

# Транспорт в сверхрешетках со слабыми барьерами и проблема терагерцового блоховского генератора

© А.А. Андронов<sup>¶</sup>, И.М. Нефедов, А.В. Соснин

Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 25 июля 2002 г. Принята к печати 2 сентября 2002 г.)

Обсуждаются транспортные свойства сверхрешеток со слабыми барьерами и возможность создания блоховского генератора на основе таких сверхрешеток. Предлагается терагерцовый блоховский генератор в сверхрешетке на основе структур *n*-GaAs-GaAlAs со слабыми барьерами. Из-за межминзонного туннелирования ток является растущей функцией поля, так что образование доменов невозможно. В то же время туннелирование и блоховские колебания приводят к динамической отрицательной проводимости в терагерцовой области. Расчеты методом Монте-Карло показывают, что динамическая отрицательная проводимость существует в области частот 1–7 ТГц для сверхрешеток с умеренной подвижностью при 77 К. Блоховский генератор должен состоять из сверхрешетки в 350–700 периодов по 150 Å, помещенной между двумя контактными областями, которые представляют собой также отрезок полосковой линии (резонатор генератора). Предположительно он будет работать при 77 К в непрерывном режиме.

## 1. Введение

Идея блоховского осциллятора, восходящая к работам по объемным полупроводникам Блоха (1928) [1] и Зинера (1934) [2], Кромера (1954) (см. [3]) и Яковлева (1961) [4] и по искусственным полупроводниковым системам — сверхрешеткам — к работам Келдыша (1962) [5], а также Эсаки и Тсу (1970) [6], состоит в следующем (см., например, [7]). Если вдоль оси сверхрешетки (СР) с периодом *d* (поперек ее слоев) приложено достаточно сильное электрическое поле *E*, то электрон движется в пределах одной энергетической зоны от одной границы зоны Бриллюэна до другой почти без рассеяния, затем претерпевает брегговское рассеяние (рис. 1), и процесс движения повторяется. Таким образом, электрон совершает колебания на блоховской частоте

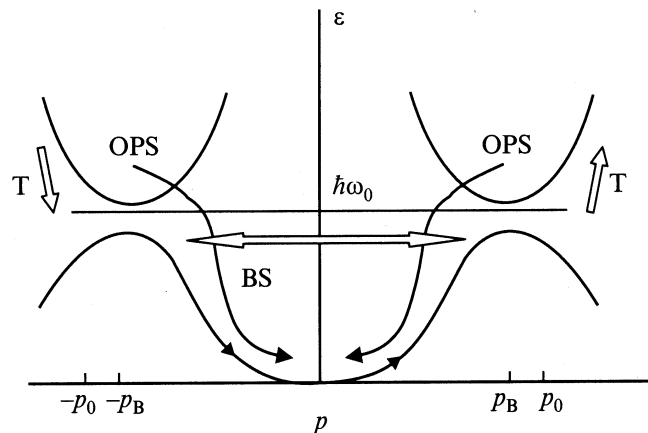
$$\omega_B = eEd/\hbar,$$

где *e* — заряд электрона,  $\hbar$  — постоянная Планка. Взяв значения  $E = 3 \text{ кВ/см}$ ,  $d = 150 \text{ \AA}$ , получаем частоту  $f_B = \omega_B/2\pi = 1 \text{ ТГц}$ . Это и есть блоховские колебания. Частота  $f_B$  непрерывно перестраивается приложенным электрическим полем, что создает предпосылки для создания универсального перестраиваемого источника излучения (генератора) в терагерцовой области.

Конечно, существование колебаний еще не гарантирует возможность их использования для генерации излучения. Для генератора необходима возможность создания когерентного излучения на такой частоте. Для этого необходимо прежде всего существование отрицательной проводимости в окрестности этой частоты.

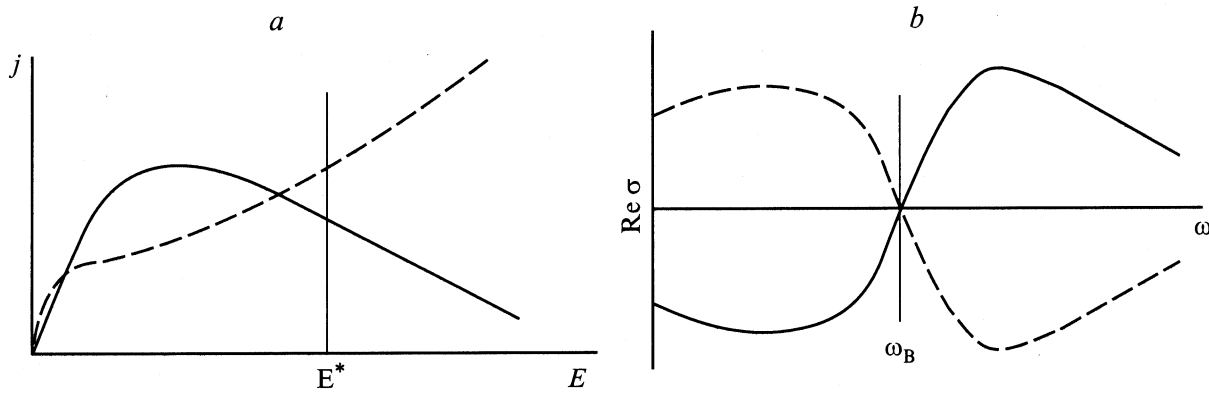
Исследование отрицательной проводимости — традиционная задача исследований по транспорту в полупроводниковых сверхрешетках при наличии сильных электрических полей (см., например, [7,8]). Большинство

работ в этой области исследуют транспорт в *сверхрешетках с широкими запрещенными минизонами*. В этом случае при сильных электрических полях и блоховских осцилляциях электронный транспорт происходит фактически только в пределах одной минизоны. Тогда в сильных полях ток *j* падает с ростом поля *E* (рис. 2, *a*), так как при идеальных (непрерываемых) блоховских колебаниях ток равен нулю. В простейшей ситуации падающий участок на вольт-амперной характеристике *j*(*E*) возникает при  $\omega_B\tau > 1$ ,  $\tau$  — время релаксации. Посущество это обстоятельство и было отмечено в упоминавшихся выше работах Кромера, Яковлева, Келдыша и Эсаки и Тсу. На падающей ветви вольт-амперной характеристики (ВАХ) имеется отрицательная дифференциальная проводимость (ОДП),



**Рис. 1.** Схема основных транспортных процессов в зоне Бриллюэна в рассматриваемых сверхрешетках с узкими запрещенными зонами: движение в электрическом поле (блоховские колебания) — стрелки; брегговское рассеяние (BS), туннелирование (T), излучение оптических фононов (OPS),  $p_B = \hbar\pi/d$ ,  $p_0 = 2m^*/\hbar\omega_0$ ,  $\hbar\omega_0$  — энергия оптического фонона.

<sup>¶</sup> E-mail: andron@ipm.sci-nnov.ru



**Рис. 2.** Вольт-амперные характеристики (а) и зависимости дифференциальной проводимости от частоты для указанного на рис. а значения электрического поля  $E^*$  (b) в случае сверхрешетки с узкими разрешенными (сплошные линии) и с узкими запрещенными минизонами (штриховые линии),  $\omega_B$  — блоховская частота.

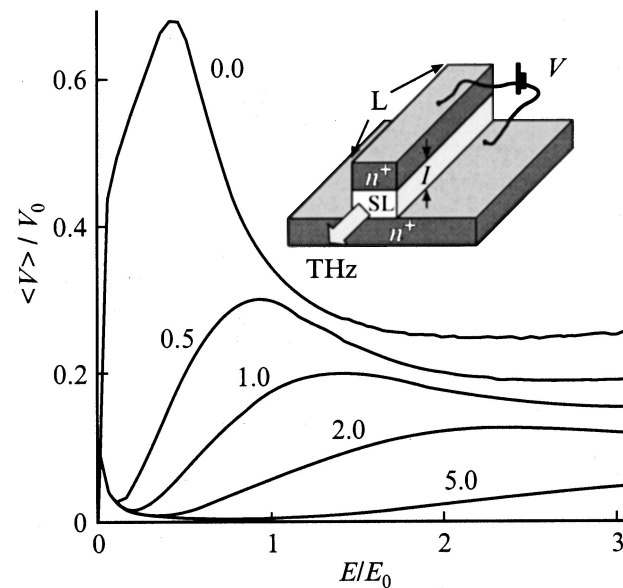
которая имеет место в интервале частот от  $\omega = 0$  до  $\omega \approx \omega_B$  [9] (рис. 2, b).

Блоховский осциллятор (генератор) мог бы выглядеть следующим образом (см. вставку на рис. 3). На проводящей подложке ( $n^+$ ) выращивается СР толщиной  $l$ , которая зарастается второй сильно проводящей областью  $n^+$ . Из такой структуры вытравливается полоска длины  $L = \lambda/2$  (или  $n\lambda/2$ ,  $\lambda$  — длина волны на блоховской частоте в полоске,  $n$  — целое число). Такая, полосковая, линия  $n^+$ -СР- $(n^+$ -подложка), с приложенным к ней напряжением  $V$  (как показано на рис. 3), и представляет собой блоховский генератор, в котором резонансной электродинамической системой является (открытый) отрезок полосковой линии длиной в целое число полуволн.

Толщина СР  $l$  (число периодов СР  $N$ ) должно быть выбрано из условия, чтобы затухание полосковой моды в  $n^+$ -„берегах“ было меньше усиления моды за счет ОДП в СР. ОДП в СР невелика — ее значение порядка статической проводимости (ср. [9,10] и далее). Поэтому для возбуждения полосковой моды СР должна состоять из большого числа периодов (500 и больше). К сожалению, в СР с узкими разрешенными минизонами, когда транспорт происходит в пределах одной минизоны, вместе с ОДП вблизи блоховской частоты обязательно существует ОДП и на низких частотах, вызванная существованием падающего участка на вольт-амперной характеристике (ВАХ) (рис. 2). Существование статической ОДП приводит в достаточно „толстых“ СР к образованию доменов (неоднородного распределения электрического поля). Это препятствует существованию и исследованию блоховских осцилляций и разрушает ОДП в сильных электрических полях при частоте порядка  $\omega_B$ . Из-за этого до сих пор терагерцовый блоховский генератор на основе СР с узкими разрешенными минизонами не создан (и скорее всего не будет создан по указанным выше причинам). („Толстые“ сверхрешетки — это СР с большим числом периодов,

необходимых, как сказано выше, для осуществления блоховского генератора). Имеются лишь сообщения о создании СВЧ генератора (частота  $f$  около 150 ГГц) на СР [11], причем он функционирует за счет движущихся доменов сильного поля в структуре, подобно аналогичным ганновским диодам.

Наличие ОДП на низких частотах связано с падающим участком на ВАХ. Падающего участка можно избежать, если рассматривать транспорт во многих минизонах.



**Рис. 3.** Вольт-амперные характеристики (дрейфовая скорость  $V$ ) сверхрешетки в зависимости от „силы“ барьеров при высокой подвижности ( $\mu = 10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ,  $V_0$  — скорость электронов при энергии, равной энергии оптического фона. Цифрами у кривых показаны значения отношения  $E_t/E_0$  при  $T = 77 \text{ К}$ . На вставке — схема терагерцового блоховского генератора, состоящего из сверхрешетки (SL), заключенной между двумя  $n^+$ -контактами, представляющими отрезок полосковой линии, являющийся резонатором генератора.

Для этого необходима *сверхрешетка с узкими запрещенными минизонами*, когда существенную роль играет межминизонный переход (туннелирование) в электрическом поле (пробой Зинера) (рис. 1). Можно думать, что и в этом случае блоховские колебания и (динамическая) ОДП при  $\omega \approx \omega_B$  сохраняются (рис. 2, *b*). В этом направлении довольно давно были сделаны теоретические работы Романова и Орлова [12], в которых при использовании приближения времени релаксации в уравнении для матрицы плотности для двух туннельно-связанных минизон был рассмотрен ряд случаев возникновения динамической ОДП (ДОДП) на частотах вблизи частоты блоховских колебаний и ее гармоник. С другой стороны, двое из авторов настоящей работы обсуждали ранее [10] возможность возникновения ДОДП в СР с узкими запрещенными минизонами за счет межминизонного туннелирования и (быстрого) возвращения электронов в нижнюю минизону за счет излучения оптических фононов. Механизмом ДОДП здесь является группировка электронов в зоне Бриллюэна СР, вызванная сильной (экспоненциальной) зависимостью вероятности межминизонного туннелирования от электрического поля. При совместном действии постоянного и переменного электрических полей вероятность туннелирования (и, следовательно, время жизни электрона в нижней минизоне) зависит от фазы переменного поля. Это приводит к преимущественной группировке электронов в той или иной области зоны Бриллюэна в зависимости от соотношения между частотой поля и блоховской частотой, а также к ОДП на частотах, выше блоховской частоты. Что и было продемонстрировано в работе [10], где, однако, не были приведены численные результаты, демонстрирующие реальность осуществления такой ДОДП в конкретных структурах.

Отметим также, что модельные расчеты динамики электронов (без учета процессов рассеяния) в СР при одновременном существовании и блоховских колебаний и межминизонного туннелирования проведены не так давно в [13]. Совсем недавно межминизонное туннелирование в СР было исследовано экспериментально [14].

В данной работе (основанной в значительной степени на диссертации [15]) мы возвращаемся к рассмотрению этой задачи и приводим результаты моделирования транспорта в СР с узкими запрещенными минизонами на основе соединения GaAlAs. Моделирование показало, что в исследуемой системе возможно существование ОДП при определенном соотношении температуры и параметров СР при отсутствии статической ОДП. В частности, модельный учет уменьшения подвижности электронов показал, что при  $T = 77$  К ОДП сохраняется при весьма умеренной подвижности ( $10\,000\text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  при  $T = 77$  К).

Это позволяет рассматривать эти результаты как чрезвычайно важные в плане создания универсального простого перестраиваемого полупроводникового источника терагерцового излучения.

Далее мы рассмотрим используемую модель, результаты моделирования, возможную конструкцию и параметры таких генераторов.

Но прежде отметим, что обсуждаемая ДОДП в СР с узкими запрещенными минизонами является лишь одним из примеров ДОДП, возникающих из-за группировки электронов в импульсном пространстве. Идея таких ОДП была предложена почти 30 лет назад и (тогда) основывалась на пролетном резонансе в импульсном пространстве в сильном электрическом поле при рассеянии на оптических фононах в полупроводнике с сильным взаимодействием носителей с оптическими фононами [16–18]. Стимулированное излучение за счет такой ДОДП в миллиметровом диапазоне было обнаружено не так давно в InP [19], а недавно подобная ДОДП в терагерцовом диапазоне была найдена при моделировании в GaN [20]. Группировка электронов при транспорте в СР с узкими запрещенными минизонами (связанная с сильной экспоненциальной зависимостью межминизонного зинеровского туннелирования от электрического поля) значительно сильнее, чем группировка, вызванная взаимодействием с оптическими фононами. Поэтому отмеченные результаты по ДОДП на пролетном резонансе при рассеянии на оптических фононах можно рассматривать как прямое указание на наличие ДОДП в СР с узкими запрещенными зонами.

Отметим также, что на существование ДОДП в сильном переменном поле, вызванной группировкой электронов в импульсном пространстве при транспорте в СР с узкими разрешенными минизонами, было указано недавно Кромером [21].

## 2. Модель

В моделировании использовалась двухдолинная модель  $n$ -GaAs, учитывающая движение электронов в долинах  $\Gamma$  и  $X$ . Предполагается, что в объемном  $n$ -GaAs имеется слабый периодический потенциал за счет введения раствора  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  толщиной в  $10\text{ \AA}$  при  $x = 0.05\text{--}0.2$  для создания СР с узкими запрещенными зонами. Период  $d$  СР выбирался таким ( $150\text{ \AA}$ ), при котором энергия, равная энергии оптического фонона, принадлежит середине первой запрещенной минизоны (рис. 1). Таким образом, электрон, попавший во вторую минизону, быстро излучает оптический фонон и оказывается в первой минизоне. Выбранное значение периода соответствует границе зоны Бриллюэна  $k_B = 0.8p_0/\hbar$ , где  $p_0$  — импульс при энергии электрона, равной энергии оптического фонона  $\hbar\omega_0$  в объеме GaAs. Расчет положений дна первой ( $\epsilon_0$ ) и второй ( $\epsilon_2$ ) подзон, потолка первой подзоны ( $\epsilon_1$ ) и ширины запрещенной зоны ( $\epsilon_g$ ) при разных значениях толщины барьеров ( $a$ ) или разной доле алюминия ( $x$ ) и при фиксированном значении  $d = 150\text{ \AA}$  даны в таблице. Здесь приведены также значения отношения характерного поля туннелирования  $E_t$  к характерному полю рассеяния на оптических фо-

Характерные величины для сверхрешетки GaAs-Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As с периодом  $d = 150 \text{ \AA}$

$a$	$x$	$\epsilon_0$	$\epsilon_1$	$\epsilon_2$	$\epsilon_g$	$E_t/E_0$
10	0.05	2.3	25	33	8	0.75
10	0.1	4.4	24	34	10	1.17
10	0.15	6.1	24	38	14	2.65
10	0.17	6.0	24	39	15	3.04
10	0.2	7.8	24	42	16	4.7
12	0.1	5.2	24	35	11	1.42
15	0.1	6.3	24	38	14	2.65
18	0.1	7.3	24	40	16	2.99

*Примечание.*  $a$  — толщина барьера,  $x$  — доля алюминия,  $\epsilon_0$  — дно первой подзоны,  $\epsilon_1$  — потолок первой подзоны,  $\epsilon_2$  — дно второй подзоны, а также отношение характерного поля туннелирования  $E_t$  к характерному полю рассеяния на оптических фононах  $E_0$ .

нонах  $E_0$  (см. далее). При моделировании принималось в расчет рассеяние на акустических, полярных оптических, междолинных фононах (параметры рассеяния и долин взяты из [22]), межминизонное туннелирование, а также брегговское рассеяние на потенциале CP. Предполагалось, что в параболической зоне электронов в GaAs потенциал CP приводит к брегговскому рассеянию с вероятностью  $P_B = 1 - P_t$ , где  $P_t$  — вероятность туннелирования через запрещенную минизону, которая принималась равной [23]

$$P_t = \exp(E_t/E), \quad (1)$$

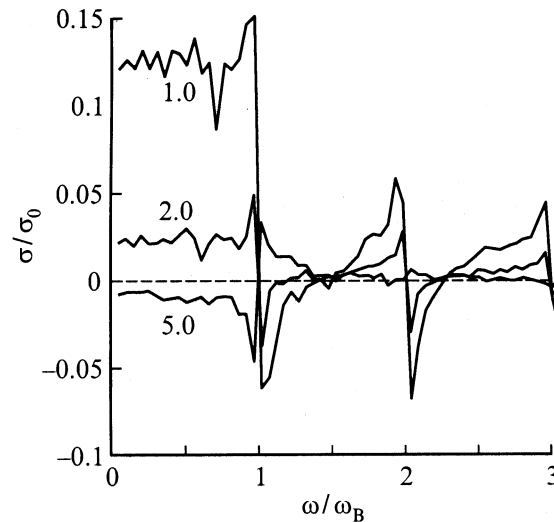
где  $E_t = \pi^2 \epsilon_g^2 / 4 \epsilon_B e d$  — характерное поле,  $\epsilon_B$  — невозмущенная энергия электронов на границе зоны Бриллюэна ( $\epsilon_B \approx \hbar \omega_0$ ,  $\hbar \omega_0$  — энергия оптического фонона) (см. рис. 1). Влияние изменения энергетического спектра системы за счет потенциала CP на вероятность рассеяния на фононах не учитывалось. Межминизонное туннелирование рассматривалось как один из процессов рассеяния: электрон, достигая границы зоны Бриллюэна, двигаясь в электрическом поле, может совершить межминизонное туннелирование с вероятностью  $P_t$ , или же он может совершить брегговское рассеяние и перейти на другую границу зоны Бриллюэна с вероятностью  $P_B = 1 - P_t$ . Учитывая, что вслед за туннелированием практически всегда следует реальный процесс рассеяния — излучение оптического фонона (см. схему основных транспортных процессов в рассматриваемых условиях на рис. 1), такое предположение оправдано. Рассчитывались вольт-амперная характеристика и дифференциальная проводимость как функция частоты. Подавление подвижности системы (примесным рассеянием) моделировалось с помощью увеличения деформационного потенциала рассеяния на акустических фононах. В обсуждаемых эффектах ДОДП верхние долины электронов в GaAs не играют никакой существенной роли. Поэтому использование упрощенной двухдолинной модели в настоящих расчетах

играет демонстрационную роль и не может сколько-нибудь точно отразить реальное влияние верхних долин на статические транспортные свойства при наличии потенциала CP.

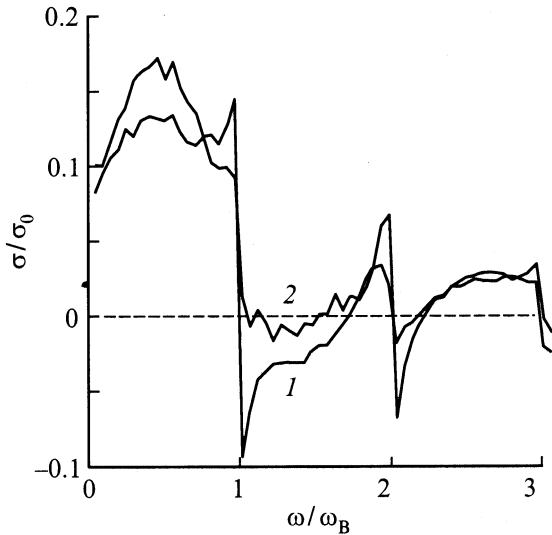
### 3. Результаты моделирования

На рис. 3 приведены результаты моделирования ВАХ CP в зависимости от „силы“ потенциала CP, выраженной через величину характерного поля туннелирования  $E_t$ . Отметим, что для указанной выше CP на основе структуры  $\langle 140 \text{ \AA} \text{ GaAs} \rangle - \langle 10 \text{ \AA} \text{ Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As} \rangle$  изменение значения  $x$  в барьере от 0.05 до 0.2 изменяет  $E_t$  в пределах  $(0.7-5.0)E_0$  (см. таблицу). Значения как приложенного поля  $E$ , так и поля туннелирования  $E_t$  отнесены к характерному полю рассеяния на оптических фононах  $E_0$  ( $E_0 \approx 6 \text{ кВ/см}$  в GaAs). При отсутствии потенциала CP ( $E_t = 0$ ) на ВАХ, начиная с полей  $E \approx E_0/2$ , имеется падающий участок, вызванный междолинным переносом. Вид ВАХ несколько отличается от приведенного в [22], что связано с использованием при моделировании простой двухдолинной  $\Gamma-X$ -модели. С ростом „силы“ потенциала CP (ростом  $E_t$ ) в области слабых полей появляется падающий участок на ВАХ — стандартный участок ВАХ для CP с узкой разрешенной минизонной, связанный с локализацией электронов в пределах нижней минизоны в таких полях. С ростом поля падающий участок сменяется ростом тока из-за „включения“ межминизонного туннелирования, так что в сильном поле ВАХ практически совпадает с ВАХ при  $E_t = 0$ . Поле, начиная с которого падающий участок сменяется ростом тока, растет с ростом величины  $E_t$ .

На рис. 4 представлены результаты моделирования зависимости дифференциальной проводимости от частоты



**Рис. 4.** Зависимости дифференциальной проводимости от частоты при разных значениях „силы“ барьера  $E_t/E_0$ , показанных цифрами у кривых.  $E/E_0 = 0.5$ ,  $T = 77 \text{ К}$ ,  $\mu = 10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ .



**Рис. 5.** Дифференциальная проводимость для сверхрешетки с высокой (1) и умеренной (2) подвижностями;  $f_B = \omega_B/2\pi = 2.1$  ТГц,  $E/E_0 = 1.0$ ,  $E_t/E_0 = 2.0$ . Значения подвижности  $\mu$ ,  $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ : 1 —  $10^5$ , 2 —  $10^4$ .

ты при фиксированном приложенном поле  $E$  и трех значениях величины поля туннелирования  $E_t$ . Мы видим, что при большом значении  $E_t$ , когда на ВАХ (согласно рис. 3) имеется падающий участок, дифференциальная проводимость отрицательна на частотах ниже блоховской частоты (как на рис. 2), тогда как с уменьшением  $E_t$  появляется область ДОДП при положительной проводимости на низких частотах. Другие расчеты (которые мы здесь не приводим) показывают, что с увеличением поля  $E$  оптимальное (с точки зрения величины ДОДП) значение  $E_t$  составляет  $E_t \approx 2E$ , причем с ростом  $E$  (и блоховской частоты) величина ДОДП даже несколько растет. Предельное значение частоты  $\omega \approx \omega_B$ , до которой ДОДП должна сохраняться, определяется условием отсутствия прямых межминизонных переходов, которые (ввиду их большой интенсивности) подавляют ДОДП:

$$\hbar\omega < \varepsilon_g.$$

Взяв  $\omega = \omega_B$ ,  $E_t = 2E$  и выражение (1) для связи  $\varepsilon_g$  и  $E_t$ , получаем, что предельное значение частоты ДОДП

$$\omega_{\max} \approx 8\omega_0/\pi^2.$$

Это дает предельное значение частоты ДОДП в указанных структурах порядка 7 ТГц.

Отметим, что расчеты с повышенным значением константы деформационного рассеяния на акустических фононах и, следовательно, с пониженным значением подвижности электронов (что моделирует влияние примесного рассеяния) показывают (рис. 5), что ДОДП сохраняется вплоть до подвижности порядка  $10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ . При  $T = 77$  К это значение соответствует концентрации электронов выше, чем  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

Кроме приведенных выше результатов моделирования, мы вычисляли также ВАХ и дифференциальную проводимость в одномерной модели в предположении, что электрон, достигнув второй минизоны, мгновенно излучает оптический фонон (см. также [10]). Полученные в этой модели значения ДОДП близки к тем, которые получаются при моделировании методом Монте-Карло в случае достаточно высокой блоховской частоты.

Наконец, отметим, что в одномерной модели легко продемонстрировать возникновение группировки электронов в импульсном пространстве при совместном действии переменного (малого) и постоянного электрических полей, при наличии межминизонного туннелирования. Так, мы рассмотрели следующую задачу: в одномерной зоне Бриллюэна в начальный момент создается однородное по импульсам распределение электронов. Электроны двигаются в зоне Бриллюэна без рассеяния под действием постоянного и малого переменного поля. Последнее было выбрано в виде периодической ступенчатой функции. На границе зоны Бриллюэна электроны туннелируют во вторую минизону и выбывают из рассмотрения („исчезают“) или претерпевают брегговское рассеяние и продолжают двигаться в зоне. Вероятность туннелирования зависит от поля, подобно вероятности (1). Электроны исчезают из зоны, так что их число уменьшается. Но одновременно за несколько периодов в зоне формируются сгустки электронов, которые особенно выражены при  $\omega = \omega_B$ . Если  $\omega \neq \omega_B$ , то проводимость оставшихся в зоне электронов зависит от соотношения частот  $\omega$  и  $\omega_B$ : она положительна при  $\omega < \omega_B$  и отрицательна при  $\omega > \omega_B$ , как и в приведенных выше результатах моделирования.

#### 4. Конструкция и параметры блоховского генератора

Как было сказано во Введении, блоховский генератор должен представлять собой диод, который состоит из слоя со СР, заключенного между двумя контактными  $n^+$ -областями, служащими также полосковой линией для возникающего из-за ДОДП терагерцового излучения (см. вставку на рис. 3). Для оценки толщины слоя со СР мы должны сравнить потери в полосковой линии с усилением из-за ДОДП. Для значения последней мы берем рассчитанное значение ОДП (рис. 5):  $|\sigma| = (0.05-0.1)\sigma_0$ . Здесь  $\sigma_0 = e^2N/mv_0$  — характерное значение статической проводимости GaAs в сильном поле,  $v_0 \approx 4 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$  — характерная частота рассеяния. С учетом указанного выше обстоятельства, что ОДП при  $T = 77$  К сохраняется и при умеренной подвижности, мы берем концентрацию электронов  $N = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Для этих параметров мы получаем коэффициент усиления порядка  $50-100 \text{ см}^{-1}$ . Для величины потерь в полосковой линии мы возьмем измеренное значение [24] на длине

волны  $\lambda = 75$  мкм: потери для полосковой линии с расстоянием между полосками в 10 мкм — около  $50 \text{ см}^{-1}$ . На высоких частотах ( $\omega \gg \nu$ ,  $\nu$  — частота рассеяния в контактных областях) потери в полосковой линии не зависят от частоты. Из этих оценок получаем, что толщина СР должна быть 5–10 мкм (350–700 периодов). По-видимому, число периодов можно уменьшить, если взять более сильно легированные (или металлические) контактные области. Предположительно, что такой генератор может работать в непрерывном режиме при температуре 77 К.

## 5. Заключение

Мы рассмотрели транспортные характеристики сверхрешеток (СР) со слабым периодическим потенциалом и узкими запрещенными минизонами и в условиях, когда дно второй минизоны отстоит от дна первой на величину энергии, большую чем энергия оптического фонона, так что электроны, появившиеся в верхних минизонах, быстро возвращаются в первую минизону за счет излучения оптических фононов. Было проведено численное моделирование ВАХ и дифференциальной проводимости в таких СР на основе соединений GaAs–GaAlAs, используя некоторые упрощающие анализ предположения. А именно предполагалось, что энергетический спектр электронов в СР такой же, как в объемном GaAs (параболический), а учет потенциала СР был сделан за счет введения зависящих от величины электрического поля дополнительных транспортных процессов — перехода (туннелирования) в электрическом поле через значения энергии, соответствующие положению (узких) запрещенных минизон и брегговского рассеяния в пределах минизон. Эти дополнительные процессы рассматривались как обычные процессы рассеяния, что оправдано, поскольку за процессом туннелирования во вторую минизону с подавляющей вероятностью следует рассеяние на оптических фононах. Продемонстрировано, что уже в СР с умеренной подвижностью можно создать ситуацию, когда в системе при температуре 77 К имеется лишь динамическая ОДП (в терагерцовой области) в отсутствие падающего участка на ВАХ. Это открывает путь к созданию терагерцового блоховского генератора.

Конечно, последующие исследования должны уточнить полученные результаты, хотя общая картина и величины динамической отрицательной дифференциальной проводимости (ДОДП) не должны существенно измениться, так как главный процесс, ответственный за ДОДП, совершенно прозрачен: это группировка электронов в зоне Бриллюэна в присутствии постоянного и слабого переменного поля, вызванная сильной зависимостью вероятности межминизонного туннелирования от величины полного поля. Это приводит к дискриминации электронов по фазам переменного поля и, в присутствии блоховских колебаний, к группировке электронов в зоне Бриллюэна и возникновению ДОДП.

Главным недостатком рассматриваемой ДОДП является ее малая величина. Это связано с тем, что блоховский генератор — это „лазер без инверсии“, так как квант энергии, соответствующий блоховской частоте, разделяет уровни энергии Ванье–Штарка, которые в однородном электрическом поле одинаково заселены (см. обсуждение этого вопроса в работе [10]). Малая величина ДОДП приводит к тому, что для осуществления блоховского генератора нужны достаточно толстые СР: 5–10 мкм. Это необходимо, чтобы преодолеть поглощение в резонаторе генератора — полосковой линии из контактных областей. Тем не менее эта толщина меньше или порядка полной толщины (более 10 мкм) осуществленного недавно при  $T$  до 50 К терагерцового каскадного лазера [25]. Так что предлагаемый блоховский генератор вполне мог бы быть конкурентом указанного каскадного лазера, тем более что СР, необходимые для его функционирования, существенно проще, чем структуры каскадного лазера, и он должен функционировать при  $T \approx 80$ –100 К.

Отметим наконец, что диоды, типа изображенного на рис. 3, с более тонкими СР (в 1 мкм) могли бы быть использованы для наблюдения люминесценции (некогерентного спонтанного излучения) на блоховской частоте, что до сих пор не сделано. В настоящее время известны лишь наблюдения излучения на блоховской частоте сгустков электронов, созданных короткими лазерными импульсами [26].

Авторы благодарят В.Я. Алешкина за обсуждения, помощь и поддержку и Д.Д. Зинченко за участие в исследованиях.

Работа поддержана грантами программ „Физика микроволн“ и „Ведущие научные школы“.

## Список литературы

- [1] F. Bloch. *Z. Phys.*, **52**, 555 (1928).
- [2] C. Zener. *Proc. Roy. Soc. London*, **A145**, 523 (1934).
- [3] C. Hilsum. *Sol. St. Electron.*, **21**, 5 (1978).
- [4] Л.В. Келдыш. *ФТТ*, **4**, 2265 (1962).
- [5] L. Esaki, R. Tsu. *IBM J. Res. Dev.*, **14**, 61 (1970).
- [6] В.А. Яковлев. *ФТТ*, **3**, 1983 (1961).
- [7] E.E. Mendez, G. Bastard. *Phys. Today*, June, 34 (1993).
- [8] А.Я. Шик. *ФТП*, **8**, 1841 (1974).
- [9] С.А. Ктиторов, Г.С. Симин, В.Я. Сандаловский. *ФТТ*, **13**, 2230 (1971).
- [10] A. Andronov, I. Nefedov. In: *Hot carriers in semiconductors* (N. Y., Plenum Press, 1996) p. 153.
- [11] E. Schomburg, R. Scheuerer, S. Brandl, D. Pavel'ev, Yu. Koshuriniv, A. Zukov, A. Kovsh, P.S. Kop'ev. *Electron. Lett.*, **35**, 12 (1999).
- [12] Л.К. Орлов, Ю.А. Романов. *Изв. вузов. Радиофизика*, **32**, 282 (1989).
- [13] A.M. Bouchard, M. Luban. *Phys. Rev. B*, **52**, 5105 (1995).
- [14] B. Rosam, D. Meinhold, F. Loser, V.G. Lyssenko, S. Glutsch, F. Bechstedt, F. Rossi, K. Kohler, K. Leo. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 1307 (2001).

- [15] А. Соснин. Магистер. дис. (ННГУ, 2001).
- [16] В.Л. Бонч-Бруевич, Эль-Шарнуби. Вестн. МГУ. Сер. 111, **13**, 616 (1972).
- [17] А.А. Андронов, В.А. Козлов. Письма ЖЭТФ, **17**, 124 (1973).
- [18] E. Starikov, P. Shiktorov. Litov. Fiz. Sb., **32**, 471 (1992).
- [19] L.E. Vorobjev, S.N. Danilov et al. Письма ЖЭТФ, **73**, 253 (2001).
- [20] E. Starikov, P. Shiktorov et al. IEEE Trans. Electron. Dev., **48**, 438 (2001).
- [21] H. Kroemer. cond-mat/0009311.
- [22] М. Шур. *Современные приборы на основе арсенида галлия* (М., Мир, 1991).
- [23] Дж. Займан. *Принципы теории твердого тела* (М., Мир, 1974).
- [24] M. Rochat, M. Beck, J. Faist, U. Oesterle. Appl. Phys. Lett., **78**, 1967 (2001).
- [25] R. Kohler, A. Tredicucci, F. Beltram, H.E. Beere, E. H. Linfield, A.C. Davies, D.A. Ritchie, R.C. Iotti, F. Rossi. Nature, **417**, 156 (2002).
- [26] C. Waschke, H.G. Roskos, R. Schwedler, K. Leo, H. Kurz. Phys. Rev. Lett., **70**, 3319 (1993).

*Редактор Т.А. Полянская*

## Transport in Superlattices with Weak Barriers and the Problem of Terahertz Bloch Oscillator

*A.A. Andronov, I.M. Nefedov, A.V. Sosnin*

Institute for Physics of Microstructures,  
Russian Academy of Sciences,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** Transport properties of superlattices with barriers and possibility to create the Bloch oscillator on superlattices are being discussed. The terahertz Bloch oscillator based on *n*-GaAs–GaAlAs superlattices with weak barriers is proposed. Because of interminiband tunneling current is a rising function of the electric field, here the domain formation is impossible. At the same time, the tunneling and the Bloch oscillations provide a negative dynamic conductivity in the terahertz frequency range in this case. The Monte–Carlo simulation shows that the dynamic negative conductivity exists at frequencies of 1–7 THz for the superlattices with moderate mobility at 77 K. The Bloch oscillator should employ a superlattice of 300–700 periods of 150 Å sandwiched between two contact regions (which are also the strip-line oscillator cavities) and presumably would be functioning at 77 K in CW mode.