

объемные явления, в отличие от некогерентной ситуации [5]. Полная мощность генерации пропорциональна числу ям N .

Как выяснено в настоящей работе, для эффективной генерации необходимо выполнение ряда требований: условий резонанса в каждой яме, выбора оптимальной энергии подводимых электронов, достаточной узости энергетического распределения электронов $\Delta\varepsilon$ и, наконец, условий когерентности электронной подсистемы.

В работе показано, что эти требования могут быть реализованы в сверхрешетках из квантовых ям, проволок и особенно квантовых точек.

Список литературы

1. Bloch F *Z. Phys.* **52** 555 (1928)
2. Zener C *Proc. R. Soc. London Ser. A* **145** 523 (1934)
3. Келдыш Л В *ФТТ* **4** 2265 (1962)
4. Esaki L, Tsu R *IBM J. Res. Dev.* **14** 61 (1970)
5. Bastard G, Brum Y A, Ferreira R, in *Advances in Research & Applications* (Solid State Physics, Vol. 44, Eds D Turnbull, H Ehrenreich) (New York: Academic Press, 1991) p. 229
6. Ктиторов С А, Симин Г С, Синдаловский В Я *ФТТ* **13** 2230 (1971)
7. Елесин В Ф *ЖЭТФ* **112** 483 (1997); **122** 131 (2002)

PACS numbers: 42.55.Px, 71.70.Ej, 73.63.-b

Транспорт в сверхрешетках со слабыми барьерами и проблема терагерцового блоховского генератора

А.А. Андронов, М.Н. Дроздов, Д.И. Зинченко, А.А. Мармалюк, И.М. Нефедов, Ю.Н. Ноздрин, А.А. Падалица, А.В. Соснин, А.В. Устинов, В.И. Шашкин

1. Введение

В работе обсуждаются транспортные свойства полупроводниковых сверхрешеток со слабыми барьерами и возможность создания терагерцового блоховского генератора на основе таких сверхрешеток. Из-за межминизонного туннелирования в сильных полях ток является растущей функцией поля. В то же время туннелирование и блоховские колебания могут привести к динамической отрицательной дифференциальной проводимости в терагерцовой области частот в подобных сверхрешетках. Отмечено, что такая система представляет собой лазер без инверсии, так как переход происходит между уровнями (Ванье–Штарка), которые имеют одинаковую населенность. Приведены расчеты методом Монте-Карло для сверхрешеток n -GaAs–GaAlAs со слабыми барьерами, показывающие, что динамическая отрицательная проводимость может существовать в области частот 1–7 ТГц для сверхрешеток с умеренной подвижностью при 77 К. Приведены первые экспериментальные результаты по исследованию транспортных свойств подобных сверхрешеток.

Идея блоховского осциллятора (генератора) восходит к работам Блоха (1928 г.), Крёмера (1954 г.), Келдыша (1962 г.), Эсаки и Цу (1970 г.) и др., и основана на следующем соображении (см. также, например, [1]). Если

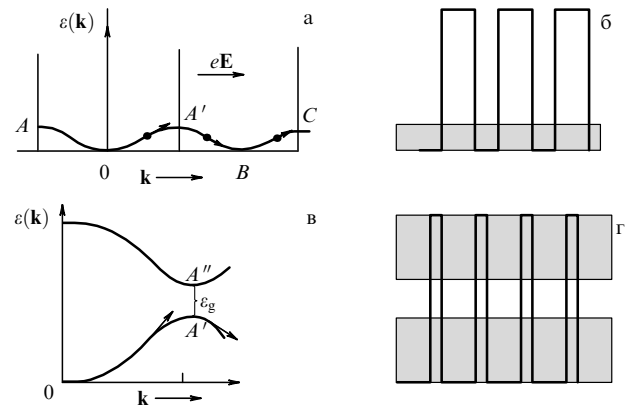


Рис. 1. Сверхрешетки с широкими (б) и узкими (г) запрещенными зонами; блоховские колебания (а) и пробой Зинера (в).

вдоль оси полупроводниковой сверхрешетки (СР) с периодом d приложено достаточно сильное электрическое поле E , так что электрон движется в пределах одной энергетической зоны от одной границы зоны Бриллюэна до другой ($A-A'$ на рис. 1а) почти без рассеяния, то электрон совершает блоховские колебания (БК) на (блоховской) частоте

$$\omega_B = \frac{eEd}{\hbar}.$$

Взяв значения $E = 3 \text{ кВ см}^{-1}$, $d = 150 \text{ \AA}$, получаем частоту $f_B = \omega_B/2\pi = 1 \text{ ТГц}$. Эта частота 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 необходимо существование когерентного излучения и прежде всего существование отрицательной проводимости в окрестности блоховской частоты.

Изучение отрицательной проводимости — традиционная задача исследований по транспорту в полупроводниковых сверхрешетках при наличии сильных электрических полей (см., например, обзор [2]). Большинство работ в этой области рассматривает транспорт в *сверхрешетках с сильными барьерами и с широкими запрещенными (мини) зонами*. В этом случае в сильных электрических полях при блоховских осцилляциях речь идет фактически о транспорте только в пределах одной минизоны, как на рис. 1а. Отрицательная дифференциальная проводимость (ОДП) в таких системах имеет место в интервале частот от $\omega = 0$ до ω_B (Ктиторов, Симин, Синдаловский [3], рис. 2б). Блоховский осциллятор (генератор) мог бы выглядеть следующим образом (рис. 3а). На проводящей подложке (n^+) выращивается СР толщины l , которая зарастается второй сильно проводящей областью n^+ . Из такой структуры вытравливается полоска длины $L = n\lambda/2$ (λ — длина волны на блоховской частоте в полоске, n — целое число). Такая *полосковая линия* $n^+ - \text{СР} - n^+$ (подложка) с приложенным к ней напряжением (как показано на рис. 3а) и представляет собой блоховский генератор, в котором резонансной электродинамической системой является (открытый) отрезок полосковой линии длиной в целое число полу-

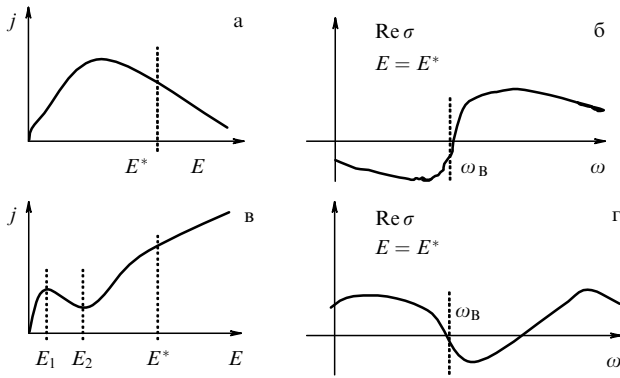


Рис. 2. Схема вольт-амперной характеристики (а, в) и зависимости дифференциальной проводимости (б, г) от частоты для указанного значения электрического поля E^* в случае сверхрешетки с узкими разрешенными (а, б) и с узкими запрещенными (в, г) минизонами; ω_B — блоховская частота. Показаны характерные поля начала статической ОДП (E_1) и перехода к межминизонному туннелированию (E_2).

волн. Толщина СР l (число периодов СР N) должна быть выбрана из условия, чтобы затухание полосковой моды в n^+ -"берегах" было меньше усиления моды за счет ОДП в СР. Отрицательная дифференциальная проводимость в СР невелика: она не возрастает с увеличением добротности блоховского резонанса и имеет значение порядка статической проводимости (ср. [3] и [4, 5]). Данное обстоятельство, в конечном счете, связано с тем, что блоховский генератор — это лазер без инверсии населенности (см. ниже). Поэтому для возбуждения полосковой моды СР должна состоять из большого числа периодов (200 и больше). Причем в такой СР должно поддерживаться однородное электрическое поле. 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. 2а). Существование статической ОДП приводит в достаточно "толстых" (с большим числом периодов, необходимых, как сказано выше, для осуществления блоховского генератора) СР к образованию доменов (неоднородного распределения электрического поля), что препятствует существованию и исследованию БК и разрушает ОДП в сильных электрических полях при частоте порядка ω_B . Из-за этого терагерцовый блоховский генератор на основе СР с узкими запрещенными зонами до сих пор не создан. Имеются лишь сообщения о создании микроволнового генератора ($f \sim 150$ ГГц) на СР, причем он функционирует за счет движущихся доменов сильного поля в структуре, подобно аналогичным ганновским диодам (П.С. Копьев и др., доклад на этой сессии).

2. Сверхрешетки со слабыми барьерами

Наличие ОДП на низких частотах связано с падающим участком на ВАХ. Падающего участка можно избежать, если рассматривать транспорт во многих минизонах. Для этого необходима *сверхрешетка со слабыми барьерами и с узкими запрещенными минизонами*, когда существенную роль играет межминизонный переход (туннелирование) в электрическом поле (пробой Зинера), как

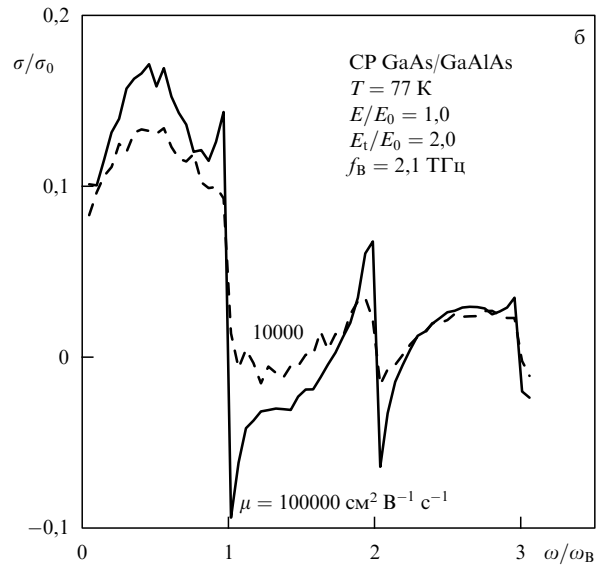
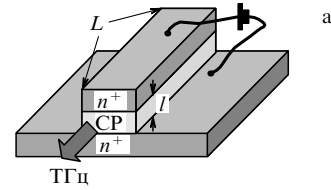


Рис. 3. (а) Схема блоховского генератора. (б) Дифференциальная проводимость (безразмерная) в поле около 6 кВ см⁻¹ в окрестности блоховской частоты $f_B = \omega_B/2\pi = 2,1$ ТГц, полученная в результате моделирования для сверхрешеток с периодом в 150 Å GaAs и 14 Å Ga_{0,9}Al_{0,1}As) с высокой и малой подвижностями μ .

показано на рис. 1в, г. Можно думать, что и в этом случае БК и (динамическая) ОДП при $\omega \approx \omega_B$ сохранятся (рис. 2г). В этом направлении довольно давно были сделаны теоретические работы Романова и Орлова (см., например, [6]), в которых был рассмотрен ряд случаев возникновения динамической ОДП (ДОДП) на частотах вблизи частоты блоховских колебаний и ее гармоник. Однако дальнейшего развития эти работы не получили.

В настоящем докладе обсуждаются транспортные свойства и возможность возникновения ДОДП в СР на основе соединений GaAs–GaAlAs с узкими запрещенными минизонами в условиях межминизонного туннелирования и (быстрого) возвращения электронов в нижнюю минизону за счет излучения оптических фононов. Доклад основан на теоретических работах [4, 5] и недавно начатых экспериментальных исследованиях таких СР. В работах [4, 5] продемонстрировано, что при условии

$$v < \omega_B P_t < \omega_B < v_0 \tag{1}$$

в системе может возникать ДОДП. Здесь v — частота рассеяния в нижней минизоне, $P_t = \exp(-E_t/E)$ — вероятность туннелирования во вторую минизону, $E_t = \pi^2 e_g^2 / 4\epsilon_B e d$ — характерное поле, e_g — ширина запрещенной минизоны, ϵ_B — энергия в центре (узкой) запрещенной зоны, $\epsilon_B \geq \hbar\omega_0$, $\hbar\omega_0$ — энергия оптического фонона, v_0 — характерная частота излучения оптических фононов электроном. Механизмом ДОДП здесь является группировка электронов в зоне Бриллюэна СР, вызванная сильной (экспоненциальной) зависимостью

вероятности межминизонного туннелирования от электрического поля. При совместном действии постоянного E_0 и переменного $E \sim \cos \omega t$ электрических полей вероятность туннелирования $P_t = \exp(-E_t/E_0 + E \sim \cos \omega t)$ (а следовательно, скажем, и время жизни электрона в нижней минизоне) зависит от фазы переменного поля ωt , что и приводит к преимущественной группировке электронов (подобной пространственной группировке в вакуумных клистродах и в лавинно-пролетных диодах) в той или иной области зоны Бриллюэна в зависимости от соотношения между частотой поля и блоховской частотой. В результате возникает ОДП на частоте выше блоховской частоты [4, 5].

3. Проводимость сверхрешетки как переходы между уровнями Ванье–Штарка

В квантовой картине блоховские колебания соответствуют переходам между уровнями лестницы Ванье–Штарка (рис. 4). В однородном электрическом поле эти уровни одинаково заселены, так что в системе отсутствует инверсия населенности и реальная часть проводимости точно на частоте перехода обращается в нуль (что и дает расчет в рамках кинетического уравнения). Вид всей линии перехода в окрестности блоховской частоты зависит от типа процесса, определяющего уширение линии блоховского перехода, который представляет собой составной процесс поглощения (излучения) фотона с участием процесса уширения линии (рассеяние, постоянное электрическое поле). Квантовые расчеты линии этого перехода пока не сделаны. В то же время из проведенных квазиклассических расчетов в рамках кинетического уравнения возникает следующая картина. Отрицательная проводимость возникает на таких частотах, когда для любого выбранного уровня Ванье–Штарка вероятность перехода с уровня "вверх" меньше, чем вероятность перехода "вниз". Это, в свою очередь, зависит от дефицита энергии $\Delta \epsilon$, передаваемой блоховскому электрону (или забираемой у него) при взаимодействии электрона с переменным полем при наличии процесса уширения. Если $\Delta \epsilon < 0$, как это имеет место для сверхрешетки с узкими разрешенными минизонами (левая часть рис. 5), когда уширение определяется рассеянием, забирающим энергию кинетического движения блоховского электрона (например, за счет перехода

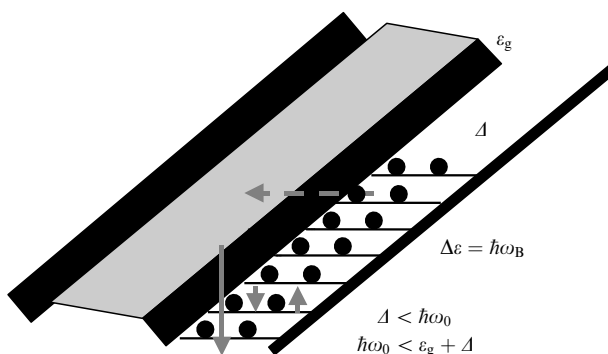


Рис. 4. Лестница Ванье–Штарка в сверхрешетке. Показаны уровни Ванье–Штарка в нижней минизоне, их равная населенность и процессы при транспорте: межподзонное туннелирование (штриховая стрелка) и излучение оптических фононов (сплошная стрелка). Уровни Ванье–Штарка во второй минизоне не показаны; предполагается, что они "размыты" излучением оптических фононов.

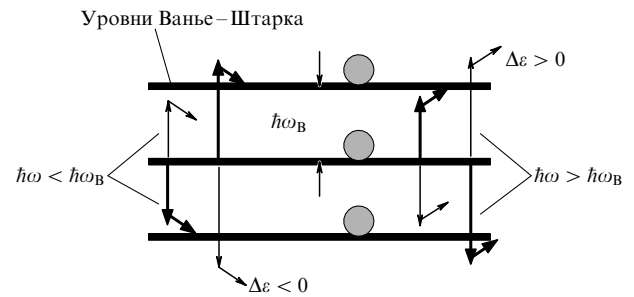


Рис. 5. Схема переходов между уровнями Ванье–Штарка в окрестности блоховской частоты при разных знаках энергии $\Delta \epsilon$, поставляемой электрону процессами уширения линии перехода.

энергии в движение вдоль слоев сверхрешетки), то отрицательная проводимость возникает на частотах $\omega < \omega_B$. Действительно, при переходе "вниз" квант $\hbar\omega$ складывается с энергией $|\Delta \epsilon|$, и их сумма может сравняться с $\hbar\omega_B$ (сумма "дотягивается" до следующего расположенного ниже уровня Ванье–Штарка). Наоборот, при переходе "вверх" из кванта $\hbar\omega$ вычитается $|\Delta \epsilon|$, и разность только удаляется от верхнего уровня Ванье–Штарка. То есть здесь переходы "вниз" преобладают на низких частотах.

При наличии межминизонного туннелирования, когда блоховский электрон приобретает энергию в поле ($\Delta \epsilon > 0$, см. рис. 5, справа), отрицательная проводимость возникает на частотах $\omega > \omega_B$, так как при переходе "вниз" из $\hbar\omega$ вычитается $|\Delta \epsilon|$, и сумма "достает" следующий нижний уровень Ванье–Штарка. При переходе "вверх" $\hbar\omega$ складывается с $|\Delta \epsilon|$, и сумма только удаляется от верхнего уровня Ванье–Штарка. Таким образом, в этом случае переходы "вниз" преобладают на высоких частотах. Повторим, что эта картина возникает из квазиклассических расчетов в рамках кинетического уравнения; реальные квантовые расчеты отсутствуют, хотя и представляют значительный интерес. В частности, влияние межподзонного туннелирования на переходы между уровнями Ванье–Штарка представляет собой своеобразный эффект Франца–Келдыша, рассмотрение которого, безусловно, интересно.

Подчеркнем еще раз, что наше рассмотрение, строго говоря, ограничено случаем, когда в верхней минизоне рассеяние сильное: электрон там излучает оптический фонон раньше, чем успеет совершить блоховское колебание (см. последнее условие в (1)). Поэтому уровни Ванье–Штарка здесь сильно уширены и на рис. 4 в верхней минизоне не показаны. Если же это не так, то расчет в рамках кинетического уравнения с туннелированием как одним из механизмов рассеяния, видимо, неправилен. В этом случае уже квазиклассический волновой пакет начинает дробиться [7], и рассмотрение и моделирование этой ситуации при наличии реальных процессов рассеяния — интересный вызов квантовой теории транспорта.

4. Численные и прямые эксперименты

Моделирование транспорта (ВАХ и дифференциальной проводимости) проведено в рамках кинетического уравнения, в котором туннелирование рассматривается как процесс рассеяния (что оправдано, так как за туннелированием практически всегда следует реальный процесс

рассеяния — излучение оптического фонона). Моделирование [4, 5] показало, что в сверхрешетках из 140 \AA GaAs и 10 \AA $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ с x в пределах $0,1-0,2$ возможно существование ДОДП при отсутствии статической ОДП в диапазоне $1-7$ ТГц, причем при $T = 77 \text{ K}$ ДОДП сохраняется при весьма умеренной подвижности $\sim 10000-20000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ (рис. 3б). Это открывает путь для создания блоховского генератора. Как было сказано выше, такой генератор должен представлять собой диод, который состоит из слоя СР, заключенного между двумя контактными p^+ -областями, служащими также полосковой линией — резонатором (рис. 3а). Для оценки толщины слоя со сверхрешеткой мы должны сравнить потери в полосковой линии с усилением из-за ОДП. Для оценки усиления мы взяли рассчитанное значение ОДП [5], а для оценки потерь в полосковой линии — измеренное значение [8]. Из этих оценок получаем, что толщина СР должна быть $5-10 \text{ мкм}$ ($350-700$ периодов). Число периодов можно уменьшить в три раза, если использовать моду двумерного плазмона, как это было сделано в недавно осуществленном [9–11] терагерцовом квантовом каскадном лазере. Предположительно, такой генератор будет работать в непрерывном режиме при температуре 78 K , что недоступно каскадным терагерцовым лазерам [11].

Мы начали экспериментальные исследования по созданию блоховского генератора. Ниже представлены самые первые, предварительные результаты. На проводящей p^+ -подложке была выращена специально не легированная СР в 100 периодов со слабыми барьерами с периодом в 195 \AA (185 \AA GaAs и 10 \AA $\text{Ga}_{0,9}\text{Al}_{0,1}\text{As}$), зарощенная сильно легированным p^+ -слоем. Из этой структуры были изготовлены мезодиоды разного диаметра и были измерены ВАХ при разных температурах в непрерывном режиме (при записи ВАХ синусоидальным током на частоте 100 Гц , рис. 6). Период СР отличается от (оптимального) значения, для которого велись расчеты. Для нее положение запрещенной зоны составляет половину энергии оптического фонона, тогда как для оптимальной сверхрешетки положение должно совпадать с этой энергией. Тем не менее ВАХ ясно демонстрирует переход от одноминзонного транспорта (когда имеется статическая ОДП, проявляющаяся при одной полярности в гистерезисе на ВАХ) к межминзонному туннелированию с ростом тока и исчезновение всех этих эффектов с ростом температуры за счет теплового заброса в верхние минизоны. В ближайшее время мы

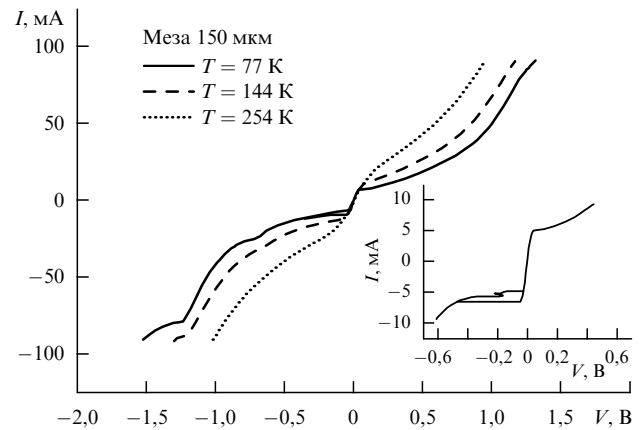


Рис. 6. ВАХ сверхрешетки GaAs–GaAlAs с периодом в 195 \AA , показывающая переход от блоховских колебаний к зинеровскому туннелированию. На вставке: область малых напряжений и токов, демонстрирующая гистерезис, N-образную ВАХ и переход к туннелированию.

собираемся измерить на этой структуре спонтанное излучение при БК, которое пока не наблюдалось. Оценки показывают, что интенсивность спонтанного блоховского излучения может быть вполне доступна для наблюдения и измерения спектра. Предполагается также вырастить сверхрешетки со структурой двумерного плазмона, подобные исследованным в [7, 8].

Работа выполнена при поддержке программы "Физика микроволн" и программы "Ведущие научные школы".

Список литературы

1. Mendez E E, Bastard G *Phys. Today* **46** (6) 34 (1993)
2. Шик А Я *ФТП* **8** 1841 (1974)
3. Ктиторов С А, Симин Г С, Синдаловский В Я *ФТТ* **13** 2230 (1971)
4. Andronov A, Nefedon I, Sosnin A, in *Proc. of the 10th Intern. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology"*, St. Petersburg, June 17–21, 2002 (St. Petersburg: Ioffe Institute, 2002) p. 448
5. Андронов А А, Нефедов И М, Соснин А В *ФТП* **37** 378 (2003)
6. Орлов Л К, Романов Ю А *Изв. вузов. Радиофизика* **32** 282 (1989)
7. Bouchard A M, Luban M *Phys. Rev. B* **52** 5105 (1995)
8. Rochat M et al. *Appl. Phys. Lett.* **78** 1967 (2001)
9. Köhler R et al. *Nature* **417** 156 (2002)
10. Rochat M et al. *Appl. Phys. Lett.* **81** 1381 (2002)
11. Köhler R et al. *Appl. Phys. Lett.* **82** 1518 (2003)