

ной температуре осцилляции затухают за время порядка одного периода [29].

8. Заключение

Мы убедились, что использование сверхрешеток из квантовых точек позволяет контролировать процессы рассеяния. Было показано, что время жизни блоховских осцилляций в таких сверхрешетках может быть увеличено на два порядка величины по отношению к случаю слоистых сверхрешеток, образованных квантовыми ямами, и составлять сотни периодов осцилляций при комнатной температуре. Столь сильное подавление рассеяния становится возможным за счет новых, отсутствующих в слоистых сверхрешетках возможностей управления спектром электронов путем изменения не только величины приложенного электрического поля, но и его ориентации по отношению к главным осям двумерной или трехмерной сверхрешетки из квантовых точек.

А именно, изменение величины и направления электрического поля в сверхрешетках из квантовых точек позволяет:

— варьировать в широких пределах ширину поперечных минизон, соответствующих движению в поперечном к электрическому полю направлении, поскольку она экспоненциально зависит от ориентации электрического поля;

— полностью подавить однофононные процессы рассеяния с участием оптических фононов, определяющие скорость рассеяния носителей в слоистых сверхрешетках на основе соединений $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$;

— практически полностью подавить рассеяние на акустических фононах между поперечными минизонами, которые относятся к различным ступеням штарковской лестницы состояний;

— надлежащим выбором направления и величины электрического поля сильно подавить рассеяние внутри поперечных минизон на акустических фононах.

Кроме того, в отличие от слоистых сверхрешеток, в двумерных и трехмерных сверхрешетках из квантовых точек спектр блоховских осцилляций состоит из двух или трех основных частот, которые можно независимо перестраивать путем изменения величины и направления электрического поля.

Все эти особенности делают двумерные и трехмерные сверхрешетки из квантовых точек весьма привлекательными для приборных применений в электронике и оптоэлектронике.

Работа была поддержана РФФИ (грант 02-02-17610), программой Президиума РАН "Низкоразмерные квантовые структуры" и программой "Твердотельные наноструктуры" Минпромнауки РФ.

Список литературы

1. Arakawa Y, Sakaki H *Appl. Phys. Lett.* **40** 939 (1982)
2. Алфёров Ж И *УФН* **172** 1068 (2002)
3. Park G et al. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13** 230 (2000)
4. Asryan L V, Suris R A *Semicond. Sci. Technol.* **11** 554 (1996)
5. Maximov M V et al. *J. Appl. Phys.* **83** 5561 (1998)
6. Asryan L V, Suris R A, in *Quantum Dots* (Selected Topics in Electronics and Systems, Vol. 25, Eds E Borovitskaya, M S Shur) (Singapore: World Scientific, 2002) p. 75
7. Казаринов Р Ф, Сурис Р А *ФТП* **5** 797 (1971)
8. Казаринов Р Ф, Сурис Р А *ФТП* **6** 148 (1972)

9. Казаринов Р Ф, Сурис Р А *ФТП* **7** 488 (1973)
10. Faist J et al. *Science* **264** 553 (1994)
11. Faist J et al., in *Terahertz Sources and Systems* (NATO Sci. Series, Ser. II, Vol. 27, Eds R E Miles, P Harrison, D Lippens) (Boston: Kluwer Acad. Publ., 2001) p. 89
12. Suris R A, in *Future Trends in Microelectronics: Reflections on the Road to Nanotechnology* (NATO ASI Series, Ser. E, Vol. 323, Eds S Luryi, J Xu, A Zaslavsky) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1996) p. 197
13. Wingreen N S, Stafford C A *IEEE J. Quantum Electron.* **33** 1170 (1997)
14. Singh J *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8** 488 (1996)
15. Hsu C-F et al. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **6** 491 (2000)
16. Bimberg D, Grundmann M, Ledentsov N N *Quantum Dot Heterostructures* (Chichester: John Wiley, 1999)
17. Дмитриев И А, Сурис Р А *ФТП* **35** 219 (2001)
18. Дмитриев И А, Сурис Р А *ФТП* **36** 1449 (2002)
19. Дмитриев И А, Сурис Р А *ФТП* **36** 1460 (2002)
20. Келдыш Л В *ФТТ* **4** 2265 (1962)
21. Esaki L, Tsu R *IBM J. Res. Dev.* **14** 61 (1970)
22. Houston W V *Phys. Rev.* **57** 184 (1940)
23. Wannier G H *Rev. Mod. Phys.* **34** 645 (1962)
24. Дмитриев А П *ЖЭТФ* **95** 234 (1989)
25. Bloch F *Z. Phys.* **52** 555 (1928)
26. Leo K *Semicond. Sci. Technol.* **13** 249 (1998)
27. Rossi F *Semicond. Sci. Technol.* **13** 147 (1998)
28. Feldmann J et al. *Phys. Rev. B* **46** 7252 (1992)
29. Dekorsy T et al. *Phys. Rev. B* **51** 17275 (1995)
30. Kohn W, Luttinger J M *Phys. Rev.* **108** 590 (1957)
31. Сурис Р А, Шамхалова Б С *ФТП* **18** 1178 (1984)

PACS numbers: 73.23.-b, 79.60.Jv

Лазер на "штарковской лестнице" с когерентной электронной подсистемой

В.Ф. Елесин, Ю.В. Копаев

1. Введение

Как было показано теоретически много лет назад [1, 2], приложение постоянного электрического поля E_0 к полупроводнику (или сверхрешетке [3, 4]) приводит к радикальному изменению электронного спектра: непрерывный спектр преобразуется в дискретный набор эквидистантных уровней (штарковская лестница, рис. 1), разделенных энергией $\hbar\omega_B$ ($\omega_B = eE_0a$ — блоховская частота, a — период кристалла или сверхрешетки). С тех пор предпринимаются попытки использовать межуровневые переходы для генерации электромагнитного поля. Но они встречают принципиальные трудности:

1. Рассеяние и диссипация приводят к уширению уровней.

2. Возможная генерация должна быть в лучшем случае поверхностной [5], так как вероятности перехода с излучением и поглощением поля компенсируют друг друга.

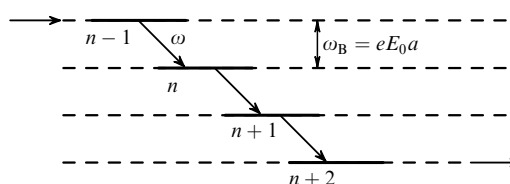


Рис. 1. Одноподзонная штарковская лестница.

3. Квазиклассическая теория [6] предсказывает, однако, усиление, но с необычной формой линии, характерной для поляризации. Усиление равно нулю на блоховской частоте $\omega = \omega_B$ (меняет знак). Поэтому можно ожидать, что флуктуации постоянного поля резко подавляют усиление.

4. Происходит образование доменов электрического поля из-за низкочастотной отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП).

Что касается первой проблемы, то она в значительной степени преодолена за счет достижений технологии изготовления сверхрешеток из квантовых ям, проволок и точек.

В настоящей работе предложен способ преодоления остальных трудностей за счет реализации когерентного режима в конечных сверхрешетках из N узлов. Цель работы — теоретически изучить возможность когерентной генерации. В этом режиме электроны подводятся к решетке с помощью резонансного туннелирования, совершают N когерентных излучательных переходов и отводятся резонансным туннелированием. В работе делается попытка ответить на три вопроса:

1. Возможен ли в принципе такой режим генерации?
2. Как его реализовать?

3. Каковы его свойства и возможно ли решение проблем 2, 3, 4?

В работе показано, что когерентный режим возможен, если время нахождения электрона в структуре меньше времени разрушения когерентности. Такой режим возникает при резонансном туннелировании в структуру электронов с определенной энергией, в достаточно узком интервале энергий и при выполнении определенных условий на параметры структуры.

Когерентная генерация оказывается объемной (мощность пропорциональна числу ям), с симметричным контуром усиления (устойчивым к флуктуациям) и не вызывает образования доменов. Причина состоит в том, что в когерентной ситуации излучательные переходы не зависят от населенностей [7], а ОДП стремится к нулю.

В настоящей работе удалось получить точные аналитические решения для N ям. Для структур с четным числом ям энергия поступающих электронов должна просто совпадать с резонансной при любых полях. То есть подстройка энергии, необходимая в структуре из одной ямы [7], не требуется. Найдены универсальные соотношения для параметров N -ямной структуры, обеспечивающие выполнения условий резонанса одновременно во всех ямах.

2. Описание модели

Конкретные расчеты выполнялись для двухминизонной штарковской лестницы (рис. 2, 3). При этом реализуются вертикальные излучательные переходы, приводящие к

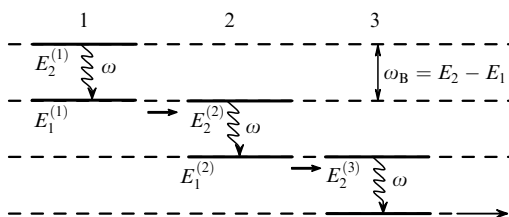


Рис. 2. Двухподзонная штарковская лестница.

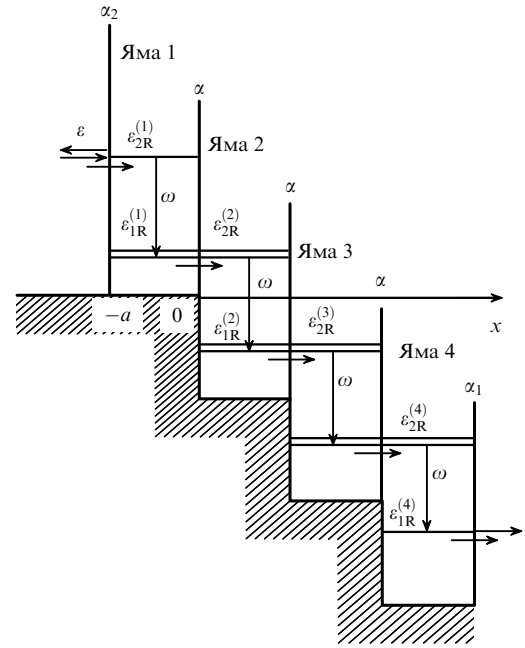


Рис. 3. Структура с $N = 4$.

большому усилению, чем в одноминизонной сверхрешетке (диагональные переходы, см. рис. 1). Постоянное электрическое поле E_0 сдвигает уровни так, что энергия нижнего уровня $\epsilon_{1R}^{(n-1)}$ $(n - 1)$ -й ямы совпадает с энергией верхнего уровня $\epsilon_{2R}^{(n)}$ n -й ямы. Разница энергий равна примерно частоте электромагнитного поля $E(t) = E \cos \omega t$. Амплитуда поля E определяется из уравнения для поля [7]:

$$\frac{E}{2\tau_0} = -\frac{2\pi}{\kappa} J_c(N), \tag{1}$$

где J_c — приведенный ток поляризации, совпадающий по фазе с полем. Ток J_c описывает переходы между уровнями. Здесь τ_0 — время жизни фотона в резонаторе, κ — диэлектрическая постоянная.

Ток $J_c(x)$ можно найти с помощью известного выражения:

$$J(x, t) = -ie \left[\Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial x} - \text{c.c.} \right], \tag{2}$$

где волновая функция системы $\Psi(x, t)$ подчиняется уравнению Шрёдингера:

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + U(x)\Psi + \hat{V}(x, t)\Psi. \tag{3}$$

Здесь

$$U(x) = \alpha_2 \delta(x + a) + \sum_{n=0} \alpha \delta(x - an) + \alpha_1 \delta[x - a(N - 1)] - E_0 \varphi(x), \tag{4}$$

$$\varphi(x) = \sum_n \Theta[x - (n - 1)a], \quad \Theta(x) = \begin{cases} 1, & x > 0, \\ 0, & x < 0, \end{cases} \tag{5}$$

α_j — мощности барьеров, причем α_2 — для левой ямы, α_1 — для крайней правой, α — для внутренних ям; $2m = \hbar = 1$. Последний член в уравнении (3) описывает

взаимодействие электронов с электромагнитным полем (A_x — вектор-потенциал в кулоновской калибровке):

$$\hat{V}\Psi = 2eiA_x \frac{\partial \Psi}{\partial x} = V[\exp(i\omega t) - \exp(-i\omega t)] \frac{\partial \Psi}{\partial x}, \quad (6)$$

$$V = -\frac{eE}{\omega}.$$

Следуя работе [7], ищем установившееся стационарное решение уравнения (3) в форме

$$\Psi(x, t) = \sum_n \sum_m \exp\{-it[\varepsilon + m\omega - E_0(n+1)]\} \psi_{nm}(N, x), \quad (7)$$

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad 1 \leq n \leq N.$$

Функции $\psi_{nm}(x, N)$ описывают состояния с квазиэнергиями $\varepsilon + m\omega$ в n -й яме и удовлетворяют следующей системе уравнений:

$$[\varepsilon + m\omega - E_0(n+1)]\psi_{nm} + \frac{d^2\psi_{nm}}{dx^2} =$$

$$= V\left(\frac{d\psi_{n,m-1}}{dx} - \frac{d\psi_{n,m+1}}{dx}\right). \quad (8)$$

Хорошо известно, что основной вклад в генерацию лазера вносят два резонансных уровня, разность энергий которых равна частоте ω . В рассматриваемом случае это для n -й ямы верхний уровень с энергией $\varepsilon_{2R}^{(n)}$ и нижний уровень с $\varepsilon_{1R}^{(n)}$. Им соответствуют волновые функции $\psi_{n2}(x)$ и $\psi_{n1}(x)$, так что волновая функция (7) сводится к двум слагаемым в каждой яме:

$$\Psi(x, t) = \psi_{n2} \exp\{-it[\varepsilon - E_0(n-1)]\} +$$

$$+ \psi_{n1} \exp\{-it[\varepsilon - \omega - E_0(n-1)]\}, \quad (9)$$

$$a(n-2) \leq x \leq (n-1)a, \quad 1 \leq n \leq N.$$

Функции ψ_{n2} и ψ_{n1} удовлетворяют системе уравнений

$$[\varepsilon - E_0(n-1)]\psi_{n2} + \frac{d^2\psi_{n2}}{dx^2} = V \frac{d\psi_{n1}}{dx}, \quad (10)$$

$$[\varepsilon - \omega - E_0(n-1)]\psi_{n1} + \frac{d^2\psi_{n1}}{dx^2} = -V \frac{d\psi_{n2}}{dx} \quad (11)$$

с соответствующими граничными условиями (см. [7]). Граничные условия описывают поток электронов из $x = -\infty$, их отражение, уход на $x = +\infty$, а также условия непрерывности волновых функций и скачок их производных на границах квантовых ям.

Формально задача сводится к решению системы $4N$ неоднородных алгебраических уравнений. В работе найдены точные решения, вид волновой функции и токи для любых N .

3. Одноямная структура

Задача для $N = 1$ была решена ранее в [7]. Ток $J_c(1)$ и уравнение для поля имеют вид

$$J_c(1) = \int_{-a}^0 dx J_c(1, x) = E \frac{\Gamma^2 Q \eta}{|\tilde{A}(1)|^2}, \quad (12)$$

$$f(1, \xi) \equiv |\tilde{A}(1)|^2 = \tilde{Q} \Gamma^2, \quad (13)$$

$$f(1, \xi) = (\lambda^2 + \Gamma^2 - \xi^2)^2 + 4\Gamma^2 \xi^2,$$

где \tilde{Q} — ток накачки, Γ — ширина резонансных уровней;

$$\tilde{A}(1) \approx [\tilde{A}_{12} A_{34} + \lambda^2 b(1)], \quad \lambda^2 = \frac{16p_1 p_2 e^2 E^2}{\omega^2}, \quad (14)$$

\tilde{A}_{12} и A_{34} — определители, $\xi = \varepsilon + \varepsilon_{2R}$, $b(1)$ — постоянная величина.

Зависимость тока $J_c(1)$ и поля лазера λ от ξ определяется квадратом резонансного определителя $f(1, \xi)$. Минимум $f(1, \xi)$ соответствует максимуму тока и поля лазера. Уравнение для экстремальных значений ξ имеет два решения. Первое решение $\xi_1 = 0$ соответствует минимуму f при $\lambda < \Gamma$ и максимуму при $\lambda > \Gamma$. Второе решение

$$\xi_2^2 = \lambda^2 - \Gamma^2, \quad \lambda > \Gamma, \quad (15)$$

дает минимум $f(1, \xi)$ для сильного поля $\lambda > \Gamma$.

Из формулы (13) находим мощность лазера λ^2 , которая при $\xi = \xi_2$ зависит от тока накачки \tilde{Q} линейно,

$$P(1) = \lambda^2 = \frac{\tilde{Q}}{4}, \quad (16)$$

и корневым образом при $\xi = \xi_1 = 0$:

$$P(1) = \Gamma(\sqrt{\tilde{Q}} - \Gamma).$$

Физический смысл решения ξ_2 выясняется, если вычислить коэффициент отражения

$$R(\xi) = \frac{(\xi^2 + \Gamma^2 - \lambda^2)^2}{|\tilde{A}(1)|^2}, \quad R(\xi_2) = 0. \quad (17)$$

Отсюда следует, что энергия $\varepsilon_2 = \varepsilon_{2R} + \xi_2$ совпадает с резонансной энергией структуры в переменном поле.

4. Двухямная структура

Многие принципиальные особенности многоямной структуры проявляются уже при $N = 2$. Найдем приведенный ток первой ямы:

$$J_{1c}(2) = \frac{1}{a} \int_{-a}^0 J_{1c}(2, x) dx, \quad (18)$$

$$J_{1c}(2) \sim \left[\frac{i\tilde{A}_{12}|\Phi_0 + \lambda^2 i\tilde{A}_{12}}{|\Delta(2)|^2} \right] + \text{c.c.}, \quad (19)$$

где

$$\Delta(2) \sim [\tilde{A}_{12} A_{34} \Phi_0 + \lambda^2 b(2)], \quad (20)$$

$$\Phi_0 = 4[\alpha \sin(p_1 a) \cos(p_2 a) + p_1 \cos(p_1 a) \sin(p_2 a) + p_2 \cos(p_2 a) \sin(p_1 a)], \quad (21)$$

$b(2)$ — функция ξ . Нетрудно видеть, что первое слагаемое в (19) исчезает и вклад вносит только второе, которое пропорционально квадрату поля λ^2 и мнимой части \tilde{A}_{12} :

$$J_{1c}(2) \sim \frac{\lambda^2 \text{Im} \tilde{A}_{12}^*}{|\Delta(2)|^2}. \quad (22)$$

Этот принципиально важный результат означает, что затухание, вызывающее излучательные междууровневые переходы в первой яме, наводится током второй (правой)

ямы и пропорционально λ^2 . Результат сохранится для любого числа ям $N \geq 2$, только затухание будет пропорционально $\lambda^{2(N-1)}$. Поскольку в когерентной системе отсутствуют диссипативные процессы, затухание крайней правой ямы, "переносимое" током, является причиной генерации.

Приступим к анализу тока первой ямы $J_{1c}(2)$ двухъямной структуры. Ключевой величиной является резонансный определитель $\Delta(2)$ (20). Принципиальное отличие $\Delta(2)$ от $\Delta(1)$ (см. (14)) состоит в появлении нового элементарного резонансного определителя Φ_0 (21). Равенство Φ_0 нулю

$$\Phi_0 = 0 \quad (23)$$

дает уравнение для спектра двух туннельно связанных квантовых ям. Уравнение (23) имеет два решения: антисимметричное, с энергией, не испытывающей сдвига, и симметричное. Энергия последнего сдвигается вниз, и уровни расщепляются. Верхний уровень в первой яме и нижний во второй также смещаются вниз по энергии из-за конечности мощности крайних барьеров α_2 и α_1 . Их сдвиг определяется уравнениями

$$\text{Re } \tilde{\Delta}_{12} = 0, \quad \text{Re } \Delta_{34} = 0. \quad (24)$$

Можно добиться одновременного выполнения условий резонанса и уравнений (23), (24), если удовлетворяются следующие соотношения:

$$\alpha_2 = \frac{4\alpha}{5}, \quad \alpha_1 = \frac{\alpha}{5}, \quad \alpha_1 + \alpha_2 = \alpha \quad (25)$$

при любых α . Соотношения сохраняются для многоямных структур, причем в этом случае α_2 — мощность первой ямы, α_1 — последней.

Зависимость тока от энергии электронов ξ определяется только квадратом модуля приведенного определителя $|\tilde{\Delta}(2, \xi)|^2$:

$$f(2, \xi) = |\tilde{\Delta}(2, \xi)|^2 = \xi^2 \left(\xi^2 - \lambda^2 - \frac{\Gamma_1^2}{2} \right)^2 + \frac{9\Gamma_1^2}{4} \left(\xi^2 - \frac{2}{5} \lambda^2 \right)^2. \quad (26)$$

Оптимальные значения энергии подводимых электронов ξ находятся из условия минимальности $f(2, \xi)$ и равны

$$\xi_1 = 0, \quad \xi_2^2 \simeq \frac{\lambda^2}{3}, \quad \xi_3^2 \simeq \lambda^2, \quad \lambda \gg \Gamma_1. \quad (27)$$

Решения ξ_1 и ξ_3 соответствуют минимуму $f(2, \xi)$, а ξ_2 — максимуму f . В отличие от одноямной структуры минимум $f(2)$ при $\xi_1 = 0$ реализуется при любых λ . Отметим, что этот минимум ниже, чем при $\xi_3 \simeq \lambda$. Кроме того, он более удобен, так как не требует подстройки энергии электронов. Именно решение $\xi_1 = 0$ и представляет наибольший интерес.

Сравнивая ток первой ямы $J_{1c}(2, 0)$ с током одноямной структуры, видим, что они практически совпадают:

$$J_{1c}(2, 0) = \frac{8}{9} J_{1c}(1, \lambda). \quad (28)$$

Отметим, что решения ξ_1 и ξ_3 приводят к линейной зависимости мощности генерации от тока накачки, в то

время как ξ_2 — к корневой. Таким образом, приведенный ток двухъямной структуры равен приведенному току первой ямы $J_c(2) = J_{1c}(2)$. Поскольку, согласно (28), токи $J_{1c}(2, 0)$ и $J_c(1, \lambda)$ совпадают (с точностью до 8/9), поле, генерируемое двухъямной структурой при $\xi = 0$, дается формулой (16) (с $\tilde{Q} \rightarrow (8/9)\tilde{Q}$). Полная мощность $P(2)$, естественно, удваивается:

$$P(2) = 2 \frac{2\tilde{Q}}{9}. \quad (29)$$

5. Четные структуры с $N \geq 4$

Начнем с четырехъямной структуры. В принятом приближении имеем

$$\Delta(4) \sim \tilde{\Delta}_{12} \Delta_{34} \Phi_0^3 + \lambda^2 b(4) + \lambda^4 c(4), \quad (30)$$

где $b(4)$, $c(4)$ — функции ξ . Структура определителя имеет ясный физический смысл. Первое слагаемое есть произведение определителей крайних ям и трех определителей коллективизированных уровней внутренних ям. Принципиальным является то обстоятельство, что второе слагаемое при λ^2 также содержит определитель Φ_0 . Кроме того, необходимо удерживать, как и в $\Delta(3)$, слагаемые с λ^4 .

Можно показать, что решение $\xi_1 = 0$ соответствует минимуму $|\Delta(4)|^2$ и является оптимальным. Указанное свойство является общим для структур с четным N .

Оказывается, что для оптимального решения $\xi_1 = 0$, $\Phi_0 = 0$ волновая функция первой ямы четырехъямной структуры совпадает с волновой функцией двухъямной структуры. Следовательно, приведенный ток структуры с $N = 4$ равен

$$J_c(4, 0) = J_{1c}(2, 0). \quad (31)$$

Это свойство сохраняется для любых четных N , так что приведенный ток такой структуры имеет вид

$$J_c(N, 0) = J_{1c}(2, 0). \quad (32)$$

Обобщая (29), получаем, что полная мощность N -ямной структуры равна

$$P(N) = N \frac{2\tilde{Q}}{9}, \quad (33)$$

т.е. пропорциональна числу ям N .

6. Заключение

В работе доказана возможность когерентной генерации в структуре из любого количества ям при отсутствии диссипационных процессов. Как известно, для излучения фотона необходимо затухание, обусловленное в объемных системах взаимодействием с фононами. В изученной нами структуре затухание связано с уходом электронов с нижнего уровня крайней правой ямы. Стационарный межподзонный ток "переносит" это затухание ко всем ямам и вызывает излучение фотонов в каждой яме. Электроны, поступающие за счет резонансного туннелирования, совершают N переходов с верхних уровней на нижние, сохраняя фазу, и этот процесс не зависит от населенности уровней. Следовательно, усиление и генерация в такой структуре представляют собой

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 $n\text{-GaAs-GaAlAs}$ 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

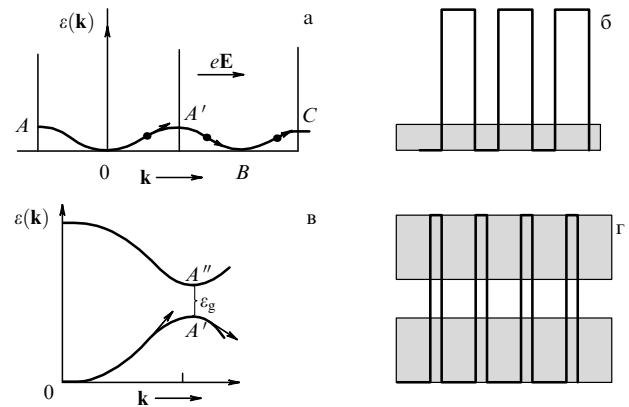


Рис. 1. Сверхрешетки с широкими (б) и узкими (г) запрещенными зонами; блоховские колебания (а) и пробой Зинера (в).

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-