

# Усиление терагерцевого излучения на переходах между «лестницами» Ванье – Штарка в сверхрешетках со слабыми барьерами

А.А.Андронов, Е.П.Додин, Д.И.Зинченко, Ю.Н.Ноздрин, А.А.Мармалюк, А.А.Падалица

На основе экспериментальных и численных исследований транспортных свойств и волновых функций электронов в сверхрешетках  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  со слабыми барьерами в сильном электрическом поле продемонстрирована возможность получения перестраиваемого приложенным напряжением терагерцевого лазерного излучения на переходах между лестницами Ванье – Штарка. Рассчитанный коэффициент усиления может достигать  $500\text{ см}^{-1}$ , что в несколько раз больше, чем в существующих квантовых каскадных лазерах терагерцевого диапазона. Это позволяет надеяться на возможность осуществления лазерного излучения в простой полосковой  $n^+$  – сверхрешетка –  $n^+$  – структуре. Такие лазеры, благодаря возможности широкой перестройки и простоте используемых в них сверхрешеток, вполне могли бы конкурировать с каскадными лазерами.

**Ключевые слова:** полупроводниковые сверхрешетки, уровни Ванье – Штарка, инверсия населенностей, отрицательная дифференциальная проводимость, стимулированное электромагнитное излучение, терагерцевый диапазон, коэффициент усиления, потери в полосковом резонаторе, генерация.

## 1. Введение

В 1971 – 1972 гг. были опубликованы работы Казаринова и Суриса [1, 2] с предложениями по созданию лазеров на внутризонных переходах в квантовых ямах полупроводниковых сверхрешеток (СР) [3]. Предлагались два механизма достижения инверсии населенности между уровнями в ямах, первый из которых можно назвать *инжекционным* (область 3 на рис.1). В нем электроны с нижнего уровня одной ямы благодаря приложенному напряжению инжектируются туннельным образом на верхний (третий) уровень в соседней яме, вследствие чего может возникать инверсия населенности между третьим и вторым уровнями в ямах. Во втором механизме – *универсальном* (область 2) – при приложенном напряжении верхний (скажем, второй) уровень в соседней яме оказывается ниже первого (основного) уровня в исходной яме, благодаря чему в условиях квазиравновесного распределения электронов по уровням в ямах между этими уровнями возникает инверсия населенности. Важная особенность второго механизма состоит в изменении частоты перехода при изменении напряжения, что позволяет создать перестраиваемый электрическим полем лазер.

Казаринов и Сурис рассматривали СР со слабосвязанными квантовыми ямами (с «*сильными*» барьерами). В этом случае механизм инверсии населенности, предложенный в [1, 2], присущ неотъемлемый недостаток (что было ясно и авторам этих предложений): инверсия возникает в области статической отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) вольт-амперной харак-

теристики (ВАХ) сверхрешетки (область 3 на зависимости  $J(U)$ , рис.1). Возникновение ОДП обусловлено тем, что с увеличением поля энергетический уровень в соседней яме опускается, а это приводит к уменьшению вероятности перехода на него и к падению тока. Статическая ОДП вызывает неоднородное распределение электрического поля в СР, что затрудняет реализацию подобных лазеров.

Понадобилось два десятилетия, прежде чем авторами [4] было предложено перейти от простой СР к сверхрешетке со сложным периодом – к каскадам, где между ямами находится область релаксации, подавляющая статическую ОДП, но сохраняющая инжекционный механизм инверсии. Так появились квантовые каскадные лазеры, сначала среднего ИК [4], а потом и терагерцевого [5] диапазонов. За 15 лет развития работ по созданию, исследованию и применению каскадных лазеров (см., напр., [6]) были достигнуты впечатляющие результаты и изучены разные возможные схемы таких лазеров. Хотя каскадные лазеры сейчас могут быть изготовлены почти на

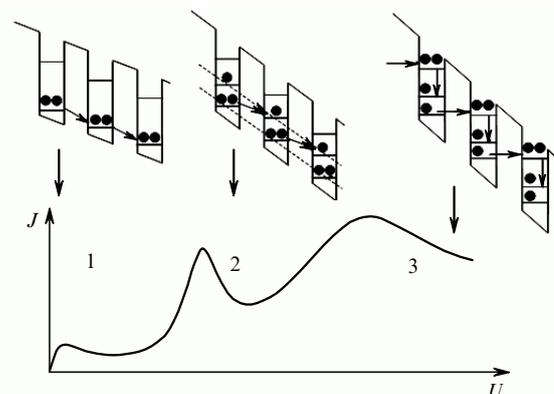


Рис.1. ВАХ, ОДП и механизмы формирования инверсии населенности уровней: 1 – ОДП Эсаки и Тсу [3], инверсия между уровнями отсутствует; 2 – межямная инверсия между первой и второй «лестницами» Ванье – Штарка; 3 – внутриямная инверсия.

А.А.Андронов, Е.П.Додин, Д.И.Зинченко, Ю.Н.Ноздрин. Институт физики микроструктур РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: andron@ipm.sci-nnov.ru, dodin@ipm.sci-nnov.ru, dimazz80@mail.ru, nozdryn@ipm.sci-nnov.ru  
А.А.Мармалюк, А.А.Падалица. ООО «СИГМ ПЛЮС», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3

любую длину волны в диапазоне 3–200 мкм, генерируемая ими длина волны перестраивается лишь в небольших пределах.

В нашей работе мы возвращаемся к рассмотрению универсального лазерного механизма при транспорте в простых СР. Как будет продемонстрировано ниже, при транспорте в СР со «слабыми» барьерами статическая ОДП оказывается подавленной или вообще отсутствует, и этот лазерный механизм становится работоспособным.

Нами исследованы несколько сверхрешеток на основе гетероструктур GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, выращенных методом металлоорганической газофазной эпитаксии (МОСVD), со «слабыми» барьерами, в которых доля алюминия  $x$  составляла 10% – 15% (см. также [7–9]). Мы приводим здесь результаты для двух СР: 426 и 816 см (табл.1). Отметим, что с точки зрения обсуждаемых эффектов важна не структура барьера, а его «мощность» – произведение ширины барьера на долю алюминия. Потому здесь мы называем барьеры слабыми, а не узкими. Они могут быть описаны потенциалом в виде дельта-функции и могут быть изготовлены вполне удовлетворительного качества с использованием МОСVD-технологии.

Первоначальной мотивацией исследований транспорта в СР со слабыми барьерами было намерение реализовать условия, когда на растущем (из-за сильного межминизонного туннелирования, вызванного слабостью барьеров) участке ВАХ (где статической ОДП нет) имеется динамическая ОДП в терагерцевой области в окрестности блоховской частоты  $\Omega = eFd/\hbar$  ( $e$  – заряд электрона,  $F$  – электрическое поле,  $d$  – период СР) [10]. В рамках картины квантовых ям, представленной на рис.1, механизм возникновения динамической ОДП, как и случай ОДП Эсаки и Тсу [3], отвечает переходу между уровнями Ванье – Штарка внутри одной лестницы. Уровни Ванье – Штарка – это те уровни, в которые «превращаются» уровни в ямах при приложении электрического поля. В грубом приближении можно считать, что это уровни в ямах, сдвинутые по энергии на величину падения напряжения между ямами, как показано на рис.1. Уровни в пределах одной лестницы одинаково заселены – все ямы в однородном поле эквивалентны. Поэтому обсуждавшаяся в [10] терагерцевая динамическая ОДП (как и статическая ОДП [3] – случай 1 на рис.1) – это ОДП без глобальной инверсии, ее величина сравнима с ОДП в статическом случае. Инверсия населенности при переходах внутри одной лестницы Ванье – Штарка появляется только в непрямых переходах с изменением импульса вдоль ям сверхрешетки при учете рассеяния [11]. Уровни Ванье – Штарка разных лестниц, которые имеют энергии, относящиеся к разным уровням (минизонам) СР  $i$  (например,  $i = 1$  и  $2$ ),

$$E_{i,l} = \varepsilon_i \pm l\hbar\Omega = \varepsilon_i \pm leFd \quad (1)$$

Табл.1.

СР	$\varepsilon_0$ (мэВ)	$\Delta\varepsilon_1$ (мэВ)	$\varepsilon_1$ (мэВ)	$\varepsilon_{\text{gap}}$ (мэВ)	$\varepsilon_2$ (мэВ)	$\Delta\varepsilon_2$ (мэВ)	$d = w+b$ (Å)	$N$	$F_t$ (кВ/см)
426	3.2	11.2	14.4	7.1	21.3	34.9	185 + 10	100	3.3
816	7.4	9.8	17.2	16.8	33.9	32.5	160 + 20	1000	24.3

Примечание:  $\varepsilon_0$  и  $\varepsilon_1$  – дно и потолок первой минизоны;  $\Delta\varepsilon_1$  – ширина первой минизоны;  $\varepsilon_{\text{gap}}$  – ширина первой запрещенной минизоны;  $\varepsilon_2$  и  $\Delta\varepsilon_2$  – дно и ширина второй минизоны;  $F_t$  – характерное электрическое поле туннелирования через первую запрещенную минизону;  $N$  – число периодов.

(где  $l = 0, 1, 2, \dots$  – номер ямы), заселены по-разному. Поэтому между этими лестницами можно создать инверсию. Между лестницами существует оптический переход, и возможен обычный лазерный эффект. Величина ОДП и коэффициент усиления электромагнитного излучения на этом переходе могут быть не малы, поскольку, благодаря слабым барьерам, волновые функции на лестницах делокализованы, и межлестничный матричный элемент перехода (матричный элемент перехода между разными уровнями разных ям) и при большом изменении номера ямы ( $l = 2, 3, \dots$ ) может быть большим. Частота переходов  $\omega$  перестраивается приложенным электрическим полем  $F$  так же, как и блоховская частота  $\Omega = eFd/\hbar$ :  $\omega = (\varepsilon_i - \varepsilon_j)/\hbar \pm \Delta l\Omega$ . Здесь  $\varepsilon_i, \varepsilon_j$  – энергии уровней разных лестниц ( $i \neq j$ ), а  $\Delta l$  – изменение номера ямы при оптическом переходе ( $\Delta l = 2, 3, \dots$ ).

## 2. Вольт-амперные характеристики сверхрешеток со слабыми барьерами и ванье-штарковские эффекты

В наших экспериментах исследованы несколько СР со слабыми барьерами (см. также [7–9]). Мы приведем здесь результаты для двух из исследованных нами сверхрешеток GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As: с периодом  $d = 196$  Å (СР426: яма 181 Å, барьер 15 Å, число периодов  $N = 100$ ) и с  $d = 181$  Å (СР816: яма 160 Å, барьер 20 Å, число периодов  $N = 1000$ ). В отсутствие электрического поля электронный спектр в СР представляет собой совокупность минизон (их параметры см. в табл.1). Доля алюминия в обеих сверхрешетках  $x = 10\% - 15\%$ . Сверхрешетки специально не легировались, и концентрация электронов в них составляла  $\sim 5 \times 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Период СР был определен на основе данных рентгеноструктурных исследований. Для оценки характера ВАХ в СР со слабыми барьерами нами было проведено численное моделирование ВАХ СР методом Монте-Карло с использованием простой квазиклассической модели (см. также [10]). В этой модели когерентные процессы – межминизонное туннелирование с характерным полем  $F_t$  и брэгговские отражения на границах зоны Бриллюэна СР – рассматривались как процессы рассеяния. Такой подход игнорирует фазовые соотношения электрона при блоховских колебаниях. Модель, по-видимому, дает усредненную (по эффектам Ванье – Штарка) ВАХ. На рис.2 показаны результаты моделирования ВАХ для параметров, соответствующих СР816 при частоте упругого рассеяния  $\nu_l = 10^{12}$  с<sup>-1</sup>.

В области слабых полей ( $F \ll F_t$ ), когда межминизонное туннелирование еще несущественно и транспорт ограничен одной минизонной, на ВАХ имеется падающий участок (как в случае, рассмотренном в [3]). Эта область полей подробно обсуждается в [9]. При полях с напряженностью  $F \approx (0.3 - 0.5)F_t$  начинается монотонный рост тока, вызванный ростом межминизонного туннелирования. При этом имеет место сублинейный рост средней энергии электронов, т. е. рост электронной температуры, и увеличение рассеяния на оптических фононах из-за появления электронов во второй и высших минизонах. На экспериментальных ВАХ (рис.3, детали измерений см. в [8, 9]) в области растущего тока обнаружены регулярные особенности («плечи»), которые повторяются при напряжениях  $U \sim 35N/(en)$  мэВ (здесь  $n = 4, 3, 2, \dots$ ).

Плечи более выражены для зависимости производной  $dI/dU$  от ВАХ по электрическому полю (см. ниже).

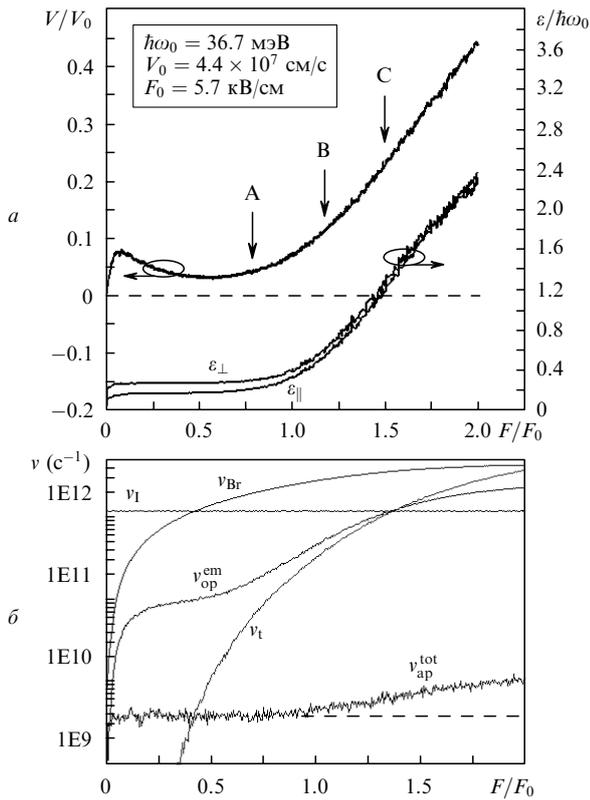


Рис.2. Результаты численного моделирования транспорта электронов в CP816 методом Монте-Карло:  $V(F)$  – средняя скорость электронов,  $\epsilon_{||}$  и  $\epsilon_{\perp}$  – средние продольная и поперечная энергии электрона (a);  $\nu_{op}$  – частота рассеяния на продольных оптических фононах (с излучением),  $\nu_{ap}$  – частота рассеяния на акустических фононах (полная),  $\nu_1$  – частота интерфейсного рассеяния,  $\nu_{Br}$  – частота брэгговских отражений от края зоны Бриллюэна,  $\nu_t$  – частота туннелирования электронов,  $\hbar\omega_0$  – энергия оптического фонона (б). Стрелками А, В и С отмечены положения «плеч» (обусловленных квантованием Ванье–Штарка) на экспериментальных ВАХ.

Мы связываем наблюдаемые регулярные особенности, проявляющиеся на фоне экспоненциально нарастающего нерезонансного зинеровского тока (качественно описывается результатами расчета ВАХ методом Монте-Карло), с резонансным туннелированием электронов между уровнями Ванье–Штарка, принадлежащими разным лестницам и центрированными на отстоящих друг от друга на несколько периодов CP квантовых ямах. Для

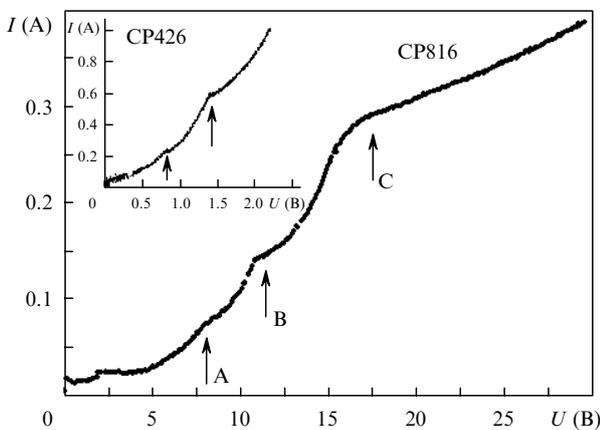


Рис.3. ВАХ CP816 и CP426. Предполагаемые области терагерцевого усиления расположены вблизи «плеч» на ВАХ – резонансов туннелирования между уровнями Ванье–Штарка 1–2(4) (А), 1–2(3) (В) и 1–2(2) (С) (обозначения резонансов см. в разд.3).

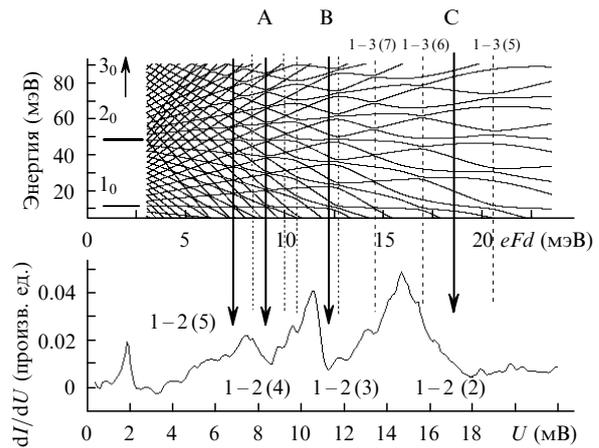


Рис.4. Рассчитанные зависимости положения уровней Ванье–Штарка от электрического поля (вверху) и первая производная от ВАХ для CP816 (внизу). Сплошные вертикальные стрелки объединяют антикроссинги уровней 1–2( $n$ ), штриховые – антикроссинги уровней 1–3( $n$ ).

подтверждения такой интерпретации мы сопоставили положение особенностей на производной от ВАХ по полю с рассчитанными электрическими полями, которые соответствуют местам пересечения (антикроссингам) уровней Ванье–Штарка, принадлежащих разным лестницам (рис.4, см. также [8]). Как видно из веерной диаграммы (рис.4), совокупности антикроссингов (вертикальные линии А, В, С) рассчитанных уровней Ванье–Штарка приходятся на участки между максимумами и минимумами производной от ВАХ. Так, особенность ВАХ в окрестности энергии  $eFd \approx 12.5$  мэВ, отвечающая совокупности антикроссингов группы В, обусловлена резонансным туннелированием электронов между уровнями первой, второй и третьей минизон, причем переходы между первой и второй минизонами происходят через две ямы в третью (обозначение 1–2(3)), переходы между уровнями второй и третьей минизон – через четыре ямы в пятую (2–3(5)), а переходы между уровнями первой и третьей минизон – через семь ям в восьмую (1–3(8)). Ситуация аналогична и для антикроссингов А, с той лишь разницей, что электроны туннелируют через большее число периодов: 1–2(4), 2–3(7) и 1–3(11) соответственно. Полученное из сопоставления расчетов антикроссингов и особенностей на ВАХ «дальнее» туннелирование электронов в CP со слабыми барьерами – это проявление существенной делокализации волновых функций в электрическом поле на несколько периодов. Такая делокализация обеспечивает значительную величину дипольного момента перехода электронов между лестницами Ванье–Штарка и коэффициента усиления излучения при переходах между лестницами.

### 3. Расчет коэффициента усиления

На рис.5 приведен потенциальный рельеф CP в постоянном электрическом поле при напряжении, несколько большем напряжения в окрестностях антикроссингов группы В – резонанса между первым уровнем (1) в  $n$ -й яме и вторым уровнем (2) в яме  $n + 3$  (обозначение 1–2(3)). Электроны, локализованные («центрированные») в  $n$ -й квантовой яме первой лестницы Ванье–Штарка, при взаимодействии с электромагнитным излучением способны, поглощая кванты  $\hbar\omega_1$  или  $\hbar\omega_2$ , переходить вверх

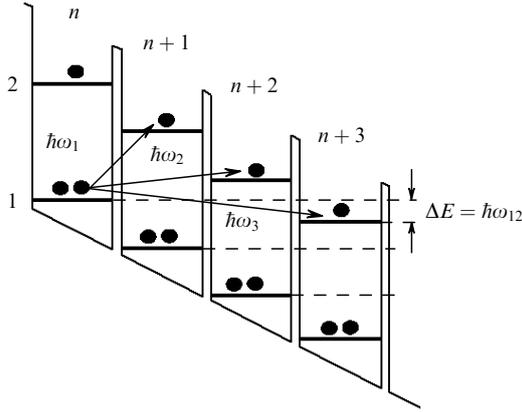


Рис.5. Потенциальный рельеф CP в постоянном электрическом поле  $F$  при напряжении, несколько большем резонансного (В), и переходы с поглощением ( $\hbar\omega_1$ ,  $\hbar\omega_2$ ) и усилением ( $\hbar\omega_3$ ).

на уровни второй лестницы Ванье–Штарка, локализованные в квантовой яме  $n+1$  или  $n+2$ , а, испуская квант  $\hbar\omega_3$ , переходить вниз на уровни второй лестницы ямы  $n+3$ . Возможны, конечно, и переходы вниз по потенциалу на уровень второй лестницы, локализованный на ямах  $n+4, \dots$ , но они имеют относительно высокую частоту по сравнению с переходами на частотах  $\omega_2$  и  $\omega_3$ . Поэтому мы не будем сейчас их учитывать, как и переходы вверх с уровня первой лестницы Ванье–Штарка в  $n$ -й яме на уровень второй лестницы в яме  $n+1$ . И конечно, по той же причине (относительно высокие частоты переходов) мы не будем учитывать и переходы вверх («назад») по потенциалу.

Из (1) следует, что энергия  $j$ -го уровня Ванье–Штарка в яме  $l+n$  есть  $\varepsilon_{j,l+n} = \varepsilon_{j,0} \pm (l+n)eFd$ . Частота перехода между уровнем первой лестницы в  $n$ -й яме и уровнем второй, отстоящим на  $n$  периодов, есть  $\omega_n = (\varepsilon_{1,l+n} - \varepsilon_{2,l})/\hbar = (neFd - \Delta)/\hbar$ , где  $n=3$  для переходов 1–2(3) (В) и  $n=2$  для переходов 1–2(2) (С),  $\Delta = \varepsilon_{20} - \varepsilon_{10}$ . Уровни Ванье–Штарка первой и второй лестниц, локализованные в одной яме, для CP816 отстоят друг от друга на величину  $\Delta$ , чуть большую энергии оптического фонона  $\hbar\omega_0 \approx 37$  мэВ (см. табл.1). Поэтому при не слишком больших электрических полях населенность второго уровня в яме (т.е. населенность второй лестницы Ванье–Штарка) значительно меньше населенности первого, т.е. уровней первой лестницы. В этом случае переходы на рис.5 между уровнями ям  $n$  и  $n+2$  не инвертированы и соответствуют поглощению, тогда как переход между уровнями ям  $n$  и  $n+3$  инвертирован и соответствует усилению.

Отношение населенностей уровней лестниц – это отношение населенностей уровней в ямах  $n_1$  и  $n_2$ . Полагая распределение электронов по уровням в ямах в поперечном к оси CP направлении равновесным с поперечной электронной температурой  $T_{e\perp}$ , для отношения населенности уровней получим:  $n_2/n_1 = \chi = \exp(-\Delta/kT_{e\perp})$ . Температуру  $T_{e\perp}$  можно для оценок приравнять поперечной к оси CP электронной энергии  $\varepsilon_{\perp}$ , полученной в результате расчетов методом Монте-Карло (см. рис.2). В случае полей, соответствующих ситуации на рис.5,  $T_{e\perp} \approx 100$  К. В результате для отношения населенностей уровней Ванье–Штарка второй ( $n_2$ ) и первой ( $n_1$ ) лестниц  $\chi \approx \exp(-4) \ll 1$ . Таким образом, при вычислении коэффициента усиления и поглощения в этом случае мы можем приближенно считать, что вторая лестница Ванье–Штарка не заселена. Коэффициент усиления/поглощения электромаг-

нитной волны  $\alpha_l$  при переходах между уровнями лестниц для поляризации электромагнитной волны поперек слоев CP можно записать стандартным образом, считая, что каждый переход – это переход в двухуровневой системе (см., напр., [12]). Для расчета коэффициента усиления (поглощения) на каждом переходе с изменением номера ямы на  $l$  периодов необходимо знать матричный элемент  $Z$  координаты поперек слоев для такого перехода, относительную разность населенностей уровней лестниц  $\Delta n = (n_1 - n_2)$ ,  $(n_1 + n_2) = 1$ , полную плотность электронов в ямах  $n_0$  (в  $\text{см}^{-2}$ ), погонное число ям  $N_w$  (в  $\text{см}^{-1}$ ) и уширение перехода (частоту столкновений)  $\nu$ . В результате выражение для коэффициента усиления (поглощения) можно привести к следующему виду:

$$\alpha_l = \frac{4\pi\sigma}{c\sqrt{\varepsilon_0}} = \frac{4\pi e^2 N_w n_0 \Delta n f}{2mc\sqrt{\varepsilon_0}} \frac{\nu}{(\omega - \omega_k)^2 + \nu^2} = \frac{2\pi e^2 N_0 \Delta n f}{mc\sqrt{\varepsilon_0}} \frac{\nu}{(\omega - \omega_k)^2 + \nu^2}. \quad (2)$$

Здесь  $\sigma$  – объемная отрицательная проводимость;  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость CP;  $N_0$  – объемная концентрация электронов;  $\Delta n = (1 - \chi)/(1 + \chi)$  – относительная разность населенностей уровней первой и второй ванье-штарковских лестниц;  $\omega_k$  – частота перехода;  $m$  – эффективная масса;  $c$  – скорость света. В приближении электронной температуры в ямах, как уже обсуждалось выше,  $\chi = \exp(-\Delta/kT_{e\perp})$ . Частота перехода между уровнями  $\omega_k$  зависит от приложенного напряжения. «Сила осциллятора» перехода между уровнями  $f_l = 2mZ_l^2 \omega_k/\hbar$  определяется матричным элементом координаты  $Z_l(F) = \int \psi_l(z, F) z \psi_{l+1}^*(z, F) dz$ , где  $\psi_l(z, F)$ ,  $\psi_{l+1}(z, F)$  – волновые функции электронов. Отметим, что в исследуемых CP со слабыми барьерами, где туннелирование электронов возможно между отстоящими на несколько периодов ямами, матричный элемент координаты вблизи резонансов может значительно превышать период CP. При отстройке от резонанса матричный элемент уменьшается, оставаясь, тем не менее, достаточно большим вследствие «слабости» барьеров. Это продемонстрировано на рис.6, где представлена зависимость матричного элемента  $Z_{ij}$  от электрического поля, полученная на основе расчета волновых функций Ванье–Штарка для структуры CP816. Отметим, что в данном случае в расчетах учитывались только две минизоны – два уровня в ямах (расчет этих же матричных элементов с учетом трех минизон – трех уровней – приведен в работе [7]).

Рассмотрим далее две группы переходов в окрестностях антикроссингов В и С (1–2(3) и 1–2(2) соответственно). Здесь мы не принимаем во внимание другие возможные переходы либо по причине малости их матричного элемента (например, переходы 1–2(4)) либо из-за большого различия частот (например, переходы 1–2(1)). В этом случае выражение для полного коэффициента усиления/поглощения при изменении энергии  $eFd$  в окрестностях резонансов В и С можно записать следующим образом:

$$\alpha = \alpha_{1-2(3)} + \alpha_{1-2(2)} = \alpha_3 + \alpha_2,$$

где

$$\alpha_{2,3} = \frac{2\pi e^2 N_0 \Delta n f_{2,3}}{mc\sqrt{\varepsilon_0}} \frac{\nu}{(\omega_{2,3} - \omega)^2 + \nu^2}. \quad (3)$$

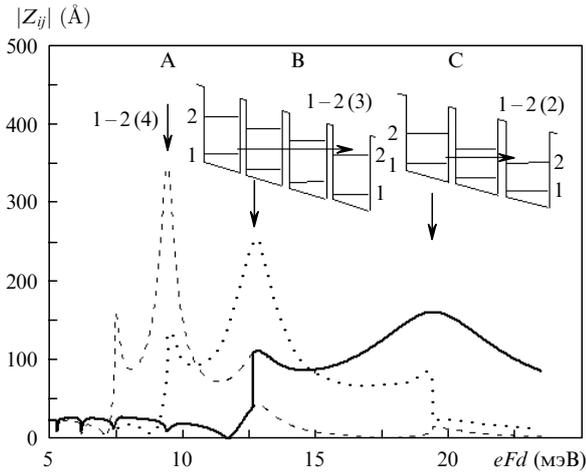


Рис.6. Рассчитанная зависимость матричных элементов  $Z_{ij}$  от энергии электрического поля. Штриховые (А), пунктирные (В) и сплошные (С) кривые соответствуют переходам 1–2(4), 1–2(3) и 1–2(2). А, В, С – резонансные переходы между первым и вторым уровнями Ванье – Штарка, расположенными в квантовых ямах, разнесенных на 4, 3 и 2 периода соответственно.

В этих выражениях уже  $\Delta n \neq 1$ , поскольку при значениях полей в окрестностях резонансов В и С электронная температура становится примерно равной энергии оптического фотона. Найдя поперечную энергию из расчетов, представленных на рис.2, получим, что  $\Delta n \approx 2/3$  для резонанса В и  $\sim 1/3$  для резонанса С. Частоты  $\omega_2$  и  $\omega_3$  – линейные функции энергии (поля):  $\hbar\omega_3 = 3eFd - \Delta$  и  $\hbar\omega_2 = 2eFd - \Delta$ . Силы осцилляторов  $f_{2,3}$  для этих переходов являются функциями поля через частоты и матричные элементы:  $f_{2,3} = 2mZ_{2,3}^2\omega_{2,3}/\hbar$ . Как уже отмечалось, при  $eFd > \Delta/3$  (или при  $eFd < \Delta/3$ ) частота  $\omega_3 > 0$  ( $\omega_3 < 0$ ) и сила осциллятора  $f_3 > 0$  ( $f_3 < 0$ ), что означает усиление (поглощение) на переходе В. Аналогично при  $eFd > \Delta/2$ ,  $\omega_2 > 0$  и  $f_2 > 0$  имеем усиление на переходе С; в промежуточных полях  $\Delta/3 < eFd < \Delta/2$  в зависимости от величины матричного элемента  $Z_k$  возможны как усиление, так и поглощение излучения. С учетом приведенных выше значений  $\Delta n$  коэффициент усиления

$$\alpha = \frac{2\pi e^2 N_0}{m v c \sqrt{\epsilon_0}} \left[ \frac{2}{3} \frac{f_2 v^2}{(\omega_2 - \omega)^2 + v^2} + \frac{1}{3} \frac{f_3 v^2}{(\omega_3 - \omega)^2 + v^2} \right] \quad (4)$$

(здесь знаки выбраны так, что  $\alpha > 0$  соответствует усилению).

На рис.7 приведено несколько спектров усиления для сверхрешетки СР816, рассчитанных на основе матричного элемента (см. рис.6), при значениях электрических полей вблизи резонансов В и С. При концентрации электронов в СР  $N_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и эффективной частоте рассеяния  $\nu = 5 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$  коэффициент усиления электромагнитного излучения на частотах  $\omega/2\pi \sim 10^{12} - 10^{13} \text{ с}^{-1}$  может достигать нескольких сотен обратных сантиметров.

Частота рассеяния  $\nu = 5 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$ , использованная при оценке усиления (возможно, ее значение несколько завышено), учитывает рассеяние на оптических фотонах (их излучение) на втором уровне Ванье – Штарка в ямах. Отметим, что в исследованных нами СР концентрация электронов была равна  $\sim 5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , и при  $\nu \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$  коэффициент усиления  $\alpha$  на переходах 1–2(3), составлял  $\sim 20 \text{ см}^{-1}$ , что, по-видимому, недостаточно (см. ниже) для получения усиления (генерации) в нашем эксперимен-

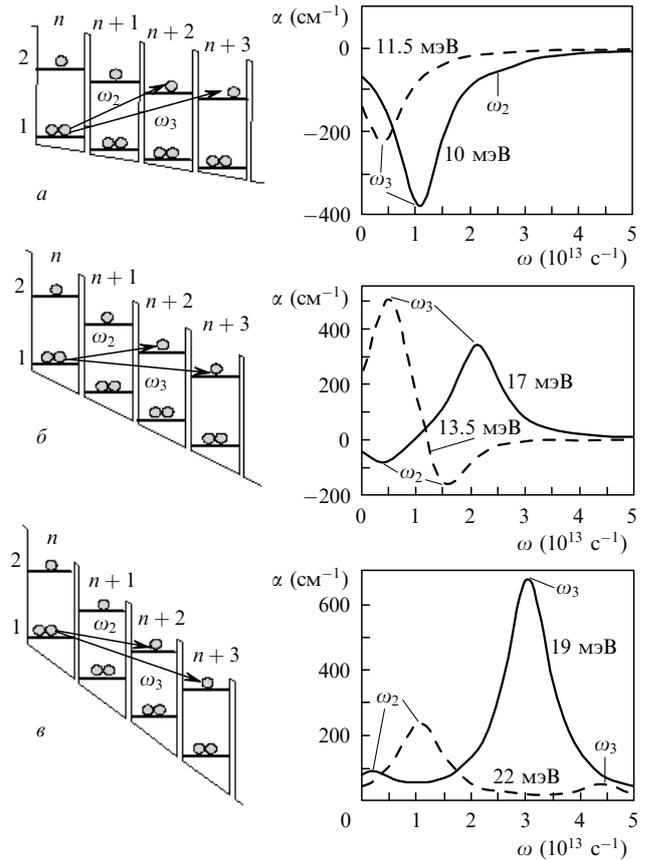


Рис.7. Спектры усиления и поглощения с учетом переходов 1–2(3) и 1–2(2) при различных напряженностях полей  $F$  слева от резонанса В при  $eFd < \Delta/3$  (а), между резонансами В и С при  $\Delta/3 < eFd < \Delta/2$  (б) и справа от резонанса С при  $eFd > \Delta/2$  (в). На линиях спектров указаны энергии электронов  $eFd$  и частоты переходов в поле  $F$ ;  $N_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $\nu = 5 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$ .

те, где использовалась полосковая система  $n^+ - \text{CP} - n^+$ -типа.

#### 4. Полосковые резонаторы для генераторов Ванье – Штарка

При создании терагерцевых каскадных лазеров определяющую роль играл выбор подходящей резонаторной системы. В настоящее время в таких лазерах используются два типа резонаторов на основе полосковых линий [13]. В первом из них, который работал в первых каскадных терагерцевых лазерах [14], применялся фактически слабозатухающий симметричный ТМ плазмон в тонком сильно легированном слое (последний служил и нижним контактом). Поле плазмона простирается в изолирующую подложку, а с другой стороны тонкого легированного слоя после системы каскадов (активная область) плазмон обрывается на металлическом контакте. Во втором типе резонаторов [13, 15] активная область находится между двумя металлическими контактами, что достигается с помощью достаточно сложной технологии: структура с каскадами и с нанесенным металлическим контактом «приваривается» к другой подложке с металлом, затем исходная подложка стравливается и наносится второй металлический контакт. В случае использования резонатора первого типа потери в полоске малы, но и коэффициент ее заполнения активной средой мал. В то же время размер поля моды достаточно велик, и мож-

но получить неплохую выходную диаграмму излучения лазера. Второй подход является достаточно дорогостоящим. Простые же полосковые структуры с активной областью (СР) между двумя сильно легированными  $n^+$ -слоями не используются, поскольку коэффициент усиления в каскадных терагерцевых лазерах недостаточно велик, и для преодоления потерь в берегах структуры требуется большое число каскадов. В случае же рассматриваемого в настоящей работе лазера на переходах между лестницами Ванье–Штарка коэффициент усиления при  $N_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$  может быть значительно больше, чем в каскадных лазерах, и можно использовать полосу с  $n^+$ -берегами. Оценим омические потери в таком полосковом  $n^+ - n^+$ -резонаторе (рис.8), чтобы определить необходимую для работы лазера толщину СР. Коэффициент поглощения электромагнитного излучения в обоих  $n^+$ -берегах полосы  $\alpha_s = 2S_1/(d_s S_0)$ , где

$$S_0 = \frac{cEH}{8\pi} = \frac{cH^2}{8\pi\sqrt{\epsilon_0}},$$

$$S_1 = \frac{cE_\tau H}{8\pi} = \frac{cH^2 \text{Re}Z}{8\pi} = cH^2 \text{Re} \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0}} \quad (5)$$

– модули векторов Пойнтинга (см. рис.8);

$$\tilde{\epsilon} = \tilde{\epsilon}_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\tilde{\nu})} \approx -\frac{\omega_p^2}{\omega^2(1 - i\tilde{\nu}/\omega)} \quad (6)$$

– диэлектрическая проницаемость в  $n^+$ -полосках;  $d_s$  – расстояние между обкладками;  $\omega_p$  – плазменная частота;  $\tilde{\nu}$  – частота рассеяния в  $n^+$ -полосках. При  $\tilde{\nu} \ll \omega$  имеем  $\text{Re}(1/\sqrt{\tilde{\epsilon}}) \approx \tilde{\nu}/(2\omega_p)$ . В этом случае для двух  $n^+$ -берегов коэффициент поглощения в полосковом  $n^+ - n^+$ -волноводе

$$\alpha_s = \frac{\tilde{\nu}\sqrt{\epsilon_0}}{\omega_p d_s}. \quad (7)$$

Для GaAs ( $\tilde{\nu} = 1.2 \times 10^{13} \text{ с}^{-1}$  при подвижности  $\mu = 2000 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ) при уровне легирования  $N_0 \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$  в рассмотренном пределе ( $\tilde{\nu} \ll \omega$ ) коэффициент поглощения не зависит от частоты и составляет  $\sim 33 \text{ см}^{-1}$  для  $d_s = 18 \text{ мкм}$ . В случае односторонней полосы (« $n^+$ -металл») поглощение будет вдвое меньше ( $\sim 16 \text{ см}^{-1}$ ). Отметим, что эти оценки потерь согласуются с коэффициентом поглощения  $\alpha_s = 50 \text{ см}^{-1}$ , измеренным в [14] для структуры  $n^+ - n - n^+$  при  $d_s = 10 \text{ мкм}$  и  $N_0 = 5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

Таким образом, эти потери в структуре  $n^+ - \text{СР} - n^+$  оказываются значительно меньше, чем приведенные выше значения усиления на переходах между лестницами Ванье–Штарка при уровне легирования СР  $N_0 \geq 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , что делает возможным использование таких полосковых резонаторов при создании рассматриваемых в настоящей работе ванье-штарковских лазеров.

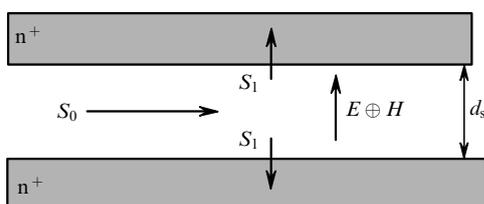


Рис.8. Полосковый резонатор.

## 5. Заключение

В настоящей работе исследована возможность реализации усиления электромагнитного излучения в терагерцевом диапазоне на основе универсального механизма инверсии между лестницами Ванье–Штарка в СР со слабыми барьерами. Исходя из расчетов волновых функций и матричных элементов оптических переходов в постоянном электрическом поле, найдены спектры усиления терагерцевого излучения. Установлено, что матричные элементы ряда переходов в таких СР оказываются весьма большими, и коэффициент усиления излучения существенно больше, чем в квантовых каскадных лазерах. Результаты оценок коэффициента усиления электромагнитного излучения в схеме предлагаемого лазера на ванье-штарковских переходах и омических потерь в полосковом  $n^+ - \text{СР} - n^+$ -волноводе позволяют надеяться на получение усиления в СР толщиной 10–15 мкм при температуре 4–77 К в длинноволновой части терагерцевого диапазона ( $\lambda = 200 - 250 \text{ мкм}$ ) при уровне легирования  $N_0 \geq (1 - 5) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

В целом нам представляется, что исследуемый в настоящей работе подход к внутризонным лазерам на основе СР с узкими барьерами может быть использован более широко. Так, по-видимому, его можно распространить на электронные Ge–Si-сверхрешетки на релаксированных кремневых подложках, выращенные в направлении [111], где все электронные «долины» эквивалентны (см. обсуждение каскадных лазеров для такой системы [16, 17]). Представляется, что при таком подходе возможность использования слабых барьеров (с малой долей германия) позволит избежать несовершенства даже достаточно толстых СР на этом материале. С другой стороны, для СР со слабыми барьерами на основе GaAs/AlGaAs было бы интересно исследовать случай меньших периодов с переходами между лестницами Ванье–Штарка в среднем ИК диапазоне.

Авторы благодарны Ю.Н.Дроздову за детальные рентгеноструктурные исследования сверхрешеток и М.Н.Дроздову за исследования СР на оже-спектрометре.

Работа поддержана Программой фундаментальных исследований Президиума РАН «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов» (грант № 27), РФФИ (грант № 09-02-00380-а) и грантом Президента РФ государственной поддержки ведущих научных школ РФ № НШ-2786.2008.2.

1. Казаринов Р.Ф., Сурис Р.А. *ФТП*, **5**, 797 (1971).
2. Казаринов Р.Ф., Сурис Р.А. *ФТП*, **6**, 148 (1972).
3. Esaki L., Tsu R. *IBM J. Res. Dev.*, **14**, 61 (1970).
4. Faist J., Capasso F., Sivco D. L., et al. *Science*, **264**, 553 (1994).
5. Kohler R., Tredicucci A., Beltram F., et al. *Nature*, **417**, 156 (2002).
6. Faist J. et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **38**, 533 (2002).
7. Andronov A.A., Dodin E.P., Nozdryn Yu.N., Zinchenko D.I. *Phys. Stat. Sol. C*, **5**, 190 (2008).
8. Андронов А.А., Додин Е.П. и др. *ФТП*, **43**, 240 (2009).
9. Андронов А.А., Додин Е.П., и др. *ФТП*, **43**, 248 (2009).
10. Андронов А.А., Нефедов И.М., Соснин А.В. *ФТП*, **37**, 378 (2003).
11. Willenberg H., Dohler G.H., Faist J. *Phys. Rev. B*, **67**, 085315 (2003).
12. Ярив А. *Введение в оптическую электронику* (М.: Высшая школа, 1983).
13. Williams B.S., Kumar S., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **83** (11), 2124 (2003).
14. Rochat M. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **78** (14), 1967 (2001).
15. Kohen S., Williams B.S., Hu Q. *J. Appl. Phys.*, **97**, 053106 (2005).
16. Lever L., Valavanis A., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 021124 (2008).
17. Valavanis A., Lever L., et al. *Phys. Rev. B*, **78**, 035420 (2008).