрешетками [9], в частности SiC.

Малые размеры областей допустимых движений электронов в координатном и импульсном пространствах обуславливают сильную нелинейность проводимости СПС уже в сравнительно слабых электрических полях. Соответствующие характерные поля E_k определяются значениями, при которых электроны проходят эти области за время свободного пробега или за период поля. Оценим их. В квантовых одноподзонных сверхрешетках электроны под действием статического поля осциллируют по всей подзоне Бриллюэна, и следовательно между слоями, с частотой Ванье-Штарка $\Omega_c = eEd / \hbar$ и амплитудой $\Delta_T = \Delta_v / eE$. С частотой того же порядка осциллируют электроны в квантовых системах с двумя одинаковыми потенциальными ямами, разделенными полупрозрачным барьером. (В этом случае d - характерное расстояние между потенциальными ямами). Следовательно, для этих систем $E_k \sim \hbar(\omega + \tau^{-1}) / ed$ (ω - характерная

частота поля), в системах, свойства которых определяются переходами между уровнями (подзонами) с характерными расстояниями $\Delta \epsilon_0 \sim \Delta_0 \gg \hbar(\omega + \tau^{-1})$, $E_k \sim \Delta \epsilon_0 / ed$. В резонансной ситуации $\hbar\omega \approx \Delta \epsilon_0 \gg \hbar\tau^{-1}$ электроны осциллируют между выделенными состояниями α и β с частотой Раби [10]

$$\Omega_R = \sqrt{(\omega - \hbar^{-1} \Delta \epsilon_0)^2 + |\omega \tau_{\alpha\beta} / \epsilon_0|^2 J_1^2(\epsilon \epsilon_0 / \hbar\omega)} \quad (2)$$

где $\tau_{\alpha\beta}$ - матричные элементы координаты электронов; $\epsilon_0 = \tau_{\alpha\alpha} - \tau_{\beta\beta}$; J_1 - функция Бесселя. Выражение (2) отличается от обычного тем, что учитывает $\epsilon_0 \neq 0$. Поэтому для симметричных систем ($\epsilon_0 = 0$) $E_k \sim \hbar / e |\tau_{\alpha\beta}| \tau$, для несимметричных ($\epsilon_0 \sim d$) $E_k \sim \hbar\omega / e \tau_0$. При $\omega + \tau^{-1} \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $\Delta \epsilon_0 \sim 10^{-2} \text{ эВ}$, $|\tau_0| \sim |\tau_{\alpha\beta}| \sim d \sim 10^{-6} \text{ см}$ для всех указанных систем имеем $E_k \sim 10^3 - 10^4 \text{ В/см}$.

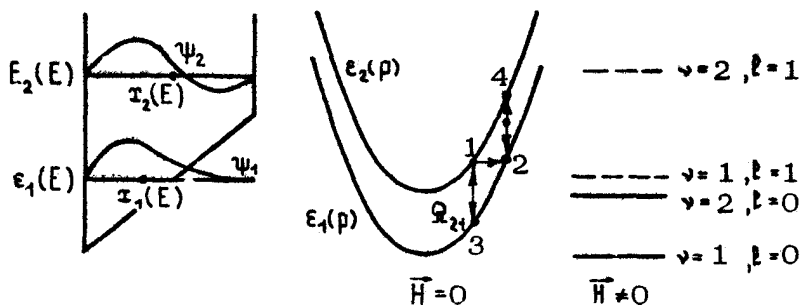
Естественным и важным является вопрос о соответствии свойств сверхрешеток и систем с небольшим числом тонких слоев, в частности с одним тонким слоем. Свойства таких систем сильно зависят от условий на внешних границах, в особенности от свойств контактов. Выбирая соответствующие граничные условия, можно получить различный набор свойств этих систем, в том числе и свойств сверхрешеток. Поэтому при исследовании систем с небольшим числом слоев будем рассматривать бесконтактные системы с непроницаемыми для электронов внешними границами. Сопоставление свойств таких слоев и сверхрешеток с соответствующей простой или сложной элементарной ячейкой позволяет выделить свойства сверхрешеток, связанные с поведением электронов в одной ячейке (в одном слое), и свойства, связанные с переходами между ними, а также их комбинациями.

В настоящей статье рассмотрено поведение квантовых слоев и сверхрешеток в поперечных относительно границ сильных электрических полях. Проведен анализ соответствующих нелинейных проводимостей.

1. НЕЛИНЕЙНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ КВАНТОВЫХ СЛОЕВ В АДИАБАТИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Если потенциальные барьеры, разделяющие полупроводниковые слои многослойных структур, малопрозрачны для электронов, то основной вклад в их высокочастотную про-

димость дает движение в отдельных слоях. В настоящем разделе исследуем низкотемпературную нелинейную проводимость однокомпонентного слоя с полностью непроницаемыми для электронов границами. Спектр энергий электронов в соответствующей яме в отсутствие магнитного поля представляет собой совокупность вложенных параболоидов, при наличии поперечного относительно границ слоя квантующего магнитного поля - совокупность дискретных уровней. Соответствующий вид собственных функций ψ_α и собственных значений ε_α для первых двух подзон приведен на рис.1. Индексом



Р и с. 1

α нумеруются пленочные состояния, l - уровни Ландау, x_α - средняя координата электрона в состоянии ψ_α . Будем считать выполненными условия

$$\lambda \gg d, |\Omega_{\alpha\beta}| \tau \gg 1, \omega \tau \ll 1, |\Omega_{\alpha\beta}| \tau_0 \ll 1, \omega \ll |\Omega_{\alpha\beta}|, |e x_{\alpha\beta} \dot{E}(t) / \hbar \Omega_{\alpha\beta}^2|^2 \ll 1,$$

где $\Omega_{\alpha\beta} = (\varepsilon_\alpha - \varepsilon_\beta) / \hbar$; λ - длина свободного пробега электрона; $\tau_0 \sim 10^{-14}$ с - длительность единичного релаксационного процесса (столкновения). В силу медленности изменения поля удобно пользоваться представлением мгновенного гамильтониана $H(t)$. В этом представлении волновые функции и собственные значения энергии адиабатически меняются с изменением электрического поля. В отсутствие столкновений электроны с большой вероятностью остаются на "своих" движущихся с изменением поля энергетических уровнях. Под действием столкновений они совершают релаксационные переходы между этими адиабатическими состояниями и термализуются. В рассматриваемом нами случае $\omega \tau \ll 1$ (случай произвольных $\omega \tau$ исследован в

работе [11]) электроны почти успевают следить за полем и поэтому в каждый момент времени описываются квазиравновесной функцией распределения. Однако после внезапного (точнее за малое время τ_c) в результате столкновения исчезновения электрона в состоянии ψ_α и появления его в состоянии ψ_β в некоторый момент времени t_0 (переход 1-2 на рис.1) в системе из-за изменения во времени гамильтониана $H(t)$ возникают небольшие квазипериодические переходы электронов между адиабатически меняющимися состояниями (переходы 1-3 и 2-4 на рис.1). Эти переходы создают релаксационные колебания физических величин, в том числе тока Δj_{\sim} . Соответствующие скачкообразные (дельтаобразные) особенности имеет и изменение емкости. Например для слоя $d=200 \text{ \AA}$, $n=10^{18} \text{ см}^{-3}$, $m=0,05 m_0$ (m_0 - масса свободного электрона), $\epsilon_0=15$ при полном изменении емкости $[\epsilon(0) - \epsilon(\infty)] / \epsilon(\infty) \approx 0,5$ скачок емкости равен $\Delta\epsilon / \epsilon(\infty) \approx 0,15$, т.е. составляет 30% полного ее изменения. Рассмотрим теперь осциллирующую часть тока. При суммировании по всем возможным релаксационным временам t_0 происходит частичное гашение осцилляций. Как обычно бывает в подобных случаях, вклад в результирующие осцилляции дают экстремальные моменты времени. При квазиупругих столкновениях это моменты пересечения квазиуровня Ферми α -й подзоны с дном β -й подзоны (в квантующем магнитном поле моменты пересечения занятого и свободного уровней) - t_0 . При $\Omega_{\alpha\beta}^t = \nu\omega$, $\omega\tau_\varphi \gg 1$ ($\nu=1,2,\dots$, τ_φ - время релаксации фазы) за счет синхронного сложения осцилляций, возбуждаемых на каждом периоде, возникают резонансные колебания тока. Кроме условия $|\Omega_{\alpha\beta}| \tau_0 \ll 1$, для существования результирующих осцилляций необходимо, чтобы за их период относительный сдвиг уровней в моменты t_0 превышал их диссипативное размытие и размытие функции распределения, включая температурное. На основании сказанного усредненную по

$$j(t) \sim \sum_{\alpha} \left[n_{\alpha}(V) \frac{dx_{\alpha}(V)}{dV} + \frac{dn_{\alpha}(V)}{dV} x_{\alpha}(V) \right] \dot{V} + \frac{1}{d} \frac{d}{dt} \left[p_{\alpha}(V) \dot{V} \right] + \Delta j_{\sim} \quad (3)$$

где $\Delta j_{\sim} \sim \sum_{\alpha, \beta, t_0} A_{\alpha\beta}(t_0) \dot{\epsilon}(t_0) \exp \left\{ - \int_{t_0}^t [i\Omega_{\alpha\beta}(t') + \tau_\varphi^{-1}] dt' \right\}$, $A_{\alpha\beta}(t_0) = \text{const}$, $n_{\alpha}(V)$ - равновесная концентрация электронов в α -м адиабатическом состоянии (α -й подзоне) при напряжении

на слое равном V , первое слагаемое — реактивная составляющая тока, $P_0(V)\dot{V}$ — диссипативная составляющая поляризации слоя [11]. Реактивный ток состоит из двух слагаемых, обусловленных разными механизмами. Первое слагаемое обусловлено движением средних координат адиабатически меняющихся квантовых состояний, второе — изменением их населенности. В моменты τ_0 второй механизм тока и второе слагаемое резко исчезают, либо резко появляются. В результате возникают скачки (всплески в квантующем магнитном поле) тока.

Подобными свойствами обладают и сверхрешетки. Однако замена уровней соответствующего одномерного движения на подзоны сглаживает скачки и осцилляции тока. Поэтому для наблюдения указанных в настоящем разделе эффектов сверхрешетки менее подходят, чем отдельные квантовые слои.

2. ИНДУЦИРОВАННАЯ И САМОИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ СВЕРХРЕШЕТОК

Рассмотрим поведение квантовой сверхрешетки в однородном гармоническом поле. С целью сокращения изложения последующих разделов приведем выражение для плотности тока, возникающего в одноподзонной сверхрешетке под воздействием однородного поля, содержащего постоянную (E_c) и N гармонических компонент (E_α)

$$E(t) = E_c + \sum_{\alpha=1}^N E_\alpha \cos(\omega_\alpha t - \delta_\alpha), \quad \delta_\alpha = \text{const} \quad (4)$$

Из решения кинетического уравнения с интегралом столкновений в τ -приближении для электронов с законом дисперсии (1) получаем [12]

$$j = \frac{1}{2} j_0 \sum_{\nu_p=-\infty}^{\infty} \left[1 + i \left(\sum_{\alpha=1}^N \mu_\alpha \omega_\alpha + \Omega_c \right) \tau \right]^{-1} \prod_{\alpha=1}^N J_{\mu_\alpha}(\vartheta_\alpha) \times \\ \times \sum_{\nu_p=-\infty}^{\infty} \prod_{\beta=1}^N J_{\nu_\beta + \nu_p}(\vartheta_\beta) \exp \left[-i \sum_{\alpha=1}^N \nu_\alpha (\omega_\alpha t - \delta_\alpha) \right] + \text{к.с.}, \quad (5)$$

где

$$\vartheta_\alpha = \frac{e E_\alpha d}{\hbar \omega_\alpha}, \quad j_0 = \frac{en d}{\hbar} \left(\frac{\Lambda}{2} - \langle \varepsilon_z \rangle_0 \right) = \frac{\hbar}{e \tau d} \sigma_0, \quad (6)$$

угловые скобки означают усреднение по равновесной функции распределения. Выход за рамки τ -приближения качест-

точно не меняет приведенных ниже результатов.

Оставляя в формуле (5) лишь одно гармоническое поле и считая $\omega\tau \gg 1$, получим для тока и поглощения энергии в единицу времени [13] ($E(t) = E_0 \cos \omega t$)

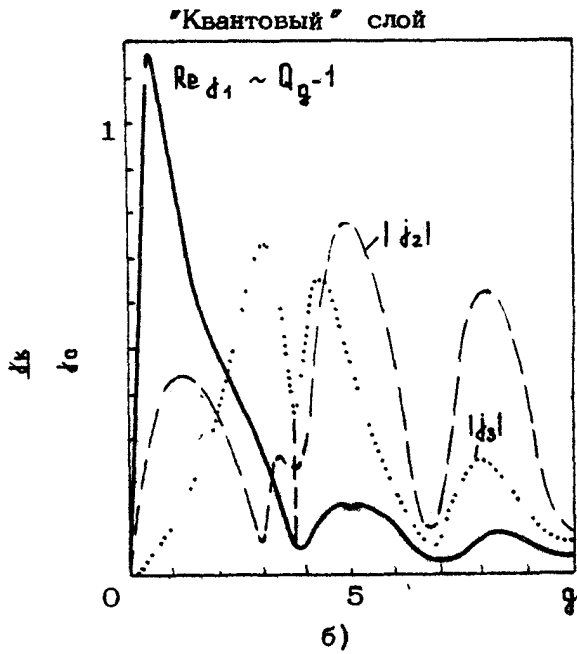
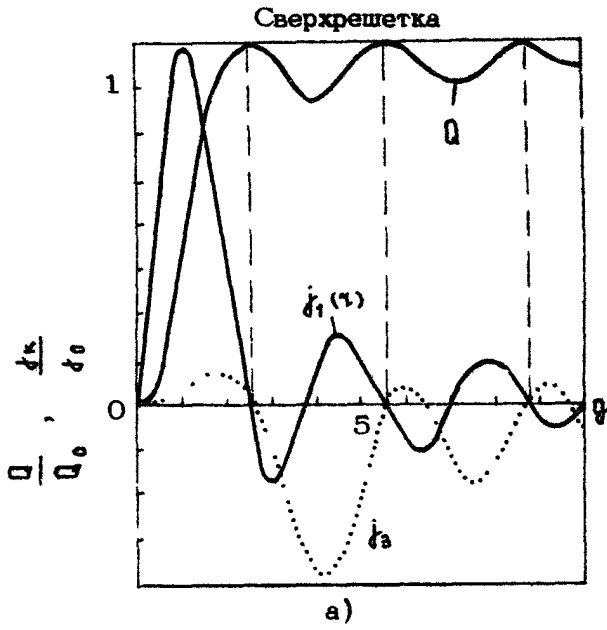
$$j(t) \approx 2j_0 J_0(q) \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k+1}(q) \sin [(2k+1)\omega t] + \\ + \frac{2Q_0}{E_0} [1 - J_0^2(q)] \cos \omega t, \quad Q = Q_0 [1 - J_0^2(q)], \quad Q_0 = \hbar j_0 / e d \tau. \quad (7)$$

В областях $J_0(q) = 0$ все гармоники тока имеют малые значения (в пределе $\tau \rightarrow \infty$ они исчезают) и сверхрешетка с точностью до $(\omega\tau)^{-1}$ ведет себя как линейный диэлектрик. Этот эффект назовем абсолютной самоиндуцированной прозрачностью (АСИП). Его особенностью в сверхрешетке является возрастание поглощения в окнах самопрозрачности. Другими словами, в сверхрешетке потери на поглощение и генерацию гармоник меняются в противофазе. Соответствующие кривые Q и амплитуд первой реактивной и третьей гармоник тока приведены на рис.2,а.

АСИП в сверхрешетке является эффектом коллективного поведения всех электронов подзоны. Она возникает в результате их сильного специфического разогрева. Соответствующая усредненная по периоду поля функция распределения электронов размазывается полем равномерно (при $\tau \rightarrow \infty$) по всей подзоне. При этом ток в системе отсутствует, но движение каждого электрона не исчезает. Между столкновениями электроны совершают сдвинутые по фазе периодические движения в импульсном и координатном пространствах. В окнах самопрозрачности фазовое перемешивание этих движений наиболее сильное и приводит к исчезновению суммарного тока. (Другие моменты функции распределения при этом не исчезают).

Потери на возбуждение каждой ν -й гармоники тока обладают своими дополнительными минимумами, определяемыми условием $J_\nu(q) = 0$.

Оказывается, что области АСИП являются одновременно областями индуцированной прозрачности. Это означает, что если система с помощью одного поля переведена в бестокое состояние, то она будет прозрачной и для другого поля, частота которого несоизмерима с частотой первого [14].



Р и с. 2

3. ИНДУЦИРОВАННАЯ И САМОИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ КВАНТОВЫХ СЛОЕВ (ДВУХУРОВНЕВОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ)

Рассмотрим проводимость электронов в несимметричной потенциальной яме с двумя выделенными состояниями ψ_1, ϵ_1 и ψ_2, ϵ_2 , средние координаты (дипольные моменты) которых $x_{1,2}$ существенно отличаются друг от друга. Их разность $x_0 = |x_2 - x_1| \sim d \gg |x_{1,2}|$. В области амплитуд и частот полей

$$eE_0 |x_{1,2}| / \hbar \omega \ll 1, |\Omega_{21} - \mu\omega| = \delta_{\mu} \ll \omega, \mu = 1, 2, \dots, \quad (8)$$

переходы электронов между уровнями под действием гармонического поля описываются вероятностью

$$P(t) = (F_{\alpha\beta} / \hbar \Omega_R)^2 \sin^2 \left[\frac{1}{2} \Omega_R (t - t_0) \right] \quad (9)$$

(вероятность нахождения электрона в состоянии 2 в момент времени t , если в момент t_0 он находился в состоянии 1 и наоборот), где

$$F_{\alpha\beta} = \frac{2\mu}{g} J_{\mu}(g) e x_{\alpha\beta} E_0, \quad g = eE_0 x_0 / \hbar \omega, \quad \Omega_R = \sqrt{\delta_{\mu}^2 + |F_{\alpha\beta}|^2 / \hbar^2} \quad (10)$$

- обобщенная частота Раби. Соответствующие поглощение и гармоники возбуждаемого тока

$$Q \sim J_{\mu}^2(g), \quad J_{\kappa} \sim J_{-\mu}(g) [J_{\kappa-\mu}(g) + J_{-(\kappa+\mu)}(g)] \quad (11)$$

Из приведенных выражений следует, что в двухуровневых несимметричных системах при $J_{\mu}(g) = 0$ исчезают одновременно поглощение и генерация гармоник. В этом отличие АСИП двухуровневых систем и сверхрешетки. Физика этого эффекта тоже другая. АСИП в двухуровневых системах является эффектом индивидуального поведения электронов. Она возникает в результате обращения в ноль вероятности межуровневых электронных переходов. При этом очевидно, что в отличие от сверхрешетки функция распределения электронов в системе полем не меняется и остается поэтому равновесной, разогрев отсутствует. (В сверхрешетке переходы электронов происходят не между дискретными резонансными уровнями, а между состояниями непрерывного спектра одной подзоны и носят классический характер). Потери на генерацию гармоник имеют дополнительные минимумы, определяемые условиями

$J_{k-\mu}(q) + J_{-(k+\mu)}(q) = 0$. Поглощение и амплитуды второй и третьей гармоники тока при $\Omega_{21}\tau = 10$, $\tau_{12}/\tau_0 = 0,2$ приведены на рис.2,б. На нерезонансных частотах минимумы потерь на поглощение и генерацию гармоник не коррелируют между собой.

Осцилляторный характер поглощения и величины амплитуд гармоник тока существуют и в симметричных двухуровневых системах ($\tau_0 = 0$). В этом случае осцилляции возникают при больших амплитудах полей и обусловлены нелинейным сдвигом резонансной частоты (сдвиг Блоха-Зигерта [10]).

Мы указали на отличия в свойствах одноподзонной сверхрешетки и несимметричного квантового слоя в двухуровневом приближении. Хорошего соответствия и не может быть. Сверхрешетка даже в несимметричной элементарной ячейке в силу четной зависимости энергии электрона от квазимпульса (без учета спин-орбитального взаимодействия) в одноподзонном приближении обладает лишь нечетной нелинейностью. Большого сходства можно было бы ожидать в сверхрешетке, находящейся в статическом электрическом поле. Под действием этого поля потенциальные ямы в соседних слоях смещаются относительно друг друга на $eE_c d$, создавая нужную асимметрию. Однако в этом случае в сверхрешетке возникают дополнительные эффекты, связанные с дрейфом носителей заряда в электрическом поле, не говоря уж о том, что две соседние ямы нельзя рассматривать изолированно от других. Наличие последних (или наличие контактов в системах с небольшим числом слоев) приводит к вносу энергии электронами в рассматриваемую пространственную область (совокупность слоев) или выносу из нее. В зависимости от того, как это происходит, и возникают различные дополнительные эффекты. Один из таких эффектов рассмотрим в следующем разделе.

4. АБСОЛЮТНАЯ ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ СВЕРХРЕШЕТОК

Как указывалось выше, в сверхрешетке в областях АСИП поглощение гармонического поля максимально. Это означает, что в этих областях происходит резонансный отбор его энергии электронами. Очевидно, что отбираемая энергия может передаваться электронами другому полю,

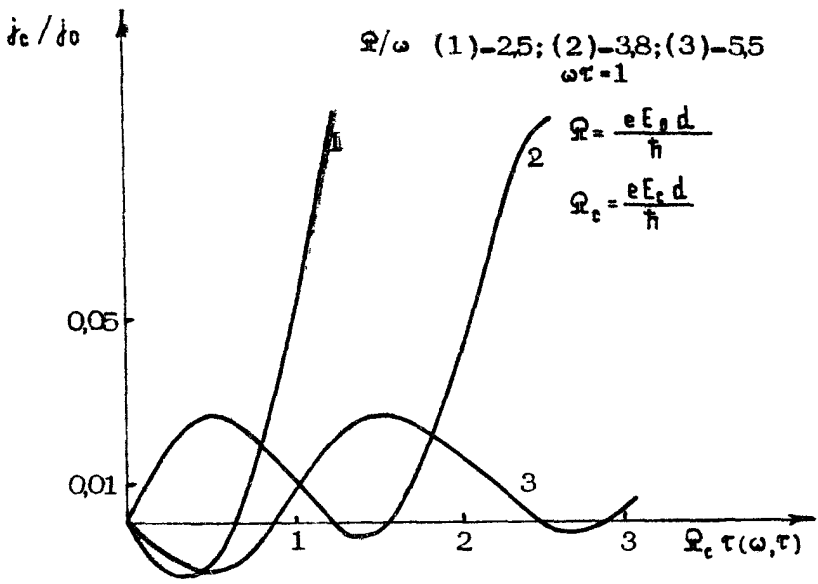
усиливая его. В результате возникает вариант диссипативной неустойчивости, когда отбираемая от одного поля энергия идет на поглощение и усиление другого поля в определенной пропорции. С ростом потерь на поглощение растет и усиление. Проявлением такой диссипативной неустойчивости в сверхрешетке, в частности, является абсолютная отрицательная проводимость - АОП [13], т.е. возникновение состояния, в котором постоянные составляющие поля и возбуждаемого им тока имеют противоположные направления. Оставляя в выражении (5) постоянную составляющую поля и одну гармонику найдем интересующее нас изменение статической ВАХ сверхрешетки под действием гармонического поля:

$$j_c = \epsilon_c(q, E_c) E_c, \quad \frac{\epsilon_c(q, E_c)}{\epsilon_0} = \frac{j_0^2(q)}{1 + (\Omega_c \tau)^2} + 2 \sum_{\mu=1}^{\infty} \frac{1 + (\Omega_c^2 - \mu^2 \omega^2) \tau^2}{[1 + (\Omega_c + \mu \omega)^2 \tau^2]} \times \frac{j_{\mu}^2(q)}{[1 + (\Omega_c - \mu \omega)^2 \tau^2]} \quad (12)$$

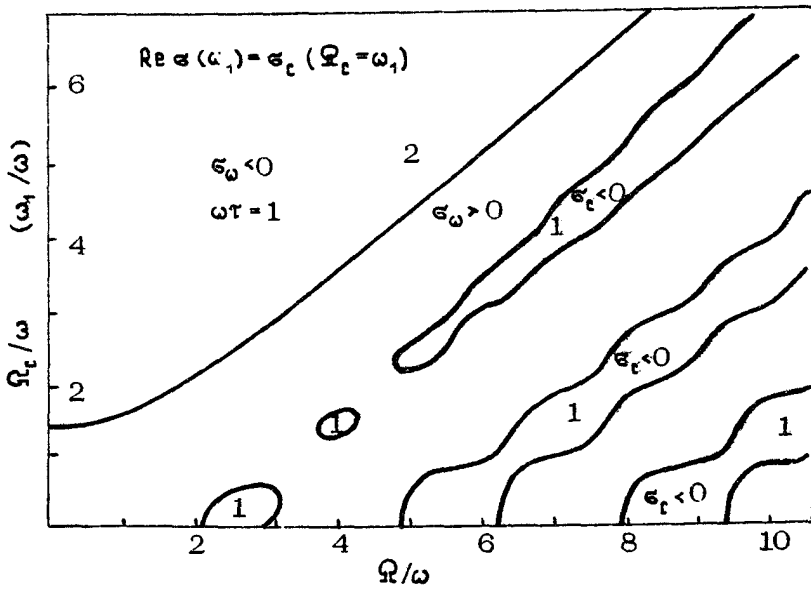
На рис.3 приведены статические ВАХ для трех различных амплитуд гармонического поля. Видны участки АОП и ОДП. При малых E_c АОП возникает вблизи АСИП. Подобный осцилляционный характер имеют также зависимости $j_c(q)$, $j_{\omega}(q)$, $j_{\omega}(\Omega_c)$ [12]. На рис.4 приведены области отрицательной проводимости (области неустойчивости) для взаимодействующих статического и гармонического полей произвольных амплитуд при $\omega \tau = 1$. При $\omega \tau \gg 1$ в областях $\Omega_c \approx \mu \omega$ взаимодействие носит резонансный характер, соответствующие диссипативные проводимости могут менять знак.

Таким образом, гармоническое поле сильно меняет статическую проводимость сверхрешетки, так же как и статическое поле сильно меняет ВЧ-проводимость [12,15]. Наличие состояний $\epsilon_c < 0$ приводит к возникновению статической ЭДС в сверхрешетке. В зависимости от параметров системы реализуется мягкий (кривая 1) и жесткий (кривая 2) режимы возбуждения или то и другое (кривая 3 на рис.3).

Очевидно, что АОП в слоях с непроницаемыми границами отсутствует. Однако неустойчивость, приводящая к возникновению статической ЭДС под действием гармонического поля, возможна и в них. Соответствующее рассмотрение должно вестись с учетом самосогласованного поля. В структурах с частично прозрачными границами квантовых слоев ОДП и АОП "сверхрешеточного типа" могут быть реализованы [16]. Их конкретный вид определяется свойствами контактов.



Р и с. 3



Р и с. 4

5. ИЗМЕНЕНИЕ ВЧ-ПРОВОДИМОСТИ СВЕРХРЕШЕТОК СИЛЬНЫМ ГАРМОНИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Подставляя $E(t) = E_0 \cos \omega t + E_1 \cos \omega_1 t$ ($E_1 \rightarrow 0$) в выражение (5), получим [17]

$$\sigma(q, \omega_1) = i \frac{\epsilon_0}{\tau} \sum_{\mu=-\infty}^{\infty} \frac{J_{\mu}^2(q)}{(1 + i\mu\omega\tau)(\omega_1 - \mu\omega + i\tau^{-1})} \quad (13)$$

При $\omega_1 = \mu\omega$ происходит резонансное изменение проводимости.

Сравнение формул (13) и (12) показывает, что $\text{Re } \sigma(q, \omega_1) = \sigma_c(q, \Omega_c = \omega_1)$. Поэтому диссипативный ток на частоте ω_1 и области его неустойчивости с точностью до замены $\Omega_c \rightarrow \omega_1$ совпадают с соответствующими для статического поля со всеми вытекающими из этого последствиями (см. рис. 3, 4). В частности, существует сильная частотная дисперсия $\sigma(q, \omega_1)$ и немонотонная ее зависимость от амплитуды гармонического поля. Подобная картина реализуется и в квантовых слоях. Из приведенных кривых видно, что возможны условия, когда для статического поля реализуется жесткий режим возбуждения (точка $\mu_c = E_c = 0$ устойчива), а для переменного высокой частоты — мягкий. Это свойство важно для параметрических процессов.

Приведенные результаты показывают, что сверхрешетки являются сильно нелинейными и неустойчивыми средами в сравнительно слабых ($10^2 - 10^4$ В/см) электрических полях. Многие "сверхрешеточные эффекты" имеют аналоги в системах с небольшим числом квантовых слоев. Дальнейшее интенсивное исследование квантовых слоистых структур может привести к созданию новых твердотельных устройств миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн.

Л и т е р а т у р а

1. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343с.
2. Келдыш Л.В. О влиянии ультразвука на электронный спектр кристаллов. — ФГТ, 1962, т.4, №8, с.2265-2267.
3. Esaki L., Tsu R. Superlattice and negative differential conductivity. — IBM J. Res. and

Develop., 1970, v.14, N1, p.61-67.

4. Овсянников М.И., Романов Ю.А., Шабанов В.Н., Логинова Р.Г. Полупроводниковые периодические структуры. - ФТП, 1970, т.14, №12, с.2225-2231.

5. Романов Ю.А. Периодические полупроводниковые структуры из сверхтонких слоев. - ФТП, 1971, т.5, №7, с.1434-1444.

6. Волков В.А., Петров В.А., Сандомирский В.Б. Поверхность с высокими кристаллографическими индексами - сверхрешетка для двумерных электронов. - УФН, 1980, т.131, №3, с.423-440.

7. Osbourn G.C. Electronic properties of strained-layer superlattices. - J.Vac.Sci. and Technol. 1983, v.Б., N2, p.379-382.

8. Богомолов В.Н., Павлова Т.М. Отрицательная дифференциальная проводимость в трехмерных кластерных сверхрешетках теллура. - Наст.сборник, с.53-62.

9. Шик А.Я. Сверхрешетки - периодические полупроводниковые структуры. - ФТП, 1974, т.8, №10, с.1841-1864.

10. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые системы. М.: Мир, 1978, 722 с.

11. Демидов Е.В., Романов Ю.А. Нелинейная проводимость тонких полупроводниковых слоев с размерно-квантованным энергетическим спектром электронов. - Изв.вузов.Радиофизика, 1983, т.6, №10, с.1289-1299.

12. Романов Ю.А., Бовин В.П., Орлов Л.К. Нелинейное усиление электромагнитных колебаний в полупроводниках со сверхрешеткой. - ФТП, 1978, т.12, №9, с.1665-1669.

13. Игнатов А.А., Романов Ю.А. Абсолютная отрицательная проводимость в полупроводниках со сверхрешеткой. - Изв. вузов. Радиофизика, 1978, т.21, №1, с.132-138.

14. Орлов Л.К., Романов Ю.А. Нелинейное взаимодействие двух волн в полупроводниках со сверхрешеткой. - ФТТ, 1977, т.19, №3, с.726-731.

15. Басс Ф.Г., Рубинштейн Е.А. Высокочастотные электромагнитные явления в полупроводниках с неквадратичным законом дисперсии носителей тока. - ФТТ, 1977, т.1, №5, с.1379-1388.

16. Solner T.C.L., Goodhue W.D., Tannelwald P.E. e.a. Resonant tunneling through quantum wells at frequencies up to 2.5 THz. - Appl.Phys. Lett., 1983, v.43, N6, p.588-590.

17. Романов Ю.А. Плазменные колебания в сверхрешетке, находящейся в сильном высокочастотном электрическом поле. - ФТТ, 1979, т.21, №3, с.877-882.

ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ КИНЕТИКА НОСИТЕЛЕЙ ТОКА И НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВОЛН ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ

А.А.Игнатов, В.И.Шашкин

1. На вольт-амперных характеристиках, созданных на основе тройного соединения $Ga_{1-x}Al_xAs$ квантовых периодических структур - сверхрешеток, в достаточно широкой области полей наблюдается падающий участок [1]. Согласно теоретическим представлениям [2,3] ВАХ таких структур должна обладать малой инерционностью вплоть до частот осцилляций Ваннье-Штарка $f \approx eEd/2\pi\hbar$ ($E \geq E_t$, где E_t - пороговое поле ОДП, d - период структуры), которая при характерных значениях параметров сверхрешетки $d \approx 70 \text{ \AA}$, $E_t \approx 2 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ [1] соответствует субмиллиметровому диапазону длин волн ($f \approx 3,4 \cdot 10^3 \text{ ГГц}$). Тем не менее для реализации отрицательного высокочастотного импеданса диодной структуры на основе сверхрешеток необходимо обеспечить неустойчивость волн пространственного заряда (ВПЗ), которые в достаточно коротких образцах (типичное число периодов в сверхрешетке $N \approx 100$) начинают эффективно затухать из-за диффузии свободных носителей [4]. В этой связи в настоящей работе исследуется спектр продольных волн в одномерных сверхрешетках в присутствии сильного электрического поля. Получено выражение для коэффициента диффузии разогретых носителей и оцениваются предельные частоты неустойчивости в подобных структурах, обсуждаются пределы применимости дрейфово-диффузионного подхода при описании ВПЗ и квазиклассического описания высокочастотных свойств сверхрешеток.

2. Спектр волн пространственного заряда вычисляется в приближении косинусоидального закона дисперсии носителей

гока $\varepsilon = \frac{\Delta}{2} \left(1 - \cos \frac{p_z d}{\hbar} \right) + p_z^2 / 2m$ (Δ - ширина минизоны сверхрешетки, p_z - компонента импульса вдоль оси сверхрешетки, p_{\perp} - поперечный импульс) на основе кинетического уравнения Больцмана с интегралом столкновений Батнагара-Гросса-Крука $\mathcal{S}t = -\nu \left(f - \frac{n(Z)}{n_0} f_0 \right)$ (f_0 - равновесная функция распределения, $n(Z)$ - концентрация свободных носителей, n_0 - невозмущенная концентрация, ν - характерная частота столкновений), учитывая закон сохранения числа частиц $\int \mathcal{S}t \, d\vec{p} = 0$. Заметим здесь, что выбранная в работе [5] для исследования спектра продольных волн модель $\mathcal{S}t = -\nu(f - f_0)$ не дает возможности адекватно описать влияние диффузии и дрейфа носителей на спектр продольных волн при $n(Z) \neq n_0$ в интересующей нас области частот $\omega \ll \nu$ (типичные значения $\nu \approx 10^{13} \text{ с}^{-1}$ [1]). В однородном электрическом поле ($n(Z) \equiv n_0$) используемая в настоящей работе модель интеграла столкновений хорошо описывает отклик системы на интенсивные статические и высокочастотные поля, на что указывает сопоставление аналитических результатов с данными численных экспериментов [6,7].

С формальной точки зрения метод отыскания дисперсионного уравнения в системе с косинусоидальным энергетическим спектром носителей тока близок к нахождению спектра волн в сильно замагниченной плазме [5,8,9], поэтому приведем здесь окончательный результат:

$$1 - \frac{i\nu}{\omega} \sum_{m, s=-\infty}^{\infty} \frac{I_m}{I_0} \left[1 - \frac{\omega_p^2 m}{\Omega^2 \beta \left(\frac{\nu}{\Omega} + im \right)} \right] \frac{s J_s(\beta) J_{s+m}(\beta)}{\alpha - s} = 0, \quad (1)$$

где $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_0 / m_{zz} \varepsilon}$ - плазменная частота; $m_{zz} = \hbar / v_0 d$ - эффективная масса на дне минизоны сверхрешетки; $v_0 = \Delta d / 2\hbar$ - характерная скорость частиц в минизоне; $\Omega = eEd / \hbar$ - частота осцилляций Ванье-Штарка в постоянном поле E ; $\beta = \kappa v_0 / \Omega$; $\alpha = -(\omega + i\nu) / \Omega$; κ - волновое число; ω - частота; $I_n = I_n(x)$ - модифицированные функции Бесселя с аргументом $x = \Delta / 2\kappa l$, T - температура решетки; ε - решеточная диэлектрическая проницаемость; $J_n(x)$ - функция Бесселя.

В пределе низких частот $\omega \ll \nu$, малой концентрации свободных носителей $\omega_p^2 I_1 / \nu^2 I_0 \ll 1$ и в случае слабой пространственной дисперсии $\kappa \rightarrow 0$ дисперсионное уравнение (1) принимает следующий вид:

$$\omega = \kappa v_A(E) - i(\tau_{md}^{-1}(E) + D(E)\kappa^2), \quad (2)$$

где $v_A = v_0 \frac{I_1}{I_0} Z / (1+Z^2)$ - дрейфовая скорость частиц; $\tau_{md}^{-1} = \frac{\omega_p^2 I_1}{\nu I_0} \frac{(1-I_2/Z^2)}{(1+Z^2)^2}$ - дифференциальная максвелловская частота;

$$D = \frac{v_0^2}{2\nu(1+Z^2)} \left[1 + \frac{I_2}{I_0} \frac{(2Z^2-1)}{(4Z^2+1)} - 4 \left(\frac{I_1}{I_0} \right)^2 \frac{Z^2}{(1+Z^2)^2} \right] \quad (3)$$

коэффициент диффузии, зависящий от безразмерного электрического поля $Z = eEd/\hbar\nu$. В области слабых полей $Z \ll 1$ $D(Z) \rightarrow D_0$, где равновесный коэффициент диффузии $D_0 = \frac{v_0^2}{2\nu} \times (1 - I_2/I_0)$ связан с линейной подвижностью сверхрешетки μ_0 соотношением Эйнштейна $D_0 = \mu_0 kT/e$. В случае достаточно узких разрешенных минизон $\Delta/2kT \ll 1$ относительное изменение средней энергии носителей из-за разогрева незначительно. Вместе с тем цикличность движения частиц в минизонах сверхрешетки, вызванная эффектом брэгговского отражения, приводит к их пространственной локализации и, следовательно, к падению D с ростом электрического поля E . В этой области значений параметра $\Delta/2kT$ полевая зависимость коэффициента диффузии хорошо аппроксимируется соотношением $D = \frac{v_0^2}{2\nu} (1+Z^2)^{-1}$. Отметим здесь аналогию с диффузией носителей поперек сильного магнитного поля $D = D_0 (1 + \omega_H^2/\nu^2)^{-1}$, где ω_H - циклотронная частота. В пределе низких температур $\Delta/2kT \gg 1$ возрастание средней энергии носителей в минизоне с ростом поля становится существенным и зависимость

$D(E)$ имеет характерный колоколообразный вид с максимумом при $E \approx E_t = \hbar\nu/ed$, подобно тому, как это имеет место при междолинном переходе в полупроводниках типа $GdAs[4]$.

3. Согласно (2), при условии $\tau_{md}(E) < 0$ в области волновых чисел $0 < \kappa < \kappa_{gr}$ существуют нарастающие волны ($\kappa_{gr} = 1/\sqrt{D\tau_{md}}$ - граничное волновое число). При $\Delta/2kT \ll 1$ (типичный для сверхрешеток случай [1]) и при $Z > 1$ ($E > E_t$)

$$\kappa_{gr} = \kappa_g \left(\frac{Z^2 - 1}{Z^2 + 1} \right)^{1/2} \quad (4)$$

где $\kappa_g = \sqrt{4\pi e^2 n_s / \epsilon kT}$ - дебаевское волновое число. Для образцов конечной длины значения κ в уравнении (2) ограничены снизу величиной порядка $2\pi/L$. Таким образом, максимальная частота, при которой может реализоваться отрицательный импеданс системы $\omega_{max} \approx \kappa_{gr}(E)v_A(E)$ (где $v_A(E)$ - дрейфо-

ва... скорость), имеет вид

$$\omega_{\text{max}} = v_0 k_0 \frac{I_1}{I_0} \left(\frac{Z^2 - 1}{Z^2 + 1} \right)^{1/2} \frac{Z}{(1 + Z^2)} \quad (5)$$

Анализ (1) показывает, что при $\omega_p^2 I_1 / \nu^2 I_0 \ll 1$ учет сильной пространственной дисперсии $\beta \approx 1$ не приводит к возникновению неустойчивости при $k > k_{\text{гр}}$.

Для исследования области применимости дрейфово-диффузионного подхода и детального поведения спектра ВПЗ при больших β рассмотрим более подробно спектр волны в одномерном случае. При достаточно сильном электрическом поле $|(\omega + i\nu)/\Omega| \ll 1$ двойной ряд в уравнении (1) допускает суммирование, откуда получим

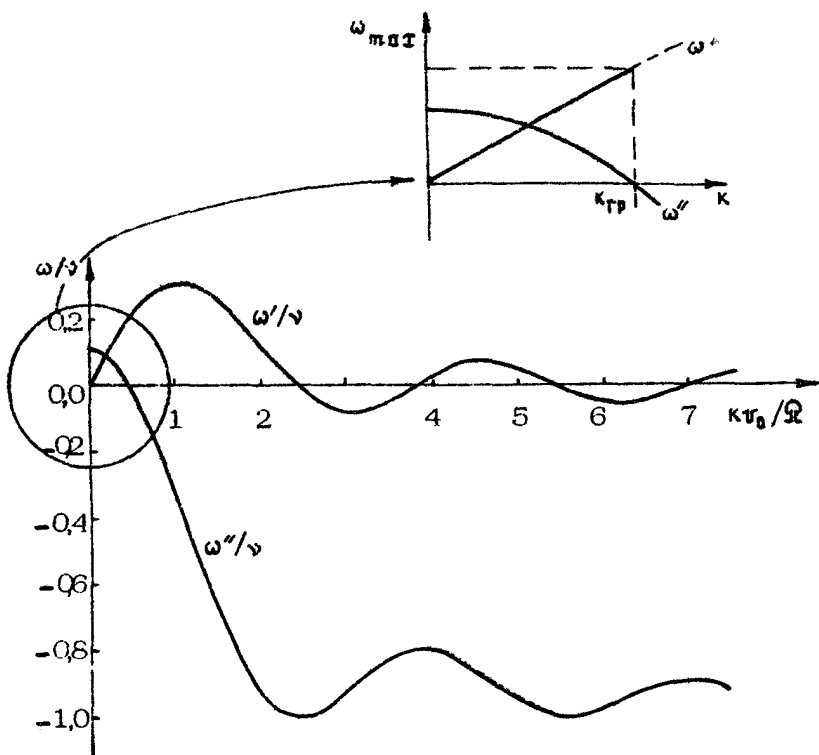
$$\omega = -i\nu \left[1 - \frac{J_0(\beta) J_0(\beta + i\psi)}{I_0} \right] + \nu \frac{\omega_p^2}{\Omega^2} \frac{1}{\beta} \left[J_0^2(\beta) - \frac{J_0(\beta) J_0(\beta + i\psi)}{I_0} \right], \quad (6)$$

где $\psi = \Delta/2kT$, $\beta > 0$.

На рисунке приведены зависимости действительной и мнимой частей ω/ν от $\beta = kv_0/\Omega$ при $\omega_p^2/\Omega^2 = 0,5$, $\Delta/2kT = 1$. Даже при достаточно большой концентрации носителей $\omega_p = \Omega \nu$ спектр ВПЗ хорошо описывается дрейфово-диффузионным приближением (2) в области β , соответствующей нарастанию возмущений

$$\text{Im } \omega = \left(\frac{\nu}{2} \right) \left(\psi \frac{\omega_p^2}{\Omega^2} - \beta^2 \right), \quad \text{Re } \omega = \frac{\nu \psi \beta}{2}, \quad \psi \lesssim 1.$$

4. В экспериментально реализованных структурах на основе $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ A_s [10,11] $\Delta \approx 40$ мэВ, $d \approx 70 \text{ \AA}$, $n_0 \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T \approx 300 \text{ К}$, $\nu \approx 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\varepsilon \approx 13$, $N = 100$, пороговое поле $E_{\text{т}} \approx 4 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ и дебаевское волновое число $k_0 \approx 2,3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$. При условии максимальной отрицательной подвижности ($Z = \sqrt{3} \approx 1,7$) величина $k_{\text{гр}} \approx 1,64 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, что соответствует длине образца $L \approx 2\pi/k_{\text{гр}} \approx 0,38 \text{ мкм}$, а величина $\omega_{\text{max}} \approx 5,4 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, что соответствует длине волны $\lambda_0 \approx 3,5 \text{ мм}$. Как видно из выражения (5), одним из способов увеличения ω_{max} является увеличение ширины минизоны сверхрешетки Δ , что приводит к росту дрейфовой скорости v_d . Другим способом является увеличение концентрации свободных носителей ($\omega_{\text{max}} \sim \sqrt{n}$). Рост концентрации



$\omega_p^2 I_1 / \nu^2 I_0 \geq 1$ приводит к модификации спектра волн пространственного заряда (2). В рассмотренном примере $\omega_p^2 \cdot I_1 / \nu^2 I_0 \approx 0,1$ и эффекты плазменных осцилляций не проявляются. Важно, однако, отметить, что увеличение концентрации свободных носителей в сверхрешетке может привести к доминизации электрического поля и, следовательно, к выделению локальных областей, на которых в основном падает приложенное напряжение.

Исследование устойчивости сверхрешетки нетрудно провести, вычислив импеданс диодной структуры в сильном электрическом поле [4]. Анализ импеданса в приближении отсутствия диффузионных процессов дает следующий критерий устойчивости системы при питании ее источником напряжения (критерий Кремера) при $Z = \sqrt{3}$:

$$\frac{2\pi e n_0 L}{\sqrt{3} e E_t} < 2,09 \quad (7)$$

Соотношение (7) имеет простой физический смысл. В пределе малой диффузии неустойчивость ВПЗ в безграничной сверхрешетке носит конвективный характер. В том случае, если пролетное время $T_0 \approx L/v_A$ меньше времени нарастания флуктуации τ_{md} , зародившаяся в образце флуктуация выносится из активной области и система оказывается устойчивой. В противоположном случае в образце возможно возникновение осцилляций ганновского типа. Однако в достаточно сильно легированных полупроводниках, обладающих отрицательной дифференциальной проводимостью, диффузионные процессы могут приводить к временному нарастанию затравочных возмущений и к возникновению коротких статических доменов, а не к усилению с пространственным сносом, если концентрация превышает некоторое критическое значение. Это обстоятельство вытекает из анализа спектра ВПЗ вида (2) и связано с существованием двух ветвей колебаний при наличии диффузии $D \neq 0$. Как показано в работе [12], критерием временного нарастания возмущений без их существенного сноса является условие возникновения абсолютной неустойчивости в системе с дисперсионным уравнением (2) $\tau_{md}^{-1}(E) > v_A^2(E)/4D(E)$. При этом характерный масштаб нарастающих возмущений $x_0 \approx 2D(E)/v_A(E)$. Используя полученные выше выражения для $D(E)$, $v_A(E)$, $\tau_{md}(E)$, для порогового значения концентрации и величины x_0 будем иметь

$$n > n_{кр} = \frac{\epsilon}{16\pi kT} \frac{E_t^2}{(Z^2-1)} \frac{Z(Z^2+1)}{Z^2-1}; \quad (8)$$

$$x_0 = \frac{2}{Z} \frac{kT}{eE_t}, \quad (9)$$

где $Z = E/E_t > 1$, $\Delta/2kT \lesssim 1$. Характерный масштаб нарастающих возмущений x_0 должен, естественно, лежать в области неустойчивости $k_{гр} > x_0^{-1}$, что эквивалентно условию (8).

Экспериментальное исследование ВАХ легированных сверхрешеток на основе $Ga_{1-x}Al_xAs$ проводилось в работе [13] ($d \approx 85 \text{ \AA}$, $L = Nd \approx 4,25 \cdot 10^{-5} \text{ см}$, $N = 50$, $\epsilon \approx 13$, $n_0 \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $T = 65-300 \text{ К}$, $\nu \approx 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\hbar\nu \approx 6 \text{ мэВ}$, $\Delta \approx 5 \text{ мэВ}$). При наложении электрического поля $E \approx 10^4 \text{ В/см}$ в структуре возникали статические домены с размерами, сравнимыми с периодом структуры d , что проявлялось в осцилляциях ВАХ сверхрешетки. При полях $E \approx 10^4 \text{ В/см}$ падение напряжения на периоде составляет величину 8 мэВ, что находится в хорошем согласии с оценкой критического поля $E_{кр} d \approx \hbar\nu \approx 6 \text{ мэВ}$.

Это обстоятельство говорит в пользу того, что за развитие начальной стадии неустойчивости ответственен механизм ОДП, связанный с движением частиц внутри первой разрешенной минизоны (расстояние между соседними минизонами $\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \approx 230$ мэВ). Значение плазменной частоты при данных параметрах сверхрешетки $\omega_p \approx 7,6 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, что приблизительно соответствует случаю, для которого исследовался спектр ВПЗ (см. рисунок). В этой ситуации справедлив дрейфово-диффузионный подход, и следовательно оценки (8), (9). При $T = 65\text{--}300 \text{ К}$ $\lambda_{kr} \approx (10,8 + 4,1) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; таким образом, при имеющейся концентрации $n_0 \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ система абсолютно неустойчива, и в ней возможно образование коротких статических доменов, что и наблюдалось в эксперименте [13]. При $T \approx 100 \text{ К}$ характерный масштаб нарастающих флуктуаций $\lambda_0 \approx 100 \text{ \AA}$ сравним с периодом сверхрешетки. С ростом температуры ($T = 300 \text{ К}$, $\lambda_0 \approx 300 \text{ \AA}$) масштаб нарастающих возмущений превосходит период сверхрешетки d . Возможно, с этим обстоятельством связано отсутствие осцилляций на ВАХ сверхрешетки при комнатных температурах, так как размер формирующихся доменов в этом случае значительно возрастает и механизм резонансного туннелирования электронов [14, 15] через домен, ответственный за осцилляции ВАХ, становится менее эффективным.

5. Для исследования нелинейной стадии развития неустойчивости в сверхрешетках, ВАХ сверхрешеток в сильных электрических полях и т.д. удобно перейти к уравнениям баланса энергии и импульса. Ранее подобные уравнения для пространственно однородного случая были получены в работах [16, 17]. В работе [18] для исследования нелинейных волн в системе с косинусоидальным энергетическим спектром использовались уравнения баланса с феноменологически введенными членами, ответственными за пространственную дисперсию. В данном разделе балансные уравнения формулируются на основе метода моментов, исходя из кинетического уравнения Больцмана.

Решение уравнения Больцмана будем искать в виде

$$f = n(x, t) f_0 [p - q(x, t)], \quad (10)$$

где $n(x, t)$ — концентрация частиц, f_0 — равновесная функция распределения, $q(x, t)$ — сдвиг функции распределения в пространстве импульсов.

Используя выражения для энергии и скорости носителей в параболической зоне, нетрудно получить выражения для сред-

ней энергии и скорости частиц на основе функции распределения (10):

$$v = v_0 \overline{\cos(\rho/\rho_0)} \sin(q/\rho_0); \quad (11)$$

$$\varepsilon = \frac{\Delta}{2} \left[1 - \overline{\cos(\rho/\rho_0)} \cos(q/\rho_0) \right], \quad (12)$$

где $\rho_0 = \hbar/d$, волнистая черта означает усреднение по равновесной функции распределения $f_0(\rho)$

Подставляя (10) в уравнение Больцмана, проинтегрируем его с весом $v(\rho)$ и $\varepsilon(\rho)$; воспользовавшись соотношениями (11), (12), получаем

$$\frac{\partial}{\partial t} n\varepsilon + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{n\Delta}{2} v \left[1 - \frac{\alpha}{\beta^2} \left(1 - \frac{2\varepsilon}{\Delta} \right) \right] \right\} - eE n v = -v(n\varepsilon - n\varepsilon_T); \quad (13)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} n v + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ v \frac{v_0^2}{2} \left[1 - \alpha \left(1 - 2(v/v_0\beta)^2 \right) \right] \right\} - \frac{eE n v_0}{\rho_0} \times \left(1 - \frac{2\varepsilon}{\Delta} \right) = -v n v, \quad (14)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} n + \frac{\partial}{\partial x} n v = 0 \quad (15)$$

Здесь ε , v — средняя энергия и скорость; n — концентрация; $\alpha = \overline{\cos(2\rho/\rho_0)}$; $\beta = \overline{\cos(\rho/\rho_0)}$; ε_T — средняя энергия частиц в термодинамическом равновесии; $\varepsilon_T = \frac{\Delta}{2} (1 - \beta)$. В случае бальцмановской статистики коэффициенты α и β имеют вид $\alpha = I_2/I_0$, $\beta = I_1/I_0$. При $\Delta/2kT \ll 1$, $\omega \ll v$, исходя из (13)–(15), для плотности тока получим

$$j = \frac{e\mu_0 n E}{1 + \left(\frac{E}{E_t} \right)^2} - e \frac{v_0^2}{2v \left[1 + \left(\frac{E}{E_t} \right)^2 \right]} \frac{\partial}{\partial x} n, \quad (16)$$

где $\mu_0 = e\tau I_1 / m_{zz} I_0$

Интересно отметить, что в выражении (16) фигурирует коэффициент диффузии $D(E) = (v_0^2/2v) \left[1 + (E/E_t)^2 \right]^{-1}$, полученный ранее (3) при рассмотрении волн пространственного заряда в сверхрешетках. Из выражения (16) видно, что в случае узких зон, когда изменение средней энергии носителей в зоне из-за разогрева незначительно, нелинейная подвижность носителей и их коэффициент диффузии связаны соотношением

Эйнштейна даже в сильном электрическом поле $\mu(E) \approx T/e \approx D(E)$, где T - решеточная температура.

6. Проведенное выше рассмотрение основывалось на предположении о зонном характере движения частиц, что, вообще говоря, требует выполнения неравенств $eEd < \Delta$, $\hbar v < \Delta$. Вместе с тем, как показывают результаты работ [19-22], и при нарушении данных неравенств в сверхрешетках возможно возникновение эффекта ОДП. В данной ситуации носители тока оказываются сильно локализованными в потенциальных ямах, формирующих сверхрешетки, и их вольт-амперная характеристика определяется по существу туннелированием частиц между соседними ямами. При наложении на такую систему постоянного и высокочастотного электрического поля возникают переходы с испусканием или излучением фотонов [23,24]. Носители тока при наличии высокочастотного поля имеют вероятность $J_n^2(ev_1/\hbar\omega)$ (где v_1 - падение высокочастотного напряжения на ячейке сверхрешетки) оказаться в состояниях с энергиями $\pm n\hbar\omega$ по отношению к их энергии в отсутствие высокочастотного поля. При этом учет вклада в полный ток от процесса с испусканием либо поглощением n -квантов эквивалентен сдвигу ВАХ структуры на величину потенциала $\pm n\hbar\omega$ [24]:

$$I = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n^2\left(\frac{ev_1}{\hbar\omega}\right) I_0\left(v_0 + \frac{n\hbar\omega}{e}\right), \quad (17)$$

где I_0 - постоянный ток, текущий через структуру при наличии поданного напряжения $v(t) = v_0 + v_1 \cos \omega t$, $I_0(v_0)$ - статическая ВАХ системы.

Вычисления, основанные на аналогичных рассуждениях, приводят к следующему выражению для диссипативной компоненты тока в структуре [24]:

$$I_\omega = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n\left(\frac{ev_1}{\hbar\omega}\right) \left[J_{n+1}\left(\frac{ev_1}{\hbar\omega}\right) + J_{n-1}\left(\frac{ev_1}{\hbar\omega}\right) \right] I_0\left(v_0 + \frac{n\hbar\omega}{e}\right) \quad (18)$$

Интересно отметить, что аппроксимация статической ВАХ ячейки сверхрешетки, типичной для сверхрешеток зависимостью $I_0 = \frac{1}{R} v \frac{1}{1 + \left(\frac{v}{v_t}\right)^2}$, на основе (17), (18) приводит к результатам рассмотрения нелинейного отклика сверхрешеток в рам-

как зонной модели [16]. Таким образом, приведенные выше ограничения не являются, по-видимому, существенными для выявления основных особенностей нелинейных свойств сверхрешеток.

С другой стороны, квазиклассическое описание спектра ВПЗ возможно при $\hbar\kappa \ll \rho_0$ (где κ – волновой вектор волны, ρ_0 – характерный импульс частиц), что эквивалентно условию $\lambda \gg d$ (λ – длина ВПЗ, d – период сверхрешетки). Данные неравенства приводят к следующему условию для нормированного волнового числа: $\beta \ll \pi \Delta / v E_t d$. В рассмотренном примере [13] $\Delta / v E_t d \approx 1$, и максимальное значение β , соответствующее нарастанию колебаний $\beta_{гр} \approx 0,5$, так что данное условие выполняется с небольшим запасом. Однако в такой ситуации анализ ВПЗ основывается на дрейфово-диффузионном подходе и на соотношении Эйнштейна, которое оказывается справедливым в рассмотренном примере как в слабых, так и в сильных электрических полях (16). В силу общего характера этого соотношения, не требующего жесткого ограничения на длину свободного пробега частиц, можно утверждать, что, по крайней мере, в качественном отношении, полученные выше результаты справедливы в сверхрешетках с низкой подвижностью, когда характерное размытие минизоны из-за столкновений $\hbar\nu$ сравнимо с шириной минизоны Δ .

Л и т е р а т у р а

1. Esaki L., Chang L.L. Semiconductor superfine structure by computer-controlled molecular beam epitaxy. – Thin Solid Films, 1976, v.36, N2, p.285–298.

2. Криторов С.А., Симин Г.С., Синдаловский В.Я. Влияние брэгговских отражений на высокочастотную проводимость электронной плазмы твердого тела. – ФТТ, 1971, т.13, №8, с.2230–2233.

3. Шик А.Я. Сверхрешетки – периодические полупроводниковые структуры (обзор). – ФТП, 1974, т.8, №10, с.1841–1864.

4. Левинштейн М.Е., Пожела Ю.К., Шур М.С. Эффект Ганна. М.: Сов. радио, 1975. 288 с.

5. Зорченко В.В., Тетервов А.П. Кинетическая теория электромагнитных колебаний в полупроводнике со сверхрешеткой

в электрическом поле. - ФТП, 1978, т.20, №11, с.3251-3256.

6. Ignatov A.A., Shashkin V.I. Current-voltage characteristics of the semiconductor superlattice interacting with a strong HF field. - Phys.Stat. Sol.(b), 1982, v.110, N2, p.K117-119.

7. Ignatov A.A., Shashkin V.I. A simplified approach to nonlinear $E\vec{v}$ response theory of superlattice materials. - Phys.Lett., 1983, v.94A, N3,4, p.169-172.

8. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. 528 с.

9. Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А. Волны в магнитоактивной плазме. М.: Наука, 1975. 255 с.

10. Chang L.L., Esaki L., Howard W.E., Ludeke R. The growth of a GaAs-GaAlAs superlattice. - J.Vac.Sci.Technol., 1973, v.10, N1, p.11-16.

11. Chang L.L., Esaki L., Howard W.E. e.a. Structures grown by molecular beam epitaxy. - J.Vac.Sci.Technol., 1973, v.10, N5, p.655-662.

12. Gueret P. Convective and absolute instabilities in semiconductors exhibiting negative differential mobility. - Phys.Rev.Lett., 1971, v.27, N5, p.256-259.

13. Esaki L., Chang L.L. New transport phenomenon in a semiconductor "Superlattice". - Phys. Rev.Lett., 1974, v.33, N8, p.495-498.

14. Сурис Р.А. Электрические неустойчивости в полупроводниках с одномерной сверхрешеткой. - ФТП, 1973, т.7, №8, с.1540-1548.

15. Сурис Р.А. Неоднородные структуры в полупроводниках со сверхрешеткой. - ФТП, 1973, т.7, №8, с.1549-1554.

16. Ignatov A.A., Romanov Yu.A. Nonlinear electromagnetic properties of semiconductors with a superlattice. - Phys.Stat.Sol. (b), 1976, v.37, p.327-333.

17. Reich R.K., Ferry D.K. Moment equations in the Wigner formulation for superlattice band structures. - Phys.Lett., 1982, v.91A, N1, p.31-32.

18. Büttiker M., Thomas H. Current instability and domain propagation due to Bragg scattering.-

Phys.Rev.Lett., 1977, v.38, N2, p.78-80.

19. Tsu R., Döhler G. Hopping conduction in a "superlattice". - Phys.Rev.B., 1975, v.12, N2, p.680-686.

20. Döhler G.H., Tsu R., Esaki L. A new mechanism for negative differential conductivity in superlattices. - Sol.State Commun., 1975, v.17, N3, p.317-320.

21. Генкин В.М. О влиянии параллельного магнитного поля на туннельный ток между размерно-квантованными пленками. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.32, №10, с.590-592.

22. Brovitskaya E.S., Genkin V.M. To the theory of I-V characteristics of the superlattices.- Sol.State Commun., 1983, v.46, N10, p.769-771.

23. Tien R.K., Gordon J.P. Multiphoton process observed in the interaction of microwave fields with the tunneling between superconductor films. - Phys.Rev., 1963, v.129, N2, p.647-651.

24. Tucker J.R., Millea M.F. Photon detection in nonlinear tunneling devices. - Appl.Phys.Lett., 1978, v.33, N7, p.611-613.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ НА ОСНОВЕ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

А.Я.Шик, Ю.В.Шмарцев

В последние годы благодаря успехам полупроводниковой технологии, и в первую очередь молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), значительно активизировались работы по созданию и исследованию многослойных полупроводниковых структур со слоями субмикронной толщины. Спецификой столь тонких слоев является то, что при не слишком высоких уровнях легирования их толщина сравнима с дебаевским радиусом или даже меньше его. Поэтому падение потенциала на таком слое за счет объемного заряда в нем не превышает $\frac{kT}{e}$, что исключает возможность создания эффективных $p-n$ -переходов с диффузионными потенциалами в доли вольта и больше на основе субмикронных слоев. Для получения в таких системах потенциальных барьеров с высотой $U > kT$, необходимых для работы большинства полупроводниковых приборов, следует использовать гетеропереходы. В них, как известно, потенциальный барьер связан с различием электронного сродства и ширины запрещенной зоны и формируется уже не на длине экранирования, а на расстоянии, на котором заметно меняется химический состав. Для резких гетеропереходов, полученных методом МЛЭ [1] и гетероэпитаксии из металл-органических соединений [2], это расстояние не превосходит нескольких постоянных решетки, т.е. существенно меньше толщин даже весьма тонких слоев.

Таким образом, если в современной электронике, имеющей дело с размерами порядка микрон и более, основным элементом является $p-n$ -переход, то субмикронная электроника должна быть главным образом электроникой гетеро-

переходов. В связи с этим основные идеи приборного применения тонкопленочных полупроводниковых структур относятся именно к гетероструктурам. Ниже дается краткий обзор подобных идей.

Эксплуатация полупроводникового прибора в большинстве случаев связана с пропусканием через него тока. Поэтому все описываемые структуры целесообразно разделять на продольные и поперечные - в зависимости от того, как в них течет ток: вдоль или поперек слоев.

Продольные структуры, как правило, используют идею модулированного легирования, впервые предложенную сотрудниками фирмы "Bell Telephone" [3]. Она заключается в том, что в системе чередующихся узко- и широкозонных слоев легируются лишь широкозонные слои. При этом носители переходят в узкозонные слои, представляющие для них потенциальные ямы, что приводит к пространственному разделению свободных носителей и рассеивающих центров. Это подавляет примесное рассеяние и увеличивает подвижность в плоскости узкозонных слоев (разумеется, лишь в случае, когда структура гетерограницы достаточно совершенна и рассеяние на дефектах несущественно).

Экспериментальное исследование структур с модулированным легированием в системе $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$, полученных методом МЛЭ, интенсивно ведется в США [4], Франции [5] и Японии [6]. Имеются также сообщения об изготовлении подобных структур в США методами жидкостной эпитаксии [7] и газовой эпитаксии из металлоорганических соединений [8]. Выращиваются как многослойные структуры, содержащие большое число чередующихся узко- и широкозонных слоев, так и отдельные гетеропереходы между нелегированным $GaAs$ и сильнолегированным $Al_xGa_{1-x}As$. Особенно высоких значений подвижности удается достичь в случаях, когда легируется не весь широкозонный слой, а оставляется нелегированный промежуток толщиной порядка 100 \AA вблизи гетероконтакта [9]. Этим достигается еще большее разделение носителей и рассеивающих центров. В подобных структурах получены значения подвижности, достигающие $360 000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при температуре $4,2 \text{ К}$ [10].

Перспективы практического применения структур с модулированным легированием связывают в первую очередь с возможностью улучшения параметров полевых транзисторов. Как известно, крутизна характеристик этих приборов и их

предельная частота пропорциональна подвижности носителей в канале [11]. Поэтому в структурах с модулированным легированием можно рассчитывать на значительное улучшение этих параметров по сравнению с обычными МДП-транзисторами.

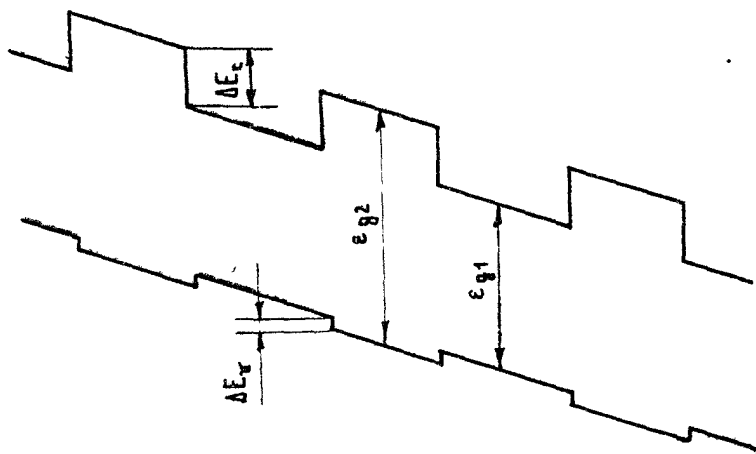
Другая возможность применения таких структур — это приборы с нелинейной ВАХ. Очень высокая подвижность в канале приводит к тому, что нелинейные эффекты наблюдаются уже при весьма слабых тянущих полях [12]. Однако наиболее заманчивым является получение не просто нелинейной ВАХ, а падающего участка на ней. Такая возможность существует. Если подвижность носителей в широкозонных слоях значительно меньше, а ширина слоев больше, чем у узкозонных, то переход горячих носителей в широкозонные слои может вызвать уменьшение тока и появление падающего участка на ВАХ.

Описанный эффект, впервые предсказанный еще 10 лет назад [13], аналогичен эффекту Ганна и отличается от него лишь тем, что переход горячих носителей в состояние с малой подвижностью происходит не в импульсном, а в реальном координатном пространстве. В работе [14] сообщается об экспериментальном наблюдении N-образной ВАХ, имеющей описанную выше природу, на периодических структурах $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с модулированным легированием. При $x < 0,23$ высота барьера для электронов на гетерогранице меньше, чем междолинный зазор в GaAs и эффект имеет место при меньших значениях электрического поля, нежели эффект Ганна в GaAs .

Уместно также упомянуть о возможности применения структур с модулированным легированием для реализации воспроизводимого эталона единицы сопротивления — Ома [15] — и для точного измерения постоянной сверхтонкого взаимодействия e^2/hc [16] с использованием особенностей поведения двумерного электронного газа в сильном (квантующем) магнитном поле [17]. Для указанных целей могут применяться и обычные кремниевые МДП-структуры [16,18]. Однако вследствие высокой подвижности электронов в структурах с модулированным легированием приборы, использующие квантовые эффекты в них, могут работать при более высоких температурах и (или) в более слабых магнитных полях, чем обычные МДП-структуры.

Обратимся теперь к структурам с поперечным протеканием тока. Здесь имеется большое разнообразие идей, которые можно разделить на несколько групп. Одна группа идей основывается на том, что на гетерогранице потенциальные барьеры для электронов и дырок различны, и использует это обстоятельство для внесения различного рода асимметрии в электронно-дырочную систему. Подобная асимметрия может быть полезной, например, при создании лавинных фотодиодов. Основным недостатком этих приборов является высокий уровень внутренних шумов, снижающий обнаружительную способность фотоприемника. Как показано в работе [19], от этого недостатка можно избавиться, если добиться того, чтобы ударная ионизация совершалась только носителями одного знака. Использование многослойных гетероструктур способствует достижению этой цели.

Представим себе периодическую тонкопленочную гетероструктуру, помещенную в сильное поперечное электрическое поле. На рис.1 изображена зонная диаграмма такой структуры в предположении, что разрыв зон на гетероконтакте приходится в основном на зону проводимости. Это предположение справедливо, в частности, для твердых растворов в системе $GaAs - AlAs$. Из рис.1 можно видеть, что электрон, двигаясь в электрическом поле и переходя из зоны проводимости широкозонного полупроводника в зону проводимости



Р и с. 1

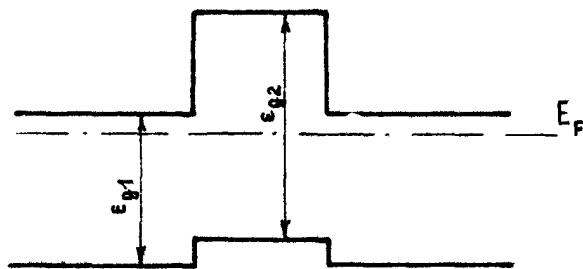
мости узкозонного, сразу оказывается высоко над дном зоны, т.е. как бы приобретает дополнительную кинетическую энергию ΔE_c . Данное обстоятельство увеличивает коэффициент ударной ионизации для электронов [20]. В то же время для дырок подобный эффект несуществен из-за малых разрывов в валентной зоне.

Недавно появилось первое сообщение [21] об экспериментальном подтверждении изложенной выше идеи. Была выращена диодная $p-n-i$ -структура, содержащая в области сильного поля по 50 слоев $GaAs$ и $Al_{0,45}Ga_{0,55}As$ с толщинами порядка 500 Å. Для этой структуры отношение коэффициентов ударной ионизации для электронов α и дырок β оказалось равным 10, в то время как в чистом $GaAs$ $\alpha/\beta \approx 2$. Это весьма обнадеживающий результат для разработчиков лавинных фотодиодов.

Другая группа идей, связанных с приборным применением поперечных гетероструктур, основана на использовании баллистических эффектов, т.е. особенностей движения электронов через слои с толщиной порядка и меньше длины свободного пробега (см., например, [22,23], а также материалы настоящего сборника).

До сих пор речь шла об электронных эффектах, допускающих описание на языке классической теории. Но, как известно, в тонких слоях (реально — с толщинами порядка сотен ангстрем и меньше) существенную роль начинают играть квантовые эффекты: туннелирование через барьеры и квантование энергии в ямах.

На эффекте туннелирования основывается идея туннельного триода [24,25]. Это трехслойная гетероструктура с зонной диаграммой, изображенной на рис.2. Толщина среднего слоя d выбирается достаточно малой, так, чтобы

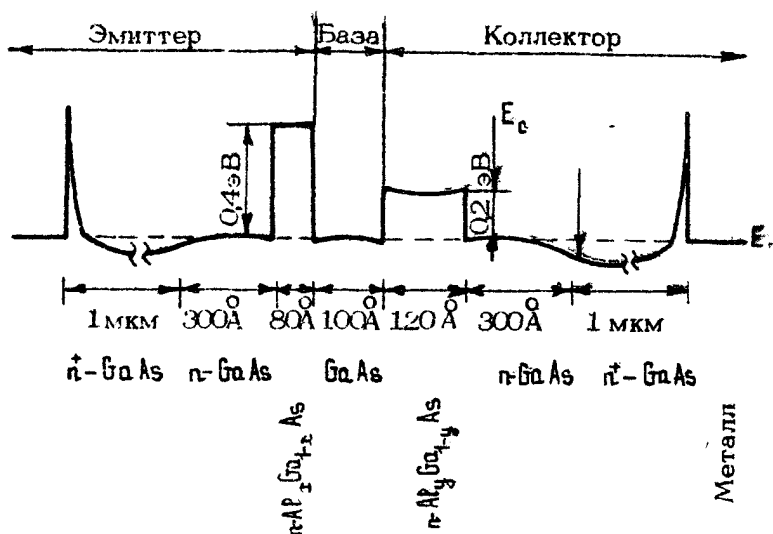


Р и с. 2

электроны имели конечную вероятность туннельного прохождения сквозь него. От обычного транзистора прибор отличается туннельным прохождением носителей через базу (средний слой). Время туннельного прохождения заведомо мало по сравнению с характерным периодом СВЧ-колебаний, что позволяет рассчитывать на высокую предельную частоту прибора и возможность его работы в СВЧ-диапазоне. Сообщение о практической реализации идеи туннельного триода в литературе пока нет.

Другой прибор, использующий идею туннелирования — это транзистор на горячих электронах, основанный на инжекции электронов в тонкую металлическую пленку через туннельно-прозрачный слой диэлектрика. До недавнего времени считалось (см., например, [26]), что такой прибор не имеет заметных преимуществ перед обычным транзистором, отличаясь от него в то же время большей сложностью в изготовлении. Однако недавно вышедшая работа [27] позволяет по-новому взглянуть на этот вопрос. Проведенный в ней подробный теоретический анализ показал, что приборы этого типа могут работать в качестве активных элементов на частотах вплоть до 10^{13} Гц. Кроме того, предлагается для транзисторов на горячих электронах использовать не структуры металл — диэлектрик, а полупроводниковые гетероструктуры. Один из возможных вариантов такой структуры представлен на рис. 3. Изготовление подобного прибора вполне доступно молекулярной эпитаксии сегодняшнего дня.

Перейдем теперь к приборам, использующим явление квантования спектра носителей в тонких слоях — квантовый размерный эффект. Возможности приборного применения этого эффекта достаточно подробно обсуждались в литературе [28–30]. Остановимся лишь на одном вопросе, по которому в последние годы получен весьма обширный экспериментальный материал, — исследовании свойств гетеролазеров со сверхтонким активным слоем. Наиболее интенсивная работа в этом направлении ведется группой Н. Голоньяка в Иллинойском университете (США). Ими исследованы две полупроводниковые системы: гетероструктуры $Al_x Ga_{1-x} As - GaAs - Al_x Ga_{1-x} As$, выращиваемые газовой эпитаксией из металлорганических соединений [31], и гетероструктуры $InP - In_{1-x} Ga_x P_{1-x} As_x - InP$, выращиваемые жидкостной эпитаксией [32].



Р и с. 3

Как же сказывается на свойствах гетеролазера квантование носителей в активном слое? Главный результат - в существенном изменении спектра излучения. Он состоит из отдельных групп линий, соответствующих электронным переходам с различных уровней размерного квантования. В силу малой толщины d активного слоя уже при сравнительно малой интенсивности накачки в нем создается очень высокая концентрация неравновесных носителей Δn , т.е. высоко поднимается квазиуровень Ферми ϵ_F^* . Благодаря этому генерация может идти в широком диапазоне, на многих уровнях размерного квантования (например, до уровня с квантовым числом $N = 5$ включительно [33]), что открывает возможности, еще недостаточно изученные, для перестройки частоты. На гетероструктурах с размерно-квантованным активным слоем GaAs [33] было получено когерентное излучение с рекордно большой для GaAs энергией кванта 1,776 эВ (при 77 К), что на

* При инжекционной накачке $\Delta n \sim j \tau / e d$, где j - плотность тока, τ - время жизни носителей. Для $j \sim 10^4 - 10^5$ А/см², $\tau \sim 10^{-9}$ с, $d \sim 400$ Å имеем $\Delta n \sim 10^{19}$ см⁻³, что соответствует $\epsilon_F \approx 250$ мэВ.

205 мэВ превышает ширину запрещенной зоны. В принципе, на квантовых структурах можно ожидать генерации и в еще более широком спектральном диапазоне, но в данном случае есть ограничение, связанное с особенностью зонной структуры $GaAs$ - наличием L -минимума в зоне проводимости с большой плотностью состояний и малым временем безызлучательной рекомбинации [34].

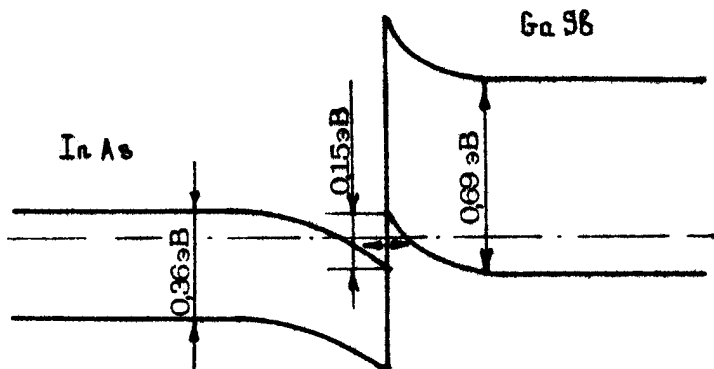
Другой характерной чертой лазерных структур с размерно-квантованным активным слоем является более слабая, нежели у классических гетероструктур, температурная зависимость порогового тока генерации [35]. Теоретические расчеты [36] показывают, что причиной тому является изменение вида функции плотности состояний при переходе от трехмерного случая (массивный полупроводник) к квазидвумерному (размерно-квантованный слой). Указанный факт дает возможность повышать рабочую температуру лазера. В частности, в [37] лазер с четырьмя активными слоями $GaAs$ по 90 Å толщиной работал в непрерывном режиме при температурах до 64°C.

Таким образом, эффекты размерного квантования в тонкопленочных гетероструктурах позволяют не только создавать полупроводниковые приборы новых типов (см. [28-30]), но в некоторых случаях также улучшать параметры и расширять функциональные возможности хорошо известных приборов, таких, например, как полупроводниковые лазеры.

Несколько заключительных замечаний посвятим сверхрешеткам - структурам, в которых существенную роль играют сразу оба квантовых эффекта - и квантование в ямах, и туннелирование через барьеры [38]. Следует отметить, что после "сверхрешеточного бума" начала 70-х годов сейчас в этой области наблюдается относительное затишье. Две мощные исследовательские группы (IBM и "Bell Telephone") которые первыми получили высококачественные сверхрешетки в системе $GaAs - Al_x Ga_{1-x} As$, сейчас основное внимание сосредоточили на несколько иных исследованиях. Группа из фирмы "Bell Telephone" (R.Dingle, A.C.Gossard, W.Wiegmann и др.) ведет интенсивную работу в области структур с модулированным легированием (см. выше). Возглавляемые Л.Есаки исследователи фирмы IBM выращивают и изучают гетероструктуры в системе $InAs - GaSb$ [39], которые отличаются от структур $GaAs - Al_x Ga_{1-x} As$ принципиально иными элек-

тронными свойствами, связанными с особенностями зонной диаграммы.

Отличительной чертой пары $\text{InAs} - \text{GaSb}$, определяющей все ее специфические свойства, является большое различие электронного сродства χ -компонентов ($\chi_{\text{InAs}} = 4,90 \text{ эВ}$, $\chi_{\text{GaSb}} = 4,06 \text{ эВ}$). Благодаря этому на гетероконтакте зона проводимости InAs частично перекрывается с валентной зоной GaSb (рис.4) и сверхрешетка $\text{InAs} - \text{GaSb}$ ведет себя как полуметалл, т.е. обладает достаточно высокой, сла-



Р и с. 4

зависящей от температуры проводимостью. При уменьшении толщины слоев за счет энергии размерного квантования электронов в слоях InAs и дырок в слоях GaSb перекрытие зон будет уменьшаться и при некоторой толщине исчезнет вообще. Произойдет переход полуметалл - полупроводник, аналогичный переходу, происходящему в тонких пленках Bi [40]. Такой переход в сверхрешетках $\text{InAs} - \text{GaSb}$, полученных методом МЛЭ, действительно наблюдался при толщинах слоев InAs порядка 100 \AA [41] (толщина слоев GaSb не играет заметной роли из-за большей эффективной массы в этом веществе). Можно утверждать, что сверхрешетки $\text{InAs} - \text{GaSb}$ - новый, весьма необычный физический объект с интересными свойствами. Однако возможности его практического применения пока не ясны.

В недавно вышедшей работе [42] предлагается идея более сложной сверхрешетки, содержащей помимо InAs и GaSb слой третьего вещества - AlSb . Оно имеет запрещенную зону, полностью перекрывающую по энергии запрещенные зоны первых двух полупроводников, и неплохо согласуется с ними по постоянной решетки. Второе обстоятельство способствует получению совершенных эпитаксиальных слоев, а первое приводит к тому, что слой AlSb будет потенциальным барьером как для электронов в InAs , так и дырок в GaSb . Появляется возможность создавать, например, структуры, где слои с квантованными электронами отделяются туннельно-прозрачными барьерами от слоев с квантованными дырками. Это может существенно расширить функциональные возможности структур и способствовать их приборному применению.

Таким образом, идеи различного рода приборных тонкопленочных гетероструктур, до недавнего времени носившие чисто умозрительный характер, в последние годы стали реализовываться практически. Это, в свою очередь, стимулирует новые теоретические изыскания. Можно надеяться, что подобная положительная обратная связь вскоре приведет к созданию реальных приборов, имеющих практическое применение в современной электронике.

Л и т е р а т у р а

1. Garner C.M., Su C.Y., Spicer W.E. e.a. Minimum $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ - GaAs heterojunction width determined by Sputter-Auger techniques. - Appl. Phys.Lett., 1979, v.34, N9, p.610-611.
2. Dupuis R.D., Dapkus P.D., Garner C.M. e.a. Abrupt $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ - GaAs quantum-wall heterostructures grown by metalorganic chemical vapor deposition. - Appl.Phys.Lett., 1979, v.34, N5, p.335-337.
3. Dingle R., Störmer H.J., Gossard A.C., Wiegmann W. Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices. - Appl.Phys.Lett., 1978, v.33, N6, p.665-667; Patent USA 4163237.
4. Drummond T.J., Morkoc H., Hess K., Cho

A.Y. Experimental and theoretical electron mobility of modulation doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ heterostructures grown by molecular beam epitaxy. - J.Appl.Phys., 1981, v.52, p.5231-5234.

5. Delescluse P., Laviron M., Chaptart J. e.a. - Electron.Lett., 1981, v.17, p.342.

6. Hiyamizu S., Fujii T., Mimura T. e.a. - J.Appl.Phys., 1981, v.20, p.1455.

7. Tsui D.C., Logan R.A. Observation of two-dimensional electrons in LPE-grown $\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterojunctions. - Appl.Phys.Lett., 1979, v.35, N1, p.99-101.

8. Coleman J.J., Dapkus P.D., Yang Y.J.J. Single-interface enhanced mobility structures by metalorganic chemical vapour deposition. - Electron.Lett., v.17, p.606-608.

9. Störmer H.L., Pinczuk A., Gossard A.C., Wiegmann W. Influence of undoped $(\text{AlGa})\text{As}$ spacer on mobility enhancement in $\text{GaAs}-(\text{AlGa})\text{As}$ superlattices. - Appl.Phys.Lett., 1981, v.38, N7, p.691-693.

10. Tsui D.C., Gossard A.C., Kaminsky G., Wiegmann W. Transport properties of $\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterojunction field-effect transistors. - Appl.Phys.Lett., 1981, v.39, N6, p.712-714.

11. Кроуфорд Р. Схемные применения МОП-транзисторов. М.: Мир, 1970.

12. Drummond T.J., Keever M., Kopp W. e.a. Field dependence of mobility in $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ heterojunctions at very low fields. - Electron.Lett., 1981, v.17, p.545-547.

13. Грибников З.С. Отрицательная дифференциальная проводимость в многослойной гетероструктуре. - ФТП, 1972, т.6, вып.7, с.1380-1382.

14. Hess K., Electron transport in heterojunctions and superlattices. - Physica., 1983, 117B-118B, p.723-728.

15. Tsui D.C., Gossard A.C. Resistance standard using quantization of the Hall resistance of $\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -heterostructures. - Appl.Phys.Lett., 1981, v.38, p.550-552.

16. Klitzing, von, K., Ebert G. The quantum Hall effect. Physica B+C, 1983, pt II, v.117-118, p.682-687.

17. Ando T., Fowler A.B., Stern F. Electron properties of two-dimensional systems. - Rev.Mod. Phys., 1982, v.54, N2, p.437-672.

18. McJutyre R.J. Multiplication noise in uniform avalanche diodes. - IEEE Trans.Electron. Dev., 1966, v.13, N1, p.164-168.

19. McIntyre R. - IEEE Trans.Electron.Dev., 1966, v.ED-13, N2, p.164-182.

20. Бр гин Н.В., Бондарь С.А., Вигдорович В.Н. и др. Эффект внутреннего усиления в структурах на основе гетеропереходов. - Письма в ЖТФ, 1980, т.6, №13, с.796-800.

21. Kapasso F., Tsang W.T., Hutchison A.L., Williams G.F. Enhancement of electron impact ionization in a superlattice: A new avalanche photodiode with a large ionization rate ratio. - Appl. Phys.Lett., 1982, v.40, N1, p.38-40.

22. Shur M., Eastman L. Ballistic transport in semiconductor at low temperatures for low-power high-speed logic. - IEEE Trans. Electron Dev., 1979, v.ED-26, N11, p.1677-1683.

23. Баннов И.А., Лейман В.Г., Рыжий В.И. О протекании тока через полупроводниковые слои субмикронной толщины в квазибаллистическом режиме. - Радиотехника и электроника, 1981, т.26, №12, с.2635-2642.

24. Chang L.L., Esaki L., Tunnel triode - a tunneling base transistor. - Appl.Phys.Lett., 1977, v.31, N10, p.687-699.

25. Агаханян Т.М. Туннельный транзистор. - Микроэлектроника, 1981, т.10, №3, с.240-245.

26. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. М.: Энергия, 1973, гл.2.

27. Heiblum M. Tunneling hot electron transfer amplifiers (THETA): Amplifiers operating up to the infrared. - Solid State Electron., 1981, v.24, N4, p.343-366.

28. Elinson M.I., Volkov V.A., Lutskiy V.N., Pinsker T.N. - Thin Solid Films, 1972, v.12, N2, p.383-397.

29. Тиходеев Ю.С. О возможности создания СВЧ твердотельных приборов, основанных на квантовых размерных эффектах. - Электронная техника. Сер.2. Полупроводниковые приборы, 1973, вып.1(73), с.3-24.

30. Луцкий В.Н., Пинскер Т.Н., Елисон М.И., Станковский Б.А. Возможности практического использования квантового размерного эффекта в пленках: Препринт ИРЭ, №16 (222). М., 1976. 29с.

31. Holonyak N., Kolbas R.M., Dupuis R.D., Dapkus P.D. Quantum-well heterostructure lasers. IEEE J.Quant.Electron., 1980, v.QE-16, N2, p.170-185.

32. Rezek E.A., Holonyak Jr., N., Vojak B.A., Shichijo H. Single and multiple thin-layer ($L_z \leq 400 \text{ \AA}$) $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}_{1-z}\text{As}_z\text{-InP}$ heterostructure light emitters and lasers ($\lambda \sim 1,1 \mu\text{m}$, 77 K) J.Appl.Phys., 1978, v.49, N1, p.69-74.

33. Колбас Р.М., Голоньяк Н.Н., Дюпьи Р.Д., Дапкус П.Д. Когерентные излучения при высоких энергиях в GaAs (1,776 эВ, 77 K): заполнение зоны в полученных газовой эпитаксией из металлорганических соединений гетероструктурах: $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{GaAs}$ с квантовым размерным эффектом. - Письма в ЖТФ, 1977, т.4, № 2, с.69-73.

34. Dupuis R.D., Dapkus P.D., Kolbas R.M., Holonyak N. Determination of the indirect band edge of GaAs by quantum-well bandfilling ($L_z \sim 100 \text{ \AA}$). - Solid-State Comm., 1978, v.27, N5, p.531-533.

35. Chin R., Holonyak N., Vojak B.A., e.a. Temperature dependence of threshold current for quantum-well $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{GaAs}$ heterostructure laser diodes. - Appl.Phys.Lett., 1980, v.36, N1, p.19-21.

36. Hess K., Vojak B.A., Holonyak N., e.a. Temperature dependence of threshold current for a quantum-well heterostructure laser. - Solid-State Electr., 1980, v.23, N3, p.585-589.

37. Holonyak N., Kolbas R.M., Laidig W.D., e.a. Low-threshold continuous laser operation (300-337 K) of multilayer HO-CVD $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{GaAs}$ quantum-well heterostructures. - Appl.Phys.Lett., 1978, v.33, N8, p.737-746.

38. Шик А.Я. Сверхрешетки — периодические полупроводниковые структуры: Обзор. — ФТП, 1974, т.8, № 11, с.1841-1864.

39. Chang L.L., Esaki L. Electronic properties of InAs-GaSb superlattices. — Surf.Sci., 1980, v.98, N1, p.70-89.

40. Луцкий В.Н. Об особенностях оптического поглощения металлических пленок в области превращения металла в диэлектрик. — Письма в ЖЭТФ, 1965, т. 2, № 8 с.391-395.

41. Chang L.L., Kawai N., Sai-Halasz G.A. e.a. Observation of semiconductor-semimetal transitions in InAs-GaSb superlattices. — Appl.Phys. Lett., 1979, v.35, N9, p.939-942.

42. Esaki L., Chang L.L., Mendez E.E. Polytype superlattices and multiheterojunctions. — Jpn. J.Appl.Phys., 1981, v.20, p.L529-L532.

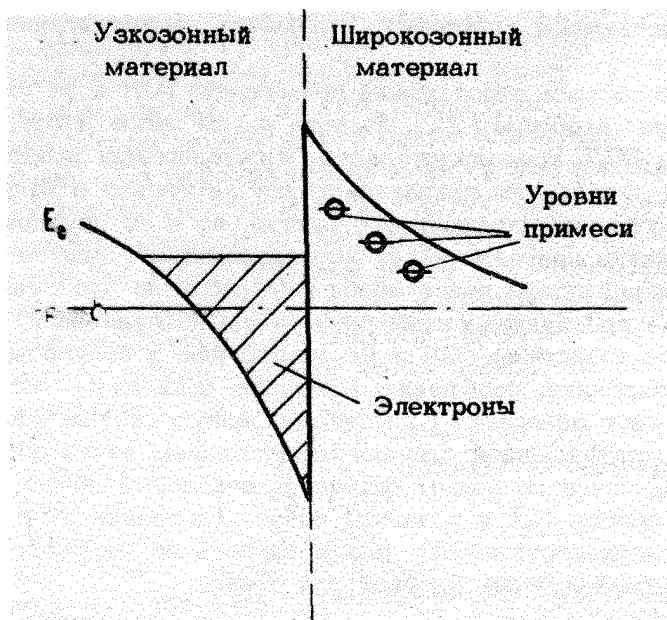
ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ С СЕЛЕКТИВНЫМ ЛЕГИРОВАНИЕМ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

А.А.Кальфа, А.С.Тагер

1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие прогрессивных технологических методов формирования тонких слоев полупроводниковых материалов с заданными параметрами привело к созданию структур, обладающих интересными физическими свойствами и представляющих интерес для использования в быстродействующих полупроводниковых приборах. Среди подобных структур важное место занимают гетероструктуры с селективным легированием (ГСЛ), представляющие собой чередующиеся слои полупроводниковых материалов с различной шириной запрещенной зоны, в которых более широкозонный материал легирован до максимально возможной концентрации, а узкозонный оставлен максимально чистым. Носители заряда с атомов легирующей широкозонный материал примеси (в ГСЛ это обычно доноры); стремясь занять положение с минимальной потенциальной энергией, переходят в узкозонный материал. Это приводит к изгибу зон на границе гетероперехода и образованию узкой потенциальной ямы вдоль границы раздела слоев, которая "заливается" электронами (рис.1).

Особенность ГСЛ, в значительной степени определяющая уникальность их свойств, состоит в том, что ионизованные "доноры" и порожденные ими электроны оказываются пространственно разделенными, в результате чего последние при их свободном движении вдоль границ гетероперехода испытывают существенно меньшее примесное рассеяние, чем если бы они перемещались в "своем" слое. Таким образом в



Р и с. 1. Структура дна зоны проводимости в ГСЛ и распределение в ней электронного газа

ГСЛ удается достичь высокой плотности носителей заряда, одновременно сохранив их высокую подвижность, сравнимую с подвижностью в чистом объемном материале. Особенно сильно этот эффект проявляется при криогенных температурах, когда мала роль фононного рассеяния.

Двумерный (или квазидвумерный) электронный газ, образующийся на границах слоев ГСЛ, в настоящее время стал одним из самых привлекательных объектов исследований среди других двумерных систем (см. обзор [1]). Достаточно упомянуть, что именно с ГСЛ связываются попытки создания первичного квантового стандарта сопротивления и достижения максимальной точности в определении постоянной тонкой структуры.

Не менее перспективным представляется использование ГСЛ в полупроводниковой электронике. На их основе, во-первых, могут быть созданы принципиально новые приборы, а во-вторых, — качественно усовершенствованы приборы, уже получившие широкое распространение. В первую очередь это относится к полевым транзисторам (ПТ), используемым в качестве активных элементов как СВЧ-устройств, так и

быстродействующих цифровых устройств вычислительной техники.

Особенности и перспективы применения ГСЛ в ПТ были рассмотрены в обзоре [2]. Вместе с тем число работ, посвященных ГСЛ, продолжает расти, и появившиеся в последнее время результаты свидетельствуют не только о количественном улучшении параметров структур, но и об определенном изменении направлений их исследований. Последнее делает целесообразным новое обобщение работ по этой тематике. Ниже проанализированы результаты исследований по физическим свойствам ГСЛ и их применению в полупроводниковой электронике, сообщения о которых появились после выхода в свет обзора [2]. Поэтому данную статью можно считать в определенной степени продолжением этого обзора. Однако мы сочли полезным сохранить некоторые общие положения из обзора [2] и в данной работе (дополнив их с учетом последних достижений), чтобы сделать ее независимой от предыдущей и более удобной для чтения.

2. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ГСЛ

Чаще всего в качестве материалов для ГСЛ используются GaAs и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, технология которых достаточно хорошо отработана. GaAs и AlAs имеют близкие значения постоянной решетки ($a_0^{\text{GaAs}} = 0,565 \text{ нм}$, $a_0^{\text{AlAs}} = 0,566 \text{ нм}$) при заметно различающейся ширине запрещенной зоны ($E_g^{\text{GaAs}} = 1,43 \text{ эВ}$, $E_g^{\text{AlAs}} = 2,2 \text{ эВ}$). Обычно относительная концентрация AlAs в твердом растворе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ не превышает $x = 0,35$. При этом разрыв зоны проводимости в плоскости гетероперехода $\Delta\varphi_c = 300 \text{ мэВ}$.

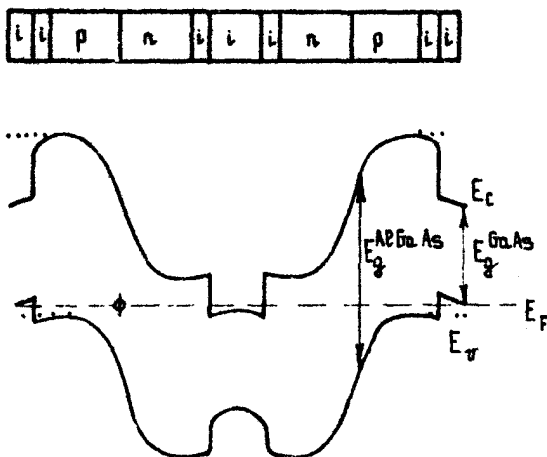
Наиболее часто в качестве легирующей примеси в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ используется кремний, который создает уровень с энергией ионизации примерно 100 мэВ , а его концентрация достигает значений $N_D \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Арсенид галлия обычно не легируется, а концентрация остаточных примесей в нем (преимущественно p -типа) составляет примерно 10^{14} см^{-3} . Для уменьшения влияния рассеивающих центров на подвижность электронов в GaAs слой $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ толщиной $5\text{--}20 \text{ нм}$, прилегающий к гетеропереходу, оставляют нелегированным.

Основные эффекты, присущие ГСЛ (увеличение подвижности, образование квазидвумерного электронного газа), проявляются уже при использовании структур с одним периодом, т.е. одним слоем узкозонного и одним слоем широкозонного материалов. Это выгодно отличает их от другого типа периодических гетероструктур — сверхрешеток, оригинальные свойства которых (минизонная структура спектра) проявляются только при достаточно большом числе (до сотни) практически идентичных слоев. Более того, наибольшие значения подвижностей электронов были получены именно в ГСЛ с одним периодом, созданных методом молекулярной эпитаксии. В гетероструктурах $GaAs - AP_x Ga_{1-x} As$ они достигали $8,6 \cdot 10^3$, $1,2 \cdot 10^5$ и $3,6 \cdot 10^5$ $cm^2/V \cdot s$ при $T = 300, 77$ и $4,2$ К соответственно [3,4] *). Поэтому интерес разработчиков приборов к ГСЛ с большим числом слоев в последние годы уменьшился. Вместе с тем появилось сообщение о ГСЛ, в которой большое число слоев создает качественно новые эффекты [5]. Речь идет о сложной гетероструктуре, каждый период которой включает 10 слоев материалов с различной шириной запрещенной зоны и различным типом проводимости, а именно: $n - AP_x Ga_{1-x} As / p - AP_x Ga_{1-x} As / i - AP_y Ga_{1-y} As / i - AP_x Ga_{1-x} As / n - AP_x Ga_{1-x} As / p - AP_x Ga_{1-x} As / i - AP_x Ga_{1-x} As / i - AP_y Ga_{1-y} As / i - AP_x Ga_{1-x} As / p - AP_x Ga_{1-x} As$, где $y \ll x$

В таких структурах (их энергетическая диаграмма представлена на рис.2) удается пространственно разделить электроны с донорами, а дырки — с акцепторами, сформировав независимые электронную и дырочную подсистемы, обладающие высокой подвижностью носителей заряда и разделенные в пространстве. Более того, изменением внешнего напряжения в направлении, перпендикулярном границам слоев, можно

*) Здесь и далее речь идет только о невырожденном электронном газе в проводящем канале ГСЛ. В условиях вырождения при большой концентрации электронов и низкой температуре рассеяние электронов происходит вблизи границы сферы Ферми и вследствие этого оно значительно меньше, чем в отсутствие вырождения. Этот эффект вызывает дополнительное увеличение подвижности электронов в ГСЛ с ростом их концентрации. (Авторы благодарны В.А.Волкову, обратившему их внимание на этот эффект).

менять концентрации электронов и дырок и, следовательно, проводимость электронной и дырочной подсистем в продольном направлении. При этом имеет место и туннелирование носителей заряда через потенциальные барьеры.



Р и с. 2. Структура и зонная диаграмма одного периода ГСЛ с двумя типами пространственно разделенных носителей заряда

Разработанные экспериментальные структуры были получены методом молекулярной эпитаксии и содержали 10 периодов, т.е. в общей сложности 111 слоев. Значения x были меньше 0,3, а $y=0$ (вместо $Al_y Ga_{1-y} As$ использовался $Ga As$). Концентрация доноров (Si) в $n-Al_x Ga_{1-x} As$ составляла $7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а акцепторов (Be) - $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Толщина каждого из легированных слоев $Al_x Ga_{1-x} As$ равнялась 110 нм, нелегированных - 11 нм, а $Ga As$ - 13 нм. Подвижность электронов при $T = 77 \text{ K}$ достигала $8340 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, а дырок - $793 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

До 1981 г. основные усилия разработчиков были направлены на достижение максимальной подвижности электронов.

В настоящее время достигнутые в этом направлении результаты в гетероструктурах $Ga As - Al_x Ga_{1-x} As$ близки к предельным. Как показывает сравнение приведенных выше значений с теоретическими расчетами, выполненными методом Монте-Карло [6,7] (такое сравнение было проведено в работах [2,8]), они близки к подвижности электронов в

максимально очищенном объемном арсениде галлия. Таким образом, дальнейшее повышение подвижности электронов в ГСЛ на основе $GaAs - Al_{x}Ga_{1-x}As$ в отсутствие вырождения электронного газа связано преимущественно с уменьшением концентрации остаточных примесей в $GaAs$ ниже 10^{14}см^{-3} .

Вместе с тем возможности повышения подвижности электронов в гетероструктурах на основе других соединений пока не исчерпаны. Так, в последние годы значительно улучшилось качество ГСЛ на основе гетероструктур $InP - InGaAs$ и $InGaAs - AlInAs$. В гетероструктурах $InP - In_{0,53}Ga_{0,47}As$, полученных эпитаксией из хлоридной газовой фазы, подвижность электронов составляла $9,4 \cdot 10^3$, $7,1 \cdot 10^4$ и $1,06 \cdot 10^5 \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T = 300$, 77 и $4,2$ К соответственно [9], что является лучшим результатом для подобных структур и свидетельствует о хорошем качестве границы гетероперехода.

В гетероструктурах на основе $In_{0,53}Ga_{0,47}As - Al_{0,48}In_{0,52}As$, созданных методом молекулярной эпитаксии, достигнуты значения подвижности электронов в слабых полях $8,915 \cdot 10^3$, $6,012 \cdot 10^4$ и $9,042 \cdot 10^4 \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T = 300$, 77 и 10 К соответственно [10]. Это означает, что подвижность возрастает на 50% при комнатной температуре и в 6 раз при $T = 77$ К по сравнению с однородно легированным $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ при той же концентрации электронов. Увеличение подвижности наблюдалось при любой последовательности наращивания слоев, однако наилучший результат (именно он приведен выше) получен в том случае, когда слой $Al_{0,48}In_{0,52}As$ наносился на подложку из $In_{0,53}Ga_{0,47}As$, в обратном случае значения подвижностей электронов были заметно ниже: $7,115 \cdot 10^3$, $2,36 \cdot 10^4$ и $2,65 \cdot 10^4 \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T = 300$, 77 и $4,2$ К соответственно. В ГСЛ на основе $In_{0,53}Ga_{0,47}As - Al_{0,52}In_{0,48}As$, полученных методом молекулярной эпитаксии, наивысшее значение подвижности при комнатной температуре составило $8,96 \cdot 10^3 \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ [11].

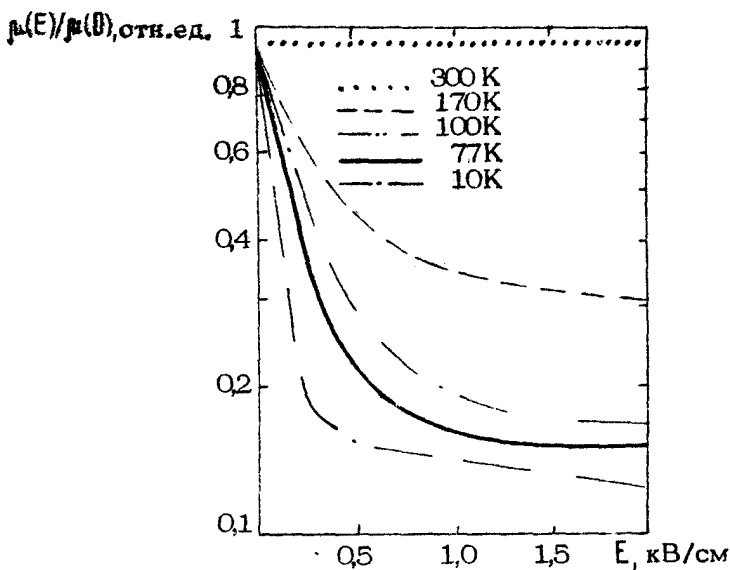
Для гетероструктур $In_{0,52}Al_{0,48}As - In_{0,53}Ga_{0,47}As$ по вольт-емкостным характеристикам определена величина разрыва зоны проводимости $\Delta\psi_c$ на границе гетероперехода [12]. Она составила $\Delta\psi_c = 0,50 \pm 0,05$ эВ при $T = 297$ К, или $71 \pm 7\%$ от ширины запрещенной зоны E_g . Для проверки метода определялся разрыв зон в гетероструктурах $GaAs - Al_{0,3}Ga_{0,7}As$, для которых в согласии с общепринятым значением было получено $\Delta\psi_c = 0,33$ эВ.

3. ДРЕЙФОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРОНОВ В ГСЛ

Первоначально качество изготовления ГСЛ оценивалось только по величине подвижности электронов в слабом электрическом поле. Исследовались прежде всего зависимость низкополевой подвижности электронов от числа периодов ГСЛ, толщины и взаимного расположения слоев, концентрации примесей в них, температуры и т.д. [2]. В дальнейшем все большее влияние стали уделять исследованию подвижности и дрейфовой скорости электронов в греющих электрических полях. Это естественно, поскольку ГСЛ предназначены в значительной степени для полупроводниковых приборов, работающих в условиях разогрева электронов. Исследования ГСЛ $\text{GaAs} - \text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$, проведенные несколькими группами [13-15] в широком интервале температур - от 2 до 300-400 К, показали, что при понижении (относительно 300 К) температуры подвижность электронов быстро падает с ростом электрического поля, причем это падение тем более резкое, чем ниже температура кристалла T_0 и чем, следовательно, выше низкополевые значения подвижности. Так, в работе [13] исследовались ГСЛ с различным числом периодов и значениями $0 < x < 0,36$ в широком диапазоне температур $10 < T < 300$ К. В качестве примера на рис. 3 приведены зависимости относительной подвижности электронов $\mu(E)/\mu_0(E)$ от поля E при различных температурах для ГСЛ $\text{GaAs} - \text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$ с одним периодом. При $T = 10$ К подвижность электронов в различных образцах таких структур уменьшалась на 60-85% при возрастании поля от нуля до 0,5 кВ/см, а при $T = 300$ К оставалась практически неизменной.

Падение подвижности вызвано повышением электронной температуры T_e и увеличением спонтанной эмиссии оптических фононов с энергией ϵ_{op} (пропорционально $\exp(-\epsilon_{op}/kT_e)$). При данном электрическом поле E разогрев тем сильнее, чем ниже температура кристаллической решетки T_0 , ограничивающая длину свободного пробега электронов, рассеиваемых на оптических фононах.

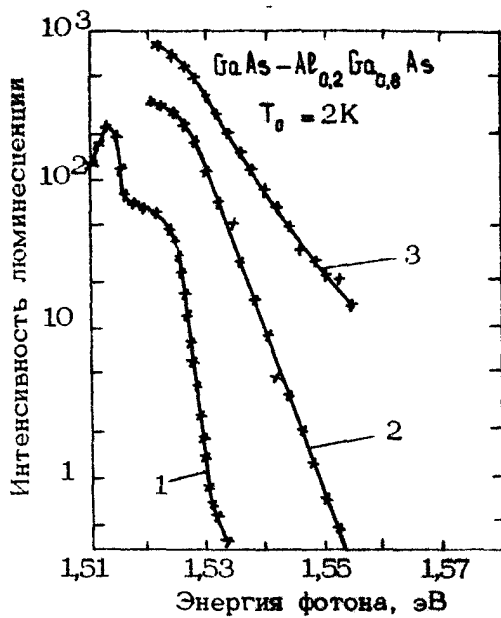
Эта точка зрения подтверждается измерением электронной температуры T_e в ГСЛ по спектру люминесценции при температуре решетки $T_0 = 2$ К [14] (рис. 4). Измерения



Р и с. 3. Зависимость относительной подвижности электронов в ГСЛ от напряженности электрического поля при различных температурах кристаллической решетки

проводились на структурах с двадцатью периодами, в которых толщина слоев чистого GaAs составляла 26,2 нм, а нелегированного и легированного кремнием $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ соответственно 16,3 и 31,7 нм. Из рис.4 видно, что справа от максимума функция распределения близка к максвелловской с электронной температурой, быстро возрастающей с ростом электрического поля E . На рис.5 представлены зависимость подвижности электронов в тех же структурах от T_e . Там же для сравнения приведена зависимость низкополевой подвижности $\mu(T_0)/\mu(2\text{K})$ от температуры решетки. Расхождение между этими кривыми может быть связано либо с вынужденной эмиссией фононов, либо с ионизацией примесей или ловушек в слоях $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

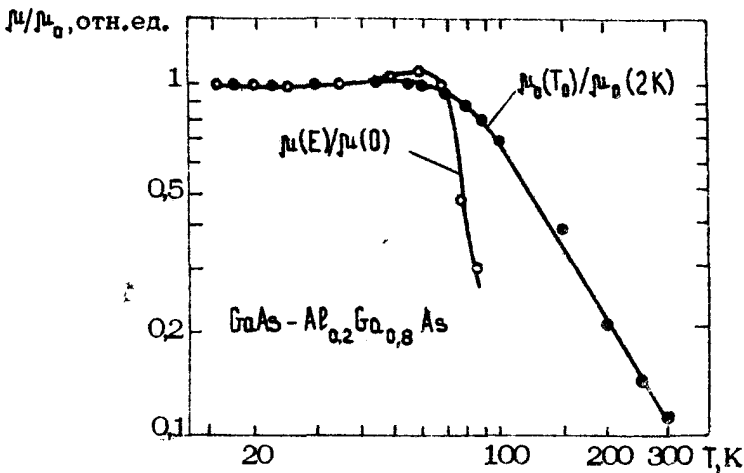
Последняя точка зрения находит подтверждение в работе [15], в которой раздельно измерялись подвижности носителей заряда и их поверхностная плотность в GaAs и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ как функции электрического поля. Экспериментальная структура содержала слои нелегированного



Р и с. 4. Спектр фотолуминесценции гетероструктур $\text{GaAs} - \text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ для трех значений продольного электрического поля (1 - $E = 0$, $T_e = 16 \text{ K}$; 2 - $E = 6,2 \text{ В/см}$, $T_e = 45 \text{ K}$; 3 - $E = 150 \text{ В/см}$, $T_e = 85 \text{ K}$). Интенсивность спектра приведена в относительных единицах

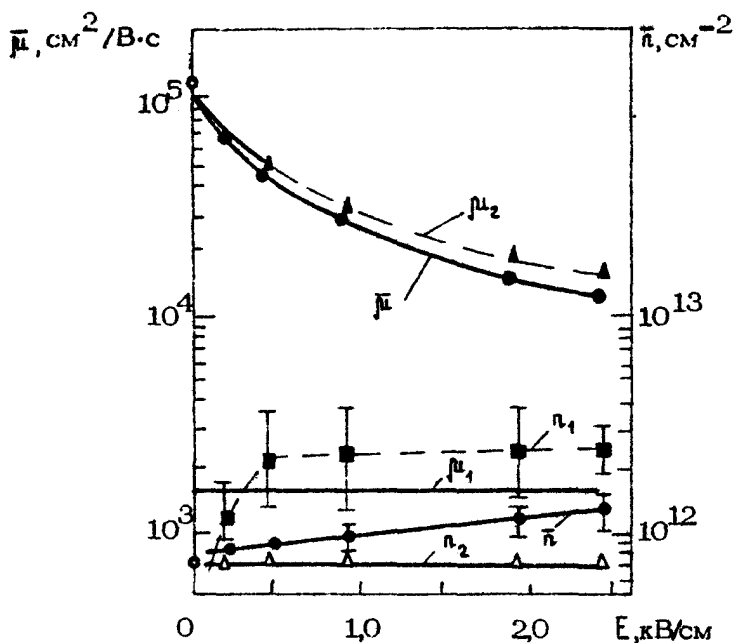
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ толщиной 6 нм и легированного до концентрации $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ толщиной 55 нм . Результаты измерений приведены на рис.6. Как следует из рисунка, уменьшение средней подвижности электронов $\bar{\mu}$ в ГСЛ связано не только с уменьшением подвижности электронов μ_2 в GaAs но и с ростом концентрации электронов n_1 в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Поверхностная плотность электронов n_2 в GaAs при этом остается постоянной, что свидетельствует об отсутствии переноса электронов между слоями и подтверждает предположение о полевой ионизации доноров в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

По этой причине авторы [15] ставят под сомнение данные об экспериментальном наблюдении переноса электронов в реальном пространстве [16] (см. ниже). Как отмечалось в работе [2], существенной особенностью ГСЛ является зависимость подвижности электронов от разрыва зон на границе гетероперехода $\Delta\psi_c$ и толщины нелегированного



Р и с. 5. Зависимость относительной подвижности электронов в ГСЛ от электронной температуры. Для сравнения приведено изменение относительной низкополевой подвижности $\mu_0(T_0)/\mu_0(2\text{K})$ от температуры решетки. —○— $T=T_e$, $T_0 = 2\text{K}$, $E=0$; —●— $T=T_0=T_e$, $E=0$

слоя широкозонного материала. Детальное исследование структур $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($0 < x < 0,36$) [13] показало, что подвижность электронов μ в широком диапазоне температур (10–300 K) и электрических полей (0–2 кВ/см) растет примерно линейно с увеличением x , а по толщине d нелегированного слоя $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ имеется оптимум $d \approx 150$ нм. Эти зависимости имеют простой физический смысл. Увеличение x сопровождается ростом $\Delta\varphi_c \sim x$. Соответственно увеличивается ($\sim \Delta\varphi_c^{-1/2}$) степень локализации волновой функции электронов в слое GaAs и уменьшается ($\sim \Delta\varphi_c$) их взаимодействие с донорами в соседнем слое $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, а следовательно растет их подвижность. По той же причине увеличение толщины d нелегированного слоя $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ведет к росту холловской подвижности электронов в слое GaAs . Однако поскольку при этом уменьшается их концентрация, то, начиная с некоторого значения d , холловская подвижность снова начинает падать, так как ослабляется экранировка этими электронами доноров в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. При этом измеряемое среднее значение

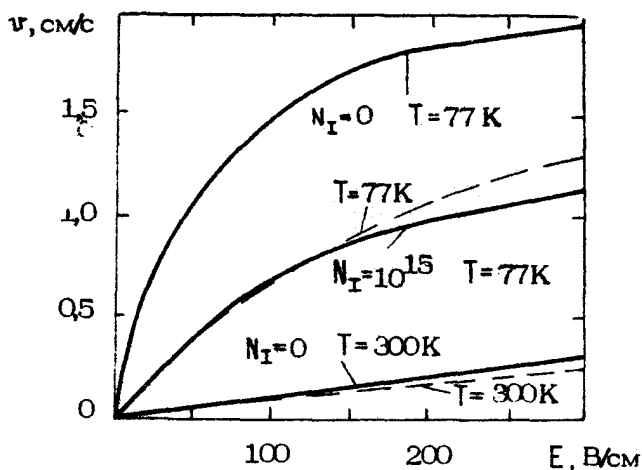


Р и с. 6. Зависимость средних подвижности $\bar{\mu}$ и поверхностной плотности электронов \bar{n} , а также подвижности и концентрации электронов в слоях $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (μ_1, n_1) и GaAs (μ_2, n_2) от напряженности электрического поля

дрейфовой подвижности электронов в ГСЛ падает еще из-за увеличения вклада электронов в слоях $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

Измерение максимальной дрейфовой скорости электронов при $T = 300 \text{ K}$ проводилось с помощью ПТ на ГСЛ, работающих в режиме открытого канала с длиной затвора 1 мкм и шириной 290 мкм при расстоянии между истоком и стоком 3 мкм [17]. Толщина нелегированного GaAs составляла 1 мкм , а толщины нелегированного и легированного до концентрации примеси $N_D = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ слоев $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$ - 2 и 60 нм соответственно. Дрейфовая скорость определялась пересчетом экспериментальных ВАХ с использованием теоретической модели, предложенной в работе [18]. Найденные таким образом значения максимальной дрейфовой скорости составили $v_{\text{max}} = 2 \cdot 10^7$ и $3 \cdot 10^7 \text{ см}/\text{с}$ при $T = 300$ и 77 K соответственно.

Непосредственно измерение зависимости дрейфовой скорости электронов от электрического поля при $T = 77$ К проводилось в работе [8]. На рис. 7 пунктирными кривыми обозначены зависимости $v(E)$ для ГСЛ с толщиной слоя

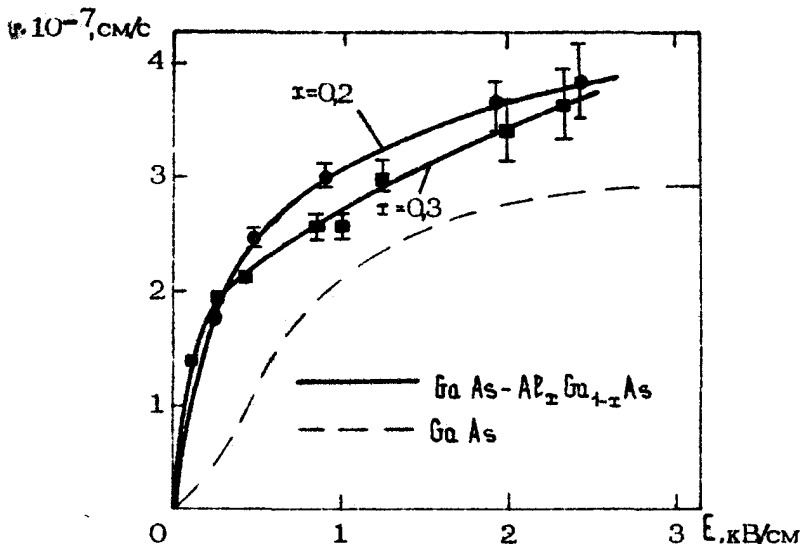


Р и с. 7. Зависимость дрейфовой скорости электронов в ГСЛ от напряженности электрического поля при различных значениях концентрации примесей и температуры кристаллической решетки (——— теория; - - - - эксперимент)

чистого GaAs 20 нм, а нелегированного и легированного до концентрации $7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ слоев $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$ — 9,5 и 60 нм соответственно. Здесь же сплошной кривой представлены теоретические зависимости, рассчитанные для объемного GaAs методом Монте-Карло [6, 7]. Дрейфовые скорости в диапазоне измеренных полей монотонно растут, но по оценке авторов в поле $E = 2 \text{ кВ/см}$ $v = 1,7 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ при $T = 300 \text{ К}$ и $v = 2,24 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ при $T = 77 \text{ К}$. В более сильных полях измерения не проводились из-за возникновения ОДП. Расхождения результатов работ [8] и [17] можно отнести за счет различных методов определения v_{max} . В частности, на завышенные значения v_{max} [17] мог влиять "всплеск" дрейфовой скорости электронов — резкое ее возрастание в сильном поле и последующая релаксация к стационарному значению. Следует, однако отметить, что в обоих случаях было отмечено заметное возрастание дрейфовой

скорости по сравнению с сильно легированным GaAs .

Измерение зависимости дрейфовой скорости электронов от электрического поля [15] показывает, что $v \approx (3,6 \div 3,8) \times 10^7 \text{ см/с}$ в полях $E = 2,3 \div 2,4 \text{ кВ/см}$ при $\tau = 0,2 - 0,3$ (рис.8).



Р и с. 8. Зависимость дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля в GaAs и в ГСЛ $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при различных значениях τ

Результаты, обобщенные в данном разделе, представляются весьма важными с практической точки зрения. Они показывают, что свойства ПТ на ГСЛ, работающих в условиях глубокого охлаждения, даже при очень умеренной напряженности поля в канале нельзя однозначно связать с подвижностями электронов, измеренными в слабом поле, поскольку достигнутые в настоящее время высокие значения подвижностей в реальных полях не сохраняются. Вместе с тем в допороговых полях имеет место увеличение не только подвижности, но и дрейфовой скорости электронов. Как увидим ниже, это делает ГСЛ перспективными для применения в некоторых быстродействующих полупроводниковых приборах.

4. ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ГСЛ

В сильных электрических полях, направленных вдоль слоев ГСЛ, электроны, находящиеся в потенциальной яме у границы гетероперехода, приобретают энергию, достаточную для преодоления потенциального барьера и перехода в широкозонный материал. Как было впервые отмечено Грибниковым [19] даже в однородно легированной гетероструктуре этот эффект может приводить к появлению N -образного участка на зависимости дрейфовой скорости электронов v от электрического поля E за счет увеличения эффективной массы последних при переходе в материал с большой шириной запрещенной зоны. Эффект должен проявляться значительно сильнее в ГСЛ, поскольку различие подвижностей в материалах, образующих гетероструктуру, в этом случае связано не только с различием эффективных масс, но и с различием времен релаксации импульса. Возникновение в ГСЛ при переносе электронов в "реальном" пространстве (в отличие от междолинного перехода в \vec{k} -пространстве, имеющего место в эффекте Хилсума-Ридли-Уоткинса) исследовалось теоретически в ряде работ [16,20,21], обобщенных в обзоре [2]. Экспериментальная реализация генератора электромагнитных колебаний, использующего перенос электронов между слоями ГСЛ, рассмотрена в следующем разделе.

Как показано в работе [22], в ГСЛ возможна не только статическая, но и динамическая ОДП. Последняя, согласно теореме Шюкли [23], возникает в том случае, когда отклик тока на δ -образный импульс электрического поля имеет немонотонный характер, возрастая в течение некоторого времени, а затем релаксируя к своему стационарному значению.

В ГСЛ такая ситуация может быть создана, если подвижность электронов в узкозонном материале (μ_1) меньше, чем в широкозонном (μ_2), так что переход электронов в широкозонный материал действием δ -образного импульса поля первоначально вызовет возрастание электрического тока. Хотя здесь имеет место аналогия (как в случае возникновения в ГСЛ статической ОДП) с двухдолинным полупроводником, у которого подвижность электронов в верхней долине μ_2 больше, чем в нижней, существует и принципиальное отличие от последнего. В двухдолинном полупроводнике

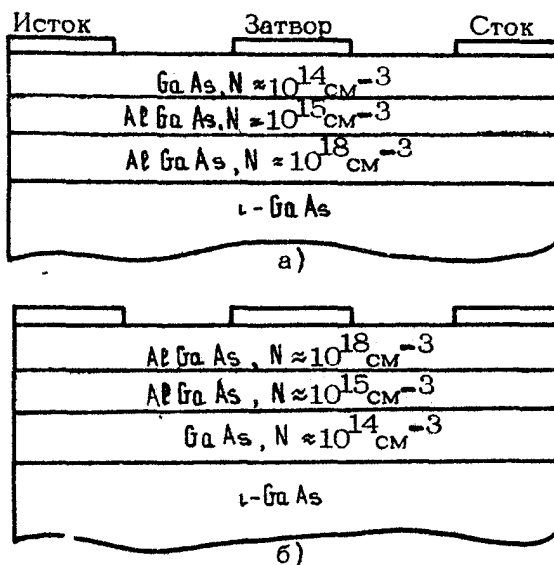
для выполнения условия $\mu_2 \gg \mu_1$ необходимо, как правило, чтобы $m_2 \ll m_1$ ($m_{1,2}$ - соответствующие эффективные массы). Однако в этом случае и частота переходов из нижней долины в верхнюю мала по сравнению с частотой обратных процессов из-за малого отношения плотностей состояний в долинах $N_{c_1} / N_{c_2} \approx (m_2 / m_1)^{3/2} \ll 1$. Это делает эффект практически нереализуемым.

В ГСЛ эту трудность можно преодолеть даже при $m_2 > m_1$, используя максимально чистый широкозонный материал и сильно легируя узкозонный, чтобы возникла ситуация, когда $\mu_2 > \mu_1$. Эти качественные соображения подтверждены расчетом с помощью простой модели [22]. Приведенный пример показывает, что в физическом плане представляет интерес не только ГСЛ с сильно легированным широкозонным материалом, но и ГСЛ с сильным легированным узкозонным материалом. Существенно, что в последних оказываются возможными эффекты, не имеющие места в однородных полупроводниковых материалах.

5. ПРИМЕНЕНИЕ ГСЛ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРАХ

Полевые транзисторы. Наибольший практический интерес к ГСЛ связан с их использованием в ПТ. Действительно, у современных ПТ при концентрации примесей в канале 10^{17} см^{-3} толщина активного слоя составляет примерно 0,2 мкм, т.е. $n_s \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Такие значения n_s сравнительно легко достигаются в ГСЛ, однако подвижность электронов при этом остается близкой к значениям, характерным для чистого нелегированного материала.

Впервые ПТ на ГСЛ был предложен в 1980 г. [24] и в том же году независимо были разработаны несколько вариантов таких транзисторов [25-27]. Схематическое изображение ПТ на ГСЛ представлено на рис. 9. Как следует из рисунка, возможны два варианта структур ПТ - затвор располагается на слое широкозонного материала (так называемая прямая или нормальная структура) или на слое узкозонного материала (обращенная структура). Динамика электронов и характеристики обоих типов ПТ отличны друг от друга, однако это различие не принципиально. Подробно они проанализированы в работах [2, 28-31]. Учет квантования состояний в квазидвумерном электронном газе, образующемся



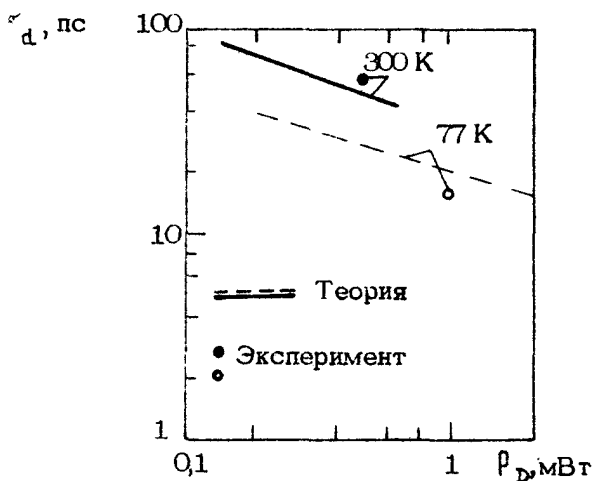
Р и с. 9. Схема полевого транзистора на ГСЛ:
 а - обращенная структура, б - прямая структура

в канале ПТ на ГСЛ, вносит лишь количественные поправки в характеристики транзистора [28-31].

Преимущества ГСЛ по-разному проявляются в ПТ различного назначения. Как известно, транзисторы, используемые в качестве логических элементов вычислительной техники, работают в режиме обогащения (enhanced - mode), при котором в исходном состоянии канал перекрыт (normally - off). У таких транзисторов напряжение исток-сток мало, напряженность поля ниже порогового значения практически во всем канале, а скорость электронов пропорциональна их подвижности. Поскольку подвижность и дрейфовая скорость электронов при $E < E_{пор}$ в ГСЛ выше, чем в обычных транзисторных структурах (даже с учетом зависимости $\mu(E)$), их использование позволяет достичь меньших времен пролета носителей заряда в канале под затвором, а значит и меньших времен переключения транзисторов. Теоретические оценки [2] показывают, что для ПТ, работающих в режиме обогащения, целесообразно использовать обращенную

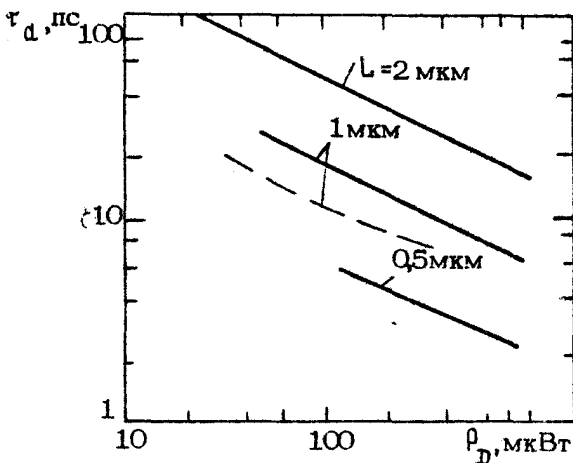
структуру с тонким слоем GaAs . Из расчета высокочастотных характеристик [32] следует, что предельная частота усиления по току $f_T \sim L^{-2}$ при $L > 2 \text{ мкм}$ и $f_T \sim L^{-1}$ при $L < 2 \text{ мкм}$ (L - длина затвора). Для ПТ с $L = 1 \text{ мкм}$ f_T резко возрастает при увеличении подвижности электронов до $\mu \approx 3 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, а затем стремится к насыщению. Таким образом, использование ГСЛ с очень высокими значениями μ , достигаемыми при глубоком охлаждении, в ПТ, предназначенных для вычислительной техники, нецелесообразно.

Экспериментально был реализован ПТ на ГСЛ с длиной затвора $L = 1,7 \text{ мкм}$. При комнатной температуре время переключения τ_d составляло 56,5 пс, а рассеиваемая мощность $P_D = 0,46 \text{ мВт}$ [32]. Это на порядок меньше рассеиваемой мощности традиционного ПТ из GaAs , используемого в качестве логического элемента и обладающего при той же длине затвора таким же временем переключения. При температуре $T = 77 \text{ К}$ для того же транзистора $\tau_d = 17,1 \text{ пс}$ при $P_D = 0,96 \text{ мВт}$. Эти значения хорошо ложатся на теоретические кривые, рассчитанные в работе [32] (рис.10). Для ПТ на ГСЛ с длиной затвора $L = 1 \text{ мкм}$ и



Р и с. 10. Расчетные зависимости времени переключения τ_d от рассеиваемой мощности P_D и экспериментальные значения этих величин для транзистора с длиной затвора 1,7 мкм и шириной 33 мкм

$\mu = 4 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. теория предсказывает $\tau_d = 12 \text{ пс}$ и $P_d = 100 \text{ мкВт}$ при $T = 77 \text{ К}$ (рис.11). Такая величина



Р и с. 11. Расчетные зависимости времени переключения τ_d от рассеиваемой мощности P_d при различных длинах затвора L и подвижностях носителей заряда. Ширина затвора равна $20 \mu\text{м}$, $T = 77 \text{ К}$. — $\mu = 2 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$;
 - - - $\mu = 4 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$

$\tau_d = 12 \text{ пс}$ была реализована экспериментально в транзисторе с $L = 1,1 \mu\text{м}$ при $T = 300 \text{ К}$ [33]. Это меньше времени переключения ($\tau_d = 13$), достигнутого в логических элементах на эффекте Джозефсона, работающих при температуре жидкого гелия.

Преимущество ГСЛ в сверхвысокочастотных ПТ не столь очевидно. Действительно, эти транзисторы обычно работают в режиме обеднения (depletion - mode) открытым в исходном положении канале (normally - on) и при сравнительно высоких напряжениях между истоком и стоком, когда значительную часть канала занимает область, в которой электрическое поле выше порогового, скорость электронов насыщена и не зависит от их подвижности. Отсюда, на первый взгляд, следует что применение ГСЛ не ведет к повышению предельной частоты усиления по току f_T ПТ и, следовательно, к существенному улучшению их характеристики. Однако это не так. Можно указать, по край-

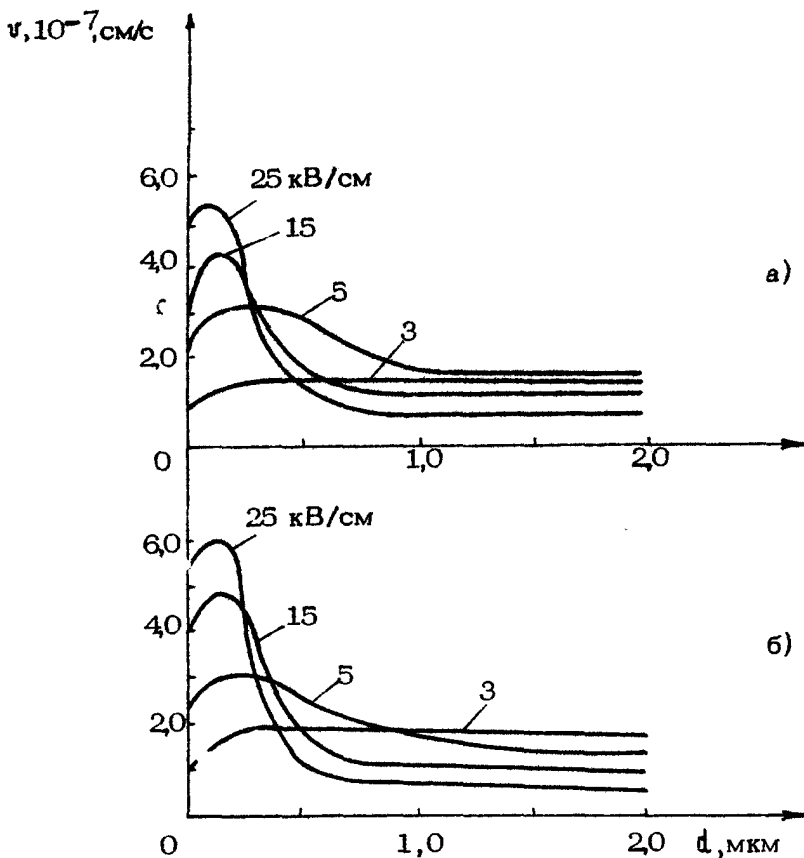
ней мере, несколько обстоятельств, говорящих в пользу ГСЛ.

Во-первых, характеристики СВЧ ПТ (коэффициент усиления, мера шума) зависят не только от динамики электронов в его канале, но и от свойств прилегающих к последнему квазинейтральных участков затвор-исток и затвор-сток, в частности от омического сопротивления этих участков. Чем меньше это сопротивление, тем выше предельная частота усиления по мощности транзистора f_p и тем ниже его мера шума. Поскольку напряженность поля в квазинейтральных участках мала, повышенная подвижность электронов в ГСЛ является их существенным преимуществом.

Во-вторых, в современных СВЧ ПТ используются, как правило, затворы субмикронной длины $L = 0,25-0,7$ мкм. На таких расстояниях дрейфовая скорость электронов не успевает достичь своего стационарного значения $v = v_s$ и может существенно (в 2-4 раза) превосходить его. Этот эффект "всплеска" дрейфовой скорости значительно повышает предельные частоты ПТ с субмикронным затвором и улучшает их усилительные и шумовые свойства. Сведений о наблюдении всплеска дрейфовой скорости в ГСЛ в литературе нет, однако опубликованные расчеты показывают, что в объемном GaAs этот эффект возрастает с уменьшением концентрации примеси. Пример такого расчета, выполненного методом Монте-Карло, приведен на рис.12 [34]. На этом основании можно предполагать, что в ГСЛ величина всплеска будет больше, чем в однородно легированном материале с той же концентрацией электронов и, следовательно, ПТ на основе ГСЛ с субмикронной длиной затвора будут иметь более высокие значения f_T , чем обычные ПТ.

И наконец, существует еще одна причина, по которой ГСЛ могут оказаться эффективными в малощумящих ПТ. Как известно, малый уровень шума ПТ в значительной степени объясняется взаимной корреляцией первичных флуктуаций тока канала с флуктуациями, вызванными наведенным напряжением на затворе. Степень взаимного подавления этих флуктуаций тем выше, чем меньше омические потери в транзисторной структуре, т.е. чем выше подвижность электронов.

Следует иметь в виду, что в теоретических работах [2,28-32] не учитывается перенос электронов между слоями гетероструктуры, неизбежный в сильных электрических полях. Это не позволяет до конца решить вопрос о пре-



Р и с. 12. Всплеск дрейфовой скорости в однородно легированном объемном GaAs при различных значениях электрического поля. Температура кристаллической решетки $T = 300 \text{ K}$, концентрация примесей: а - 10^{17} cm^{-3} , б - 0

имущества СВЧ-транзисторов на ГСЛ перед традиционными. Однако экспериментальные разработки ПТ на ГСЛ, выполненные в последние годы, свидетельствуют о значительных возможностях последних.

Один их рекордных транзисторов традиционной конструкции, активный слой которого формировался ионным легированием высокоомного GaAs с длиной затвора $L = 0,6 \text{ мкм}$, на частоте $f = 12 \text{ ГГц}$ имел коэффициент шума $K_{ш} = 1,3 \text{ дБ}$ и коэффициент усиления $K_{ус} = 14,5 \text{ дБ}$ [35]. Транзистор

на ГСЛ с почти вдвое большей длиной затвора $L = 1 \text{ мкм}$ на частоте $f = 10 \text{ ГГц}$ имел несколько худшие параметры: $K_{ш} = 2,3 \text{ дБ}$ [36,37] и $K_{ус} = 13,2 \text{ дБ}$ [37].

Ситуация, однако, изменилась уже в 1983 г., когда появились сообщения о разработке ПТ на ГСЛ с субмикронным затвором. В частности, транзистор с $L = 0,5 \text{ мкм}$ на частоте $f = 12 \text{ ГГц}$ имел $K_{ш} = 1,4 \text{ дБ}$ и предельную частоту усиления $f_T = 35 \text{ ГГц}$ [38]. Был разработан также ПТ на ГСЛ с $L = 0,25 \text{ мкм}$, у которого $f_T = 45 \text{ ГГц}$ [39]. Подчеркнем, что эти характеристики были получены при температуре $T = 300 \text{ К}$ и могут быть заметно улучшены охлаждением приборов до температуры кипения жидкого азота. Отметим также быстрый прогресс в разработке транзисторов на ГСЛ, позволяющий надеяться, что достигнутые в настоящее время результаты далеки от предельных.

Генератор электромагнитных колебаний на ГСЛ. Как было показано в предыдущем разделе, перенос электронов из узкозонного полупроводникового материала в широкозонный при их разогреве приводит к появлению ОДП. Естественно, что, используя инерционность переходов электронов между слоями ГСЛ под воздействием высокочастотного сигнала, можно добиться ситуации, когда сдвиг фаз между внешним напряжением и переменным током, протекающим через струтуру, превысит 90° . Будучи помещенным в резонансную цепь, такой образец может возбуждать СВЧ-автоколебания.

Отличие такого генератора на ГСЛ от генератора Ганна проявляется не только в механизме переноса электронов, вызывающего ОДП. Частота колебаний генератора на диоде Ганна, работающего в пролетном режиме, определяется продольным размером последнего и не может быть сделана достаточно малой без использования специальных типов катодного контакта, так как за время пролета электроны должны набрать энергию, необходимую для междолинного перехода. В то же время рабочая частота активного элемента на ГСЛ определяется временами перехода электронов между слоями, т.е. в конечном счете поперечными току размерами слоев, которые могут быть сделаны достаточно малыми.

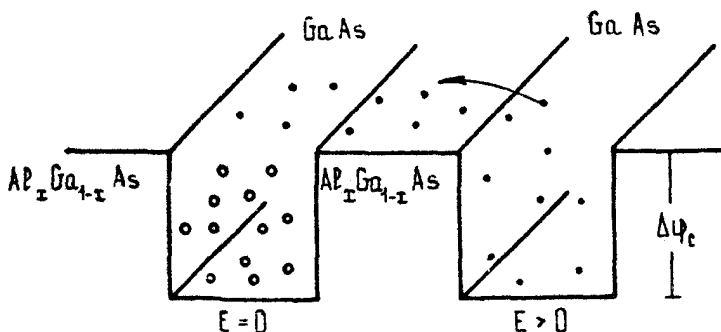
Если для оценки частот перехода электронов из узкозонного материала в широкозонный \rightarrow п.12 и обратно \rightarrow п.21 воспользоваться теорией термоэлектронной эмиссии, то нетрудно получить

$$\nu_{n12} = \frac{A_{1,2}^* T_1^2}{q N_{c1} L_1} \exp\left(-\frac{\Delta\psi_c}{kT}\right), \nu_{n21} = \frac{A_{2,2}^* T_2^2}{q N_{c2} L_2},$$

де $A_{1,2}^*$ — эффективные значения постоянной Ричардсон; N_{c1} , N_{c2} — плотности состояний, $L_{1,2}$ — толщина слоев, $T_{1,2}$ — температура электронов в них, q и $\Delta\psi_c$ — заряд электрона и разрыв зоны проводимости на границе гетероперехода. При $kT \approx \Delta\psi_c \approx 0,2$ эВ и $L_1 \approx 10$ нм получаем, например, $\nu_{n12} = 5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, т.е. генератор на ГСЛ может работать во всем миллиметровом диапазоне длин волн при реальной толщине слоев гетероструктуры.

Экспериментально был реализован генератор на ГСЛ с тремя периодами, каждый из которых содержал слой чистого GaAs толщиной 100 нм, слой чистого $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ толщиной 15 нм и слой легированного кремнием $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ толщиной 25 нм [40]. Доля AlAs в тройном соединении $x = 0,2$. Использование $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с большими значениями x в СВЧ-генераторах нецелесообразно, так как при этом разрыв зон $\Delta\psi_c$ превышает междолинный зазор в GaAs и междолинные переходы начинаются раньше переноса электронов между слоями. Генератор легко перестраивался изменением параметров резонансной цепи в диапазоне 2–25 МГц, что по оценкам авторов соответствовало характерным частотам экспериментальной структуры. Измерение статической ВАХ показало наличие слабовыраженной ОДП в диапазоне электрических полей выше 2 кВ/см. Хотя эксперимент, описанный в работе [40], имел демонстрационный характер, он указывает на реальную возможность реализации высокочастотных генераторов на ГСЛ.

Ячейка памяти на ГСЛ. Наряду с традиционными для цифровой техники ПТ, на основе ГСЛ могут быть созданы и другие оригинальные приборы, в том числе для хранения и быстрой обработки информации. Принцип подобного прибора описан в работе [41]. Он состоит из чередующихся слоев GaAs, образующих для электронов потенциальные ямы, и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, играющих роль барьеров между ними. Четные слои GaAs подключаются к одной паре контактных электродов, а нечетные — к другой. Подавая напряжение только на одну пару электродов, можно вызвать разогрев электронов только в соответствующих слоях GaAs (например, в четных) и их переход в другие слои GaAs (например, в нечетные), где электронный газ остается холодным (рис. 13). Если контактные



Р и с. 13. Схема переноса электронов между слоями в ячейке памяти на ГСЛ. Точки - горячие электроны, кружки - холодные

электроды последних остаются разомкнутыми, то электроны в них термализуются, опускаются на дно потенциальной ямы и могут храниться там достаточно долго. Этот режим соответствует "записи" информации. Замыкание контактных электродов нечетных слоев вызывает ток во внешней цепи, который может быть зарегистрирован, а записанная информация "считана". Импульс напряжения, поданный на контактные электроды нечетных слоев, "очищает" ячейку памяти, приводя ее в исходное положение. По оценке авторов, сделанной на основе теории термоэлектронной эмиссии, время переключения структуры с толщиной слоев 50 нм и $\Delta\psi_c = 0,2$ эВ определяется временем разогрева электронов ($\tau_e \approx 5 \cdot 10^{-12}$ с), поскольку время перехода электронов между слоями значительно меньше ($\tau_{n,12} \approx 2,5 \cdot 10^{-14}$ с). Время хранения информации определяется временем жизни электронов в слое в отсутствие их разогрева. Оно составляет 10^{-9} с при $T = 300$ К, 100 с при $T = 77$ К и годы при $T = 10$ К, если высота потенциального барьера равна $\Delta\psi_c = 0,2$ эВ. Но поскольку время хранения информации экспоненциально растет с увеличением $\Delta\psi_c$, то уже при $\Delta\psi_c = 1$ эВ оно составляет дни ($\sim 10^5$ с) при $T = 300$ К.

Экспериментальная структура содержала 9 периодов чередующихся слоев GaAs и $Al_xGa_{1-x}As$ толщиной 50 нм каждый. Слой $Al_xGa_{1-x}As$ с $x = 0,21$ легировался селеном до концентрации 10^{17} см^{-3} , а подвижность электронов в GaAs с концентрацией остаточных примесей $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ составляла $6 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Измерение тока

через "считывающие" электроды, выполненное при $T = 77\text{ K}$ и 10 K показало возможность хранения информации в подобной ячейке памяти, по крайней мере, в течение минут. Время переключения в данных экспериментах специально не измерялось, но по оценкам оно было много меньше 10 нс .

Результаты исследований и опыт применения ГСЛ в последние полтора-два года наглядно демонстрируют широкие возможности этих структур не только как интересного объекта исследования двумерных электронных систем, но и в плане их практического применения. Уже тот факт, что на основе ГСЛ улучшены характеристики таких широко применяемых в полупроводниковой электронике приборов, как полевые транзисторы, был бы достаточен для того, чтобы признать их большое практическое значение. Однако на основе ГСЛ предложен и целый ряд принципиально новых приборов, а области применения ГСЛ в электронике продолжают расширяться. Это позволяет надеяться, что, несмотря на значительные технологические трудности их разработки, ГСЛ в ближайшее время могут стать реальной основой для создания широкого класса электронных приборов.

Л и т е р а т у р а

1. Волков В.А., Гродненский И.М. Двумерный электронный газ в гетеропереходе. Свойства и применения - Микроэлектроника, 1982, т.11, №3, с.195-207.
2. Кальфа А.А., Тагер А.С. Гетероструктуры с селективным легированием и их применение в полевых транзисторах СВЧ. - Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ, 1982 вып.12(348), с.26-38.
3. Hiyamizu S., Nanbu K., Mimura T. e.a. Room-temperature mobility of two-dimensional electron gas in selectively doped GaAsIn-AlGaAs. - Jap.Journ.Appl.Phys., 1981, v.20, N5, p.L378-L380.
4. Tsui D.C., Gossard A.C., Kaminsky G., Wiegmann W. Transport properties of GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterojunction field-effect transistors. - Appl.Phys.Lett., 1981, v.39, N9, P.712-714.

5. Künzel H., Fischer A., Knecht J., Ploog K. A new semiconductor superlattice with tunable electronic properties and simultaneously with mobility enhancement of electrons and holes. - Appl. Phys.: A, Solid and Surface, 1983, v.30, p.73-81.

6. Ruch J.R., Fawcett W. Temperature dependence of the transport properties of gallium arsenide determined by Monte-Carlo method. - J.Appl. Phys., 1970, v.41, p.3843-3849.

7. Fawcett W., Boardman A.D., Swain S. Monte-Carlo determination of electron transport properties in gallium arsenide. - Journ.Phys.Chem.Sol., 1970, v.31, N9, p.1963-1990.

8. Drummond T.J., Kopp W., Morkoc H., Keever M. Transport in modulation doped structures ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} / \text{GaAs}$): Correlation with Monte-Carlo calculations. - Appl.Phys.Lett., 1982, v.41, N3, p.277-279.

9. Takikawa M., Komeno J., Ozeki M. Two-dimensional electron gas in selectively doped $\text{InP} / \text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ heterostructure grown by chloride transport vapor phase epitaxy. - Appl. Phys.Lett., 1983, v.43, N3, p.280-282.

10. Cheng K.Y., Cho A.Y., Drummond T.J., Morkoc H. Electron mobilities in modulation doped $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As} / \text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ heterojunctions grown by molecular beam epitaxy. - Appl. Phys. Lett., 1982, v.40, N2, p.147-149.

11. Kastalsky A., Dingle R., Cheng K.Y., Cho A.Y. Two-dimensional electron gas at a molecular beam epitaxial-grown selectively doped $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As} - \text{In}_{0,48}\text{Al}_{0,52}\text{As}$ interface. - Appl. Phys.Lett., 1982, v.41, N3, p.274-275.

12. Peopie R., Wecht K.W., Alavi K., Cho A.Y. Measurement of the conduction band discontinuity of molecular beam epitaxial grown $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As} / \text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ N-n-heterojunction by C-V-profiling. - Appl.Phys.Lett., 1983, v.43, N1, p.118-120.

13. Keever M., Kopp W., Drummond T.J. e.a. Current transport in modulation-doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} /$

GaAs heterojunction structures at moderate field strengths. - Jap.Journ.Appl.Phys., 1982, v.21, N10, p.1489-1495.

14. Shah T., Pinczuk A., Störmer H.L. e.a. Electric field induced heating of high mobility electrons in modulation-doped GaAs-AlGaAs heterostructures. - Appl.Phys.Lett., 1983, v.42, N1, p.55-57.

15. Inoue M., Inayma M., Hiyamizu S., Inuishi Y. Parallel electron transport and field effects of electron distribution in selectively doped GaAs/n-AlGaAs. Jap.Journ.Appl.Phys.Lett., 1983, v.22, N4, p.1213-1215.

16. Hess K., Morkoc H., Schichijo H., Streetman B.G. Negative differential resistance through real-space electron transfer. - Appl. Phys.Lett., 1979, v.35, N6, p.469-471.

17. Drummond T.J., Su S.L., Lyons W.G. e.a. Enhancement of electron velocity in modulation doped (Al, Ga) As / GaAs FET's at cryogenic temperatures. - Electron. Letters, 1982, v.18, N24, p.S057-S058.

18. Delagebeaudeuf D., Linh N.T. Metal-(r)AlGaAs-GaAs two-dimensional electron gas FET, - IEEE Trans. on Electron Dev., 1982, v.ED-29, N6, p.955-960.

19. Грибников З.С. Отрицательная дифференциальная проводимость в многослойной структуре. - Физика и техн.полупроводников, 1972, т.6, №7, с.1380-1382.

20. Chichijo H., Hess K., Streetman B.G. Real-space electron transfer by thermionic emission in GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterostructures: analytical model for large layer widths. - Solid St.-Electron., 1980, v.23, N8, p.817-822.

21. Glisson T.H., Hauser I.R., Littlejohn M.A. e.a. Monte-Carlo simulation of real-space electron transfer in GaAs-AlGaAs heterostructures. - J. Appl.Phys., 1980, v.51, N10, p.5445-5449.

22. Кальфа А.А. Динамическая отрицательная дифференциальная проводимость гетероструктур с селективным легированием. - Письма в ЖТФ, 1983, т.9, №8, с.460-464.

23. Shokley W. Negative resistance arising from transit time in semiconductors. - Bell System Techn.Journ., 1954, v.33, p.799.

24. Кальфа А.А., Тагер А.С. Полевой транзистор. А.с. 897062 (СССР), приоритет от 03.09.80.

25. Mimura T., Hiyamizu S., Fujii T., Naibu K. A new field-effect transistor with selectively doped GaAs / n-Al_{1-x}Ga_xAs heterojunctions. - Jap.Journ.Appl.Phys., 1980, v.19, N5, p.L225-L227.

26. Mimura T., Hiyamizu S., Hashimoto H., Fukuta M. High electron mobility transistors with selectively doped GaAs/ n-AlGaAs heterojunctions.- IEEE Trans. on Electron Dev., 1980, v.ED-27, N11, p.2197-2200.

27. Delagebeaudeuf D., Delescluse P., Etienne P. e.a. Two-dimensional electron gas MESFET inversion channels. - Electron.Letters, 1980, v.16, N17, p.667-668.

28. Delagebeaudeuf D., Linh N.T. Charge control of the heterojunction two-dimensional electron gas for MESFET application. - IEEE Trans. on Electron Dev., 1981, v.ED-28, N7, p.790-795.

29. Drummond T.J., Morkoc H., Lee K., Shur M.S. Model for modulation doped field effect transistor. - IEEE Electron Dev.Letters, 1982, v.EDL-3, N11, p.338-339.

30. Delagebeaudeuf D., Linh N.T. Metal-(n) AlGaAs-GaAs two-dimensional electron gas FET. IEEE Trans. on Electron Dev., 1982, v.ED-29, N6, p.955-960.

31. Lee K., Shur M., Drummond T.J., Morkoc H. Current-voltage and capacitance-voltage characteristics of modulation-doped field-effect transistors. - IEEE Trans. on Electron Dev., 1983, v.ED-30, N3, p.207-212.

32. Mimura T., Joshin K., Kuroda S. Device modeling HEMT's - FUJITSU Sci.Techn.Journ., 1983, v.19, N3, p.243-278.

33. Lee C.P., Miller D.L., Hou D., Anderson R.J. Ultra high speed integrated circuit using GaAs/GaAlAs high electron mobility transistors.- 41-st Dev.Rev.Conf., 1983, p.IIA-7.

34. Maloney T.J., Frey J. Transient and steady-state electron transport properties of GaAs and InP. - J.Appl.Phys., 1977, v.48, N2, p.781-787.

35. Feng M., Eu V.K., Siracusa M. e.a. Silicon implanted super low-noise GaAs MESFET. - Electron.Lett., 1982, v.18, N1, p.21-23.

36. Delagebeaudeuf D., Lavizon M., Delescluse P. e.a. Planar enhancement mode two-dimensional electron gas FET associated with a low AlGaAs surface potential. - Electron.Lett., 1982, v.18, N2, p.103-104.

37. Lavizon M., Delagebeaudeuf D., Delescluse P. e.a. Low-noise two-dimensional electron gas FET. - Electron.Lett., 1981, v.17, N15, p.536-537.

38. Johnin K., Mimura T., Yamashita Y. e.a. Noise performance of microwave HEMT. - IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Digest, 1983, p.563-565.

39. Chao P.C., Yu T., Smith P.M. e.a. Quarter-micron gate length microwave high electron mobility transistor. - Electron.Lett., 1983, v.19, N21, p.894-895.

40. Coleman P.D., Freeman J., Morkoc H. e.a. Demonstration of new oscillator based on real-space transfer in heterojunctions. - Appl. Phys. Lett., 1982, v.40, N6, p.493-495.

41. Keever M., Hess K., Ludowise M. Fast switching and storage in GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterojunction layers. - IEEE Electron.Dev.Lett., 1982, v.EDL-3, N10, p.297-300.

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ СВОЙСТВА БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРНЫХ СТРУКТУР В БАЛЛИСТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

В.И.Рыжий, В.А.Федирко, И.И.Хмырова

1. ВВЕДЕНИЕ

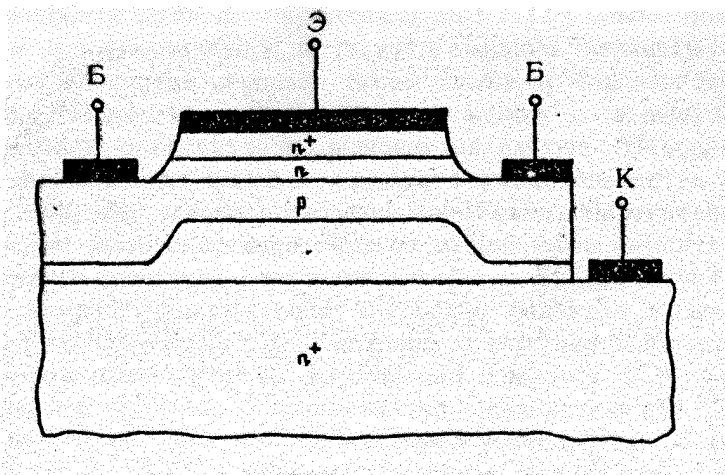
Необходимость повышения эффективности вычислительных систем и расширения частотного диапазона устройств СВЧ обуславливает уменьшение размеров элементов интегральных схем, снижение используемых рабочих температур, переход к новым материалам и структурам. Это приводит к тому, что в полупроводниковых элементах как цифровых схем, так и СВЧ-схем, электронно-дырочная плазма, определяющая функционирование таких элементов, может быть существенно неравновесной. Неравновесность электронно-дырочной плазмы должна оказывать заметное воздействие на характеристики самых разных элементов (диодов, транзисторов и т.п.), значительно влиять на их параметры и условия оптимизации последних. Особенно отчетливо специфика полупроводниковых элементов, связанная с неравновесностью электронно-дырочной плазмы, проявляется, если размеры активной области структуры оказываются соизмеримыми с длиной релаксации импульса электронов или дырок. В таком случае движение носителей заряда в активной области происходит либо бесстолкновительно (баллистически), либо сопровождается небольшим числом актов рассеяния (носит квазибаллистический характер). Статические и динамические процессы в диодных полупроводниковых структурах в баллистическом и квазибаллистическом режимах рассматривались в целом ряде работ (см., на-

пример, обзор [1]). Как показывают расчеты и численное моделирование, диодные структуры в баллистическом и квазибаллистическом режимах могут обладать нетривиальными статическими и, в особенности, динамическими свойствами. Естественно, что весьма интересные свойства должны обнаруживать и транзисторные структуры с баллистическим или квазибаллистическим движением носителей заряда. Более того, конструктивные особенности транзисторов некоторых типов способствуют реализации баллистического движения электронов (дырок) в активных областях. Примером могут служить транзисторные структуры с широкозонным эмиттером (исток) [2,3], транзисторы с неоднородно легированным эмиттером [4,5] или неоднородно легированной базой [6]. В таких структурах осуществляется эффективное ускорение носителей заряда до сравнительно высоких скоростей.

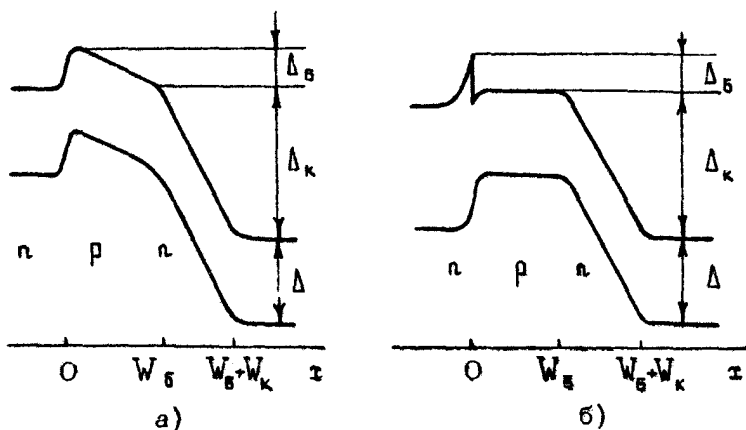
Настоящая работа посвящена изложению результатов расчета и анализа ВЧ-характеристик биполярных транзисторных структур в условиях баллистического движения носителей заряда. Потенциальные возможности таких структур обуславливают их перспективность как для применения в вычислительной технике, так и технике СВЧ [3].

2. ИСПОЛЬЗУЕМАЯ МОДЕЛЬ

Будем рассматривать для определенности биполярные транзисторы. Они представляют собой, как правило, слоистые полупроводниковые структуры со слоями, легированными донорами и акцепторами. Ограничимся структурами типа $n-p-n$, в которых одна из n -областей, легированная донорами, играет роль эмиттера, другая n -область — коллектора, а легированная акцепторами p -область представляет собой базу. Схематический разрез подобной структуры показан на рис.1. Обычно размеры подобных транзисторных структур в направлении протекания электронного тока существенно меньше других геометрических размеров. Поэтому обратимся к одномерной модели таких транзисторов, считая, что все величины зависят только от одной координаты, ось которой направлена перпендикулярно плоскости $n-p-n$ -структуры (ось x). Зонные диаграммы рассматриваемых ниже структур при типичных рабочих напряжениях между эмиттером и базой и базой и коллектором (или эмиттером и коллектором) приведены на рис.2 (см. также далее рис.3).



Р и с. 1. Схематическое изображение (в разрезе) биполярной транзисторной структуры: Э - эмиттерный, Б - базовый, К - коллекторный контакты



Р и с. 2. Зонные диаграммы биполярного гомотранзистора с неоднородно легированной базой (а) и биполярного гетеротранзистора с широкозонным эмиттером, резким гетеропереходом и однородно легированной базой (б)

Будем считать, что движение электронов в базе и коллекторном переходе носит баллистический характер, т.е. длина релаксации импульса электронов больше толщины базы W_B и толщины коллекторного перехода W_K . Выполнение этого условия зависит как от значений указанных толщин, так и характерных энергий электронов (т.е. величин Δ_B или Δ_K (см. рис.2)), эффективности тех или иных механизмов рассеяния, определяемой константами электрон-фононного взаимодействия, температурой, а также концентрацией примесей и дефектов. Так, для структур на основе совершенного $GaAs$ с подвижностью $\mu \sim 2 \cdot 10^5$ см²/В·с длина релаксации импульса электронов с энергией $\epsilon \sim 0,03$ эВ оказывается порядка $\lambda \sim 2$ мкм. При энергиях электронов, больших энергии оптического фонона $\hbar\omega_0$, но меньших энергии перехода в более высокую (по энергии) долину ϵ_1 , величина $\lambda \leq 0,2$ мкм. Малость времени спонтанного испускания междолинного фонона в $GaAs$ при $\epsilon > \epsilon_1$ приводит к тому, что условию баллистичности движения электронов с такими энергиями в реальных структурах удовлетворить трудно. Следовательно, в транзисторных структурах типа $n-Ga_{1-x}Al_xAs-p-GaAs-n-GaAs$, наиболее интенсивно исследуемых экспериментально в последнее время (см., например, [7-9]), движение электронов при типичных значениях Δ_K , т.е. сравнимых с шириной запрещенной зоны Δ , может быть баллистическим лишь в области базы [10]. Вместе с этим в материалах с малыми массами электронов и не слишком сильным электрон-фононным взаимодействием, например $InSb$, $Pb_{1-x}Sn_xTe$ и т.п., баллистическое движение может иметь место в структурах с $W_B, W_K \leq 1$ мкм в широком диапазоне энергий электронов, и следовательно величин Δ_B и Δ_K , характеризующих зонные структуры рассматриваемых транзисторов. Поэтому далее будем иметь в виду в основном транзисторные структуры на основе именно таких материалов.

Энергия электронов в баллистическом режиме их движения может быть соизмерима с шириной запрещенной зоны. Поэтому следует учитывать эффекты непараболичности электронного спектра. Для определенности будем считать закон дисперсии электронов $\epsilon(p)$ в базе и коллекторе кейновским в двухзонном приближении (см., например, [11]), полагая

$$\epsilon(p) = \frac{\Delta}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{2p^2}{m\Delta}} - 1 \right), \quad (1)$$

где ρ – квазимпульс электрона, m – эффективная масса, соответствующая дну зоны проводимости.

3. КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ

Принимая во внимание баллистический характер движения электронов, воспользуемся сесстолкновительным кинетическим уравнением для функции распределения электронов $f(t, x, \rho)$ в базе и коллекторном переходе:

$$\frac{\partial f(t, x, \rho)}{\partial t} + v(\rho) \frac{\partial f(t, x, \rho)}{\partial x} - q \frac{\partial \varphi(t, x)}{\partial x} \frac{\partial f(t, x, \rho)}{\partial \rho} = 0, \quad (2)$$

где $\varphi(t, x)$ – электрический потенциал, определяемый приложенными напряжениями и распределением заряженных примесей и носителей заряда; $v(\rho) = \partial \epsilon(\rho) / \partial \rho$; q – заряд электрона ($q < 0$).

Граничные условия к уравнению (2) зададим в виде

$$f(t, 0, \rho > 0) = j(t, 0) g(\rho), \quad f(t, 0, \rho < 0) \approx 0, \quad (3)$$

где $j(t, 0)$ – плотность инжектируемого в базу электронного тока $j(t, x)$ в плоскости $x=0$, а вид функции $g(\rho)$ зависит от типа перехода эмиттер – база. Функция распределения нормируется согласно условию

$$j(t, x) = \frac{q}{m} \int d\rho v(\rho) f(t, x, \rho) \quad (4)$$

Пусть напряжение между эмиттером и базой $\varphi_3(t)$, а также напряжение между базой и коллектором $\varphi_k(t)$ наряду с постоянными составляющими $\bar{\varphi}_3$ и $\bar{\varphi}_k$ имеют малую ВЧ составляющую частоты ω :

$$\varphi_3(t) = \bar{\varphi}_3 + \delta \varphi_3 e^{-i\omega t}, \quad \varphi_k(t) = \bar{\varphi}_k + \delta \varphi_k e^{-i\omega t} \quad (5)$$

Тогда функцию распределения и пространственно-временную зависимость плотности электронного тока можно искать в виде

$$f(t, x, \rho) = \bar{f}(x, \rho) + \delta f(x, \rho) e^{-i\omega t}, \quad j(t, x) = \bar{j} + \delta j(x) e^{-i\omega t}. \quad (6)$$

Здесь $\bar{f}(x, \rho)$ и \bar{j} – статические функции распределения и плотность электронного тока, $\delta f(x, \rho)$ и $\delta j(x)$ – соответствующие ВЧ-добавки. С учетом выражений (5) и (6) уравнение (2) после линеаризации приводится к виду

$$-i\omega\delta f(x,p) + v(p) \frac{\partial \delta f(x,p)}{\partial x} + q E_x \frac{\partial \delta f(x,p)}{\partial p} = 0. \quad (7)$$

Здесь $\bar{E}(x) = -d\bar{\varphi}(x)/dx$, где $\bar{\varphi}(x)$ — электростатический потенциал. Для однородно легированной базы при $0 \leq x \leq W_B$ имеет место $\bar{E}(x) = 0$. При произвольном пространственном распределении концентрации акцепторов $N_A(x)$ в ней имеем $\bar{E}(x) \approx -T \times$
 $\times \frac{d \ln N_A(x)}{dx}$ (T — температура в энергетических единицах). В частности, при экспоненциальном распределении акцепторов в базе $\bar{E}(x) = E_B = \text{const}$, где $E_B = \Delta_B / q W_B$, $\Delta_B =$
 $= T \ln \frac{N_A(0)}{N_A(W_B)}$. Если коллекторный переход образован относительно слабо легированным n -слоем толщиной W_K , то электрическое поле в нем тоже можно считать однородным, так что в области $W_B \leq x \leq W_B + W_K$ имеет место $\bar{E}(x) = E_K = \text{const}$, причем $E_K = \Delta_K / q W_K$. В уравнении (7) мы опустили член $q \frac{\partial \bar{f}(x,p)}{\partial p} \delta E(x)$, где $\delta E(x) = - \frac{d \delta \varphi(x)}{dx}$ — напряженность ВЧ-поля. Величина напряженности ВЧ-поля в базе зависит от экранирующего действия дырок. Если, однако, частота ω мала по сравнению с обратной величиной максвелловского времени релаксации, то ВЧ-полем в базе можно пренебречь. При не слишком низком уровне легирования базы это допущение оправдано в весьма широком и актуальном диапазоне частот. В случае, когда отношение $\delta \varphi_K / \delta \varphi_B$ не намного превосходит единицу, то оправдано также пренебрежение влиянием ВЧ-поля на движение электронов и в коллекторном переходе.

4. БАЛЛИСТИЧЕСКИЕ БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ С НЕОДНОРОДНОЙ БАЗОЙ

Рассмотрим сначала транзисторные структуры на основе гомопереходов с неоднородно легированной базой, зонная диаграмма которых изображена на рис.2,а. Воспользуемся уравнением (7). Принимая во внимание характер инжекции электронов из эмиттерного n - p -перехода, зададим граничное условие для функции распределения согласно (3) в виде

$$\delta_f(0, \rho) = \frac{\delta_j(0) m}{q T} \theta(\rho) \exp\left(-\frac{\varepsilon(\rho)}{T}\right), \quad (8)$$

где $\theta(x)$ – функция Хевисайда. Тогда из уравнения (7) с учетом (1), (6) и (8) получаем

$$\delta_f(x, \rho) = \frac{\delta_j(0) m}{q T} \theta \left[\rho - \sqrt{\frac{m \Delta}{2} \left(1 - \frac{2q \bar{\varphi}(x)}{\Delta}\right)^2} \right] \times \exp \left[-\frac{q \bar{\varphi}(x) + \varepsilon(\rho)}{T} + i \omega \tau(x, \rho) \right] \quad (9)$$

Здесь

$$\tau(x, \rho) = \sqrt{\frac{2m}{\Delta}} \int_0^x dx' \frac{\left[1 + 2 \frac{\varepsilon(\rho) + q \bar{\varphi}(x) - q \bar{\varphi}(x')}{\Delta}\right]}{\sqrt{\left[1 + 2 \frac{\varepsilon(\rho) + q \bar{\varphi}(x) - q \bar{\varphi}(x')}{\Delta}\right]^2 - 1}}$$

Используя выражения (4) и (9), для амплитуды плотности ВЧ-тока получаем

$$\frac{\delta_j(x)}{\delta_j(0)} = \int_0^{\infty} d\xi \exp \left\{ -\xi + i \omega \tau \left(x, \sqrt{\frac{m \Delta}{2} \left[\left(1 + 2 \frac{T \xi - q \bar{\varphi}(x)}{\Delta}\right)^2 - 1 \right]} \right) \right\}, \quad (10)$$

Примем далее естественное условие $\lambda \ll \Delta_B, \Delta_K, \Delta$. При этом, конкретизируя вид зависимости $\bar{\varphi}(x)$, положим, что в базе ($0 \leq x \leq W_B$) имеет место $\bar{E}(x) = E_B$, а в коллекторном переходе ($W_B \leq x \leq W_B + W_K$) – $\bar{E}(x) = E_K$. В этом случае в области базы при $W_B \frac{T}{\Delta_B} < x \leq W_B$, т.е. за исключением узкой окрестности вблизи эмиттерного перехода, получаем

$$\frac{\delta_j(x)}{\delta_j(0)} \approx \exp \left[i \omega \tau_B \frac{\sqrt{\left(1 + \frac{2 \Delta_B}{\Delta} \frac{x}{W_B}\right)^2 - 1}}{\sqrt{\left(1 + \frac{2 \Delta_B}{\Delta}\right)^2 - 1}} \right] \times \int_0^{\infty} d\xi \exp \left[-\sqrt{\xi} \left(\sqrt{\xi} + \frac{W_B \sqrt{2mT}}{\Delta_B} \right) \right], \quad (11)$$

где $\tau_B = \frac{W_B}{\Delta_B} \sqrt{\frac{m \Delta}{2} \sqrt{\left(1 + \frac{2 \Delta_B}{\Delta}\right)^2 - 1}}$ – характерное время пролёта электронов через базу. Соответственно в области коллекторного перехода ($W_B \leq x \leq W_B + W_K$) имеем

$$\frac{\delta_j(x)}{\delta_j(0)} \approx \exp \left[i\omega\tau_B + i\omega\tau_K \frac{\sqrt{\left(1 + \frac{2\Delta_B}{\Delta} + \frac{2\Delta_K}{\Delta} \frac{(x-W_B)}{W_K}\right)^2 - 1} - \sqrt{\left(1 + \frac{2\Delta_B}{\Delta}\right)^2 - 1}}{\sqrt{\left(1 + \frac{2(\Delta_B + \Delta_K)}{\Delta}\right)^2 - 1} - \sqrt{\left(1 + \frac{2\Delta_B}{\Delta}\right)^2 - 1}} \right] \times \int_0^x d\xi \exp \left[-\sqrt{\xi} \left(\sqrt{\xi} + \frac{W_B \sqrt{2mI}}{\Delta_B} \right) \right]. \quad (12)$$

Здесь $\tau_K = \frac{W_K}{\Delta_K} \cdot \sqrt{\frac{m\Delta}{2}} \left[\sqrt{\left(1 + \frac{2(\Delta_K + \Delta_B)}{\Delta}\right)^2 - 1} - \sqrt{\left(1 + \frac{2\Delta_B}{\Delta}\right)^2 - 1} \right]$ имеет смысл времени пролета электронов через коллекторный переход.

Используя выражение (11), для эффективности переноса электронного тока в базе $\beta = \delta_j(W_B)/\delta_j(0)$ получаем

$$\beta \approx \exp(i\omega\tau_B) [1 - \Sigma(i\omega\tau_B \xi)]. \quad (13)$$

Здесь $\Sigma(y) = \sqrt{\pi} y \exp(-y^2) [1 - \Phi(y)]$, где $\Phi(y)$ - интеграл ошибок, $\xi = \sqrt{\frac{T}{\Delta}} \left[\left(1 + \frac{2\Delta_B}{\Delta}\right)^2 - 1 \right]^{-1/2}$, причем $\xi \approx \frac{1}{2} \sqrt{\frac{T}{\Delta_B}}$ при $\Delta_B < \Delta$ и $\xi = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{T\Delta}{\Delta_B}}$ при $\Delta_B > \Delta$, т.е. $\xi \ll 1$. Если $\omega\tau_B \xi < 1$, то из формулы (13) находим $\beta \approx \exp(i\omega\tau_B)$. Если же $\omega\tau_B \xi > 1$, то, используя асимптотическое выражение для функции $\Phi(y)$ [12], получаем $\beta \approx -\exp(i\omega\tau_B) / 2(\omega\tau_B \xi)^2$

При $\Delta_B + \Delta_K < \Delta$ для плотности электронного ВЧ-тока в коллекторном переходе имеем

$$\frac{\delta_j(x)}{\delta_j(0)} \approx \beta \exp \left[i\omega\tau_K \frac{\sqrt{\Delta_B + \Delta_K \frac{(x-W_B)}{W_K}} - \sqrt{\Delta_K}}{\sqrt{\Delta_B + \Delta_K} - \sqrt{\Delta_B}} \right], \quad (14)$$

где $\tau_K \approx \frac{\sqrt{2m} W_K}{\Delta_K} (\sqrt{\Delta_B + \Delta_K} - \sqrt{\Delta_B})$. Если $\Delta_B + \Delta_K \gg \Delta$, то с учетом непараболичности закона дисперсии электронов приходим к следующему выражению:

$$\frac{\delta_j(x)}{\delta_j(0)} \approx \beta \exp \left(i\omega\tau_K \frac{x-W_B}{W_K} \right), \quad (15)$$

где теперь $\tau_K \approx W_K \sqrt{2m/\Delta}$.

Используя явный вид функции $\delta_j(x)$ в области $W_B \leq x \leq W_B + W_K$ можно определить амплитуду ВЧ-тока коллектора $\delta|_K$:

$$\delta J_k = \frac{S}{W_k} \int_{W_B}^{v_E + W_k} dx \delta j(x) - i\omega C_k \delta \Phi_k, \quad (16)$$

где S – площадь транзисторной структуры, C_k – емкость коллекторного перехода. Первое слагаемое в формуле (16) соответствует току, наводимому в коллекторной цепи электронами, находящимися в коллекторном переходе, а второе – току смещения. Кроме того, плотность инжектируемого ВЧ-тока $\delta j(0)$ можно выразить через амплитуду ВЧ-тока эмиттера δJ_3 , используя соотношение $\delta j(0) = (\gamma_3/S)(\delta J_3 + i\omega C_3 \delta \Phi_3)$, где γ_3 – эффективность эмиттера [13], C_3 – емкость эмиттерного перехода. С учетом этого получаем

$$\frac{\delta J_k + i\omega C_k \delta \Phi_k}{\delta J_3 + i\omega C_3 \delta \Phi_3} = \gamma_3 \beta \gamma_k \equiv \Gamma \quad (17)$$

При этом, используя соотношения (14) или (15), для величины эффективности коллектора γ_k найдем

$$\gamma_k \approx \frac{2}{\omega^2 \tau_k^2} \left[(1 - i\omega \tau_k) \exp(i\omega \tau_k) - 1 \right], \quad (18)$$

при $L_B \ll \Delta_k < \Delta$ и

$$\gamma_k \approx \frac{\exp(i\omega \tau_k) - 1}{i\omega \tau_k}, \quad (19)$$

если $\Delta_B + \Delta_k > \Delta$

5. БАЛЛИСТИЧЕСКИЕ ВИПОЛЯРНЫЕ ГЕТЕРОТРАНЗИСТОРЫ

Рассмотрим теперь транзисторные структуры с резким гетеропереходом эмиттер – база, полагая, что база легирована однородно. Зонная диаграмма таких структур показана на рис.2,б. Если инжекция электронов из эмиттерной области, материал которой обладает большей шириной запрещенной зоны, чем материал базы, в базу сопровождается сохранением компоненты их квазиимпульса, параллельной плоскости гетероперехода, минимальное значение квазиимпульса инжектируемых электронов в направлении x равно $\sqrt{\frac{m\Delta}{2} \left(1 + \frac{2\Delta_B}{\Delta} \right)^2 - 1}$. Величина Δ_B при этом имеет смысл величины скачка дна зоны

проводимости в гетеропереходе. Вместо соотношений (3) для функции распределения можно использовать граничное условие в виде

$$\delta_f(0, \rho) = \frac{\delta_j(0) m}{4T} \theta \left\{ \rho - \sqrt{\frac{m\Delta}{2} \left[\left(1 + \frac{2\Delta_B}{\Delta}\right)^2 - 1 \right]} \right\} \exp\left(\frac{\Delta_B - \varepsilon(\rho)}{T}\right) \quad (20)$$

Полагая в базе $E(x) = 0$, для области $0 < x < W_B$ получаем

$$\frac{\delta_j(x)}{\delta_j(0)} = \int_0^{x/W_B} d\xi \exp\left[-\xi + i\omega x \sqrt{\frac{2m}{\Delta} \frac{1 + 2\frac{\Delta_B + T\xi}{\Delta}}{\left(1 + 2\frac{\Delta_B + T\xi}{\Delta}\right)^2 - 1}}\right]. \quad (21)$$

При $T \ll \Delta_B$, Δ из формулы (21) находим

$$\frac{\delta_j(x)}{\delta_j(0)} \approx \frac{\exp\left[i\omega \tau_B \left(\frac{x}{W_B}\right)\right]}{1 + i\omega \tau_B \xi \left(\frac{x}{W_B}\right)}, \quad (22)$$

где

$$\tau_B = W_B \sqrt{\frac{2m}{\Delta} \frac{1 + \frac{2\Delta_B}{\Delta}}{\left(1 + \frac{2\Delta_B}{\Delta}\right)^2 - 1}}, \quad \xi = \frac{2T}{\Delta} \frac{1}{\left[\left(1 + \frac{2\Delta_B}{\Delta}\right)^2 - 1\right] \left(1 + \frac{2\Delta_B}{\Delta}\right)}.$$

Для отношения $\delta_j(x)/\delta_j(0)$ в коллекторном переходе в этом случае получаем формулы (14) и (15), в которых, однако, величина β определяется выражением [11]

$$\beta \approx \exp(i\omega \tau_B) / (1 + i\omega \tau_B \xi) \quad (23)$$

При этом $\tau_B \approx W_B \sqrt{m/2\Delta_B}$, $\xi \approx T/2\Delta_B$ при $\Delta_B < \Delta$, и $\tau_B \approx W_B \sqrt{\frac{2m}{\Delta}}$, $\xi \approx \frac{T}{4\Delta_B} \left(\frac{\Delta}{\Delta_B}\right)^2$ при $\Delta_B > \Delta$. Для величины γ_k и в таком случае остаются справедливыми выражения (18) и (19).

В ситуациях, когда при инжекции компонента квазиимпульса в плоскости гетероперехода не сохраняется, инжектируемые в базу через резкий гетеропереход электроны могут обладать почти изотропным распределением. Аналогичный случай возможен и при инжекции электронов с энергиями $\varepsilon > \varepsilon_1$, если вероятность междолинного рассеяния в базе относительно велика. Тогда в узком слое базы вблизи гетероперехода

за счет междолинных переходов может происходить формирование весьма изотропного распределения электронов по квазиимпульсам, так что граничное условие принимает вид

$$\delta_f(0, \rho) = \frac{2\delta_j(0)\pi}{\Delta \left[\sqrt{(1+2\rho^2/m\Delta)^2 - 1} \right]} \Theta(\rho) \Theta \left(\sqrt{\frac{m\Delta}{2} \left[\left(1 + \frac{2\Delta_B}{\Delta}\right)^2 - 1 \right]} - \rho \right). \quad (24)$$

Решая уравнение (7) с граничным условием (24) и вычисляя плотность электронного ВЧ-тока, в области базы получаем (для $\Delta_B < \Delta$)

$$\frac{\delta_f(x)}{\delta_j(0)} \approx \left(1 + i \frac{\omega\tau_B x}{W_B}\right) \exp\left(i\omega\tau_B \frac{x}{W_B}\right) + \frac{\omega^2\tau_B^2 x^2}{W_B^2} \text{Ei}\left(i \frac{\omega\tau_B x}{W_B}\right), \quad (25)$$

где $\text{Ei}(y)$ – интегральная показательная функция, $\tau_B \approx W_B \sqrt{\frac{2\pi}{\Delta_B}}$. С помощью формулы (25) для коэффициента переноса имеем

$$\beta \approx (1 + i\omega\tau_B) \exp(i\omega\tau_B) + \omega^2\tau_B^2 \text{Ei}(i\omega\tau_B) \quad (26)$$

При $\omega\tau_B \ll 1$ из выражения (26) следует, что $\beta \approx 1$. Если же $\omega\tau_B > 1$, то, используя асимптотическое выражение для функции Ei (см. [12]), получаем $\beta \approx 2 \exp(i\omega\tau_B) / \omega\tau_B$.

Вычисленные выражения для параметра β можно использовать для нахождения величины Γ , определяющей, в частности, усилительные свойства транзисторов при различных схемах их включения.

6. ЧАСТОТНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ h -ПАРАМЕТРОВ

Различие выражений для величины Γ в случае биполярных транзисторных структур разных типов при баллистическом движении электронов в базе и коллекторном переходе в основном связано с зависимостью коэффициента переноса электронного тока через базу β от условий инжекции электронов через гетеропереход (для гетеротранзисторов) и условий движения в базовом слое (для гомотранзисторов). Из полученных формул следует, что с ростом частоты величина $|\beta|$ уменьшается. Значение частоты, начиная с которой это уменьшение существенно, зависит от соотношения между дисперсией электронов по скоростям и характерной скоростью их направленного движения в базе. В случае транзисторных структур с гомопере-

ходами, а также гетероструктур, в которых не происходит изотропизация электронного распределения при инжекции, упомянутая дисперсия связана с тепловым разбросом электронов по квазимпульсам. При этом роль теплового движения характеризуется параметром Z , который обычно мал. Существенно большее влияние на коэффициент переноса при больших частотах оказывает дисперсия электронов по скоростям при инжекции электронов через гетеропереход с несохранением компоненты квазимпульса, параллельной плоскости этого перехода.

Определим частотные зависимости коэффициентов усиления по току в схемах включения рассматриваемых транзисторов с общей базой (ОБ), когда этот коэффициент определяется формулой $h_{21}^{(ОБ)} = \delta J_k + \delta J_z$, и с общим эмиттером (ОЭ), когда $h_{21}^{(ОЭ)} = \delta J_k / (\delta J_z - \delta J_k)$, при короткозамкнутом по высокой частоте коллекторе (см., например, [13]). Пренебрежем сопротивлением базы и внешним сопротивлением эмиттера. В схеме ОБ условие короткого замыкания имеет вид $\delta \Phi_k + r_k \delta J_k = 0$, где r_k — внешнее сопротивление коллектора (сопротивление подложки). Принимая, что для эмиттерного перехода имеет место соотношение $\delta \Phi_z = \frac{r_z}{1 - i\omega C_z r_z} \delta J_z$, где r_z и C_z — дифференциальное сопротивление и емкость этого перехода, получаем

$$h_{21}^{(ОБ)} = \frac{1}{(1 - i\omega t_z)(1 - i\omega t_k)}, \quad (27)$$

где $t_z = C_z r_z$, $t_k = C_k r_k$. Аналогично для схемы ОЭ, учитывая, что в таком случае $\delta \Phi_z + \delta \Phi_k + r_k \delta J_k = 0$, получаем

$$h_{21}^{(ОЭ)} = \left[\frac{(1 - i\omega t_z)(1 - i\omega t_k)}{i\omega t_{zk} + \beta \gamma_k} - 1 \right]^{-1}, \quad (28)$$

где $t_{zk} = C_k r_z$.

Пусть далее $\Delta_B < \Delta$ и $\Delta_k > \Delta$. Тогда, используя для β и γ_k выражения (13) и (19), с помощью формулы (27) получаем следующие выражения, справедливые в случае гомотранзисторов с неоднородно легированной базой:

$$h_{21}^{(ОБ)} \approx i \frac{\beta \exp(i\omega \tau_B) [1 - \exp(i\omega \tau_k)]}{\omega \tau_k (1 - i\omega t_z)(1 - i\omega t_k)} \quad (29)$$

при $\omega \tau_B Z < 1$, и

$$h_{21}^{(06)} \approx -i \frac{\gamma_3 \exp(\omega \tau_B) [1 - \exp(\omega \tau_K)]}{2\omega^2 (\tau_B \xi)^2 \tau_K (1 - i\omega t_3)(1 - i\omega t_K)} \quad (30)$$

при $\omega \tau_B \xi > 1$. Здесь с учетом сделанных предположений $\tau_B \approx W_B \sqrt{\frac{2m}{\Delta_B}}$ и $\xi = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{T}{\Delta_B}}$, $\tau_K \approx W_K \sqrt{\frac{2m}{\Delta}}$. Для гетеротранзисторов при $\Delta_B < \Delta$ и $\Delta_K > \Delta$ аналогично получаем

$$h_{21}^{(06)} \approx i \frac{\gamma_3 \exp(\omega \tau_B) [1 - \exp(\omega \tau_K)]}{(1 + i\omega \tau_B \xi) \omega \tau_K (1 - i\omega t_3)(1 - i\omega t_K)} \quad (31)$$

где $\tau_B = W_B \sqrt{m/2\Delta_B}$, $\xi = T/2\Delta_B$, $\tau_K = W_K \sqrt{2m/\Delta}$.

Из формул (29) - (31) следует, что длительность пролета электронов через базу в соответствии со сказанным выше существенно влияет на усилительные свойства рассматриваемых транзисторов в схеме ОБ лишь на частотах $\omega \gg 1/\tau_B \xi$, т.е. на частотах, значительно превышающих обратные значения времени пролета, так как $\xi \ll 1$.

При $T = 77$ К, $N_A(0)/N_A(W_B) \approx 10^2$, $m \approx 10^{-29}$ г, $\Delta \approx 0,2$ эВ, $W_B \approx 0,4$ мкм имеем $\tau_B \approx 10^{-12}$ с, $\tau_B \xi \approx 2 \cdot 10^{-13}$ с. Для гетеротранзисторов при $T = 77$ К, $\Delta_B \approx 0,1$ эВ, $\Delta \approx 0,2$ эВ, $m \approx 10^{-29}$ г, $W_B \approx 0,8$ мкм имеем $\tau_B \approx 5 \cdot 10^{-13}$ с и $\tau_B \xi \approx 1,5 \cdot 10^{-14}$ с. В случае $\Delta_K > \Delta$ при $W_K \approx 0,6$ мкм для структур на основе материалов с использованными выше значениями параметров время пролета через коллекторный переход $\tau_K \approx 5 \cdot 10^{-13}$ с. Оценка граничных частот, т.е. частот, на которых

которых $|h_{21}^{(06)}| = 1/2$, для гомотранзисторов с неоднородной базой и гетеротранзисторов в баллистическом режиме, если t_3 , $t_K < \tau_B$, τ_K , соответственно дает значения 700 ГГц и 1000 ГГц.

Из формулы (28), например, для гетеротранзисторов, если ограничиться областью не слишком высоких частот ($\omega \ll \frac{1}{\tau_B \xi}$), получаем выражение

$$h_{21}^{(03)} = \left\{ \frac{\omega \tau_K (1 - i\omega t_3)(1 - i\omega t_K)}{i\omega^2 \tau_K t_{3K} + i\gamma_3 \exp(\omega \tau_B) [1 - \exp(\omega \tau_K)]} - 1 \right\}^{-1} \quad (32)$$

Если все характерные времена одного порядка, то в окрестности граничной частоты, на которой $|h_{21}^{(03)}| = 1$, при $\gamma_3 \approx 1$ имеет место

$$|h_{21}^{(03)}| \approx 1 / \left[\omega (t_3 + t_K + t_{3K} \tau_B + \frac{1}{2} \tau_K) \right] \quad (33)$$

При $\tau_k \ll \tau_b$ из формулы (32) в отличие от соотношения (33), следует, что величина $|h_{21}^{(03)}|$ оказывается сильно осциллирующей функцией частоты. Оценка граничной частоты в случае схемы ОЭ при указанных выше значениях параметров, если характерные времена задержек в эмиттерной и коллекторной цепях относительно малы, приводит к значению ω порядка 500 ГГц.

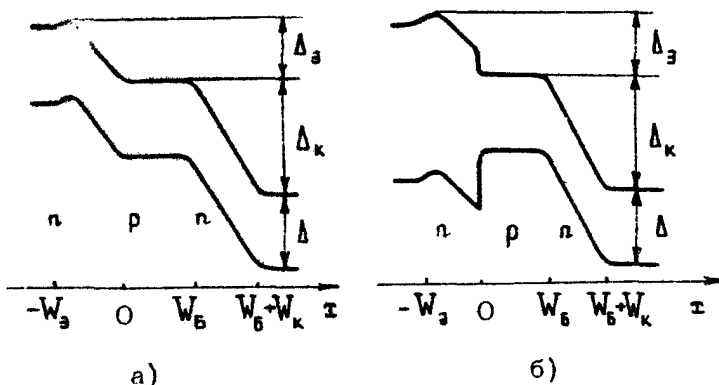
Приведенные оценки показывают, что граничные частоты баллистических биполярных транзисторов, в особенности транзисторов на основе гетеропереходов, могут быть весьма высоки. Эти частоты, в частности, могут соответствовать субмиллиметровому диапазону длин волн.

7. НЕКОТОРЫЕ ДРУГИЕ БАЛЛИСТИЧЕСКИЕ БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

Ряд специфических свойств могут обнаруживать транзисторные структуры, в которых имеет место ограничение эмиттерного тока пространственным зарядом, обусловленное наличием в эмиттере относительно слабо легированного слоя n -типа. Транзисторные структуры такого типа рассматривались впервые, видимо, в работе Райта [4], где использовалось дрейфово-диффузионное приближение. Зонные диаграммы подобных структур показаны на рис.3. Отметим здесь некоторые особенности транзисторных структур с ограничением тока пространственным зарядом в баллистическом режиме.

Если концентрация доноров в эмиттерном слое мала, то эмиттерный n -слой представляет собой диодный промежуток с инжекцией как электронов (из эмиттерного контакта), так и дырок (из базы). Конечность времени пролета электронов через эмиттерный n -слой приводит к частотной дисперсии эффективности эмиттера, которая сказывается при $\omega \gtrsim \tau_3^{-1} \sim$

$\sim \frac{1}{W_3} \sqrt{\frac{W_3}{m}}$, где W_3 — толщина n -слоя, ограничивающего ток, величина Δ_3 зависит от статического напряжения на этом слое (см. рис.3), причем для реальных структур $\Delta_3 \ll \Delta$. Инжекция дырок в n -слой эмиттера может быть устранена в структурах с гетеропереходом (рис.3,б). Ослабление инжекции дырок может иметь место и в случае гомоструктур, если концентрация доноров N_D в n -слое эмиттера, будучи малой по сравнению с концентрацией доноров в контактном слое, все же



Р и с. 3. Зонные диаграммы биполярных транзисторов с ограничением эмиттерного тока пространственным зарядом на основе гомоструктур (а) и гетероструктур (б)

превосходит величину $\frac{\pi \varepsilon \Delta_3}{8 |q| W_3^2}$ [14], где ε - диэлектрическая проницаемость решетки. Частотная зависимость эффективности эмиттера может быть выражена через импеданс эмиттерного n -слоя. Последний при различных уровнях легирования рассчитывался в работе [15]. Его частотная зависимость на высоких частотах может существенно отличаться от зависимости $(1 - i\omega\tau_3)^{-1}$, использованной выше при расчетах, относящихся к структурам, рассмотренным в предыдущих разделах.

В структурах с ограничением эмиттерного тока пространственным зарядом ВЧ составляющая эмиттерного напряжения модулирует не только величину плотности тока инжектируемых электронов, но и среднюю скорость последних. Модуляция по скорости может приводить к группировке электронов в базе и некоторому усилению электронного ВЧ-тока в ней. В таких условиях возможно достижение значений $|\beta| > 1$. Так, на частотах $\omega < 1/\tau_б \lesssim 1/\tau_3$, где время пролета базы можно определять выражением $\tau_б = W_б \sqrt{\frac{m}{\Delta_3}}$, когда запаздывание электронов в эмиттерном n -слое и тепловой разброс их по скоростям в базе несущественны, имеем

$$\beta \approx \exp(\omega\tau_3) \left(1 - i \frac{\omega\tau_3}{3}\right). \quad (34)$$

С учетом предположения, что $\omega\tau_3 < 1$, из выражения (34) получаем следующую оценку: $\text{max} |\beta| \sim \sqrt{1 + \frac{1}{9} (W_3/W_2)^2}$. Следует, однако, иметь в виду, что толщина базы W_3 ограничена сверху условием баллистичности движения электронов в ней, а величина W_3 должна быть не слишком малой, чтобы обеспечить превышение сопротивления эмиттерного n -слоя над внешним сопротивлением эмиттера. Поэтому в реальных условиях величина $|\beta|$ вряд ли может намного превосходить единицу.

В заключение отметим, что рассмотрение, аналогичное проведенному, может быть применено также к биполярным структурам, неоднородность базы которых связана с ее варизонностью, и многослойным монополярным структурам типа "camel"-структур (см., например, [5]).

Л и т е р а т у р а

1. Рыжий В.И., Баннов Н.А., Федарко В.А. Баллистический и квазибаллистический транспорт в полупроводниковых структурах. - ФизП, 1984, т.18, №5, с.769-786.
2. Kroemer H. Theory of a wide-gap emitter for transistors. - Proc. IRE, 1957, v.45, p.1535-1537.
3. Kroemer H. Heterostructure bipolar transistors and integrated circuits. - Proc. IEEE, 1982, v.70, p.13-25.
4. Wright G.T. The space-charge limited dielectric triode. - Solid-State Electronics, 1962, v.5, N2, p.117-121.
5. Shannon J.M. Calculated performance of monolithic hot-electron transistors. - IEEE Proc., 1981, v.128, p.134-140.
6. Kroemer H. Quasi-electric and quasi-magnetic fields in non-uniform semiconductors. - RCA Review, 1957, v.18, p.332-336.
7. Ankri D., Schaff W.J., Smith P., Eastman L.F. High-speed GaAlAs-GaAs heterojunction bipolar transistors with near-ballistic operation. - Electron.Lett., 1983, v.19, p.147-149.

8. Ankri D., Scavenneq A., Bescambes C. e.a., A diffused epitaxial GaAlAs-GaAs heterojunction transistor for high-frequency operation. - Appl. Phys.Lett., 1982, v.40, p.816-817.

9. Beneking H., Su L.M. Double heterojunction NpN GaAlAs/GaAs bipolar transistors. - Electron.Lett., 1982, v.18, p.25-26.

10. Рыжий В.И., Федирко В.А., Хмырова И.И. Особенности высокочастотных свойств баллистических биполярных гетеротранзисторов. - ФТП, 1984, т.18, №5, с. 845-849.

11. Аскеров Б.М. Кинетические эффекты в полупроводниках. Л.: Наука, 1970.

12. Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф. Специальные функции. М.: Наука, 1964.

13. Викулин И.М., Стафеев В.И. Физика полупроводниковых приборов. М.: Сов.радио, 1980.

14. Рыжий В.И., Федирко В.А., Хмырова И.И. Статические характеристики диодных структур при квазибаллистическом движении электронов и дырок. - Электронная техника, серия 3, 1982, вып.1(97), с.14-20.

15. Баннов Н.А., Белова Н.Г., Рыжий В.И., Святченко А.А. Нестационарные процессы в диодных структурах при квазибаллистическом движении электронов: Препринт ИПМ им.М.В.Келдыша АН СССР, №203, 1982.

О КВАЗИБАЛЛИСТИЧЕСКОМ
ПРОТЕКАНИИ ТОКА В $n^+ - n - n^+$ -СТРУКТУРАХ
В СЛАБЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

М.Н.Дроздов, А.А.Игнатов

1. В последнее время значительный интерес вызывает исследование явлений переноса в полупроводниковых устройствах субмикронных размеров. С одной стороны, необходимость такого рода исследований связана с уровнем интеграции и миниатюризации полупроводниковых элементов, достигнутым в современной микроэлектронике [1,2], с другой — баллистический режим протекания тока, реализующийся в таких структурах при $L \lesssim l_0$ (где L — длина образца, l_0 — средняя длина свободного пробега), открывает широкие возможности построения новых полупроводниковых приборов, сочетающих достоинства вакуумной и твердотельной электроники [3-6]. Для диагностики субмикронных устройств представляет интерес изучение их свойств в слабых электрических полях $eV/kT \ll 1$ (V — приложенная разность потенциалов; kT — тепловая энергия носителей), позволяющее получать информацию о параметрах создаваемых структур. В этом случае эффективная проводимость структуры $\sigma_{\text{эф}}$ определяется не только столкновениями в объеме полупроводника, но и термэлектронной эмиссией носителей из контактов. В работе [7] указывалось на аналогию рассматриваемых эффектов в коротких $n^+ - n - n^+$ -диодах с классическим размерным эффектом [8]. Особенность как тех, так и других явлений состоит в нелокальности пространственной связи плотности тока с электрическим полем, поэтому их описание возможно лишь в рамках кинетической теории. Однако различие в ориентации приложенных полей относительно

поверхностей образца значительно усложняет подобное описание в $n^+ - n - n^+$ -структурах, где квазибаллистическое протекание тока сопровождается неравновесным пространственным перераспределением носителей. В коротком $n^+ - n - n^+$ -диоде такое перераспределение приводит к значительной неоднородности приложенного электрического поля, что должно учитываться путем самосогласованного решения уравнения Пуассона. Неоднородность электрического поля существенно затрудняет анализ кинетического уравнения, поэтому в настоящее время последовательное кинетическое описание таких явлений отсутствует.

В работе [7] предложено приближенное описание, основанное на определении $\epsilon_{3\Phi}$ в двух предельных случаях: $L \gg \rho_0$, когда ток определяется объемными столкновениями ν_B , и $L \ll \rho_0$, когда ток ограничен термоэлектронной эмиссией и $\nu_S = (2\pi k T/m)^{1/2}/L$, а распространение полученных результатов на промежуточную область $L \sim \rho_0$ проведено согласно правилу Матиссена $\nu_{3\Phi} = \nu_S + \nu_B$. Однако данное соотношение носит феноменологический характер, и его априорное использование в рассматриваемой задаче не является очевидным. Вместе с тем в работе [9] проведено кинетическое рассмотрение эффективной подвижности $\mu_{3\Phi}$ в приближении однородного приложенного электрического поля и интеграла столкновений вида $St = -f/\tau$. Полученное выражение $\mu_{3\Phi} = \mu_B [1 - \exp(-2L/\sqrt{\pi} \tau \nu_T)]$, где $\nu_T = (2kT/m)^{1/2}$, μ_B - объемная подвижность, существенно отличается от подвижности, вычисленной на основе правила Матиссена. Отметим, что выбранный в работе [9] интеграл столкновений (традиционно используемый в теории классического размерного эффекта [8]) в случае $n^+ - n - n^+$ -структуры приводит к несохранению числа частиц в силу неоднородного распределения возмущенной плотности носителей $\int St d^3 \vec{v} \neq 0$, поэтому приведенное выражение для $\mu_{3\Phi}$ не является в достаточной степени обоснованным. В работе [10] задача об эффективной проводимости $n^+ - n - n^+$ -структур рассмотрена в рамках самосогласованного подхода, но для весьма упрощенной модели одномерного движения носителей тока.

В настоящей работе задача о квазибаллистическом протекании тока в $n^+ - n - n^+$ -структурах при низких напряжениях рассмотрена в рамках последовательного решения трехмерного кинетического уравнения при учете неоднородного распределения приложенного электрического поля и в

рамках модели, учитывающей сохранение числа частиц при рассеянии: $\int St d^3 \vec{v} = 0$

2. Протекание тока поперек полупроводникового слоя $0 < z < L$ в слабом электрическом поле $\vec{E} = E \vec{x}_0$ описывается в рамках линеаризованного кинетического уравнения:

$$v_z \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{e}{m} E \frac{\partial F_0}{\partial v_z} = - \frac{f - \frac{n}{N_0} F_0}{\tau}, \quad (1)$$

где f — неравновесная добавка к равновесной максвелловской функции распределения F_0 , n — неравновесная концентрация, e и m — заряд и эффективная масса электронов. В уравнении (1) использован модельный интеграл столкновений Батнагара-Гросса-Крука, учитывающий сохранение полного потока электронов при $n \neq 0$ [11,12]. Рассматривается случай малых длин дебаевской экранировки $r_D \ll L$, так что изгиб энергетических зон вблизи $n^+ - n^-$ перехода в уравнении (1) можно не учитывать [7], а равновесная функция распределения F_0 не зависит от координаты.

Уравнение (1) должно быть дополнено уравнением Пуассона

$$\frac{dE_z}{dz} = \frac{e}{\epsilon} n = \frac{e}{\epsilon} \int_{-\infty}^{\infty} f d^3 \vec{v}. \quad (2)$$

Граничными условиями для функции распределения f и потенциала ψ являются

$$f^+(\vec{v}, z=0) = f^-(\vec{v}, z=L) = 0, \quad (3)$$

$$\psi(0) = 0, \quad \psi(L) = V, \quad (4)$$

где через f^+ и f^- обозначено значение f при $v_z > 0$ и $v_z < 0$ соответственно.

Общий метод решения задачи о протекании тока в $n^+ - n^-$ структуре заключается в сведении уравнений (1), (2) к интегродифференциальному уравнению для поля E или потенциала ψ . Как известно [12-16], строгое решение подобных уравнений, основанное на методе Винера-Хопфа, оказывается возможным лишь в случае полуограниченных структур. Наряду со строгими методами для изучения кинетики незаряженных частиц в рассеивающей среде развит ряд приближенных методов [12,14], и в том числе так называемый "метод источников". В данной работе этот метод обобщается на случай явлений переноса в электрическом поле в структурах произвольной длины.

3. При приближенном решении (1), (2) будем исходить из моментов кинетического уравнения (1), нулевого, приводящего к уравнению непрерывности

$$\frac{dj}{dz} = 0, \quad j = e \int_{-\infty}^{\infty} v_x f d^3 \vec{v} = \text{const}, \quad (5)$$

и первого

$$j = -e\tau \frac{d}{dz} \int_{-\infty}^{\infty} v_x^2 f d^3 \vec{v} + \frac{e^2 \tau}{m} n_0 E_z. \quad (6)$$

Разделим функцию распределения f на две части: f_n - для электронов, еще не испытавших рассеяние в объеме образца, и f_p - испытавших хотя бы одно рассеяние. Вторая часть, f_p , в результате столкновений изотропизуется, поэтому приближенно ее можно представить в виде

$$f_p = F_0 \left[\frac{\tilde{n}(z)}{N_0} + \frac{m}{e k T N_0} v_x \tilde{j}(z) \right], \quad (7)$$

используем при описании локальных диффузионно-дрейфовых процессов (действительно, подставив f_p в уравнение (6), убеждаемся, что для \tilde{n} и \tilde{j} выполняются обычные уравнения диффузии и дрейфа). Ясно, что функция распределения электронов, не испытавших рассеяния, не может быть представлена таким же образом, однако ее вид нетрудно получить, исходя из простого кинетического подхода, развитого Чамберсом (см., например, [17]) при описании проводимости тонких металлических пленок и проволок:

$$f_n = -\frac{e\varphi}{kT} F_0 e^{\tau\rho} \left(-\frac{z}{\tau v_x} \right) \Theta(v_x) - \frac{e(\varphi-V)}{kT} F_0 e^{\tau\rho} \left(\frac{L-z}{\tau v_x} \right) \Theta(-v_x), \quad (8)$$

где функция $\Theta(U)=1$, когда $U > 0$, и $\Theta(U)=0$ при $U < 0$. В выражении (8) члены φ и $\varphi-V$ описывают изменение f_n^+ и f_n^- при бесстолкновительном пролете электронов в поле E^* (что следует из уравнения (1) при $\tau \rightarrow \infty$).

*)

Заметим, что выражение (8) функции распределения электронов, не испытавших рассеяние, должно содержать именно потенциал φ , а не поле E , поскольку поле входит в макроскопические уравнения переноса лишь в результате усредненного "трения" электронов при столкновениях.

Дополнительные члены $\exp(-t^{\pm}/\tau)$ характеризуют релаксацию нерассеянной части функции распределения f_n вследствие столкновений электронов за время их пролета от границ $x=0$ ($t^+ = x/v_x$) и $x=L$ ($t^- = (L-x)/|v_x|$) по прямолинейным траекториям.

В уравнения для моментов входит полная функция распределения $f = f_p + f_n$, поэтому уход электронов из состояния f_n при столкновениях приводит к появлению дополнительных электронов в состоянии f_p . Это находит свое отражение в том, что уравнению непрерывности (5) будет удовлетворять лишь полный ток \tilde{j} , а уравнение непрерывности, записанное для "тока" \tilde{j} , будет содержать внешний источник - аналогично стороне генерации частиц в обычном уравнении непрерывности. $\frac{dq}{dt} + \text{div } \tilde{j} = q$ (заметим, что именно в связи с таким способом описания нелокальных явлений рассматриваемый метод и получил название метода источников)

В соответствии с работой [12], граничными условиями для введенных функций \tilde{n} и \tilde{j} является равенство нулю полных потоков электронов, влетающих в ρ -область через границы $x=0$ и $x=L$:

$$\int_{-\infty}^{\infty} v_x \theta(v_x) f_p(\vec{v}, x=0) d^3\vec{v} = \int_{-\infty}^{\infty} v_x \theta(-v_x) f_p(\vec{v}, x=L) d^3\vec{v} = 0 \quad (9)$$

Отсюда получим

$$\begin{aligned} \tilde{n}(0) &= -\tilde{j}(0) \frac{1}{e} \left(\frac{\pi m}{2kT} \right)^{1/2}, \\ \tilde{n}(L) &= \tilde{j}(L) \frac{1}{e} \left(\frac{\pi m}{2kT} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Для определения тока \tilde{j} подставим функцию распределения f в виде $f = f_p + f_n$ в уравнения для моментов (5) и (6). Из уравнения (5) следует связь $\tilde{j}(0)$ с током \tilde{j} и напряжением на структуре V :

$$\tilde{j}(0) = \tilde{j}(L) \cdot \tilde{j} + \frac{e^2 V}{kT} N_0 \left(\frac{2kT}{\pi m} \right)^{1/2} \chi_1 \left(\frac{L}{\ell_0} \right), \quad (11)$$

где $\ell_0 = \tau v_T$ - средняя длина свободного пробега, $v_T = (2kT/m)^{1/2}$ - тепловая скорость; функции

$$\chi_m(U) = \int_0^{\infty} \tau^m \exp\left(-\tau^2 - \frac{U}{\tau}\right) d\tau \quad (12)$$

исследованы в работе [18]. Интегрирование уравнения (6) по

а от 0 до L дает

$$jL = \frac{2e^2\tau}{m} N_0 V \frac{2}{\sqrt{\pi}} \gamma_2\left(\frac{L}{l_0}\right) - \frac{\kappa l}{m} e\tau \left[\bar{n}(L) - \bar{n}(0) \right] - \frac{e^2\tau}{m} N_0 V. \quad (13)$$

Выразив $\bar{n}(L)$ и $\bar{n}(0)$ через плотность тока j с помощью (10) и (11), для эффективной подвижности носителей тока $\mu_{эф}$, определенной соотношением $j = -eN_0\mu_{эф}V/L$, получим

$$\frac{\mu_{эф}}{\mu_B} = \frac{\kappa - 2\kappa \left[\frac{2}{\sqrt{\pi}} \gamma_2(\kappa) - \gamma_1(\kappa) \right]}{\kappa + \sqrt{\pi}}, \quad (14)$$

где $\kappa = L/l_0$, а $\mu_B = e\tau/m$ — подвижность массивного полупроводника. Асимптотическое выражение $\mu_{эф}$ имеет вид

$$\mu_{эф} / \mu_B = \kappa / \sqrt{\pi}$$

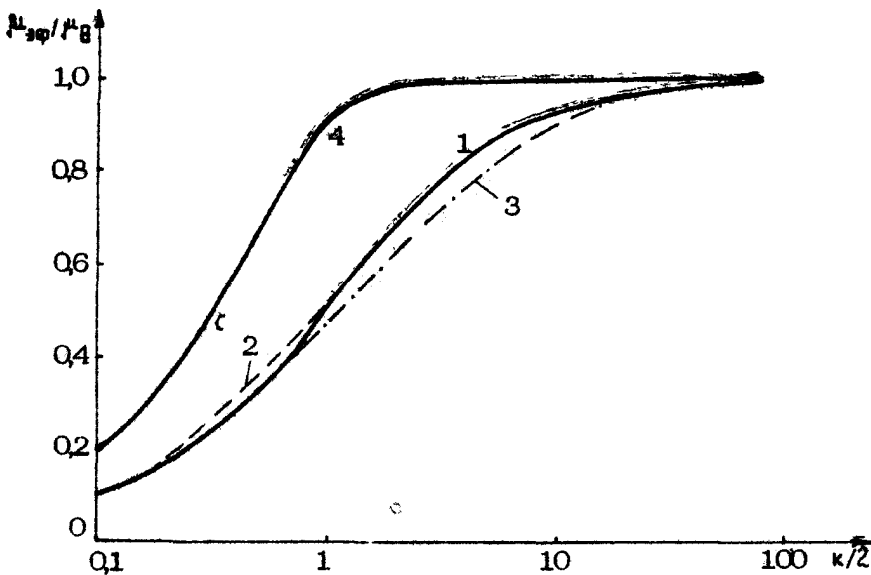
в коротких образцах (при $\kappa \ll 1$) и

$$\frac{\mu_{эф}}{\mu_B} = 1 - \frac{\sqrt{\pi}}{\kappa} - \frac{4}{\sqrt{3}} \left(\frac{\kappa}{2}\right)^{2/3} \exp\left[-3\left(\frac{\kappa}{2}\right)^{2/3}\right] \quad (15)$$

в длинных ($\kappa \gg 1$).

Обращает на себя внимание тот факт, что при вычислении нет необходимости в использовании уравнения Пуассона. Это означает, что плотность тока j в слабых полях не зависит от деталей распределения потенциала Φ по x , а определяется лишь приложенным напряжением между контактами.

4. График зависимости эффективной⁸ подвижности $\mu_{эф}$, вычисленной согласно (14), от нормированной длины структуры приведен на рисунке (кривая 1). Здесь же приведены подвижность $\mu_{эф}$, вычисленная согласно правилу Матиссена $\mu_{эф} = \mu_B \kappa / (\kappa + \sqrt{\pi})$ (кривая 2), и результаты расчетов в рамках одномерной модели [10] $\mu_{эф} = \mu_B (4/\sqrt{\pi}) \kappa \int_0^{\kappa} x^2 \exp(-x^2)/(1+2x/\kappa) dx$ (кривая 3). Как видно из графиков, результаты упрощенной теории, основанной на правиле Матиссёйя, и одномерного рассмотрения находятся в хорошем согласии с результатами, полученными из решения трехмерного кинетического уравнения. В то же время имеется существенное отличие от модели, рассмотренной в работе [9] (кривая 4). Различие вдвое при малых значениях κ (короткий образец) связано с тем, что в работе [9] учиты-



Зависимость эффективной подвижности $n^+ - n - n^+$ структуры от нормированной длины (пояснения в тексте)

Валились электроны, эмиттированные в структуру лишь в одной из границ, а влиянием другой границы пренебрегалось. Кроме того, экспоненциальное стремление $\mu_{эф} \rightarrow \mu_в$ при $\kappa \gg 1$ весьма существенно отличается от степенной зависимости вида (15). Отметим также, что вычисления $\bar{\epsilon}_{эф}$ в рамках правила Матиссена находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными для случая достаточно длинного ($L/\lambda_D = 8,2$) квазибаллистического $n^+ - n - n^+$ -диода [7].

Таким образом, последовательное решение трехмерного кинетического уравнения приводит к простой картине квазибаллистического транспорта в $n^+ - n - n^+$ -системе при малых полях, основанной на соображениях классического размерного эффекта. Этот аналитический подход может, на наш взгляд, оказаться весьма полезным для оценки проводимости субмикронных структур при малых напряжениях, когда численное моделирование задачи методом Монте-Карло [5] затруднено.

Л и т е р а т у р а

1. Кокин А.А., Толстихин В.И. О моделировании процессов переноса в монополярных полупроводниковых структурах с субмикронными размерами. - Микроэлектроника, 1984, т.13, №1, с.24-40.

2. Barker J.R., Ferry D.K. On the physics and modeling of small semiconductor devices. - Sol.State Electron., 1980, v.23, N3, p.519-549.

3. Рыжий В.И., Федирко В.А., Хмырова И.И. Высоко-частотные свойства биполярных транзисторных структур в баллистическом режиме. - Наст.сборник, с.132-148.

4. Рыжий В.И., Баннов Н.А., Федирко В.А. Баллистический и квазибаллистический транспорт в полупроводниковых структурах. - ФТП, 1984, т.18, №4, с.721-724.

5. Tomizawa K., Awano Y., Hashizume N., Kawashima M. Monte-Carlo simulation of submicron GaAs $n^+ - i(n) - n^+$ diode. - IEEE Proc., 1982, v.129, pt 1, N4, p.131-136.

6. Shur M.S., Eastman L.F. Ballistic transport in semiconductors at low temperatures for low-power high-speed logic. - IEEE Trans.Electron. Devices, 1979, v.ED-26, p.1677-1683.

7. Van der Ziel A., Shur M., Lee K., Chen T.H., Amberiadis K. Carrier distribution and low-field resistance in short $n^+ - n^- - n^+$ and $n^+ - p^- - n^+$ structures. - IEEE Trans.Electron.Devices, 1983, v.ED-30, N2, p.128-137.

8. Anderson J.C. Conduction in thin semiconducting films.-Advan.Phys., 1970, v.19, N79, p.311-339.

9. Kastalsky A.A., Shur M.C. Conductance of small semiconductor devices.-Sol.St.Comm., 1981, v.39, p.715-718.

10. Ignafov A.A., Okomelkov A.V. Comments on the nature of ballistic transport in small semiconductor devices at low applied voltage.-Sol.St. Commun., 1984, v.50, N7, p.677-679.

11. Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А. Волны в магнитоактивной плазме М.: Наука, 1975.

12. Морс Ф.М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. М.: ИЛ, 1958, т.1,2.

13. Крейн М.Г. Интегральные уравнения на полупрямой с ядром, зависящим от разности аргументов. - УМН, 1958, т.13, №5, с.3-120.

14. Kourganoff V. Basic methods in transfer problems. - Oxford Univ.Press, 1952.

15. Нобл Б. Метод Винера-Хопфа. М.,: ИЛ, 1962.

16. Гахов Ф.Д., Черский Ю.И. Уравнения типа свертки. М.: Наука, 1978.

17. Гриц Р.Ф. Перенос с рассеянием у поверхности кристалла. В кн.: Поверхностные свойства твердых тел / Под ред. М.Грича. М.: Мир, 1972, с.104-154.

18. Справочник по специальным функциям / Под ред. М.Абрамовича и И.Стиган. - М.: Наука, 1979.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ СВОЙСТВА "КЛАССИЧЕСКИХ" ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СЛОЕВ И СВЕРХРЕШЕТОК

А.М.Белянцев, Ю.А.Романов

Тонкие полупроводниковые слои и многослойные структуры на их основе могут найти широкое применение в различных устройствах миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн. Основанием для такого оптимизма являются предсказываемые теорией сильная нелинейная зависимость их емкости от приложенного напряжения, высокое быстродействие и малые потери. Искусственные диэлектрики в виде чередующихся слоев полупроводника и диэлектрика — классические сверхрешетки [1] — особенно перспективны для устройств, основанных на распределенном взаимодействии электромагнитных волн, таких как преобразователи частоты и параметрические усилители [2, 3]. Они позволяют в широких пределах менять фактор заполнения и волновое сопротивление линий передачи, чего трудно достичь в этих диапазонах при использовании других полупроводниковых структур.

Нелинейность классической сверхрешетки в электрических полях, параллельных ее периоду, связана с локализацией движения носителей заряда в слое и до частот порядка обратных времен релаксации их распределения в координатном и импульсном пространствах имеет преимущественно реактивный характер. Степень нелинейности соотношения ее реактивной и диссипативной частей зависит как от статистики носителей заряда, так и от проникновения поля в слой.

В сильных полях из-за пространственного перераспределения носителей возможно возникновение локального температурного вырождения электронного газа, не вырожденного

в отсутствие поля. Из-за межзонных переходов в сильных полях возможно существенное изменение концентрации свободных носителей и связанное с ними нелинейное изменение поляризации полупроводникового слоя и других интегральных характеристик сверхрешетки.

Обсуждению влияния всех этих факторов (экранировки, температурного вырождения, межзонного туннельного течения) на высокочастотные нелинейные характеристики классических сверхрешеток и посвящена данная работа.

1. Интегральные характеристики сверхрешетки. Основные интегральные характеристики классической сверхрешетки, такие как средняя плотность тока, проводимость, емкость, могут быть выражены через поляризацию отдельного полупроводникового слоя сверхрешетки и диэлектрическую проницаемость и толщину слоев диэлектрика. В свою очередь, средняя по толщине поляризация полупроводникового слоя сверхрешетки может быть определена через концентрацию свободных электронов n и дырок p :

$$P(t) = \frac{e}{d} \int_0^d x [n(x,t) - p(x,t)] dx \quad (1)$$

Средняя по толщине плотность полного тока (тока проводимости и тока смещения) в слое полупроводника равна

$$\langle j \rangle = \frac{1}{d} \int_0^d j_n(x,t) dx = \epsilon_p \dot{E}_0 / 4\pi = (\epsilon_p \dot{V} / 4\pi d) + \dot{P}, \quad (2)$$

где $V(t) = \int_0^d E(x,t) dx$ - падение напряжения на слое; x - координата по толщине слоя; $x=0, d$ - его границы; ϵ_p - диэлектрическая проницаемость решетки полупроводника; $E_0(t) = 4\pi p_{\text{наб}} / \epsilon_p$ - напряженность поля на границе полупроводниковой пленки; $p_{\text{наб}}$ - поверхностная плотность заряда на обкладке конденсатора из сверхрешетки. Плотность тока (2) можно выразить через падение напряжения на элементарной ячейке сверхрешетки V_1 , если воспользоваться очевидным соотношением: $V_1 = V + \epsilon_p d_0 E_0 / \epsilon_0$, где ϵ_0, d_0 - диэлектрическая проницаемость и толщина слоя диэлектрика.

Для процессов с частотами ω , меньшими характерных обратных времен релаксации распределения носителей в координатном и импульсном пространствах ($\omega \tau \ll 1, \omega \tau_D \ll 1$), поляризацию P можно представить в виде ряда по степеням малого параметра $\omega \tau_D$:

$$P(t) = P_1(V) - \tau_D \frac{\dot{V}}{V_*} P_2(V) + \dots, \quad (3)$$

где $\tau_D = \tau (d/2l)^2$ - время диффузионного пролета через толщину слоя; τ - время релаксации импульса; $l = \tau V_T$ - длина свободного пробега; $V_T^2 = 2E_T/m$; E_T - средняя энергия кинетического движения носителей заряда; $V_* = dE_*$ - напряжение, характерное для конкретного механизма нелинейности.

Подставляя (3) в выражение (2) и отбрасывая члены порядка $(\omega \tau_D)^2$ в плотности тока $\langle j \rangle$, можно выделить в явном виде реактивную и диссипативную части:

$$\langle j \rangle = [C(V)\dot{V} - \tau_D \frac{d}{dt} \left[\frac{\dot{V}}{V_*} P_2(V) \right]], \quad (4)$$

где $C(V)$ - емкость полупроводникового слоя:

$$C(V) = \frac{\epsilon_p}{4\pi d} + \frac{\partial P_1(V)}{\partial V}. \quad (5)$$

При этом емкость элементарной ячейки сверхрешетки определяется через $C(V)$ соотношением

$$C_1(V) = \frac{C(V)}{1 + \frac{4\pi d_0}{\epsilon_0} C(V)}. \quad (6)$$

Потери в сверхрешетке за характерный период T_0 изменения поля определяются вторым членом в выражении (4) и равны

$$W = \kappa \frac{\tau_D}{T_0} \int_0^{T_0} \frac{\dot{V}^2}{V_*} P_2(V) dt, \quad (7)$$

где κ - число полупроводниковых слоев в сверхрешетке.

2. Однозонное приближение. Исследуем нелинейную проводимость полупроводникового слоя при $V < E_g/e$ (E_g - ширина запрещенной зоны полупроводника). В этом случае межзонные переходы электронов не играют существенной роли и полное число свободных носителей заряда в слое можно считать неизменным. Будем предполагать выполненными условия:

$$l \ll d(V), \omega \tau_D \ll 1; eEl \ll E_T, \quad (8)$$

где $d(V)$ - эффективная толщина слоя, в котором локализована основная часть электронов в поле.

Неравенства (8) означают, что электроны почти успевают следить за полем в слое и термализоваться. Поэтому в каждый момент времени носители тока описываются квазиравновесной функцией распределения с зависящим от времени и слабоменяющимся по толщине слоя квазиуровнем Ферми $\mu(x, t)$. В этом приближении уравнения, определяющие концентрацию электронов $n(x, t)$, ток проводимости $j(x, t)$ и электрическое поле в полупроводниковом слое $E(x, t)$, имеют вид:

$$j(x, t) = -\frac{e\tau}{m} n(x, t) \frac{d\mu(x, t)}{dx}, \quad (9)$$

$$e \frac{dn(x, t)}{dt} + \frac{dj(x, t)}{dx} = 0; \quad (10)$$

$$\epsilon_p \frac{dE(x, t)}{dx} = -4\pi e [n(x, t) - \bar{n}]; \quad (11)$$

$$n(x, t) = N_s \int_{-\infty}^{\mu(x, t)} \frac{e^{-\epsilon}}{kT} d\epsilon, \quad (12)$$

где \bar{n} — концентрация ионизованных примесей; $\varphi(x, t) = \int_0^x E(x, t) dx$ — распределение потенциала в слое; $N_s = \int_0^{\infty} (m k T / 2\pi \hbar^2)^{3/2} e^{-\epsilon/kT} d\epsilon$ — интеграл Ферми с индексом s .

Уравнения (9)–(12) необходимо дополнить граничными условиями:

$$j(0, t) = j(d, t) = 0, \quad E(0, t) = E(d, t) = E_0(t) \quad (13)$$

Вследствие слабой зависимости квазиуровня Ферми от координаты решение (9)–(12) удобно искать в виде

$$\mu(x, t) = \mu_0(V(t)) + \mu_1(x, t), \quad \mu_1 \ll \mu_0; \quad (14)$$

$$n(x, t) = n_0(x, V(t)) + n_1(x, t), \quad n_1 = \frac{dn_0}{d\mu_0} \mu_1, \quad (15)$$

где $\mu_0(V(t))$ — мгновенный уровень Ферми, соответствующий равновесному распределению электронов $n_0(x, V(t))$.

Однородное поле. Максвелловская статистика [1, 4].

В случае, когда $d \ll r_D$ (r_D — дебаевский радиус экранирования), электрическое поле в полупроводниковом слое можно считать заданным и однородным. При этом уравнение (11) становится излишним. Решение оставшихся уравнений имеет простой аналитический вид. Поляризация слоя (1)

выражается через функцию Ланжевена $\mathcal{L}(z) = \text{clh } z - z^{(-1)}$:

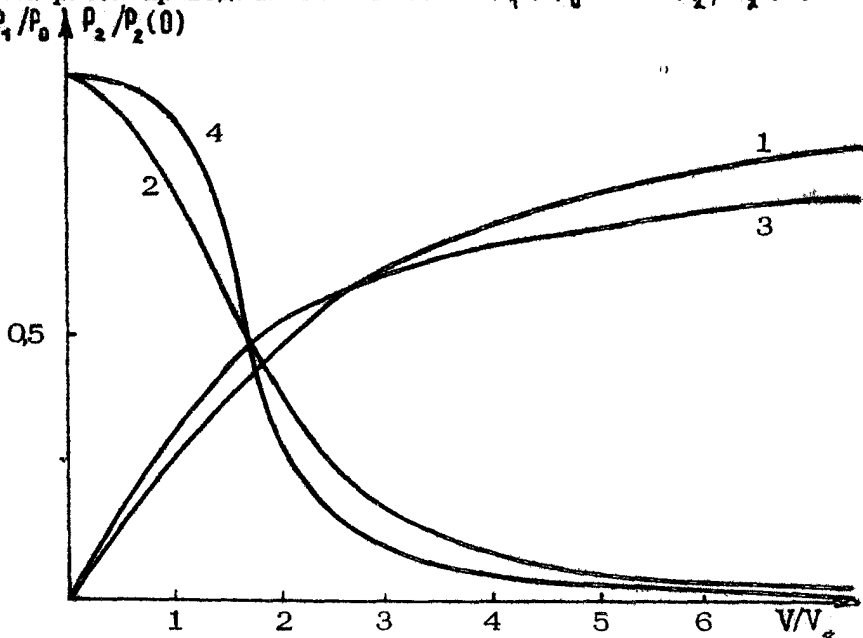
$$P(t) = P_0 \left[\mathcal{L}\left(\frac{V}{V_*}\right) + \tau_D \frac{V}{V_*} \mathcal{L}'\left(\frac{V}{V_*}\right) \right], \quad (16)$$

где

$$P_0 = e \bar{n} d / 2, \quad \mathcal{L}''(z) = \partial^2 \mathcal{L}(z) / \partial z^2, \quad V = E_0 d,$$

$$V_* = 2kT/e, \quad V_T^2 = 2kT/m.$$

На рис.1 приведены зависимости P_1/P_0 и $P_2/P_2(0)$



Р и с. 1

(кривые 1,2) как функции V/V_* . Реактивная (P_1) и диссипативная ($\sim P_2$) части поляризации являются существенно нелинейными функциями напряжения и при $V \rightarrow \infty$ из-за локализации электронов вблизи границы полупроводникового слоя испытывают насыщение $P_1/P_0 \rightarrow 1$, $P_2/P_2(0) \rightarrow 0$. Следовательно, при больших V ($V > V_*$) как реактивная, так и диссипативная составляющие тока проводимости исчезают. Средние за период изменения напряжения джоулевы потери в сверхрешетке, как нетрудно видеть из выражений (7) и (16), при $V = \bar{V}_m \cos \omega t$ и $V_m > V_*$ пропорциональны амплитуде напряжения ($\bar{W} \sim V_m$), а не V_m^2 , как в линейном случае.

Однородное поле. Фермиевская статистика [5]: В случае произвольных температур даже при сделанных выше предположениях и однородности поля ($d \ll \tau_D$) получить аналитическое выражение для поляризации полупроводникового слоя не удастся. Нулевое по $\omega\tau_D$ приближение для $\mu_0(t)$, $n_0(x, V(t))$ и $\rho_1(t)$ определяется трансцендентным уравнением

$$\mathcal{F}_{3/2}\left(\frac{\mu_0 + eV}{kT}\right) - \mathcal{F}_{3/2}\left(\frac{\mu_0}{kT}\right) = \frac{e\bar{n}V}{kT N_c} \quad (17)$$

и формулами (12), (1). Соответствующая этому приближению плотность тока проводимости равна

$$j_0(x, t) = e n_0(x, t) V_0(x, t) = -eV \frac{\partial}{\partial V} \int_0^x n_0(x', V) dx', \quad (18)$$

где $V_0(x, t)$ — локальная дрейфовая скорость электронов. Соотношение (18) является ее определением.

Поправка $\mu_1(x, t)$ к химическому потенциалу в первом приближении по $\omega\tau_D$ определяется уравнением

$$\frac{\partial \mu_1}{\partial x} = -\frac{m V_0(x, t)}{\tau} \quad (19)$$

С учетом постоянства полного числа электронов в слое решенные уравнения (19) имеет вид

$$\mu_1(x, t) = \frac{m d}{e\tau} \frac{e n_0(d, V) \langle V_0 \rangle - \langle j_0 \rangle}{n_0(d, V) - n_0(0, V)} - \frac{m}{\tau} \int_0^x V_0(x', t) dx', \quad (20)$$

где $\langle f \rangle$ — среднее по толщине слоя.

Подставляя (20) в (15) и (1) и производя преобразования, легко выразить ρ_1 и ρ_2 через равновесные моменты $N_j(\xi, V) = \int_0^{\xi} \int_0^d n_0(\xi, V) d\xi$ нулевого приближения $n_0(\xi, V)$:

$$\rho_1 = ed \int_0^1 \xi n_0(\xi, V) d\xi = ed N_1(1, V); \quad (21)$$

$$\rho_2 = \rho_0 \frac{(2V_*)^2}{\bar{n}V} \left\{ 2 \frac{n_0(1, V) - \bar{n}}{n_0(1, V) - n_0(0, V)} \left[n_0(1, V) \int_0^1 \frac{1}{n_0(\xi, V)} \frac{\partial n_0(\xi, V)}{\partial V} d\xi + \frac{\partial N_1(1, V)}{\partial V} \right] - \int_0^1 \frac{1}{n_0(\xi, V)} \frac{\partial n_0^2(\xi, V)}{\partial V} d\xi - \frac{\partial N_2(1, V)}{\partial V} \right\} \quad (22)$$

Здесь $\xi = x/d$, $V_* = 2\bar{\mu}_0/e$, $\bar{\mu}_0$ — химический потенциал при $V=0$, $\tau_D = m d^2 / 8\tau \bar{\mu}_0$.

Соотношения (21), (22) и (17), (12) позволяют найти поляризацию полупроводникового слоя в общем случае. В случае максвелловской статистики соотношения (21), (22) переходят в (16). При температурном вырождении ($T \rightarrow 0$) выражения (21), (22) также упрощаются. В частности, при $V > (2,5)^{2/3} \cdot \bar{\mu}_0 / e = V_*$ получаем

$$\rho_1(t) = \rho_0 [1 - 0,54 (V_*/V)^{3/5}]; \quad (23)$$

$$\rho_2(t) \approx 8 \cdot 10^{-2} \rho_0 (V_*/V)^{16/5}. \quad (24)$$

На рис.1 кривые 3 и 4 соответствуют ρ_1/ρ_0 и $\rho_2(V)/\rho_2(0)$ для случая вырожденного электронного газа в полупроводниковом слое при $\bar{\mu}_0 = kT$ и одинаковой концентрации \bar{n} . Как видно из сопоставления кривых 1 и 3, 2 и 4 (рис.1), вырождение электронного газа замедляет выход поляризации слоя на насыщение и несколько увеличивает реактивный и диссипативный токи при больших полях. Это связано с тем, что частицы с большой энергией труднее "прижать" полем к стенке полупроводникового слоя. При малых и средних полях вырождение увеличивает поляризацию слоя и ее нелинейность, что обусловлено уменьшением числа электронов с энергиями, большими μ , и увеличением их числа с энергиями, меньшим μ при $T \rightarrow 0$. Аналогичным образом объясняется изменение относительной величины диссипативных потерь, которые пропорциональны средней кинетической энергии электронов в слое.

Вместе с тем следует подчеркнуть то обстоятельство, что температурное вырождение не влечет за собой качественных и значительных количественных изменений поляризации слоя.

Влияние эффекта экранирования. Максвелловское распределение [6]. С увеличением концентрации носителей (или толщины d) поле в полупроводниковом слое становится существенно неоднородным и при $d \geq \tau_D$ эффект экранирования будет заметно проявляться в его поляризации. Решение нелинейной самосогласованной задачи - уравнений (9)-(12) - в общем случае может быть выполнено только численными методами. Для электронного газа, подчиняющегося максвелловской статистике, линейная поляризация в первом порядке по $\omega \tau_D$ имеет вид

$$\rho(t) = \rho_0 \frac{\alpha}{th\alpha} \left\{ \frac{V}{V_*} \frac{1 - th\alpha/\alpha}{\alpha^2} - \tau_D \frac{\dot{V}}{V_*} \frac{[3(1 - th\alpha/\alpha) - th^2\alpha]}{\alpha^4} \right\}, \quad (25)$$

где $\alpha = d/2r_D$, $V_* = 2\kappa I/\epsilon$.

Поскольку в однозонном приближении при $V/V_* \rightarrow \infty$, $\rho_1/\rho_0 \rightarrow 1$ то из линейного решения (25) нетрудно найти зависимость максимальной перестройки емкости $C(V)$ от $\alpha = d/2r_D$:

$$\frac{C(0)}{C(\infty)} = \alpha \operatorname{cth} \alpha, \quad (26)$$

где $C(\infty) = C_0 = \epsilon_p/4\pi d$.

Подставляя (26) в соотношение (6), находим и максимальную перестройку емкости элементарной ячейки сверхрешетки и всей решетки:

$$\frac{C_1(0)}{C_1(\infty)} = \frac{(1+\gamma)\alpha \operatorname{cth} \alpha}{1+\gamma\alpha \operatorname{cth} \alpha}, \quad (27)$$

где $\gamma = d_0 \epsilon_p / d \epsilon_0$. При $\gamma \ll 1$ $C_1(0)/C_1(\infty) \approx C(0)/C(\infty)$ и при $\alpha \sim 1$ перестройка емкости сверхрешетки пропорциональна $\alpha = d/2r_D$, при $\alpha \ll 1$ пропорциональна α^2 ; при $\gamma \sim 1$ и $\alpha \gg 1$ величина перестройки будет порядка $(1+\gamma)/\gamma$.

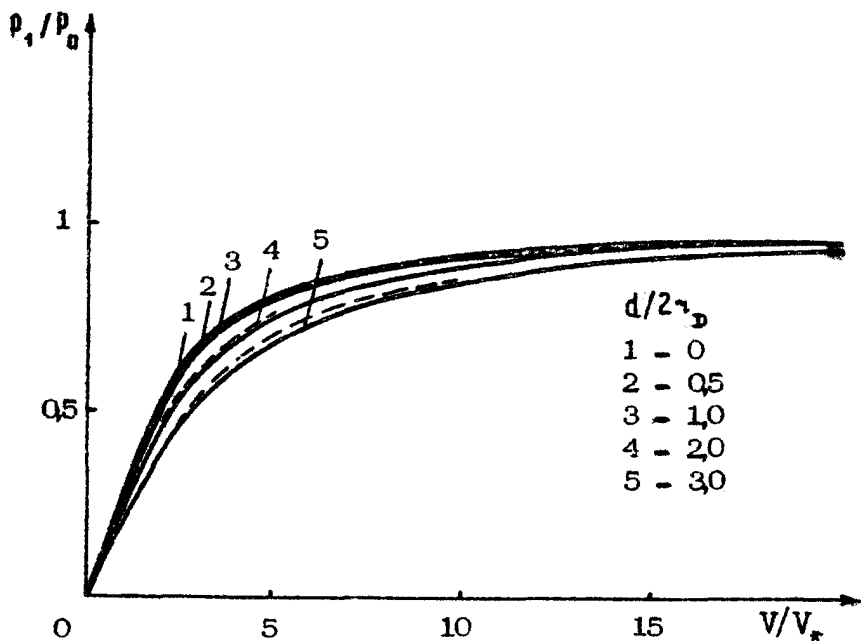
Из выражений (25) и (8) нетрудно видеть, что в линейном случае тангенс угла потерь $\operatorname{tg} \delta = \operatorname{Re} \langle j \rangle / \operatorname{Im} \langle j \rangle$ при малых α пропорционален α^2 , при $\alpha \gg 1$ $\operatorname{tg} \delta \sim \alpha^{-2}$.

В нелинейном режиме самосогласованная система уравнений (9)-(12), решалась численными методами. Результаты численного решения для ρ_1 и ρ_2 при различных значениях α приведены на рис.2,3. Как видно из рис.2, с ростом отношения $d/2r_D$ насыщение поляризации ρ_1 происходит при больших значениях V/V_* . Это связано с тем, что экранировка носителями внешнего электрического поля меняет распределение силы, стягивающей носители к стенке слоя, и при высоких концентрациях \bar{n} и малых V эта сила в значительной части слоя мала.

Анализ решений показывает, что в качестве аппроксимирующей функции зависимости реактивной поляризации ρ_1/ρ_0 от V может быть взята функция Ланжевена с новым характерным напряжением \tilde{V}_* , которое определяется из линейной асимптотики (соотношение (25)):

$$\tilde{V}_* = \frac{\alpha}{3} \frac{\operatorname{th} \alpha}{1 - \operatorname{th} \alpha / \alpha} V_* \quad (28)$$

Такая аппроксимирующая функция с высокой степенью точности дает связь между средним (V/V_*) и граничными



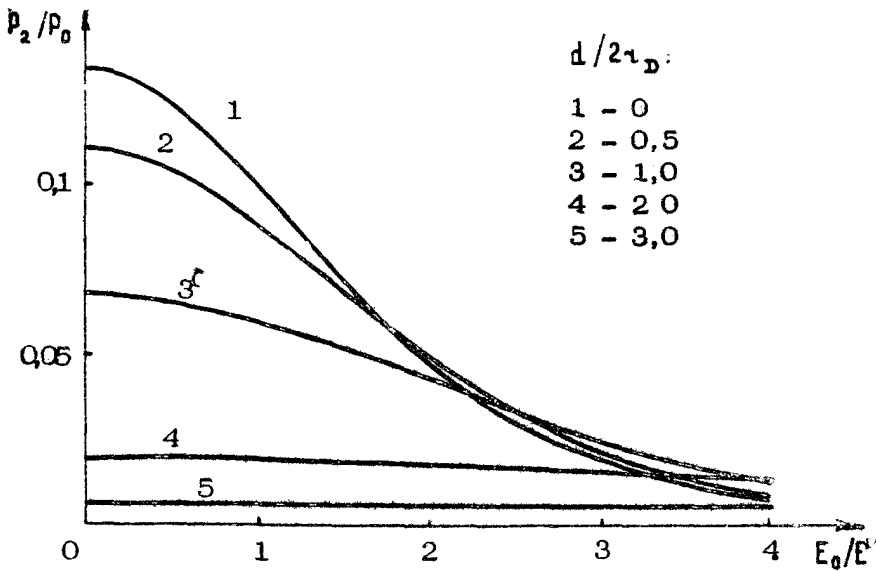
Р и с. 2

($E_0(t) / E_*$) полями при малых E_0 ($E_0 \ll E_*$) и больших ($E_0 > \alpha^2 E_*$) значениях поля на границе слоя при любых α :

$$\frac{V}{V_*} = \frac{E_0}{E_*} - \alpha^2 \frac{P_1}{P_0} \approx \frac{E_0}{E_*} - \alpha^2 \mathcal{L}\left(\frac{V}{V_*}\right) \quad (29)$$

На рис.2 пунктирные линии - графики функции Ланжевена $\mathcal{L}(V/V_*)$ при $\alpha = 2, 3$. Как видно из рис.2, аппроксимирующая функция $\mathcal{L}(V/V_*)$ дает значения P_1/P_0 близкие к расчетным на ЭВМ и в области промежуточных значений полей (напряжений V/V_*). Поэтому при оценках емкости полупроводникового слоя и СР (5), (6) можно пользоваться представлением $P_1 \approx P_0 \mathcal{L}(V/V_*)$

Диссипативная часть поляризации P_2 как функция E_0/E_* при различных значениях α , рассчитанная на ЭВМ, представлена на рис.3. При $\alpha = 0$ $P_2/P_0 = -\mathcal{L}''(E_0/E_*)E_*/E_0$ (кривая 1), с ростом α зависимость P_2 от E_0 становится более плавной, максимальное значение P_2/P_0 , определяемое решением (25), для слабых полей уменьшается. При $\alpha \gg 1$ диссипативная часть поляризации P_2/P_0 слабо зави-



Р и с. 3

сигн от E_0 и ее можно считать постоянной в широком интервале полей E_0 . В слабых полях ($V_m \ll V$, V_m - амплитуда напряжения) потери $W \sim \omega V_m^2 \alpha \operatorname{cth} \alpha \operatorname{tg} \delta$. Тангенс угла потерь $\operatorname{tg} \delta = \operatorname{Re} \langle j \rangle / \operatorname{Im} \langle j \rangle$, при $\alpha \ll 1$ пропорционален $\omega \tau_D \alpha^2$; при $\alpha \gg 1$ ($\alpha > 2$) $\operatorname{tg} \delta \sim \omega \tau_D \alpha^{-2}$, т.е. при фиксированном τ_D добротность структуры растет с увеличением α . В сильных полях ($V_m \geq V_*$) и при $\alpha > 2$ относительные потери ($W / \omega V_m^2$) пропорциональны $\omega \tau_D \alpha^{-4} (1 + \alpha^2 V_* / V_m)^2$, они быстро убывают с ростом V_m и слабо зависят от отношения d / τ_D .

При $\omega \tau_D \ll 1$ и $\alpha \geq 1$ классическая сверхрешетка представляет собой высокодобротный варактор, перестройка емкости в котором напряжением меньшим \mathcal{E}_g / e может осуществляться на сотни процентов.

3. Двухзонное приближение. При напряжениях на тонком полупроводниковом слое $V \geq \mathcal{E}_v / e$ межзонные и, в частности, туннельные переходы могут играть доминирующую роль в нелинейности его поляризации. Рассмотрим туннельный механизм нелинейности на примере собственного полупроводника в приближении двухзонной модели^{*)}.

^{*)} Результаты этого раздела получены совместно с В.Я.Алешкиным и А.А.Черновым.

Диссипация (потери) в полупроводниковом слое при наличии межзонных переходов в сильных переменных полях будет определяться межзонной рекомбинацией электронов и дырок, запаздыванием их межзонного туннелирования и запаздыванием процесса установления квазиравновесного распределения их в своих зонах по энергии, импульсу и толщине слоя. Очевидно, что потери малы в частотных областях

$$\omega \ll \tau_{r,D}^{-1}, \tau_{r,T}^{-1} \ll \omega \ll \tau_D^{-1}, \tau_r^{-1} \ll \omega \ll \tau_D^{-1}, \quad (30)$$

где τ_r - время локальной межзонной рекомбинации, τ_T - вероятность межзонного туннельного перехода в единицу времени, τ_D - время диффузионного рассасывания по толщине слоя электронов и дырок. Поскольку туннелирование - малоинерционный процесс (в полупроводниках с $E_g \sim 1$ эВ, эффективной массой носителей заряда порядка 10^{-29} г, в электрических полях $E_0 \sim 10^6$ В/см и $d \sim 10^{-6}$ см длительность процесса туннелирования приблизительно равна 10^{-14} с, $\tau_T \sim 10^{-12}$ с), а $\tau_r \sim 10^{-8}$ с, поперечный ток в тонких слоях полупроводника будет сохранять реактивный (емкостный) характер вплоть до частот субмиллиметрового диапазона $\omega \sim \min(\tau_D^{-1}, \tau_T^{-1})$. При $\omega \tau_D \ll 1$ и произвольном соотношении между длиной экранирования и толщиной полупроводникового слоя для вычисления реактивной составляющей плотности тока или $P_1(V)$ и $\epsilon(V)$ можно воспользоваться выражениями для $n_0 = n_0^0$ и $p_0 = p_0^0$ в переменном самоогласованном поле:

$$n_{\mp}^0(x,t) = N_{\mp} \mp_{1/2} \left[\pm \frac{\mu_0(t) - \epsilon_{\mp}(x,t)}{kT} \right], \quad (31)$$

где $\epsilon_{\mp}(x,t) = \epsilon_{\mp}^0 + e\varphi(x,t)$; $N_{\mp} = (m_{\mp} kT / 8\pi h^2)^{3/2}$; ϵ_{\mp}^0 - границы зон проводимости и валентной в отсутствие электрического поля; $\epsilon_c - \epsilon_v = \epsilon_g$; $\mu_0(t)$ - квазиуровень Ферми, определяемый условием электронейтральности слоя в целом; m_{\mp} - массы плотности состояний электронов и дырок; $\varphi(x,t)$ - потенциал, связанный с распределением носителей заряда уравнением Пуассона. Последнее с учетом (31) имеет вид

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = - \left(\frac{kT}{\epsilon_g} \right)^{3/2} \left\{ \Lambda \mp_{1/2} \left[\frac{\epsilon_{\mp}}{kT} (\eta - U) \right] - (1 - \Lambda) \mp_{1/2} \left[\frac{\epsilon_{\mp}}{kT} (U - \eta - 1) \right] \right\} \quad (32)$$

Здесь введены безразмерные величины $U = e\psi / \mathcal{E}_g$, $\eta = (\mu_0 - \mathcal{E}_-^0) / \mathcal{E}_g$, $\Lambda = N_- / (N_- + N_+)$, $\xi = x / L$, $L^2 = \pi^{1/2} \epsilon_p \hbar^3 / 8^{1/2} \mathcal{E}_g^{1/2} (m_-^{3/2} + m_+^{3/2}) e^2$.

Уравнение (32) необходимо дополнить граничными условиями:

$$\left. \frac{dU}{d\xi} \right|_{\xi=0, d/L} = - \frac{eL E_0(t)}{\mathcal{E}_g} \quad (33)$$

Интегрируя (32) с учетом (33), находим связь между квазиуровнем Ферми $\mu_0(t)$, граничным значением поля $E_0(t)$ и напряжением на слое $V = (U_d - U_0) \mathcal{E}_g / e$ ($U_{0,d}$ - значения безразмерного потенциала на границах слоя):

$$N_- \int_{U_0}^{U_d} \mathcal{F}_{3/2} \left[\frac{\mathcal{E}_g}{\kappa T} (\eta - U) \right] = N_+ \int_{U_0}^{U_d} \mathcal{F}_{3/2} \left[\frac{\mathcal{E}_g}{\kappa T} (U - \eta - 1) \right], \quad (34)$$

$$\frac{x}{L} = \pm \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\mathcal{E}_g}{\kappa T} \right)^{5/4} \int_{U_0}^U \frac{dU}{\sqrt{\Phi(U)}}, \quad (35)$$

где знак определяется направлением поля E_0 ;

$$\Phi(U) = \Lambda \int_{U_0}^U \mathcal{F}_{3/2} \left[\frac{\mathcal{E}_g}{\kappa T} (\eta - U) \right] + (1 - \Lambda) \int_{U_0}^U \mathcal{F}_{3/2} \left[\frac{\mathcal{E}_g}{\kappa T} (U - \eta - 1) \right] + \frac{1}{2} \left(\frac{\mathcal{E}_g}{\kappa T} \right)^{5/2} \left[\frac{eL E_0(t)}{\mathcal{E}_g} \right]^2. \quad (36)$$

Соотношения (31), (34)-(36) в нулевом приближении по $\omega \tau_D$ определяют распределение поля, электронов и дырок в слое. Зависимость $\mathcal{E}_\pm(x)$ от x соответствует искривлению зон проводимости и валентной. Точки пересечения квазиуровня Ферми с границами зон τ_1 , τ_2 при $T=0$ определяют области пространственного заряда. Область $x_1 < x < x_2$ в этом случае нейтральна, и поле в ней однородно.

При $T=0$ и $x=d$ решение (34), (35) принимает несколько более простой вид:

$$\eta - N_0 = (\bar{V} - 1) / [1 + (N_- / N_+)^{2/5}]; \quad (37)$$

$$\Lambda \sqrt{2} (\bar{V} - 1)^{5/4} = 1 + (\bar{V} - 1) 2 \sqrt{2} \int_0^1 \frac{x dx}{\sqrt{x^2 + \alpha}}; \quad (38)$$

$$E_0 = \frac{A \mathcal{E}_g}{eL} (1 + \alpha)^{1/2} (\bar{V} - 1), \quad (39)$$

где $\bar{V} = eV / \mathcal{E}_g$, $A^2 = 16 \Lambda d^2 / 15 \sqrt{2} L^2 (1 + N_-^2 / N_+^2)^{5/2}$. Интересно отметить, что, как следует из уравнения (37),

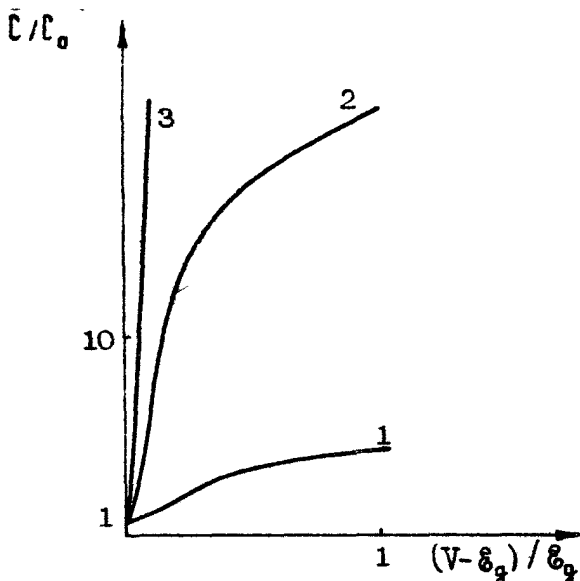
квазиуровень Ферми — линейная функция напряжения на слое.

Уравнения (38), (39) дают связь между E_0 и V , т.е. полностью определяют реактивную часть плотности тока (2), поляризацию P_1 и емкость полупроводникового слоя (5). Через a , как функцию (38), нетрудно выразить поле E_i в нейтральной области, ширину нейтральной области ($x_2 - x_1$), ее границы и индуцированный заряд свободных носителей q , приходящийся на единицу поверхности слоя:

$$E_i = \frac{A \epsilon_p}{\epsilon d} a^{-1/2} (\bar{V} - 1)^{5/4}; \quad x_2 - x_1 = \epsilon_0 / e E_i, \quad (40)$$

$$q = \frac{A \epsilon_p \epsilon_p}{4\pi e d} [(a+1)^{1/2} - a^{1/2}] (\bar{V} - 1)^{5/4}. \quad (41)$$

На рис. 4 приведены результаты численного расчета емкости полупроводникового слоя $C(V)/C_0$ ($C_0 = \epsilon_p / 4\pi d$) при $\bar{V} - 1 > 0$ и толщина слоя $d_0 = 38 \text{ \AA}$, 190 \AA , 380 \AA , что для кремния соответствует 100 \AA , 500 \AA , 1000 \AA (кривые 1, 2, 3). Отметим, что изменение емкости, ее рост с V при $\bar{V} > 1$ происходит в основном за счет увеличения индуцированного заряда q (41). Изменение ширины нейтральной области и поля в ней (40) не оказывает заметного влияния на нелинейный характер емкости. Это легко видеть, если емкость



Р и с. 4

$\zeta(V)$ выразить через производные от E_1 и Q : $\zeta(V) = dQ/dV + dC_0 dE_1/dV$. Асимптотика поведения α и $\zeta(V)$ при $\bar{V} - 1 \ll 1$ следующая:

$$\alpha \approx \frac{\bar{V}^2}{A^2(\bar{V}-1)^{5/4}}; \quad \frac{\zeta(V)}{C_0} \approx 1 + \frac{5}{4} A^2 (\bar{V}-1)^{3/2}, \quad (42)$$

а при $\bar{V} \gg 1$

$$\alpha \approx \alpha_1 \bar{V}^{-5/4}; \quad \frac{\zeta(V)}{C_0} \approx \frac{5}{4} A \bar{V}^{-1/4}, \quad (43)$$

где константа α_1 определяется соотношением $A\alpha_1 = 1 + (2\alpha_1)^{4/3}$. Из соотношений (43) и (40) видно, что с ростом напряжения ($\bar{V} \gg 1$) поле в нейтральной области и ее ширина, а следовательно и ширина областей пространственного заряда, стремятся к постоянным значениям. При $d \rightarrow \infty$ ($\omega\tau_D \ll 1$) из выражений (37)-(41) находим

$$\bar{V} \approx 1 + (edE_0/A\mathcal{E}_g)^{4/3}; \quad E_1 \approx \mathcal{E}_g/ed \rightarrow 0;$$

$$d - (x_2 - x_1) \sim \sqrt{d}; \quad \zeta(V) = C_0 \frac{5}{4} A (V-1)^{1/4}. \quad (44)$$

Поскольку $A \sim d$, то из соотношений (44) следует, что при $d \rightarrow \infty$ и фиксированном E_0 падение напряжения на слое, его емкость и величина пространственного заряда не зависят от d , ширина области пространственного заряда растет лишь как \sqrt{d} .

Проникновение поля в полупространство полупроводника согласно (35) происходит по закону

$$E(x,t) \approx E_0(t) (1 + x/x_0)^{-3}, \quad (45)$$

где $x_0 \approx 1,9 \cdot 10^{-6} (m_0/m_-)^{3/2} \epsilon_p^{-2/3} E_0^{-1}$; m_0 - масса свободного электрона; E_0 - в В/см. При $V < -\mathcal{E}_g/et_+$ в выражении для x_0 следует m_- заменить на m_+ . Закон проникновения поля в плазму с несохраняющимся числом частиц (45) существенно отличается от соответствующего выражения для обычной двухкомпонентной плазмы.

Рассмотрим диссипацию энергии в наиболее интересной третьей области частот (30). Населенности зон успевают следить за полем в интервалы времени Δt , когда $|eV| > \mathcal{E}_g$. Будем считать, что эти интервалы составляют заметную часть времени изменения поля ($\Delta t \gg (\tau_p/\tau_n) T_0$). В этом случае рекомбинационные процессы существенной роли не играют и ими можно пренебречь, Квазиуровни Ферми

Для электронов и дырок существенно различны лишь вне интервалов ΔE . При низких температурах $kT \ll |eV_m| - E_g$ населенности зон в эти времена относительно малы и соответствующие конкретные значения квазиуровней Ферми не существенны. Поэтому в качестве их нулевого приближения по $\omega \tau_D$ можно использовать полученные выше результаты.

В силу экспоненциальной зависимости прозрачности барьера от его высоты туннелирование электронов идет в узких пространственных областях слоя вблизи точек x_1, x_2 , где поле $E \approx E_c = \text{const}$. Поэтому исследование потерь при туннелировании можно рассматривать в приближении однородного поля. Опуская несложные, но громоздкие выкладки, приведем выражение для соответствующей диссипации поправки поляризации слоя (3) прямозонного полупроводника при $T = 0$

$$P_1 - P = \tau_D \frac{\dot{V}}{V} P_2 = 2\pi \hbar^3 \left[\frac{m_- + m_+}{m_- m_+ \bar{E} D_0} + \left(\frac{\tau_-}{m_-^{1/2}} + \frac{\tau_+}{m_+^{1/2}} \right) \frac{3}{2^{3/2} e \bar{E}^{1/2} E_c} \right] \frac{N_0^2}{V}, \quad (46)$$

где $N_0(t) \approx q/e$ - число электронов, приходящихся на единицу поверхности слоя; $D_0 = \text{etr} \left(-\pi m_*^{1/2} \bar{E}_g^{3/2} / 2^{3/2} e \hbar E_c \right)$ - коэффициент межзонного туннелирования электронов с нулевым поперечным импульсом; m_* - масса в точке ветвления энергии;

$$\bar{E} = \hbar e m_*^{1/2} (m_+ + m_-) E_c / 2^{1/2} \pi m_+ m_- \bar{E}_g^{1/2}.$$

Первое слагаемое в квадратных скобках (46) пропорционально $\omega \tau_T$ и описывает потери протуннелированных электронов при термализации их в области ΔE за время $\tau_+ \ll \tau_- \ll \tau_T$. Оно соответствует сопротивлению туннельного процесса и равно произведению потока частиц из одной зоны в другую на разность квазиуровней Ферми вблизи перехода. Второе слагаемое пропорционально $\omega \tau_D$, определяет потери протуннелированных электронов при их диффузионном рассасывании. Оно, как и должно быть, обратно пропорционально дрейфовой скорости электронов и дырок.

При напряжениях на полупроводниковом слое сверхрешетки $V < E_g/e$ основной механизм нелинейности ее высокочастотных ($\tau_+^{-1} \ll \omega \ll \tau_D^{-1}$) характеристик связан с перераспределением носителей заряда и ангармоническим характером их движения. Нелинейные реактивные харак-

характеристики классических сверхрешеток качественно не меняются при изменении в широких пределах температуры и концентрации носителей заряда в полупроводниковых слоях. С понижением температуры и ростом концентрации несколько замедляется выход поляризации слоя на насыщение. С ростом концентрации (отношением $\alpha = d / 2r_D$) увеличивается перестройка емкости полупроводникового слоя и всей сверхрешетки, при $\alpha > 1$ ее относительное изменение пропорционально α . Потери в этом диапазоне пропорциональны $\omega\tau_D$; добротность структуры растет с увеличением амплитуды напряжения на слое и остается высокой даже в случае довольно "грязного" ($\tau \sim 10^{-13}$ с) полупроводникового материала.

При напряжении на слое полупроводника $V > \delta_g / \epsilon$ основной механизм нелинейности характеристик классических сверхрешеток обусловлен межзонным туннелированием электронов. В диапазоне $\tau_D^{-1} \ll \omega \ll \tau_D^{-1}$ поперечная проводимость имеет преимущественно реактивный характер; емкость может меняться на порядок и более, потери в структуре малы, они пропорциональны $\omega\tau_T, \omega\tau_D$.

Условие $\omega\tau_D \ll 1$ может быть выполнено для весьма высоких частот (миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны длин волн), если толщина полупроводниковых слоев порядка 100-500 Å.

Л и т е р а т у р а

1. Belyantsev A.M., Ignatov A.A. High-frequency electromagnetic response of "classical" semiconductor-dielectric superlattices. - Sol.State Commun., 1977, v.24, N12, p.817-819.

2. Белянцев А.М., Шашкин В.И. Взаимодействие электромагнитных волн в классической сверхрешетке. - Изв.вузов. Радиофизика, 1982, т.25, №7, с.833-840.

3. Белянцев А.М., Орлов Л.К., Романов Ю.А., Шашкин В.И. Параметрические и нелинейные взаимодействия волн в полупроводниковых сверхрешетках. - Наст.сборник, с.185-199.

4. Романов Ю.А., Демидов Е.В. Нелинейная проводимость тонких полупроводниковых слоев. - ФТП, 1980, т.14, №8, с.1526-1532.

5. Демидов Е.В., Романов Ю.А. Нелинейная поперечная проводимость тонких полупроводниковых слоев. - ФТП, 1983, т.17, №9, с.1674-1678.

6. Белянцев А.М., Окомельков А.В. Влияние эффекта экранирования на нелинейные характеристики классических сверхрешеток. - ФТП, 1984, т.18, №7, с.1214-1219.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
И ПЛАЗМЕННЫЙ РЕЗОНАНС
ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ
ПОЛУПРОВОДНИК - ДИЭЛЕКТРИК
В ПОСТОЯННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ *)

Р.С.Бразис

1. ВВЕДЕНИЕ

Постоянное магнитное поле может играть существенную роль в формировании ОДП в полупроводнике и усилении электромагнитных волн [1-6]. Действие магнитного поля особенно эффективно в применении к тонкому слою полупроводника, когда образуется холловское электрическое поле. В этой ситуации снижается порог возникновения ОДП при междолинном переносе электронов [1], возникает ОДП за счет разделения электронов на группы с различной подвижностью при неупругом рассеянии на оптических фононах [3]. Однако тонкий слой может служить для усиления скорее волн плотности заряда, чем электромагнитных волн. Поэтому представляют интерес периодические слоистые структуры, ибо в них возможно распространение электромагнитных волн, длина которых λ намного больше толщины отдельного активного слоя. Эффективность усиления, или генерации, электромагнитных волн при этом может существенно увеличиться по сравнению со случаем единичного активного слоя. Анизотропные диэлектри-

*) Докладывалось на заседании секции "Твердотельная электроника СВЧ" Научного совета АН СССР по проблеме "Физическая электроника". (16 сентября 1982 г., г. Горький).

ческие свойства ~~мезомасштабных~~ периодических структур были определены в работе [7]. Однако анизотропия, обусловленная, например, разогревом электронов в постоянном электрическом поле \vec{E}_0 , и гиротропия, обусловленная магнитным полем \vec{B}_0 , в [7] не учитывались.

Эффекты гиротропии в периодических структурах рассматривались в связи с возможностью создания перестраиваемых магнитным полем полупроводниковых [8] и ферритовых [9, 10] фильтров. В силу этого авторов [9-10] интересовал спектр волн k полосы непропускания, и полученные ими результаты недостаточны для определения тензора эффективной диэлектрической проницаемости в приближении длинных волн. Поэтому в настоящей работе ставится задача определения диэлектрических свойств слоистых структур с учетом гиротропии и анизотропии.

2. ТЕНЗОР ЭФФЕКТИВНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

Рассмотрим периодическую структуру с двумя слоями в периоде. Толщины слоев - a и b . Диэлектрическая проницаемость одного слоя - скаляр ϵ_a , другого - тензор

$$\hat{\epsilon}_b = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (1)$$

Такой вид тензора $\hat{\epsilon}_b$ характерен для большого класса полупроводниковых кристаллов в постоянном магнитном поле $\vec{B}_0 \parallel \vec{z}$. Неравенства компонент $\epsilon_{xx} \neq \epsilon_{yy}$ и $\epsilon_{xy} \neq -\epsilon_{yx}$ отражают свойства симметрии кристалла, и в частности анизотропию электропроводности, вызванную действием постоянного электрического поля $\vec{E}_0 \perp \vec{B}_0$. Величины ϵ_a и $\hat{\epsilon}_b$ являются функциями частоты ω . Зависимость ϵ_{ij} от волнового вектора \vec{k} может возникнуть при учете тепловой скорости v_T [11-13] или скорости дрейфа v_d носителей заряда [14-15]. Однако если выполняются неравенства $\omega/kv_T \gg 1$ и $\omega/kv_d \gg 1$, то, как правило, зависимостью ϵ_{ij} от k можно пренебречь. Магнитную проницаемость обоих слоев полагаем равной единице. Наконец, требуем, чтобы период структуры $d = a + b$ был намного меньше длины электромагнитной волны λ в структуре, а границы считаем резкими. Необходимо найти тензор эффективной

диэлектрической проницаемости $\tilde{\epsilon}$ рассматриваемой сверхрешетки для длинноволновых малосигнальных возмущений электрического поля

$$\vec{E}_1 = (E_{1x}, E_{1y}, E_{1z}) \exp(\omega t - \vec{k}\vec{r}) \quad (2)$$

Поскольку $kd \gg 1$, то можно ограничиться квазистационарным приближением [16], т.е. применить при определении $\tilde{\epsilon}$ уравнения электростатики, но со значениями ϵ_a и $\hat{\epsilon}_b$, соответствующими частоте ω . Используя граничные условия непрерывности касательной составляющей вектора напряженности электрического поля \vec{E}_1 и нормальной составляющей вектора электрической индукции \vec{D}_1 , получаем тензор $\tilde{\epsilon}$, определяющий линейную связь между средними по периоду d значениями векторов \vec{E}_1 и \vec{D}_1 .

Если плоскости раздела слоев параллельны вектору магнитной индукции $\vec{B}_0 \parallel \vec{x}$, а направление периодичности $\vec{n} \parallel \vec{z}$, то

$$\tilde{\epsilon} = \begin{vmatrix} \frac{\epsilon_a \epsilon_{xx}}{\Delta} & \beta \frac{\epsilon_a \epsilon_{xz}}{\Delta} & 0 \\ \beta \frac{\epsilon_a \epsilon_{xz}}{\Delta} & \alpha \epsilon_a + \beta \epsilon_{yy} - \frac{\alpha \beta}{\Delta} \epsilon_{xz} \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \alpha \epsilon_a + \beta \epsilon_{zz} \end{vmatrix}, \quad (3)$$

где $\Delta = \alpha \epsilon_{zz} + \beta \epsilon_a$, $\alpha = a/d$, $\beta = b/d$

Амплитуда нормальной составляющей вектора \vec{E}_1 в отдельном слое может сильно отличаться от ее среднего значения \tilde{E}_{1z} :

$$E_{bz} = \frac{\epsilon_a}{\Delta} \tilde{E}_{1z}, \quad E_{az} = \frac{\epsilon_{zz}}{\Delta} \tilde{E}_{1z} \quad (4)$$

Нетрудно видеть, что в предельном случае $\alpha \rightarrow 0$ тензор (3) принимает вид (1), а при $\beta \rightarrow 0$ сводится к скаляру ϵ_a . Чтобы получить предельный переход к случаю постоянного тока ($\omega \rightarrow 0$), удобно оперировать тензором электропроводности $\tilde{\sigma}(0) = i\omega \epsilon_0 \tilde{\epsilon}(\omega)$. Для структуры полупроводник - диэлектрик, как и следовало ожидать, получаем лишь две ненулевые компоненты тензора $\tilde{\sigma}(0)$ сверхрешетки в постоянном электрическом поле:

$$\tilde{\sigma}_{yy}(0) = \beta \frac{\sigma_{xz} \sigma_{yy} - \epsilon_{xz} \sigma_{yz}}{\epsilon_{zz}}, \quad \tilde{\sigma}_{xz}(0) = \beta \sigma_{xz}. \quad (5)$$

При наличии переменной составляющей электрического поля протекание тока смещения через слой диэлектрика обеспечивает ненулевую проводимость сверхрешетки в направлении нормали к слоям. При этом не равны нулю и недиагональные компоненты высокочастотной проводимости. Следовательно, в отношении переменного тока сверхрешетка сохраняет свойство гиротропии, присущее магнитоактивной полупроводниковой плазме.

В случае ориентации постоянного магнитного поля вдоль направления периодичности $\vec{n} \parallel \vec{B}_0 \parallel \vec{z}$ тензор эффективной диэлектрической проницаемости, в отличие от соотношения (3), принимает вид

$$\tilde{\epsilon} = \begin{vmatrix} \alpha\epsilon + \beta\epsilon_{xx} & \beta\epsilon_{xy} & 0 \\ \beta\epsilon_{yx} & \alpha\epsilon_0 + \beta\epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\epsilon_0 \epsilon_{zz}}{\alpha\epsilon_{zz} + \beta\epsilon_0} \end{vmatrix} \quad (6)$$

Тензорные характеристики (3) и (6) могут быть использованы при синтезировании композиционных материалов с заданными анизотропными и гиротропными свойствами, а также при исследовании спектров электромагнитных волн в материалах с естественной слоистой структурой.

3. УРАВНЕНИЯ ДИСПЕРСИИ

Круг задач о распространении электромагнитных волн в линиях передачи, заполненных периодически неоднородной средой, весьма обширен. Ограничимся рассмотрением особенностей дисперсии некоторых основных типов объемных волн в мелкослойной гиротропной среде, а также поверхностных мод на границе слоистой среды и изотропного диэлектрика.

В конфигурации Фарадея ($\vec{n} \parallel \vec{B}_0$) из уравнений Максвелла с учетом тензора (3) и (6) получаем уравнения дисперсии объемных электромагнитных волн $k = k_0^2 \epsilon_{\pm}$, где $k_0 = \omega/c$, а значения $\tilde{\epsilon}_{\pm}$, как обычно, определяются выражением

$$\tilde{\epsilon}_{\pm} = \frac{\tilde{\epsilon}_{xx} + \tilde{\epsilon}_{yy}}{2} \pm \left[\frac{(\tilde{\epsilon}_{xx} - \tilde{\epsilon}_{yy})^2}{4} - \tilde{\epsilon}_{xy} \tilde{\epsilon}_{yx} \right]^{1/2}. \quad (7)$$

При $\vec{b}_0 \perp \vec{n} \parallel \vec{k}$ эффективная скалярная диэлектрическая проницаемость слоистой среды определяется простым усреднением: $\tilde{\epsilon}_z = \alpha \epsilon_a + \beta \epsilon_{\pm}$, где ϵ_{\pm} является аналогичной (7) комбинацией компонент тензора (1). Очевидна возможность распространения волн в слоистой среде ($\tilde{\epsilon}_z > 0$) при отрицательном значении парциальной диэлектрической проницаемости одной из сред ($\epsilon_a < 0$ или $\epsilon_{\pm} < 0$).

При $\vec{b}_0 \perp \vec{n}$ согласно (7) и (3) возникает характерное только для слоистой структуры сильное замедление волн при $\Delta \rightarrow 0$. Если толщина слоя диэлектрика мала по сравнению с периодом d и диэлектрическая проницаемость этого слоя велика ($\epsilon_a \gg |\tilde{\epsilon}_{xy} \tilde{\epsilon}_{yz} / \tilde{\epsilon}_{zz}|$), то волны в периодической структуре распространяются вдоль слоев (и вдоль \vec{b}_0), как в однородном полупроводнике. В частности, при $2\tilde{\epsilon}_{xy} \tilde{\epsilon}_{yz} \gg \tilde{\epsilon}_{zz} + \tilde{\epsilon}_{yy}$ возможно распространение геликонов. Вместе с тем диэлектрические прослойки препятствуют протеканию постоянного холловского тока, что согласно [1] способствует возникновению ОДП и развитию неустойчивости геликонов.

В конфигурации Фойгта ($\vec{k} \perp \vec{b}_0$) необыкновенные волны ($\vec{E}_1 \perp \vec{b}_0$), характеризуются уравнением дисперсии $\kappa^2 = \kappa_0^2 \epsilon_v(\varphi)$, где

$$\epsilon_v(\varphi) = \frac{\tilde{\epsilon}_{zz} \tilde{\epsilon}_{yy} - \tilde{\epsilon}_{zy} \tilde{\epsilon}_{yz}}{\tilde{\epsilon}_{zz} \cos^2 \varphi + \tilde{\epsilon}_{yy} \sin^2 \varphi + \tilde{\epsilon}_{zy}^2 \sin 2\varphi}, \quad (8)$$

φ - угол между осью z и направлением волнового вектора \vec{k} , $\tilde{\epsilon}_{ij}^s$ - симметричная часть недиагональной компоненты тензора $\tilde{\epsilon}_{ij}$.

Используя (3) и (8), нетрудно убедиться, что при $\varphi = 0$ и $\vec{b}_0 \perp \vec{n}_0$, т.е. в случае распространения вдоль слоев, возникает характерное для слоистой среды дополнительное резонансное замедление волн, если $\alpha \epsilon_a + \beta \epsilon_{yy} / \Delta \epsilon_{zy} \epsilon_{yz} = 0$. В случае распространения по нормали к слоям ($\varphi = 90^\circ$) эффективная диэлектрическая проницаемость (8) с учетом (3) сводится к средней по периоду ($\tilde{\epsilon}_v = \alpha \epsilon_a + \beta \epsilon_v$, где $\epsilon_v = \epsilon_{yy} - \epsilon_{zy} \epsilon_{yz} / \epsilon_{zz}$) и дополнительного замедления не возникает. Наконец, если $\vec{b}_0 \parallel \vec{n}_0$, то из выражений (8) и (6) следует возможность характерного замедления необыкновенных волн при $\alpha \epsilon_a + \beta (\epsilon_{zz} \cos^2 \varphi + \epsilon_{yy} \sin^2 \varphi + \epsilon_{zy}^2 \sin 2\varphi) = 0$. Для обыкновенных волн ($\vec{E}_1 \perp \vec{b}_0$) уравнение дисперсии принимает вид $\kappa^2 = \kappa_0^2 \tilde{\epsilon}_{zz}$, и постоянное магнитное поле не оказывает влияния на распространение этих волн в рамках используемых приближений.

Поверхностные электромагнитные моды на границе изотропного диэлектрика, характеризуемого диэлектрической проницаемостью ϵ_d , и периодической мелкослойной среды, характеризуемой тензором (3) или (6), подчиняются уравнению дисперсии

$$\alpha_d \epsilon_y(\varphi) + \alpha_p(\varphi) \epsilon_d - i k \epsilon_d \frac{\tilde{\epsilon}_{zy}(\varphi)}{\tilde{\epsilon}_{xz}(\varphi)} = 0, \quad (9)$$

где

$$\alpha_d = (k^2 - k_0^2 \epsilon_d)^{1/2}, \quad (10)$$

$$\alpha_p(\varphi) = -i \frac{\tilde{\epsilon}_{zy}(\varphi)}{\tilde{\epsilon}_{xz}(\varphi)} - \left\{ k^2 \frac{\tilde{\epsilon}_{xz}(\varphi) \tilde{\epsilon}_{yy}(\varphi) - [\tilde{\epsilon}_{zy}(\varphi)]^2}{[\tilde{\epsilon}_{xz}(\varphi)]^2} - k^2 \epsilon_y(\varphi) \right\}^{1/2}. \quad (11)$$

Рассматриваемая граница параллельна оси $\bar{x} \parallel \bar{b}_0$, электрический вектор волны $\bar{E}_1 \parallel \bar{b}_0$, а угол φ по-прежнему указывает направление оси z по отношению к волновому вектору \bar{k} , который теперь направлен вдоль границы раздела. Выражения (9)–(11) являются по сути формулировкой условий непрерывности тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей на границе раздела и убывания амплитуды полей при удалении от границы. Наличие мнимой части в выражении (11) указывает на неэкспоненциальный спад амплитуды, характерный для обобщенных поверхностных волн. Уравнение (9) получено при использовании обычных электродинамических граничных условий. Очевидно, что при косых срезах, когда $\varphi = 0$ или 90° , на границе раздела возникает крупномасштабная периодичность, аналогично тому, как это имеет место на поверхностях с большими индексами Миллера в кристаллах. Эта периодичность может обеспечить непосредственную связь фотонов, падающих из диэлектрика, с поверхностными модами на границе сверхрешетки, однако ее рассмотрение требует дополнительных граничных условий и отказа от модели мелкомасштабной периодичности.

4. УСЛОВИЯ РЕЗОНАНСА

Замечательной особенностью проводимости сверхрешетки на переменном токе является возможность резонансного ее возрастания при определенных условиях, отмечавшихся в

разд.3. Обсудим подробное условие одного из резонансов для $\Delta = 0$. Очевидно, что для выполнения этого условия необходимо различие знаков ϵ_a и ϵ_{xx} .

а) Если $\epsilon_a > 0$, то слой диэлектрика играет емкостную роль. В этом случае необходимое для резонанса отрицательное значение $\epsilon_{xx} < 0$ может быть обеспечено, например, благодаря индуктивному поведению свободных носителей заряда в слое полупроводника.

В полупроводнике с одним типом носителей, характеризующихся параболическим изотропным спектром без учета потерь на джоулево тепло, имеем [15]

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_L \left(1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2 - \omega^2} \right), \quad \epsilon_{yx} = -\epsilon_{xy} = i\epsilon_L \frac{\omega_p^2 \omega_c}{(\omega_c^2 - \omega^2)\omega}, \quad (12)$$

где ω_p и ω_c - плазменная и циклотронная частоты, ϵ_L - решеточная диэлектрическая проницаемость. Отсюда и из условия $\Delta = 0$ следует, что в слоистой структуре резонанс возникает на гибридной частоте

$$\omega = (\omega_c^2 + \tilde{\omega}_p^2)^{1/2}, \quad (13)$$

где $\tilde{\omega}_p^2 = \alpha \epsilon_L \omega_p^2 (\alpha \epsilon_L + \beta \epsilon_a)^{-1}$. Выбором малой толщины слоя диэлектрика и большой его диэлектрической проницаемости можно приблизить частоту резонанса к циклотронной, даже если концентрация электронов в полупроводнике очень высока. Для наблюдения резонанса необходимо выполнение условия $\omega\tau \gg 1$, где τ - время релаксации импульса.

б) Когда $\omega_c^2 \gg \omega^2$, высокочастотная диэлектрическая проницаемость ϵ_{xx} положительна. В таком случае для выполнения условия резонанса необходимо использовать слой диэлектрика с $\epsilon_a < 0$. Отрицательные значения диэлектрической проницаемости, как известно, характерны для полярных кристаллов в области между частотами поперечных ω_{T0} и продольных ω_{L0} оптических фононов

$$\epsilon_a = \epsilon_\infty \left(1 + \frac{\omega_{L0}^2 - \omega_{T0}^2}{\omega_{T0}^2 - \omega^2} \right), \quad (14)$$

где ϵ_∞ - оптическая диэлектрическая проницаемость. Во многих кристаллах (сегнетоэлектриках с мягкой модой поперечных оптических колебаний [17]) частотная область отрицательных значений обширна. Она охватывает диапазон субмиллиметровых и миллиметровых волн [17,18]. Индуктивная роль слоя диэлектрика обеспечивается в данном случае

инверсионностью смещения подрешеток в ионном кристалле.

в) Если $\epsilon_{xy} = \epsilon_{yx} = 0$, что соответствует, например, полностью компенсированной электронно-дырочной плазме или отсутствию магнитного поля, то особенность при $\Delta = 0$ имеет только составляющая диэлектрической проницаемости $\tilde{\epsilon}_{xx}$ в выражении (3). Ее значение в резонансе:

$$\tilde{\epsilon}_{xx} = \epsilon_a \frac{\epsilon'_{xx} + i\epsilon''_{xx}}{1 - i\frac{\epsilon'_{xx}\epsilon_0\omega}{\sigma'_{xx}}} . \quad (15)$$

Отсюда видно, что благодаря резонансу при малом абсолютном значении отрицательной высокочастотной проводимости ϵ'_{xx} можно получить большой инкремент амплитуды волн. Примером такой структуры является полупроводниковая сверхрешетка типа $n-n^+-n-n^+ \dots$. Сильное постоянное электрическое поле, приложенное перпендикулярно слоям, приводит слабо легированные области в состояние с отрицательной высокочастотной проводимостью ($\epsilon'_{xx} < 0$) и положительной эффективной диэлектрической проницаемостью [19]. В то же время электроны в n^+ -слоях разогреты слабо и в области $\omega < \omega_p$ дают отрицательный вклад в диэлектрическую проницаемость, необходимый для возникновения резонанса.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В мелкомасштабной периодической структуре полупроводник - диэлектрик сохраняются свойства гиротропии, обусловленной действием постоянного магнитного поля на свободные электроны в полупроводнике. Существенное замедление и изменение спектра испытывают собственные объемные и поверхностные электромагнитные моды. Имеется возможность изменения диэлектрической проницаемости сверхрешетки путем изменения постоянных электрического и магнитного полей, особенно при использовании структур полупроводник - пьезоэлектрик или полупроводник - сегнетоэлектрик.

Полученные тензорные характеристики периодических структур могут быть использованы при разработке электрически перестраиваемых поляризаторов, фильтров, усилителей и других устройств миллиметрового и ИК-диапазонов. В частности, когда в полупроводниковом кристалле создано инвертированное распределение носителей заряда по энергиям, но электронные переходы сопровождаются испусканием фотонов

с энергией $\hbar\omega$, попадающей в область непропускания полупроводника (где его диэлектрическая проницаемость $\epsilon < 0$), создание резонатора из того же кристалла невозможно. Использование мелкомасштабной периодической структуры может обеспечить вывод излучения и перестройку полосы излучаемых частот. Выборочное воздействие постоянного электрического поля на один слой или группу слоев полупроводника в структуре дает возможность внести контролируемое нарушение периодичности, что представляет интерес для функциональной СВЧ-электроники. Имеется возможность возникновения резонансов, приводящих к усилению эффектов ОДП.

Резонансы определяются вышерассмотренными условиями тем точнее, чем меньше период структуры d , так как наряду с условием резонанса должно выполняться исходное условие $kd \ll 1$. С учетом этого в дальней ИК-области и в диапазоне миллиметровых волн период рассматриваемых мелкомасштабных слоистых структур должен составлять единицы-десятки микрометров.

Л и т е р а т у р а

1. Андронов А.А., Валов В.А., Козлов В.А., Мазов Л.С. Значительное уменьшение порогового поля эффекта Ганна в сильном магнитном поле в длинных образцах. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.32, №11, с.628-632.
2. Бразис Р.С., Пожела Ю.К. Двойное лучепреломление электромагнитных волн в полупроводниках при разогреве электронов постоянным электрическим полем. - ФТП, 1975, т.9, №1, с.174-176.
3. Амбразевичене В., Бразис Р., Качюлис С. и др. Отрицательная дифференциальная проводимость в полупроводниках с отрицательным магнитосопротивлением. - Письма в ЖЭТФ, 1981, т.33, №10, с.500-503.
4. Андронов А.А., Козлов В.А., Мазов Л.С., Шастий В.Н. Об усилении дальнего инфракрасного излучения в германии при инверсной населенности горячих дырок. - Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, №9, с.585-589.
5. Gurevich V.L., Parshin D.A. On the theory of hot electron galvanomagnetic phenomena in semiconductor under population inversion conditions. - Sol.St.Comm., 1981, v.37, N6, p.511-514.

6. Pozhela J.K., Starikov E.V., Shiktorov P.N. e.a. The experimental and theoretical investigation of the hot hole population inversion and far IR radiation generation in p-Ge under \vec{E} , \vec{B} fields. - In: Proc. 16th Intern.Conf.Phys.Semicond. (Montpellier, 1982)./Ed. M.Averous. North-Holland, Amsterdam, 1983, p.226-228.

7. Рытов С.М. Электромагнитные свойства мелкослоистой среды. - ЖЭТФ, 1955, т.29, №5(11), с.605-616.

8. Baynham A.C., Boardman A.D. Transverse magneto-plasma wave propagation in a periodic structure. - J.Phys. C (Solid St.Phys.), 1969, ser.2, v.2, p.619-628.

9. Коробкин Н.И., Пятак Н.И., Мехелькин А.А. Распространение электромагнитных волн в периодической продольно намагниченной ферритовой структуре. - В кн.: Антенно-фидерные и измерительные устройства сверхвысоких частот. Харьков: Харьк.ун-т, 1971, с.98-101.

10. Коробкин Н.И., Пятак Н.И. Исследование полос непропускания прямоугольного волновода с периодической ферритовой структурой. - В кн.: Антенно-фидерные и измерительные устройства сверхвысоких частот. Харьков: Харьков.ун-т, 1971, с.86-92.

11. Ignatov A.A., Romanov Yu.A. Nonlinear electromagnetic properties of semiconductors with a superlattice. - Phys.Stat.Sol.(b), 1976, v.73, N1, p.327-333.

12. Belyantsev A.M., Ignatov A.A. High frequency electromagnetic response of classical semiconductor-dielectric superlattices. - Sol.St.Comm., 1977, v.24, N12, p.817-819.

13. Дыкман И.М., Томчук П.М. Собственные колебания неравновесной плазмы в пространственно периодических структурах. - ФТП, 1976, т.10, №8, с.1551-1554.

14. Булгаков А.А., Яковенко В.М. Взаимодействие волн в активной слоисто-периодической среде. - Изв.вузов. Радиофизика, 1982, т.25, №1, с.28-32.

15. Baynham A.C., Boardman A.D. Helicon and Alfvén wave propagation in non-magnetic semiconductors and semi-metals. Active and passive waves.-Adv.in Phys., 1970, v.19, N81, p.575-744.

16. Давдау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплош-
ных сред. М.: Физматгиз, 1959. 532 с.

17. Козлов Г.В., Волков А.А., Лебедев С.П. Диэлектри-
ческая спектроскопия мягких мод в сегнетоэлектриках. -
УФН, 1981, т.135, №3, с.515-518.

18. Nishi S., Kawamura H., Murase K. Study
of lattice instability by mm-wave magnetoplasma
reflection in PbTe-SnTe compound semiconduc-
tors. - Phys.Stat.Sol. (b), 1980, v.97, N2, p.581-
590.

19. Rees M.D. Hot electron effects at micro-
wave frequencies in GaAs. - Sol.St.Comm., 1969,
v.7, N2, p.267-269.

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОЛН В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ

А.М.Белянцев, Л.К.Орлов, Ю.А.Романов, В.И.Шашкин

Полупроводники со сверхрешеткой становятся сильно нелинейными средами уже в сравнительно слабых электрических полях [1,2]. При этом соответствующий нелинейный ток не может быть представлен в виде разложения по их степеням, как это обычно делается при исследовании взаимодействий волн в слабо нелинейных средах. Нелинейные восприимчивости сверхрешетки – немонотонные функции амплитуд полей. Более того, в квантовой сверхрешетке, находящейся в сильном переменном электрическом поле, возникают области отрицательной проводимости [2]. Поэтому в условиях сильной нелинейности сверхрешетки могут соответствовать активным нелинейным средам даже в отсутствие постоянных токов в них. Все это приводит к специфическим особенностям параметрических и нелинейных взаимодействий колебаний и волн в этих системах.

В настоящей статье обсуждаются некоторые эффекты распределенного волнового взаимодействия в классических и квантовых сверхрешетках в условиях их сильной нелинейности, по крайней мере по полю накачки.

1. ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ УСИЛЕНИЕ И ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Общие соотношения. В настоящем разделе исследованы параметрическая генерация гармоник накачки и процессы распада

да и слияния волн типа

$$n\omega_1 = \omega_2 \pm \omega_3, \quad n = 1, 2, \dots \quad (1)$$

Здесь $\omega_{1,2,3}$ — частоты накачки, холостой волны и сигнала соответственно.

Хорошо известно, что линейная стадия распадной неустойчивости в равновесной среде характеризуется экспоненциальным ростом амплитуды сигнала, что отражает возможность эффективного параметрического преобразования энергии вниз (при $n=1$) по частоте. Обычно считается, что эффективного преобразования энергии вверх по частоте за счет слияния волн и соответствующего экспоненциального роста амплитуды сигнала в равновесных средах получить нельзя. Строго — это утверждение справедливо для прозрачных равновесных сред. Ниже показано, что в равновесной сверхрешетке с положительной диссипацией оба процесса (1) могут давать экспоненциальный рост сигнала. Более того, при определенных параметрах процесс слияния волн идет с большим инкрементом. Такое поведение связано с сильной нелинейностью "поглощающей" сверхрешетки и нарушением соотношения Мэнли-Роу. В силу немонотонной зависимости проводимости сверхрешетки от амплитуд полей затухание волны накачки может приводить к усилению сигнала более быстрому, чем экспоненциальный закон. При появлении в сверхрешетке областей отрицательной проводимости под действием сильного ВЧ-поля накачки [2] возникает модифицированное супергетеродинное усиление [3-5], а в ряде случаев — неустойчивость взрывного характера [6]. С сильной нелинейностью сверхрешетки связана еще одна особенность. Из соотношения (1) следует, что при $n \geq 4$ возможен процесс распада n квантов накачки на ее гармоники. Поэтому в сильно нелинейных средах, какими являются сверхрешетки, генерация гармоник носит параметрический характер [7].

Для простоты будем считать, что все взаимодействующие волны поляризованы вдоль периода сверхрешетки и распространяются в перпендикулярном ему направлении. В нелинейной среде, находящейся в сильном поле E_1 (поле накачки в нашем случае), под действием слабого электрического поля $\delta E = E_2 + E_3$ возникает дополнительный ток, который можно представить в виде

$$\delta j(t) = \int_0^{\infty} K(t, t-t') \delta E(t-t') dt', \quad (2)$$

где $K(t, t')$ - нелинейный функционал от $E_1(t)$.

Если частоты $\omega_{2,3}$ не кратны и не полукратны ω_1 , то процесс распада (1) определяется токами на частотах ω_2 и ω_3

$$j_{2,3}(t) = \sigma_1(\omega_{2,3}, |E_1|, \omega_1) E_{2,3} + \sigma_2(\omega_{2,3}, n, |E_1|, \omega_1) \left(\frac{E_1}{|E_1|} \right)^n E_{3,2}^* \quad (3)$$

а процесс слияния

$$d_{2,3}(t) = \sigma_1(\omega_{2,3}, |E_1|, \omega_1) E_{2,3} + \sigma_2(\omega_{2,3}, \mp n, |E_1|, \omega_1) \left(\frac{E_1}{|E_1|} \right)^{\mp n} E_{3,2} \quad (4)$$

где

$$\sigma_1(\omega, |E_1|, \omega_1) = \sigma_2(\omega, 0, |E_1|, \omega_1),$$

$$\sigma_2(\omega, n, |E_1|, \omega_1) = \frac{\omega_1}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega_1} dt \exp(in\omega_1 t) \int_0^\infty dt' K(t, t-t') \exp[-i(n\omega_1 - \omega)t']. \quad (5)$$

Верхний знак относится к волне 2, нижний - к волне 3. Нелинейная проводимость σ_1 есть измененная полем накачки линейная проводимость среды на соответствующей частоте $\omega_{2,3}$. Она описывает несинхронные (не зависящие от фазовых соотношений) взаимодействия слабых полей сигнала и холостой волны с сильным полем накачки. Проводимости σ_2 описывают синхронные (зависящие от фазовых соотношений) взаимодействия полей.

В случае вырожденного взаимодействия $\omega_2 = \omega_3 = n\omega_1/2$ идет лишь процесс распада. Соответствующий нелинейный ток для четных n отличается от (3) ($E_3 = E_2$) дополнительным слагаемым

$$\tilde{j}_2(t) = \sigma_3(n_2, |E_1|, \omega_1) \left(\frac{E_1}{|E_1|} \right)^{n_2-1} E_1, \quad n_2 = n/2, \quad (6)$$

где

$$\sigma_3(n_2, \omega_1, |E_1|) = \frac{1}{n} \left[\sigma_2(\omega, n_2-1, |E_1|, \omega_1) - \sigma_2(\omega, n_2+1, |E_1|, \omega_1) \right]_{\omega=n_2\omega_1}.$$

В этом последнем случае и возникает указанная выше параметрическая генерация гармоник накачки [7]. Для нечетных n реализуется лишь параметрическое усиление гармоник накачки. Если частоты слабых полей $E_{2,3}$ кратны или полукратны частоте накачки $\omega_{2,3} = \alpha_{2,3} \omega_1$ ($\alpha_2 \neq \alpha_3$, $\alpha_{2,3}$ - целые или полуцелые положительные числа), то для фиксированных частот $\omega_{1,2,3}$ идут одновременно процессы распада и слияния (1)

с разными целыми $n = \alpha_2 + \alpha_3$ и $n' = |\alpha_2 - \alpha_3|$ соответственно. Соответствующие нелинейные токи отличаются от (3) наличием очевидных дополнительных слагаемых.

Для квантовой сверхрешетки, находящейся в статическом электрическом поле, согласно [2] имеем

$$\sigma_2(\omega_j, n, |E_1|, \omega_1) = i \frac{\omega_0^2}{4\pi} \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} J_\nu(q_1) J_{\nu+n}(q_1) \left\{ \left[1 + i\tau(\nu\omega_1 + \Omega_c) \right]^{-1} \cdot \right. \\ \left. \cdot \left[\omega_j - \Omega_c - (n+\nu)\omega_1 + i\tau^{-1} \right]^{-1} + (-1)^n \left[1 + i\tau(\nu\omega_1 - \Omega_c) \right]^{-1} \left[\omega_j + \Omega_c - \right. \right. \\ \left. \left. - (n+\nu)\omega_1 + i\tau^{-1} \right]^{-1} \right\}, \quad (7)$$

где $q_1 = e|E_1|d/\hbar\omega_1$, $\Omega_c = eE_c d/\hbar$, $\omega_0 = (4\pi\epsilon_0/\tau)^{1/2}$; E_c - статическое поле в сверхрешетке; ω_0 - ленгмюровская частота электронов; ϵ_0 - статическая проводимость сверхрешетки; τ - время релаксации функции распределения электронов; J_ν - функция Бесселя.

Для классических сверхрешеток согласно [1]

$$\sigma_2(\omega_1, 2n, |E_1|) = -\frac{i}{4\pi} \epsilon_p \left(\frac{d}{2r_D} \right)^2 \omega_1 \left[A_{2n}(\mathcal{E}_1) + \frac{i}{2} \omega_1 \tau_D B_{2n}(\mathcal{E}_1) \right], \quad (8)$$

$$A_{2n}(\mathcal{E}_1) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \left[\frac{1}{\mathcal{E}_1^2 \cos^2 x} - \frac{1}{\text{sh}^2(\mathcal{E}_1 \cos x)} \right] \cos(2nx) dx, \quad (9)$$

$$B_{2n}(\mathcal{E}_1) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \left[\frac{1}{\mathcal{E}_1^3 \cos^3 x} - \frac{\text{ch}(\mathcal{E}_1 \cos x)}{\text{sh}^3(\mathcal{E}_1 \cos x)} \right] \frac{\cos(2nx)}{\mathcal{E}_1 \cos x} dx, \quad (10)$$

где r_D - дебаевский радиус экранирования; ϵ_p - диэлектрическая проницаемость сверхрешетки в отсутствие электронов; $\mathcal{E}_1 = e|E_1|d/2kT$; $\tau_D = \tau(d/v_T\tau)^2$, $v_T = \sqrt{2kT/m}$

Важно отметить, что в приведенных выражениях поле накачки учтено точно, а не в виде разложения по его степеням. Поэтому процесс (1) является бесконечной совокупностью процессов $n\omega_1 + \nu\omega_1 = \omega_3 \pm \omega_2 + \nu\omega_1$ со всевозможными целыми ν , т.е. бесконечно волновым. Однако для краткости будем говорить о нелинейности $(n+1)$ -го порядка в зависимости от показателей степеней в выражениях (3)-(6). По этой терминологии в параметрическую связь гармоник $\omega_2 = 2\omega_1$, $\omega_3 = 4\omega_1$ дают вклад нелинейности порядка 3, 5, 7 и 9, а в параметрическую связь гармоник $\omega_2 = 3\omega_1$, $\omega_3 = 5\omega_1$ - нелинейности порядка

3,5,7,9 и 11. Преимущество того или иного процесса определяется величинами соответствующих нелинейных восприимчивостей и условиями фазового синхронизма. В силу немонотонного поведения восприимчивостей выбором параметров системы и полей можно добиться того, чтобы, например, нелинейность пятого порядка была больше нелинейности третьего порядка.

Возбуждение и распространение параметрически связанных слабых волн $E_{2,3}$ определяются волновыми уравнениями

$$\frac{d^2 E_{2,3}}{dx^2} + \frac{\omega_{2,3}^2}{c^2} \epsilon(\omega_{2,3}, |E_1|, \omega_1) E_{2,3} = i \frac{4\pi \omega_{2,3}}{c^2} j_{2,3}^{NL} \quad (11)$$

где $j_{2,3}^{NL}$ — нелинейная часть тока, пропорциональная $E_{3,2}$ или $E_{2,2}$;

$$\epsilon(\omega_{2,3}, |E_1|, \omega_1) = \epsilon_p + i \frac{4\pi}{\omega_{2,3}} \epsilon_1(\omega_{2,3}, |E_1|, \omega_1) \quad (12)$$

Диэлектрическая проницаемость сверхрешетки на частоте накачки с учетом эффекта самовоздействия равна

$$\epsilon(\omega_1, |E_1|) = \epsilon_p + i \frac{4\pi}{\omega_1} \epsilon_2(\omega_1, |E_1|) \quad (13)$$

Обычным образом от уравнения (11) можно перейти к системе укороченных параметрически связанных уравнений.

Нелинейная диэлектрическая проницаемость (12) включает несинхронные взаимодействия слабых полей $E_{2,3}$ с полем накачки и поэтому соответствует некоторой эффективной неравновесной среде. Она определяет "линейное" (не параметрическое) усиление ($\text{Im} \epsilon < 0$) или затухание ($\text{Im} \epsilon > 0$) слабых волн и изменение их фазовых скоростей полем накачки. Соответствующие области "линейного" усиления в квантовых сверхрешетках приведены в работе [2].

Как известно, наличие отрицательной проводимости в системе является причиной супергетеродинамного усиления [3], в равной мере имеющего место как для процесса распада, так и слияния волн. Этот случай является наиболее очевидным примером равноценности этих процессов в поглощающей среде. Подчеркнем, что в нашем случае, в отличие от работы [3], система в отсутствие накачки равновесна и поэтому области линейного усиления в ней отсутствуют. Речь идет об областях "линейного" усиления в эффективной среде. Таким образом, включая "проводимости" ϵ_1 в "линейные" диэлектрические

кие проницаемости $\epsilon(\omega_{2,3})$ (т.е. исключая несинхронные взаимодействия волн), мы тем самым переходим к рассмотрению параметрических процессов в неравновесной, в частности, активной среде.

Процессы распада и слияния волн в сверхрешетке. Будем считать частоты $\omega_{2,3}$ не кратными ω_1 . Согласно (11) пространственное поведение связанных сигнала и холостой волны в распадном процессе (1) определяется инкрементом

$$\alpha = \text{Re} \left[\beta_1^*(\omega_2) \beta_1(\omega_3) + \frac{1}{4} (\delta - i \Delta k)^2 \right]^{1/2} - \frac{1}{2} (\kappa_2'' + \kappa_3''), \quad (14)$$

где $\kappa_j = \frac{\omega_j}{c} \left[\epsilon(\omega_j, |E_1|) \right]^{1/2} = \kappa_j' + i \kappa_j''$, $\Delta k = \kappa_1' - \kappa_2' - \kappa_3'$, $\delta = \kappa_2'' - \kappa_3''$;

$$\beta_1(\omega_{2,3}, p, |E_1|, \omega_1) = -2\pi \frac{\omega_j}{\kappa_j} \epsilon_2(\omega_{2,3}, p, |E_1|, \omega_1) \quad (15)$$

Инкремент для процессов слияния волн получается из выражения (14) заменой $\beta_1(\omega_2) \rightarrow \beta_2^* = \beta_1(-\omega_2)$, $\Delta k \rightarrow \kappa_1' + \kappa_2' - \kappa_3'$

По виду уравнения для распадного процесса (1) подобны уравнениям для связанных стоксовых и антистоксовых волн. Роль волн с промежуточными частотами ω_4 в соответствующих стоксовых ($\nu\omega_1 = \omega_{2,3} + \omega_4$) и антистоксовых ($\nu'\omega_1 + \omega_4 = \omega_{3,2}$, $p = \nu + \nu'$, $\nu, \nu' = 1, 2, \dots$) процессах играют сложные колебания электронов в поле накачки и соответствующие токовые и бес-токовые колебания функции распределения. Их резонансными частотами в квантовых сверхрешетках являются частоты $\nu\omega_1 \pm \Omega_c$, в классических — $\Omega_d \pm \nu\omega_1$ (Ω_d — пролетные частоты), что и находит отражение в резонансном поведении $\epsilon_{1,2}$ и α при малых τ^{-1} .

Распадный процесс (1) можно представить также в виде двух связанных распадных процессов: $\nu\omega_1 = \omega_{2,3} + \omega_4$, $\omega_4 = \nu'\omega_1 + \omega_{3,2}$ ($p = \nu - \nu'$). Эти процессы начинают играть роль при более сильных полях накачки, чем пре выдущие (при $p = 2$, $\nu \geq 3$, в предыдущем случае $\nu = \nu' = 1$). Существуют и другие пути. Аналогично процесс слияния (1) можно представить как идущий по нескольким прямым и обратным каналам попарно связанных процессов: 1) слияния $\nu\omega_1 + \omega_2 = \omega_4$, $\omega_4 + \nu'\omega_1 = \omega_3$, $p = \nu + \nu'$; 2) индуцированных распадов $\nu\omega_1 = \omega_3 + \omega_4$, $\nu'\omega_1 = \omega_2 + \omega_4$, $p = \nu - \nu'$ и т.д. При малых полях накачки основным является первый канал. В отсутствие "линейного" усиления он

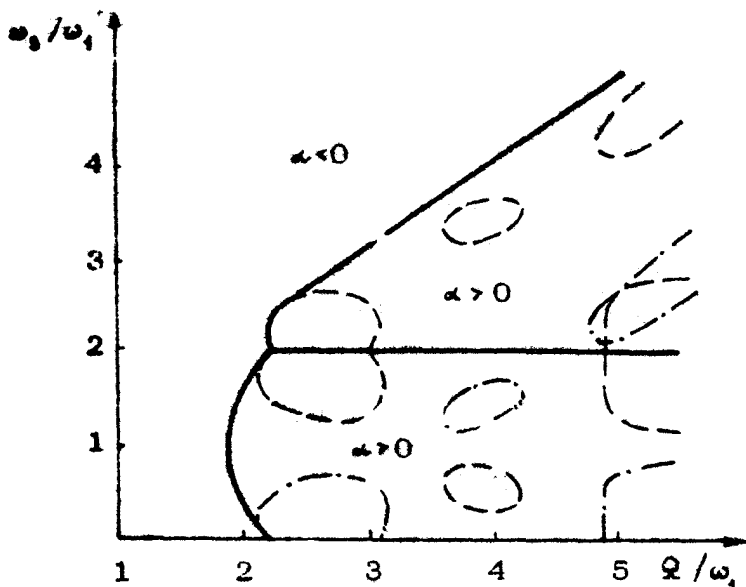
же может дать экспоненциального роста сигнала. При увеличении амплитуды накачки и наличии диссипации в системе основную роль начинает играть второй канал. Поскольку с ростом τ^{-1} затухание колебаний с частотами ω_1 становится большим, то обратные процессы второго канала идут с меньшей вероятностью, чем прямые распадные. В результате в системе с положительным поглощением даже в отсутствие "линейного" усиления процесс слияния волн может приводить к экспоненциальному росту сигнала (если его "линейное" затухание меньше параметрического усиления). Это происходит в полях накачки больших, чем в процессе распада (1). Для краткости и по аналогии с гидродинамическими неустойчивостями назовем этот процесс диссипативной параметрической неустойчивостью, которая является вторым примером равноправности процессов распада и слияния волн в нелинейных поглощающих средах.

На рис. 1 приведены области полного (сплошные линии) и "линейного" (штриховые линии - для холостой волны, штрихпунктирные - для сигнала) усиления для процессов распада и слияния волн (1) с $n=2$, $\omega_3^2 = 0,8 \cdot \epsilon_p \omega_1^2$, $\omega_1 \tau = 1$ в квантовой сверхрешетке. Области $\omega_3 < 2\omega_1$ соответствуют распаду, $\omega_3 > 2\omega_1$ - слиянию волн. Для тех же параметров на рис. 2 приведены максимальные инкременты сигнала в процессах распада (штриховая линия) и слияния (сплошная линия) волн. Усиление существует и для обратных волн [5]. В приведенном примере основными механизмами усиления являются модифицированное распределение, супергетеродинное усиление и диссипативная параметрическая неустойчивость. Для обоих процессов (1) инкременты одного порядка и довольно велики. Они соответствуют усилению сигнала в ξ раз на нескольких длинах волн накачки $\lambda_n = c / \sqrt{\epsilon_p} \omega_1$. При больших амплитудах поля накачки процесс слияния даже несколько эффективнее (большие α) распадного процесса.

При $\omega \tau \ll 1$, $\Delta x = 0$ и $|E_1| \rightarrow \infty$ для обоих процессов

$$\alpha = \frac{4\pi\epsilon_0 n}{c \rho^2 \sqrt{\epsilon_p}} \left(1 - \frac{1}{2\rho}\right)^n, \quad \rho = \frac{e \tau d}{\hbar} |E_1| \gg 1 \quad (16)$$

Усиление в этом случае обусловлено диссипативной неустойчивостью, точнее - наличием ОДП на статической ВАХ. В общем случае диссипативная параметрическая неустойчивость возникает из-за немонотонной зависимости поглощения в системе от величины электрических полей.



Р и с. 1. Области полного (сплошные линии) и "линейного" (штриховые линии - для холостой волны, штрихпунктирные - для сигнала) усиления для процессов распада и слияния волн с $n=2$, $\omega_0^2 = 0,8 \epsilon_p \omega_1^2$, $\omega_1 \tau = 1$ в квантовой сверхрешетке

В слабо поглощающей среде эффективное усиление сигнала возможно лишь для распадного процесса (1). Соответствующие нукременты при $\Delta k = 0$ равны

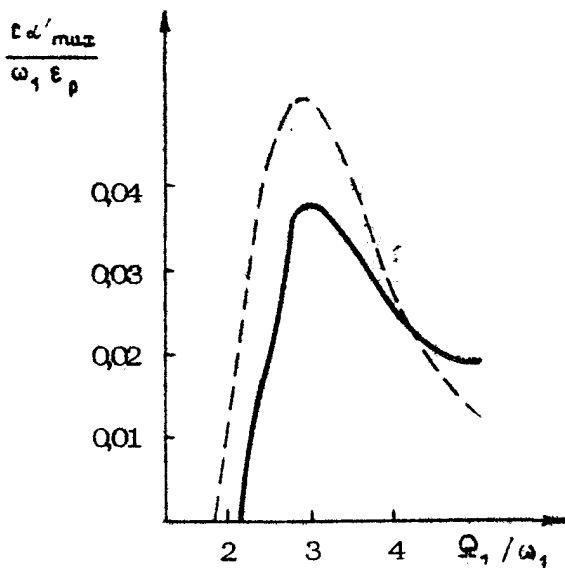
$$\alpha = \frac{\omega_0^2 |J_{\nu}(q_1) [J_{\nu-2}(q_1) + J_{\nu+2}(q_1)]|}{4c \sqrt{\omega_2 \omega_3} \sqrt{\epsilon(\omega_2) \epsilon(\omega_3)}} \quad (17)$$

для квантовой сверхрешетки с $\tau \rightarrow \infty$ и $Q_c = \nu \omega_1$,

$$\alpha = \frac{1}{2} \left(\frac{d}{2\tau_p} \right)^2 \frac{\sqrt{\omega_2 \omega_3}}{c^4 \sqrt{\epsilon(\omega_2) \epsilon(\omega_3)}} \Lambda_{\nu}(q_1) \quad (18)$$

для классических сверхрешеток с нелинейными проводимостями (8) и $\omega \tau_p \rightarrow 0$. Распространение (18) на случай неоднородных полей (толстые слои или высокие концентрации электронов в них) можно провести путем перехода к эффективному полю [1].

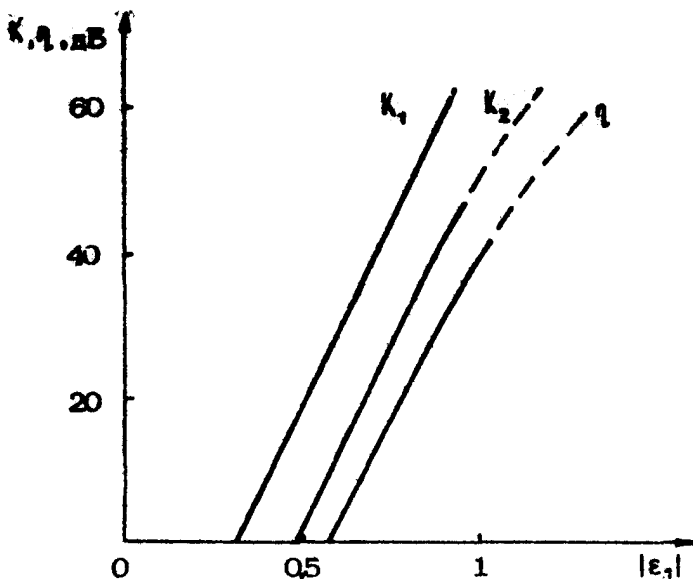
Для параметрических процессов в классических сверхрешетках наиболее эффективной является область параметров $d/\lambda_p \gg 1$,



Р и с. 2. Максимальные инкременты нарастания для процесса распада (штриховая линия) и слияния волн (сплошная линия) при $n=2$, $\omega_1 \tau = 1$, $\omega_0^2 = 0,8 \epsilon_p \omega_1^2$

$\epsilon_1 \sim 1$ [1], обеспечивающих большие нелинейности и сравнительно малые потери. Инкременты параметрического усиления в этой области того же порядка, что и в квантовых сверхрешетках. В качестве примера рассмотрим классическую сверхрешетку на основе слоев GaAs с $d=250 \text{ \AA}$, $n \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\tau = 3 \cdot 10^{-14} \text{ с}$, $\epsilon_p = 13$, $T = 300 \text{ К}$. Толщиной диэлектрика, разделяющего полупроводниковые слои, будем пренебрегать. Характерное поле, при котором нелинейность сильная, $E_s \sim 30 \text{ кВ/см}$, длина затухания волны накачки при $\omega_1 = 10^{12} \text{ с}^{-1}$ $\lambda_3 \approx 2,3 \text{ см}$. На рис.3 приведена зависимость коэффициента усиления сигнала $K_1 = |E_3(x)/E_3(0)|$ для распадного процесса (1) с $n=2$ при $\omega_2 \approx \omega_3 = 2 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ и длине взаимодействия $x = 0,6 \text{ см}$.

При $\omega_2 \ll \omega_3$ помимо усиления сигнала существенный интерес представляет преобразование вниз по частоте. Соответствующие коэффициенты $K_2 = |E_3(x)/E_3(0)|$ и $\eta = |E_2(x)/E_3(0)|$ при $\omega_2 = 2 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $\omega_3 = 10^{11} \text{ с}^{-1}$ и длине взаимодействия $x = 2,3 \text{ см}$ приведены там же.



Р и с. 3. Коэффициенты усиления K и преобразования η в зависимости от амплитуды волны накачки $|E_1|$

Параметрическое усиление и генерация гармоник накачки.

Параметрическое усиление n -й гармоники, имеющее место в условиях сильной нелинейности системы, определяется распад-ной неустойчивостью $2n$ -порядка и соответствует параметрическому резонансу $2n$ -порядка. Этот процесс можно предста-вить как виртуальное слияние $2n$ квантов накачки и последую-щий их индуцированный распад на два кванта с частотой $n\omega_0$ каждый. Параметрическая генерация гармоники носит гибри-дный характер. Она включает связанную обычную генерацию гармоники — ток (6) — и ее последующее непрерывное пара-метрическое усиление указанного выше типа (второе слагае-мое в соотношении (3)).

Решая волновое уравнение (11) для n -й гармоники накач-ки в приближении медленно меняющейся амплитуды с гранич-ным условием $|E_2(x=0)| = E_0$, получим

$$E_2(x, t) = \left\{ \delta |E_1| + [E_0 \exp(i\varphi_0) - \delta |E_1|] \exp(-\kappa'_2 x) \operatorname{ch} \pi x + \right. \\ \left. + e^{-1} [(p_2 - \kappa'_2 \delta) |E_1| + [p_1 \exp(-i\varphi_0) - i \Delta k \exp(i\varphi_0)] E_0] \right\}$$

$$= \exp(-\kappa'_2 z) \operatorname{sh} \alpha z \left\{ \exp \left\{ -i \left[\omega_2 t - \kappa \kappa'_2 z - \alpha \delta_1(0) \right] \right\} \right\}, \quad (19)$$

$$\alpha = \sqrt{|\beta_1|^2 - (\Delta \kappa)^2}, \quad \delta = [\beta_1 \beta_2^* + \beta_3 (\kappa'_2 - i \Delta \kappa)] / [(\kappa'_2)^2 - \alpha^2], \quad (20)$$

где $\omega_2 = n \omega_1$; $\Delta \kappa = \kappa \kappa'_1 - \kappa'_2$; $\varphi_0 = \delta_2(0) - \delta_1(0)$; $\delta_{1,2}(0)$ — начальные фазы волны накачки и сигнала при $z=0$. Пространственный инкремент гармоники $\alpha = k_2 z - \kappa'_2 z$. Решение (20) подробно исследовано в работе [7]. При $\beta_1 = 0$, $\beta_3 \neq 0$ оно описывает обычную генерацию гармоники; при $\beta_1 \neq 0$, $\beta_3 = 0$ — ее параметрическое усиление; при $E_1 = 0$, $\beta_{1,3} \neq 0$ — параметрическую генерацию гармоники, которая при $\alpha > 0$ имеет экспоненциально нарастающий характер. Последний случай представляет наибольший интерес. В отсутствие поглощения при $\Delta \kappa = 0$ параметрическая генерация гармоник преобладает над параметрическим усилением ее граничного значения при $|\beta_3/\beta_1| > E_0/|E_1|$. В качестве примера рассмотрим параметрическую генерацию третьей гармоники ($n=3$). В квантовой сверхрешетке при $d = -200 \text{ \AA}$, $\lambda_2 = 2 \text{ мм}$, $|E_1| = 250 \text{ В/см}$ ($q_1 = 2,43$) имеем

$$\beta_1 \approx i \frac{\omega_0^2}{\omega_2} \frac{0,02}{\sqrt{\epsilon_r + 0,04(\omega_0/\omega_2)^2}}, \quad \beta_3 \approx 0,15 \beta_1. \quad (21)$$

Следовательно, в этом случае параметрическая генерация третьей гармоники превышает параметрическое усиление ее граничного значения при $E_1 < 3,5 \text{ В/см}$, а обычную генерацию — с расстояний

$$z \approx 5 \left(\frac{\sqrt{\epsilon_r} \omega_2}{\omega_0} \right)^2 \lambda_2 / \sqrt{\epsilon_r}$$

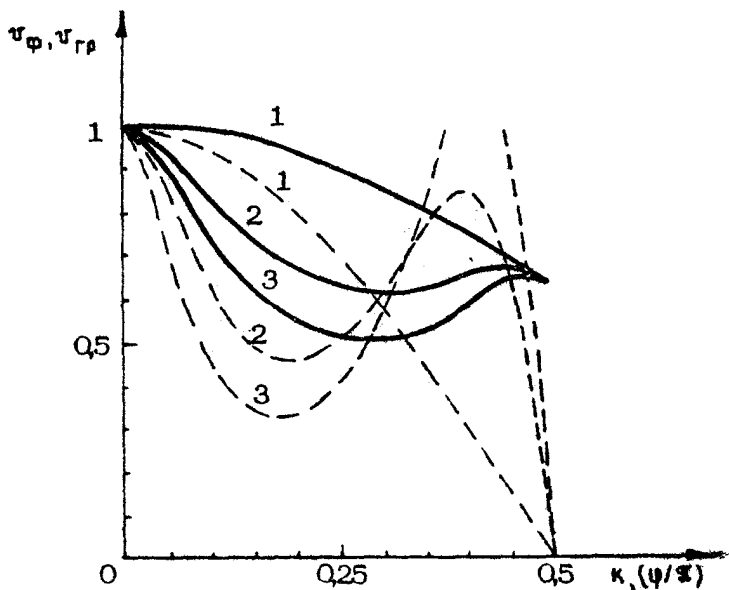
Величины того же порядка имеют место и в классических сверхрешетках. Так, для сверхрешетки из GaAs с приведенными выше параметрами на длине взаимодействия $z=1 \text{ см}$ коэффициент преобразования в третью гармонику составляет десятки процентов.

“Взрывная” неустойчивость. Как уже указывалось выше, нелинейные восприимчивости сверхрешетки — немонотонные функции амплитуд полей. Возможна ситуация, когда с уменьшением амплитуды накачки (за счет ее поглощения или преобразования) и (или) увеличением амплитуды сигнала они растут. В этих случаях амплитуда сигнала растет быстрее, чем

во экспоненциальному закону. При определенных условиях ее рост может принимать взрывной характер. Такое поведение реализуется, например, в областях "линейного" усиления [6]. На их границах в приближении заданного поля накачки $\epsilon_3(x) = \epsilon_3(0) / \sqrt{1 - x/x_0}$, $x_0^{-1} \sim \epsilon_3(0)$ - точка взрыва.

2. УДАРНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В КЛАССИЧЕСКИХ СВЕРХРЕШЕТКАХ

При распространении электромагнитных волн в линии передачи, заполненной классической сверхрешеткой - нелинейной реактивной средой, при определенных условиях происходит обогащение их спектры и возможно образование ударных электромагнитных волн [8]. В том случае, когда высокочастотные потери велики и относительно мало влияние дисперсии, изменение всех величин, характеризующих волну, происходит аperiodически [9]. При наличии сильной дисперсии и малых высокочастотных потерь при сильной нелинейности среды фронт ударной волны имеет осцилляторный характер [9,10]. Классическая сверхрешетка представляет собой сильно нелинейную реактивную среду, сохраняющую функциональную связь между поляризацией и полем и имеющую малые потери и слабую дисперсию вплоть до частот субмиллиметрового диапазона [1]. Поэтому в линиях передачи, заполненной классической средой, без дисперсии (полосковая линия и т.п.) возможно образование резких перепадов тока и напряжения с длительностью фронтов порядка 10^{-12} с, а при наличии дисперсии, связанной с конструкцией линии передачи, генерация ВЧ-колебаний с периодом того же порядка. Возможность эффективной генерации ВЧ-колебаний - преобразования видеоимпульса в радиоимпульс при его распространении в LC-цепочке с перекрестными емкостными связями - исследовалась численными методами [11]. Такая модель линии передачи удобна как для численных расчетов, так и при практической реализации необходимых дисперсионных закономерностей [12]. На рис.4 показана зависимость фазовой v_ϕ (сплошные линии) и групповой v_{gr} (пунктир) скоростей от сдвига фазы на одну ячейку φ/π (или безразмерного волнового числа k) в зависимости от величины перекрестной связи. Процесс формирования ударной волны показан на рис.5. На входе линии (на первой ячейке) задавался плавный перепад напряжения (длительностью Δt) и с помощью

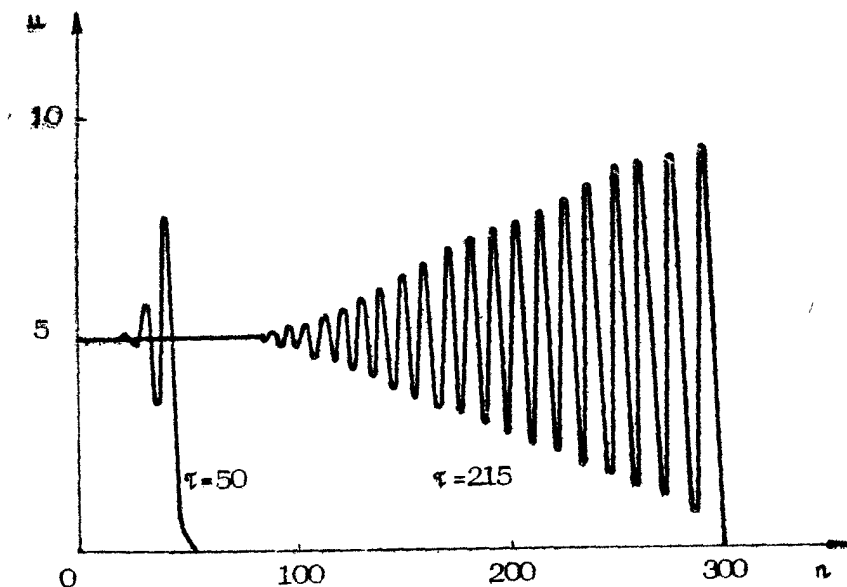


Р и с. 4. Фазовая v_{ϕ} и групповая v_{gr} скорости в зависимости от волнового числа k (v_{ϕ} - сплошная линия, v_{gr} - штриховая линия). Значение параметра перекрестной связи γ : 1 - $\gamma=0$; 2 - $\gamma=0,25$; 3 - $\gamma=0,5$

ЭВМ моделировалось распространение волны в линии с нелинейными параметрами. На рис.5 приведено распределение напряжения по линии для двух моментов безразмерного времени τ ($\tau = t / \sqrt{LC}$) при напряжении u_0 и параметрах линии, обеспечивающих выполнение соотношения

$$v_{gr}(\omega) \leq v_p(u_0) \leq v_{\phi}(\omega). \quad (22)$$

При выполнении условия (22) происходит эффективная "раскачка" колебаний на частоте $\omega = \psi v_{\phi} / \pi L$. Условие (22) очевидно из задачи о возбуждении волн бегущим источником в линейной системе. Для эффективности возбуждения, во-первых, необходим фазовый синхронизм источника ($v_{\phi}(\omega) \approx v_p$ - в нашем случае скорость ударной волны) и, во-вторых, возмущение должно отставать от источника ($v_{gr}(\omega) \leq v_p$). Очевидно, что в стационарном режиме амплитуда осцилляций и длительность фронта ударной волны определяются высокочастотными потерями. Отметим некоторые особенности ударных волн, свя-



Р и с. 5. Профиль ударной волны в различные моменты времени. Значения параметров: $d/2r_d \approx 9$; $\gamma = 0,25$; сопротивление потерь $R\sqrt{\epsilon}/L = 100$; начальная длительность перепада $\Delta\tau \approx 10$

занные с конкретным видом нелинейности и диссипации в классической сверхрешетке. При достаточно большом скачке поля значительная часть периода осцилляций протекает в квазилинейном режиме, поскольку поляризация сверхрешетки (функция Ланжевена) быстро насыщается с ростом поля. Поэтому только первые, самые глубокие осцилляции фронта несинусоидальны и имеют колоколообразный вид. Другая особенность связана с эффектом просветления сверхрешетки в сильном поле. Благодаря просветлению колебания около большого среднего напряжения слабо затухают, и фронт ударной волны может иметь десятки осцилляций (см. рис.5). Изменяя величину перекрестных связей и величину скачка напряжения, а следовательно и v_p , можно менять частоту, на которой выполняется условие (22), и соответственно частоту заполнения. Это следует из машинного эксперимента.

Л и т е р а т у р а

1. Белянцев А.М., Романов Ю.А. Нелинейные высокочастотные свойства "классических" полупроводниковых слоев и сверхрешеток. – Наст. сборник, с.158–173.
2. Романов Ю.А. Нелинейные высокочастотные свойства квантовых полупроводниковых слоев и сверхрешеток. – Наст. сборник, с.63–77.
3. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е. Супергетеродинальное усиление ультразвука в полупроводниках. – Письма в ЖЭТФ, 1970, т.11, с.421–424.
4. Орлов Л.К., Романов Ю.А. Распадная неустойчивость электромагнитных волн в сверхрешетках. – Изв. вузов. Радиоп физика, 1980, т.23, №12, с.1421–1427.
5. Орлов Л.К., Романов Ю.А. Параметрическое смещение электромагнитных волн в сверхрешетках. – Изв. вузов. Радиоп физика, 1982, т.25, №6, с.702–707.
6. Орлов Л.К., Романов Ю.А. Нелинейное взаимодействие электромагнитных волн в сверхрешетках. – Изв. вузов. Радиоп физика, 1982, т.25, №5, с.570–577.
7. Романов Ю.А. Параметрическое преобразование частоты вверх в сверхрешетках. – Изв. вузов. Радиоп физика, 1980, т.23, №5, с.617–625.
8. Гапонов А.В., Островский Л.А., Фрейдман Г.И. Ударные электромагнитные волны. – Изв.вузов. Радиоп физика, 1967, т.10, №9–10, с.1376–1413.
9. Белянцев А.М., Гапонов А.В., Фрейдман Г.И. О структуре фронта ударных электромагнитных волн в линиях передачи с нелинейными параметрами. – ЖТФ, 1965, т.35, №4, с.677–689.
10. Фрейдман Г.И. О зависимости структуры фронта ударных электромагнитных волн в двухпроводных линиях передачи от дисперсионной характеристики системы в линейном приближении. – Изв. вузов. Радиоп физика, 1963, т.6, №3, с.536–550.
11. Белянцев А.М., Шашкин В.И. Осцилляции фронта ударной волны в линии передачи с классической сверхрешеткой. – В сб.: Плазма и неустойчивости в полупроводниках: Тез.докл. 5-го симпоз. Вильнюс, 1983, с.113–114.
12. Белянцев А.М., Гапонов А.В., Загрядский Е.В. Замедляющая система типа "встречные штыри" для усилителей с бегущей волной. – Радиотехника и электроника, 1959, т.4, №3, с.505–516.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие.....	3
М.И.Овсянников, В.А.Толомасов. Субмикронные эпитаксиальные слои и многослойные структуры крем- ния (Метод молекулярной эпитаксии).....	5
О.А.Кузнецов, В.И.Пискарев. Периодические струк- туры $\text{Ge-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$. Газовый гидридный метод выра- щивания и электрофизические исследования.....	20
Е.С.Боровицкая, С.В.Гапонов, В.М.Генкин, Б.М.Лус- кин, Н.Н.Салашенко. Сверхтонкие пленки полупровод- ников и многослойные структуры. Метод получения, теоретические и экспериментальные исследования.....	38
В.Н.Богомолов, Т.М.Павлова. Отрицательная диф- ференциальная проводимость в трехмерных кластерных сверхрешетках теллура.....	53
Ю.А.Романов. Нелинейные высокочастотные свой- ства квантовых полупроводниковых слоев и сверхре- шеток.....	63
А.А.Игнатов, В.И.Шашкин. Высокочастотная кине- тика носителей тока и неустойчивость волн простран- ственного заряда в полупроводниковых сверхрешет- ках.....	78
А.Я.Шик, Ю.В.Шмарцев. Полупроводниковые при- боры на основе тонкопленочных гетероструктур.....	90
А.А.Кальфа, А.С.Тагер. Гетероструктуры с селек- тивным легированием и их применение.....	104
В.И.Рыжий, В.А.Федирко, И.И.Хмырова. Высоко- частотные свойства биполярных транзисторных струк- тур в баллистическом режиме.....	132
М.Н.Дроздов, А.А.Игнатов. О квазibalлистичес- ком протекании тока в n^+-n-n^+ -структурах в сла- бых электрических полях.....	149
А.М.Белянцев, Ю.А.Романов. Нелинейные высоко- частотные свойства "классических" полупроводниковых слоев и сверхрешеток.....	158
Р.С.Бразис. Диэлектрические свойства и плазмен- ный резонанс периодической структуры полупровод- ник - диэлектрик в постоянном магнитном поле.....	174
А.М.Белянцев, Л.К.Орлов, Ю.А.Романов, В.И.Шашкин. Параметрические и нелинейные взаимодействия волн в полупроводниковых сверхрешетках.....	185

УДК 621.382

Субмикронные эпитаксиальные слои и многослойные структуры кремния (Метод молекулярной эпитаксии). Овсянников М. И., Толмачев В. А. - В кн.: Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с.5.

Исследовано влияние поверхностной сегрегации легирующих примесей при получении тонких слоев кремния на формирование переходных областей. Экспериментально показана возможность выращивания многослойных эпитаксиальных структур кремния с субмикронными слоями оптимизацией условий роста и легирования слоев в методе молекулярной эпитаксии. Ил. 5, табл. 2, список лит. 12 назв.

УДК 621.382

Периодические структуры $\text{Ge}-\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$. Газовый гидридный метод выращивания и электрофизические исследования. Кузнецов О. А., Пискарев В. И. - В кн.: Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с.20.

Описана технология выращивания периодических структур $\text{Ge}-\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ с ультратонкими (до 40 Å) слоями методом газовой (гидридной) эпитаксии. Данные электронно-микроскопического и рентгенодифракционного анализа указывают на четкую периодичность композиционного состава и наличие сверхрешеточного потенциала. ВАХ структур с малым (~80 Å) периодом в диапазоне температур 77-4,2 К имеют явно выраженный N-образный характер. На основе статической ОДП получена низкочастотная ($f \sim 1$ МГц) генерация электромагнитных колебаний в контуре с сосредоточенными реактивными элементами. Обнаружено, что высокочастотная проводимость структур в диапазоне частот до 10 ГГц зависит от постоянного поля в структуре в соответствии с особенностями статической ВАХ. Ил. 7, список лит. 15 назв.

УДК 621.315.592

Сверхтонкие пленки полупроводников и многослойные структуры. Метод получения, теоретические и экспериментальные исследования. Боровицкая Е. С., Гапонов С.В., Генкин В. М., Лускин Б. М., Салашенко Н.Н. - В кн.: Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с.38.

Обсуждаются преимущества метода лазерного напыления сверхтонких пленок полупроводников: стабильность наносимых за один импульс слоев и высокая скорость роста, обеспечивающая сплошность слоев при толщине, близкой к мономолекулярной. Приведены результаты исследования структурного совершенства, спектра оптического поглощения и статических ВАХ многослойных структур – квантовых сверхрешеток. Изложены результаты теоретических исследований статической ВАХ и высокочастотных свойств полупроводниковых сверхрешеток. Ил. 5, табл. 2, список лит. 15 назв.

УДК 621.382

Отрицательная дифференциальная проводимость в трехмерных кластерных сверхрешетках теллура. Богомолов В. Н., Павлова Т. М. – В кн.: Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с.53.

Проведено детальное исследование S- и N-образных ВАХ, обнаруженных на сверхрешетках из кластеров теллура в цеолите типа 1.

При предельном заполнении полостей цеолита NiNaX теллуrom (по 23 атома теллура на полость) проводимость кристалла $\sim 10^{-1} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, а ВАХ имеет вид двух S-образных ветвей. Установлено, что ветвь с набором S-участков имеет электронную природу, времена переключения токов на ее S-участках менее $7 \cdot 10^{-11} \text{ с}$, вторая ветвь имеет тепловую природу.

При заполнении полостей цеолита NdX теллуrom по 16 атомов на полость проводимость кристалла составляет $10^{-2} - 10^{-4} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, а ВАХ имеет вид серии эквидистантных (в зависимости от обратной напряженности электрического поля) N-образных всплесков тока. Показано, что все основные черты ВАХ в виде серии всплесков тока могут быть объяснены в рамках теории электрофононного резонанса. Ил. 4, список лит. 11 назв.

УДК 621.382

Нелинейные высокочастотные свойства квантовых полупроводниковых слоев и сверхрешеток. Романов Ю. А. – В кн.: Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с.63.

Дается обзор нелинейных высокочастотных электрических свойств квантовых полупроводниковых слоев и сверхрешеток. Обсуждены механизмы возникновения эффектов просветления, скачков емкости, релаксационных колебаний тока, статической и динамической отрицательных дифференциальных проводимостей, абсолютной отрицательной проводимости в этих системах. Ил. 4, список лит. 17 назв.

УДК 621.315.592

Высокочастотная кинетика носителей тока и неустойчивость волн пространственного заряда в полупроводниковых сверхрешетках. И г н а т о в А. А., Ш а ш к и н В. И. – В кн.: Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с.78.

В работе исследован спектр волн пространственного заряда в одномерных полупроводниковых сверхрешетках в присутствии сильного электрического поля. Получено выражение для коэффициента диффузии разогретых носителей и исследована его зависимость от постоянного поля при различных значениях параметров сверхрешетки. На основе спектра продольных волн оцениваются характерные частоты неустойчивости в подобных структурах. Обсуждаются пределы применимости квазиклассического описания высокочастотных свойств сверхрешеток. Ил. 1, список лит. 24 назв.

УДК 621.382

Полупроводниковые приборы на основе тонкопленочных гетероструктур. Ш и к А. Я., Ш м а р ц е в Ю. В. – В кн.: Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с.90.

Обсуждаются возможности использования тонкопленочных структур для создания полупроводниковых приборов. Приведен обзор результатов по системам с селективным легированием, лавинным фотодиодом на основе многослойных гетероструктур, полевым транзистором с повышенным быстродействием, гетеролазерам с размерно-квантованными полупроводниковыми слоями. Ил. 4, список лит. 42 назв.

УДК 621.382

Гетероструктуры с селективным легированием и их применение. К а л ь ф а А. А., Т а г е р А. С. – В кн.: Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Горь-

ий: ИПФ АН СССР, 1984, с.104.

Дан обзор последних работ по свойствам и практическому применению гетероструктур с селективным легированием (ГСЛ). Обсуждаются дрейфовые характеристики электронов в ГСЛ в греющих и сильных электрических полях, условия возникновения статической и динамической отрицательной дифференциальной проводимости. Анализируются перспективы применения ГСЛ в высокочастотных полевых транзисторах. Приведены примеры построения новых типов полупроводниковых приборов на ГСЛ. Ил. 13, список лит. 41 назв.

УДК 621.382

Высокочастотные свойства биполярных транзисторных структур в баллистическом режиме. Рыжый В. И., Федирко В. А., Хмырова И. И. - В кн.: Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с.132.

Излагаются результаты расчета и анализа ВЧ-характеристик биполярных транзисторных гомо- и гетероструктур. Рассматриваются транзисторные структуры $n-p-n$ -типа. Предполагается, что движение электронов в базе и коллекторном переходе носит баллистический характер, причем электроны подчиняются кейновскому закону дисперсии в двухзонном приближении. Расчеты основаны на использовании бесстолкновительного кинетического уравнения.

Получены выражения для эффективности переноса ВЧ-тока в базе и эффективности коллектора для транзисторных структур на основе гомопереходов с неоднородно легированной базой и структур с резким гетеропереходом эмиттер - база при однородно легированной базе и различных условиях инжекции электронов через гетеропереход. Анализируются частотные зависимости коэффициентов усиления по току при различных схемах включения транзисторов.

Потенциальные возможности рассматриваемых структур обуславливают их перспективность для применения как в вычислительной технике, так и в технике СВЧ. Ил. 3, список лит. 15 назв.

УДК 621.382

О квазибаллистическом протекании тока в n^+-n-n^+ -структурах в слабых электрических полях. Дроздов М. Н., Игнатов А. А. - В кн.: Многослойные полупроводни-

ковые структуры и сверхрешетки. Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с.149.

В работе предложен простой метод кинетического рассмотрения квазибаллистического протекания тока в субмикронных структурах при низких приложенных напряжениях. Проанализирована размерная зависимость эффективной проводимости короткого (порядка длины свободного пробега носителей) n^+-n-n^+ -диода в квазибаллистическом режиме. Проведено сравнение с ранее исследованными моделями. Ил. 1, список лит. 18 назв.

УДК 621.382

Нелинейные высокочастотные свойства "классических" полупроводниковых слоев и сверхрешеток. Б е л я н ц е в А.М., Р о м а н о в Ю. А. - В кн.: Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с.158.

Найдена нелинейная ВЧ-проводимость тонких полупроводниковых слоев и классических сверхрешеток и их интегральные характеристики - поляризация, емкость, плотность тока в сильных электрических полях, перпендикулярных структуре. Рассмотрено влияние на интегральные характеристики сверхрешеток эффектов экранировки, температурного вырождения и межзонного туннелирования. Ил. 4, список лит. 5 назв.

УДК 621.382

Диэлектрические свойства и плазменный резонанс периодической структуры полупроводник - диэлектрик в постоянном магнитном поле. Б р а з и с Р.С. - В кн.: Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с.174.

Определен тензор эффективной диэлектрической проницаемости классической сверхрешетки полупроводник - диэлектрик в перпендикулярном и параллельном к слоям постоянном магнитном поле в пределе длин волн, намного превышающих период структуры. Обсуждаются особенности дисперсии объемных и поверхностных волн, рассматривается возможность значительного увеличения инкремента амплитуды волн в среде с ОДП за счет плазменного резонанса, обусловленного емкостным поведением одного слоя и индуктивным поведением другого слоя структуры. Список лит. 19 назв.

Параметрические и нелинейные взаимодействия волн в полупроводниковых сверхрешетках. Беляев А. М., Орлов Л. К., Романов Ю. А., Шашкин В. И. - В кн.: Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с.185.

Приведены результаты теоретических исследований параметрической генерации гармоник накачки, процессов распада и слияния волн при распределенном взаимодействии в классических и квантовых сверхрешетках. Показано, что в таких системах возможно эффективное параметрическое преобразование и усиление вплоть до частот субмиллиметрового диапазона длин волн. Найдено, что в линии передачи, заполненной классической сверхрешеткой, при наличии пространственной дисперсии возможно эффективное преобразование видеопульса в радиопульс с высокой частотой заполнения. Ил. 5, список лит. 12 назв.

MULTILAYER SEMICONDUCTOR STRUCTURES AND SUPERLATTICES

A B S T R A C T S

SUBMICRON EPITAXIAL LAYERS AND MULTILAYER SILICON STRUCTURES: MOLECULAR EPITAXY METHODS

Ovsyannikov M.I., Tolomasov V.A.

The influence of the surface segregation of the doping impurities on the formation of transition regions in producing thin silicon layers has been studied. The possibility of growing multilayer epitaxial silicon structures with submicron layers by optimizing the growth and doping conditions in the molecular epitaxy method has been shown experimentally.

PERIODICAL STRUCTURES $\text{Ge-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$. GAS-HYBRID TECHNOLOGY OF GROWTH AND ELECTROPHYSICAL INVESTIGATIONS

Kuznetsov O.A., Piskarev V.I.

The technology of growth of periodical structures $\text{Ge-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ with ultrathin (down to 40\AA) layers based on gas (hybrid) epitaxy is described. Electron-microscopic and x-ray diffractive analyses show periodicity of the composition and existence of a superlattice potential. Current-voltage characteristics (CVC) of the structures with small ($\sim 80\text{\AA}$) periods are obviously N-type ones in the temperature range $77 \pm 4,2\text{K}$. Generation of electromagnetic oscillations with frequency $f \sim 1\text{MHz}$ was observed in a lumped resonant circuit containing a structure with N-type characteristics. It was shown that high-frequency (up to 10 GHz) conductivity of the structures de-

depends on the applied constant electric field in accordance with the CVC peculiarities.

ULTRATHIN SEMICONDUCTOR FILMS AND MULTILAYER STRUCTURES: METHOD OF FABRICATION, THEORETICAL AND EXPERIMENTAL STUDIES

Borovitskaya E.S., Gaponov S.V., Genkin V.M.,
Luskin B.M., Salashchenko N.N.

Advantages of the method of laser deposition of ultrathin semiconductor films, which are stability of layers deposited in one pulse and high growth rate (that ensures continuous layers of nearly monomolecular thickness), are discussed. Structural perfection, optical absorption and static current-voltage characteristics (CVC) of multilayer structures (quantum superlattices) are investigated. Static CVC and high-frequency properties of semiconductor superlattices are studied.

NEGATIVE DIFFERENTIAL CONDUCTIVITY OF THREE-DIMENSIONAL Te CLUSTER SUPERLATTICES

Bogomolov V.N., Pavlova T.M.

S- and N-type CVC observed in lattices formed by Te clusters in X-type zeolites are investigated in detail.

When each of the NiNaX zeolite cavities is completely filled with 23 Te atoms, the sample conductivity is about $10^{-10} \text{ohm}^{-1} \text{cm}^{-1}$ while the CVC had two S-type branches. One of them has an electronic nature, with time of current switchings in S-regions within $7 \cdot 10^{-11}$ s. The other branch has a thermal nature.

The conductivity of crystals fabricated by filling the NaX zeolite cavities with 16 Te atoms

lies between 10^{-2} and 10^{-4} $\text{Ohm}^{-1} \text{cm}^{-1}$ and the CVC has the form of a succession of N-type current peaks. It is shown that all the basic features of CVC can be explained in terms of electrophonon resonance.

NONLINEAR HIGH-FREQUENCY PROPERTIES OF QUANTUM SEMICONDUCTOR LAYERS AND SUPERLATTICES

Romanov Yu.A.

Nonlinear high-frequency electric properties of quantum semiconductor layers and superlattices are reviewed. The mechanisms for occurrence of self-transparency effects, capacitance jumps, relaxation oscillations of current, statistical and dynamic negative conductivities and absolute negative conductivity in these systems are discussed.

HIGH-FREQUENCY KINETICS OF CURRENT CARRIERS AND INSTABILITY OF SPACE CHARGE WAVES IN SEMICONDUCTOR SUPERLATTICES

Ignatov A.A., Shashkin V.I.

The spectrum of space charge waves in one-dimensional semiconductor superlattices in a strong electric field is investigated. The diffusion coefficient of hot carriers is found and dependence of the diffusion coefficient on constant field for different superlattice parameter values is studied. Characteristic frequencies of instability in such structures are estimated from the longitudinal wave spectrum. The limits of applicability of a quasi-classical description of superlattices are discussed.

SEMICONDUCTOR DEVICES BASED ON THIN-FILM HETEROSTRUCTURES

Shik A.Ya., Shmartser Yu.V.

Possibilities of using thin-film structures for the creation of semiconductor devices are discussed. Experimental data for selectively doped systems, avalanche photodiodes constructed of multilayer heterostructures, field-effect transistors with increased speed of response, heterolasers with quantum well semiconductor structures are reviewed.

SELECTIVELY DOPED HETEROSTRUCTURES AND THEIR APPLICATION

Kal'fa A.A., Tager A.S.

Recent papers devoted to the properties and application of selectively doped heterostructures (SDH) are reviewed. Electron drift characteristics in SDH in moderate and high electric fields and conditions for occurrence of static and dynamic negative differential conductivity are discussed. Possibilities of the SDH application in high frequency FET are analysed. Some examples of new devices using SDH are given.

HIGH-FREQUENCY PROPERTIES OF BIPOLAR BALLISTIC TRANSISTORS

Ryzhii V.I., Fedirko V.A., Khmyrova I.I.

High-frequency characteristics of bipolar n-p-n transistors based both on homo- and heterostructures are discussed. Electron motion in base and collector junction is assumed to be ballistic. Kane energy spectrum is used in the solution of kinetic collision-free equation. Ununiformly

doped base homojunction transistors and abrupt emitter heterojunction transistors are considered. Current gain frequency dependence is calculated for different circuit configurations.

ON QUASIBALLISTIC CURRENT FLOW IN $n^+ - n - n^+$ STRUCTURES IN WEAK ELECTRIC STRUCTURES

Drozdo M.N., Ignatov A.A.

A simple method of kinetic analysis of quasiballistic current flow in submicron structures at low applied voltage is proposed. Size dependence of the effective conductivity of a short (of the order of the mean free path of carriers) $n^+ - n - n^+$ diode operated in a quasiballistic regime is analyzed. A comparison with the earlier models is performed.

THE NONLINEAR HIGH-FREQUENCY PROPERTIES OF "CLASSICAL" SEMICONDUCTOR LAYERS AND SUPERLATTICES

Belyantsev A.M., Romanov Yu.A.

The nonlinear high-frequency conductivity of thin semiconductor layers and classical superlattices and their effective characteristics (polarization, capacity, current, density in strong electric fields perpendicular to the structure) are found. The influence of the screening effect, temperature degeneration and interband tunneling on the effective characteristics of superlattices is considered.

DIELECTRIC PROPERTIES AND PLASMA RESONANCE OF THE SEMICONDUCTOR- INSULATOR PERIODIC STRUCTURES IN DC MAGNETIC FIELD

Brazis R.S.

The effective dielectric tensor of the classical layered semiconductor-insulator periodic structure is given for the longitudinal and the transverse orientations of dc magnetic field with respect to the direction of periodicity in the long wave limit. The peculiarities of the bulk- and surface electromagnetic mode dispersion are discussed. Significant increase of the wave growth rate in periodic structure with negative differential conductivity is shown to arise under condition of plasma resonance caused by different (capacitive or inductive) behavior of current in neighboring layers in the structure.

PARAMETRIC AND NONLINEAR WAVE INTERACTIONS IN SEMICONDUCTOR SUPERLATTICES

Belyantsev A.M., Orlov L.K., Romanov Yu.A.,
Shashkin V.I.

Parametric generation of pumping harmonics, decay processes and wave coalescence at distributed interaction in classical and quantum superlattices are investigated theoretically. It is shown that effective parametric transformation and amplification up to submillimeter wavelengths are possible in such systems. It is demonstrated that in a transmission line filled with a classical superlattice, effective transformation of videopulse into radiopulse with high filling frequency is possible in the presence of space dispersion.

МНОГОСЛОЙНЫЕ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ
СТРУКТУРЫ И СВЕРХРЕШЕТКИ

Сборник научных трудов

Редактор Н.Н.Кралина
Техн. редактор Р.А.Щепетова
Корректор И.С.Ипагова

МШ 01887. Подписано к печати 17.10.1984г.
Формат 60х90 1/16. Бумага книжно-журнальная.
Усл.печ.л. 13,4. Уч.-изд.л. 10,2. Тираж 500 экз.
Темплан 1984 г. Поз. 2. Цена 1р.50к. Заказ 761.

Отпечатано на ротапринтере в Институте прикладной физики
АН СССР. 603600, г.Горький, ул.Ульянова, 46