

БЛОХОВСКИЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ И ДИНАМИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ СВЕРХРЕШЕТКИ

*Ю.В.Копаев, С.Н.Молотков**

*Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН
117924 Москва, Россия*

**Институт физики твердого тела РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 27 апреля 1994 г.

Выяснена взаимосвязь между блоховской частотой, отрицательной дифференциальной проводимостью и генерацией колебаний в сверхрешетке в электрическом поле. Показано также, что динамическая проводимость сверхрешетки остается отрицательной и при частотах выше блоховской.

При помещении идеального кристалла в постоянное однородное электрическое поле электрон, находящийся на дне зоны, начинает ускоряться, достигает границы зоны Бриллюэна (ЗБ). Далее из-за брэгговской дифракции отражается на противоположную грань зоны ЗБ, из-за отрицательной эффективной массы его энергия при этом начинает уменьшаться, электрон достигает дна зоны, и процесс повторяется. Такие осцилляции происходят с характерной блоховской частотой $\Omega_B = eEd/\hbar$ (d – период решетки) [1]. Финитное движение электрона в k пространстве приводит к ограниченному движению и в координатном пространстве, и значит, к квантованию электронного спектра с расстоянием между уровнями $\hbar\Omega_B = eEd$ (так называемая штарковская лестница) [2,3].

Как следует из приведенных рассуждений, в отсутствие рассеяния из-за финитности движения система не проводит постоянного электрического тока. Рассеяние приводит к сбою блоховских осцилляций (система становится токопроводящей) и практической невозможности наблюдения таких осцилляций (и квантования спектра) в трехмерных кристаллах.

Впервые идея о сверхрешетках была предложена в работе Келдыша [4], в этой же работе был сделан вывод о наличии у них падающей вольт-амперной характеристики (ВАХ). Позднее Esaki и Tsu [5] предложили более практический способ реализации этой идеи путем вариации состава или легирования. В сверхрешетках из-за малой ширины разрешенной зоны (минизоны) электрон может пройти по энергии всю зону, не испытав столкновений. В таких системах возможна реализация блоховских осцилляций (и штарковского квантования). Было также предложено [5] использовать блоховские осцилляции в сверхрешетках для генерации сверхвысокочастотных колебаний.

Однако, как было впоследствии продемонстрировано экспериментально [6], блоховские осцилляции не являются ответственными за генерацию колебаний и падающий участок ВАХ. В этой связи возникают следующие вопросы:

1. Как частота генерации связана с частотой блоховских осцилляций (штарковской лестницей)?
2. Связана ли отрицательная дифференциальная проводимость со "скрытыми" в системе блоховскими колебаниями?

3. До каких частот возможна генерация колебаний (то есть до каких частот сохраняется отрицательная дифференциальная проводимость)?

Попытки выяснить эти вопросы, используя квазиклассическое описание динамики электронов, делались в работах [7,8]. Однако в таком подходе до конца не удается явно установить связь между отрицательной дифференциальной проводимостью, блоховской частотой и зонными параметрами сверхрешетки. Квантовое описание в терминах неравновесной техники Келдыша [9], на наш взгляд, позволяет глубже выяснить связь между квантованием спектра, отрицательной дифференциальной проводимостью и динамическим откликом системы. Приводимый ниже анализ показывает, что:

- 1) частота генерации в стационарном режиме не связана напрямую с частотой блоховских колебаний;
- 2) за отрицательную дифференциальную проводимость ответственно последовательное "выключение" проводящих каналов через сверхрешетку с ростом напряжения за счет конечных ширин минизоны и зоны в электродах;
- 3) вещественная часть дифференциальной проводимости обнаруживает дисперсию на частотах, кратных блоховской $\Omega_B n = n \cdot \Omega_B$ ($n = 1, 2..N$, N -число штарковских уровней в сверхрешетке, $N >> 1$), и остается отрицательной вплоть до частот $N \cdot \Omega_B$ существенно превышающих блоховскую частоту Ω_B .

Будем рассматривать одномерную сверхрешетку из одинаковых туннельно-связанных квантовых ям. Для данного подхода это не принципиально, поскольку общая схема позволяет учитывать продольное движение электрона и рассматривать сверхрешетки со сложной элементарной ячейкой. Данные упрощения нужны лишь для получения ответа в аналитическом виде. Далее будем считать, что сверхрешетка подсоединенена к металлическим берегам (электродам).

Спектр изолированной сверхрешетки (не подключенной к берегам) может быть найден из решения задачи на собственные значения для гамильтониана

$$H_{s,l} = \sum_{k=1}^N c_k^+ c_k \epsilon_0 + \sum_{|i-j|=1} T_{ij} c_i^+ c_j; \quad (1)$$

здесь ϵ_0 – уровень в изолированной яме, N – число ям в сверхрешетке, T_{ij} – матричный элемент перескока между двумя соседними ямами, c_i^+ – оператор рождения в i -квантовой яме. Для простоты считаем, что в изолированной яме имеется один уровень. В постоянном однородном электрическом поле гамильтониан (1) следует дополнить слагаемым

$$\sum_{k=1}^N \frac{ek}{N} V c_k^+ c_k,$$

где V – постоянное напряжение на сверхрешетке, e – заряд электрона. Учет этого слагаемого приводит к сдвигу дна k -ой ямы и уровня в изолированной

яме так, что энергия уровня принимает вид $\epsilon_k = \epsilon_0 + ekV/N$ (в случае одного уровня в яме такое представление является точным, что вытекает из свойств оператора трансляций в электрическом поле [10]). При наличии нескольких уровней имеется также сдвиг уровня относительно дна ямы за счет изменения формы ямы в поле. Этот эффект возникает только во втором порядке теории возмущений по полю. В случае разных квантовых ям спектр сверхрешетки должен находиться из самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона.

В нашем упрощенном случае последующий учет перескока приводит к решению линейной системы уравнений $N \times N$, что дает спектр и волновую функцию изолированной сверхрешетки. Нам будет удобнее работать в терминах функций Грина ($\Phi\Gamma$), последняя для гамильтониана (1) имеет вид

$$g_{ij}^R = \sum_{\lambda=1}^N \frac{a_{i\lambda} \cdot a_{j\lambda}^*}{\omega - \epsilon_{\lambda} + i0}, \quad i, j = 1, \dots, N, \quad (2)$$

ϵ_{λ} – спектр сверхрешетки с учетом туннельной связи между ямами и электрического поля, λ – номер собственного значения, $a_{i\lambda}$ – амплитуда волновой функции в i -яме, отвечающая λ -ому собственному значению.

Туннельную связь между берегами и сверхрешеткой будем описывать гамильтонианом

$$H_T = \sum_p [T_{Lp} c_1^+ c_{Lp} + T_{Lp}^* c_{Lp}^+ c_1 + T_{Rp} c_N^+ c_{Rp} + T_{Rp}^* c_{Rp}^+ c_N], \quad (3)$$

где $c_{L,Rp}^+$ – операторы в левом и правом берегах, p – непрерывный параметр, описывающий спектр в берегах (например квазимпульс), $T_{L,Rp}$ – туннельные матричные элементы между берегами и сверхрешеткой. Оператор тока может быть представлен в симметричном виде [11]:

$$\hat{I}(t) = -\frac{ie}{2\hbar} \sum_p \{[T_{Lp} c_1^+ c_{Lp} - T_{Lp}^* c_{Lp}^+ c_1] + [T_{Rp} c_N^+ c_{Rp} - T_{Rp}^* c_{Rp}^+ c_N]\}. \quad (4)$$

Для ответа на поставленные вопросы будет необходимо вычислить статическую ВАХ и малосигнальный отклик на малое переменное напряжение при постоянном напряжении V (динамическую проводимость $\sigma(V, \Omega)$). Статическая ВАХ может быть найдена усреднением оператора тока (4) (см., например, [12,13]):

$$I = \frac{2\pi e}{\hbar} \int d\omega \Gamma_L(\omega) \Gamma_R(\omega) |G_{1N}^R(\omega)|^2 [f_L(\omega) - f_R(\omega)], \quad (5)$$

$f_{L,R}$ – функции распределения в левом и правом берегах с химпотенциалами μ_L и μ_R , и $\mu_L - \mu_R = eV$; $G_{1N}^R(\omega)$ – точная $\Phi\Gamma$ сверхрешетки с учетом туннельной связи с берегами, описывающая распространение электрона из ямы 1 в N яму:

$$G_{1N}^R(\omega) = \frac{g_{1N}^R(\omega)}{\text{Det}^R}, \quad (6)$$

$$\text{Det}^R = (1 - |T_L|^2 g_L^R g_{11}^R)(1 - |T_R|^2 g_R^R g_{NN}^R) - |T_L|^2 |T_R|^2 g_{1N}^R g_{N1}^R g_L^R g_R^R,$$

где $g_{11,NN}^R$ – запаздывающие функции Грина в 1 и N ямах в изолированной сверхрешетке, $g_{L,R}^R$ – ФГ в берегах:

$$g_{L,R}^R(\omega) = \frac{1}{\omega - \epsilon_{L,R,p} + i0}, \quad (7)$$

$\epsilon_{L,R,p}$ – спектр в берегах, и наконец,

$$\Gamma_{L,R}(\omega) = \pi \sum_p |T_{L,R,p}|^2 \delta(\omega - \epsilon_{L,R,p}) \quad (8)$$

описывают скорость ухода в берега. Формула (6) учитывает многократные рассеяния в сверхрешетке; кроме того, из-за туннельной связи с берегами состояния в сверхрешетке становятся квазистационарными, именно в силу этого возможно протекание тока через решетку.

Взаимодействие с берегами приводит к двум эффектам: сдвигу уровней в минизонах и появлению затуханий. При слабой туннельной связи с берегами, как следует из формулы (6), полюсные особенности в $G_{1N}^R(\omega)$ возникают при энергиях $\omega \simeq \epsilon_\lambda + i\gamma_\lambda$, где ϵ_λ – уровни в минизонах в изолированной сверхрешетке, γ_λ – затухание за счет ухода в берега (ширина уровня $\gamma_\lambda \approx \Gamma_L + \Gamma_R$, для одной квантовой ямы это равенство точное [12]). Таким образом, ФГ в (6) может быть представлена в виде

$$G_{1N}^R \simeq \sum_{\lambda=1}^N \frac{a_{1\lambda} \cdot a_{N\lambda}^*}{\omega - \epsilon_\lambda + i\gamma_\lambda}, \quad (9)$$

$a_{1,N\lambda}$ – амплитуда на 1, N узлах для ϵ_λ уровня в сверхрешетке. Если ямы являются слабосвязанными между собой, то спектр в минизонах почти совпадает с уровнями в отдельных ямах, то есть при надлежащей нумерации уровней $\epsilon_\lambda \simeq \epsilon_i$ ($\epsilon_k = \epsilon_0 + keV/N$, $k = 1, 2..N$).

Окончательно находим (считаем температуру равной нулю, в этом случае $f_{L,R}(\omega) = \theta(\mu_{L,R} - \omega)$)

$$I \simeq \frac{2\pi e}{\hbar} \sum_{\lambda} \int_{\mu_R}^{\mu_L} \Gamma_L(\omega) \Gamma_R(\omega) \frac{|a_{1\lambda}|^2 |a_{N\lambda}|^2}{(\omega - \epsilon_\lambda)^2 + \gamma_\lambda^2} d\omega. \quad (10)$$

При малых напряжениях формула (10) может быть преобразована к виду

$$I \simeq \frac{2\pi e^2}{\hbar} V \sum_{\lambda} |T_{\lambda}(\mu)|^2, \quad (11)$$

где коэффициент прохождения для λ -го уровня энергии в минизоне

$$|T_{\lambda}(\mu)|^2 = \Gamma_L \Gamma_R \frac{|a_{1\lambda}|^2 |a_{N\lambda}|^2}{(\mu - \epsilon_\lambda)^2 + \gamma_\lambda^2}.$$

Учтено также, что в пределе $V = 0$ химпотенциалы $\mu_L = \mu_R = \mu$. Несложно убедиться, что падающий участок ВАХ начнется с напряжений $V \simeq (\mu_L - \epsilon_c)/e$ (см. рис.1), начиная с этих напряжений вклад в ток дают только те уровни в сверхрешетке, которые находятся ниже μ_L , но выше дна зоны проводимости

ϵ_c берега (рис.1). С ростом напряжения V очередной уровень энергии в сверхрешетке оказывается ниже дна зоны проводимости ϵ_c . Токовый канал, связанный с этим уровнем, перестает работать, поскольку $\Gamma_L(\omega) \equiv 0$ при $\omega < \epsilon_c$ (см. (8)). На падающем участке ВАХ имеем

$$I \simeq \frac{2\pi e^2}{\hbar} \sum_{\lambda} |T_{\lambda}(\epsilon_{\lambda})|^2 \frac{\mu_L - \epsilon_c}{(eV/N)}. \quad (12)$$

Последний сомножитель представляет по-сути число уровней в интервале $\epsilon_c < \epsilon_{\lambda} < \mu_L$.

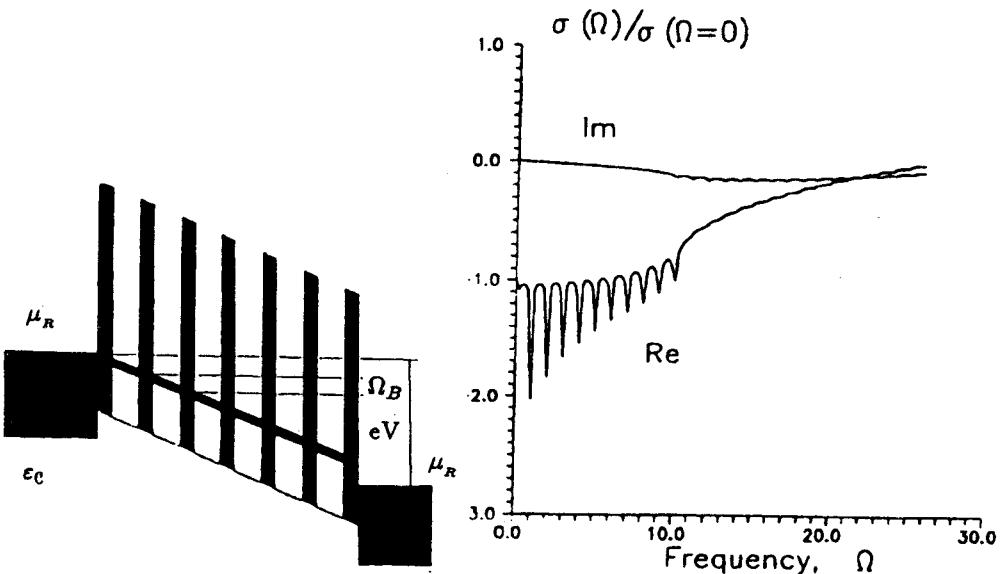


Рис.2 Динамическая проводимость сверхрешетки как функция частоты. В вычислениях использовались параметры $(\mu_L - \epsilon_c)/\Omega_B = 20$, $\gamma_{\lambda}/\Omega_B = \text{const} = 0.01$

Таким образом, за отрицательную дифференциальную проводимость ответственна конечная ширина зоны в берегах и минизоны, и ее отрицательность связана со штарковской лестницей.

Найдем теперь динамическую проводимость – отклик на слабый переменный сигнал $u(t)$ на фоне постоянного напряжения V . Гамильтониан возмущения имеет вид

$$\delta H = \sum_{k=1}^N e \frac{k}{N} u(t) c_k^+ c_k + \sum_p e u(t) c_{Rp}^+ c_{Rp}. \quad (13)$$

На левом берегу для определенности потенциал считаем равным нулю. В этом случае переменная составляющая тока может быть представлена, аналогично [12], в виде

$$i(t) = \int \sigma(t - t') u(t'), \quad (14)$$

$$\sigma(t-t') = \frac{e^2}{2\hbar} (\hat{I}(t) [\sum_k \frac{k}{N} c_k^+(t') c_k(t') + \sum_p c_{Rp}^+(t') c_{Rp}(t')]).$$

При усреднении по келдышевскому контуру следует выделить запаздывающую компоненту поляризационного оператора. Вычисления аналогичные [12], приводят к следующему выражению:

$$\sigma(\Omega) = \frac{e^2}{2\hbar} \int d\omega \times$$

$$\begin{aligned} & \times 2i \sum_{k=1}^N \frac{k}{N} \{ [\Gamma_L(\Omega + \omega) f_L(\Omega + \omega) G_{1k}^A(\Omega + \omega) G_{1k}^A(\omega) - \Gamma_L(\omega) f_L(\omega) G_{1k}^R(\Omega + \omega) G_{1k}^R(\omega)] - \\ & - [\Gamma_R(\Omega + \omega) f_R(\Omega + \omega) G_{1k}^A(\Omega + \omega) G_{1k}^A(\omega) - \Gamma_R(\omega) f_R(\omega) G_{1k}^R(\Omega + \omega) G_{1k}^R(\omega)] \} - \\ & - i[\Gamma_L(\Omega + \omega) + \Gamma_L(\omega)] \sum_{k=1}^N \frac{k}{N} [G_{1k}^<(\Omega + \omega) G_{k1}^A(\omega) + G_{1k}^R(\Omega + \omega) G_{k1}^<(\omega)] + \\ & + i[\Gamma_R(\Omega + \omega) + \Gamma_R(\omega)] \sum_{k=1}^N \frac{k}{N} [G_{Nk}^<(\Omega + \omega) G_{kN}^A(\omega) + G_{Nk}^R(\Omega + \omega) G_{kN}^<(\omega)] - \quad (15) \\ & - 2i[\Gamma_R(\Omega + \omega) f_L(\Omega + \omega) - \Gamma_R(\omega) f_L(\omega)] \frac{1}{\Omega} [G_{NN}^R(\Omega + \omega) - G_{NN}^A(\omega)] - \\ & - 2[\Gamma_R(\Omega + \omega) f_L(\Omega + \omega) - \Gamma_R(\omega) f_L(\omega)] \frac{1}{\Omega} - [G_{1N}^R(\Omega + \omega) G_{N1}^A(\omega)] \times \\ & \times [\Gamma_L(\Omega + \omega) + \Gamma_L(\omega) - \Gamma_R(\Omega + \omega) + \Gamma_R(\omega)] \end{aligned}$$

Отметим, что в (15) опущены слагаемые типа

$$\sum_p g_{Rp}^R(\Omega + \omega) |T_{Rp}|^2 g_{Rp}^R(\omega),$$

которые в пренебрежении зависимостью плотности состояний в берегах от энергии обращаются в нуль. Далее $G_{1k}^<$ – келдышевская ФГ, для которой может быть получено явное выражение:

$$G_{1k}^< = \frac{1}{|\text{Det}|^2} \times \quad (16)$$

$$\begin{aligned} & \times \{ [(g_{11}^R |T_L|^2 g_L^< g_{1k}^A + g_{1N}^R |T_R|^2 g_R^< g_{Nk}^A)] [1 - g_R^R |T_R|^2 g_{NN}^R] + \\ & + g_{1N}^R |T_R|^2 g_R^R [g_{NN}^R |T_R|^2 g_R^< g_{Nk}^A + g_{1N}^R |T_R|^2 g_R^< g_{Nk}^A] \}. \end{aligned}$$

Рассмотрим теперь отклик в области напряжений отвечающих падающему участку ВАХ. Для упрощения анализа будем считать напряжение V достаточно большим, так что при энергиях ниже μ_R уровни отсутствуют (рис.1). При этом $f_R(\epsilon_\lambda) \equiv 0$, и все слагаемые, кроме первых двух в формуле (14), не дают вклада. Кроме того, $\Gamma_L(\omega) = \Gamma_L = \text{const}$ при $\omega > \epsilon_c$, и $\Gamma_L(\omega) \equiv 0$ при $\omega < \epsilon_c$. С учетом сказанного дифференциальная проводимость может быть представлена в виде

$$\sigma(V, \Omega) = 2i \frac{e^2}{\hbar} \sum_{\lambda, \lambda'} \frac{|a_{1\lambda}|^2 |a_{N\lambda'}|^2}{[\Omega - (\epsilon_{\lambda'} - \epsilon_\lambda) - i(\gamma_{\lambda'} - \gamma_\lambda)]} \times$$

$$\times \int d\omega \{ \Gamma_L(\omega + \Omega) f_L((\omega + \Omega) [\frac{1}{\omega - \epsilon_{\lambda} - i\gamma_{\lambda}} - \frac{1}{\omega + \Omega - \epsilon_{\lambda'} - i\gamma_{\lambda'}}] - \\ - \Gamma_L(\omega) f_L((\omega) [\frac{1}{\omega - \epsilon_{\lambda} + i\gamma_{\lambda}} - \frac{1}{\omega + \Omega - \epsilon_{\lambda'} + i\gamma_{\lambda'}}]) \}. \quad (17)$$

Суммирование в формуле (17) идет только по уровням находящимся по энергии в интервале $\epsilon_c < \epsilon_{\lambda, \lambda'} < \mu_L$. Анализ показывает, что при больших смещениях (см. рис.1) вещественная часть проводимости на нулевой частоте отрицательна (мнимая часть, соответственно, равна нулю) и стремится к нулю, оставаясь отрицательной, как

$$\operatorname{Re}\sigma(V, \Omega \rightarrow \infty) \simeq -\frac{e^2}{2} \frac{\Gamma_L}{\Omega} \sum_{\lambda, \lambda'} |a_{1, \lambda}|^2 |a_{N, \lambda'}|^2. \quad (18)$$

Частотная зависимость проводимости приведена на рис.2 для случая, когда $\gamma_{\lambda} = \text{const} = \Gamma_L$ и не зависит от номера уровня, и, кроме того, $\epsilon_{\lambda} \simeq \hbar\Omega_B \lambda$, что отвечает очень узкой минизоне (слабосвязанные квантовые ямы). Для простоты также считалось, что $|a_{1, \lambda}|^2 |a_{N, \lambda'}|^2$ есть константа (не зависит от λ). Для качественного анализа этого достаточно, в общем случае требуется решение задачи по нахождению спектра и затуханий путем решения системы линейных уравнений.

Таким образом, вещественная часть дифференциальной проводимости остается отрицательной и для частот, выше блоховской $\Omega_B = eEd/\hbar$ и кратных ей $\Omega = k\Omega_B$, и ее отрицательность никоим образом не связана с блоховской частотой. Отрицательная проводимость на данной частоте означает возможность генерации излучения (при наличии соответствующего резонатора), частота же излучения определяется параметрами внешней цепи.

Существует аналогия с генерацией в лазере и сверхрешетке с отрицательной дифференциальной проводимостью при большом смещении. Для того чтобы стала возможной генерация в лазере, требуется создание инверсной заселенности. Последнее означает, что состояния в зоне проводимости, лежащие по энергии выше (для определенности рассматриваем полупроводниковый лазер) имеют большую заселенность, чем состояния в валентной зоне, лежащие по энергии ниже. В этом случае коэффициент поглощения (проводимость на соответствующей частоте) становится отрицательным. В сверхрешетке при большом смещении (рис.1) заселенность уровней в интервале $[\mu_L, \epsilon_c]$ выше, чем уровней при энергиях ниже ϵ_c , что качественно понятно; для количественного же анализа заселенности необходимо определить келдышевскую ΦG_{kk} в произвольной яме, для которой несложно получить выражение, аналогичное (16) (при необходимости в затухание γ_{λ} следует добавить вклад неупругих процессов). В этом смысле физическая причина генерации никак не связана с блоховской частотой (штарковским квантованием). Например, помещение сверхрешетки в плоский заряженный конденсатор, но без электрического подключения ее к пластинам, приведет к штарковскому квантованию уровней, но очевидно, что никакого излучения не будет, так как состояния в сверхрешетке являются стационарными. За генерацию колебаний непосредственно отвечает отрицательная дифференциальная проводимость, причем физическая причина генерации по-существу такая же, что и в лазерных системах. Генерация может происходить, если будет создана инверсная заселенность. Либо путем подключения к электродам (как это рассматривалось выше, в этом случае будем

иметь место стационарная генерация из-за постоянной "подпитки", поддержания заселенности), либо путем временного заброса носителей на верхние уровни (например, лазерным излучением) в изолированную сверхрешетку (но естественно помещенную в электрическое поле). В этом случае будет иметь место генерация в переходном режиме, пока не произойдет выравнивания заселенностей (путем релаксации или рекомбинации). Причем в достаточно сильном поле, когда велика степень локализации электронов в отдельной яме, наиболее интенсивное излучение очевидно будет иметь место на частоте, соответствующей разнице энергий в соседних ямах. Часто это излучение именуют блоховскими осцилляциями [14].

В заключение отметим, что, как было показано в работе [10] из простых качественных соображений, интенсивность излучения в бесконечной сверхрешетке из одинаковых ям равна нулю. В конечной сверхрешетке интенсивность определяется функциями распределения в крайних ямах. Таким образом, стационарная генерация возможна лишь в конечной сверхрешетке и представляет собой по-существу краевой эффект.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований в рамках проекта № 93-02-02053, 93-02-2361, а также 1-007-Физика твердотельныхnanoструктур.

-
1. F.Bloch, Z.Phys. **52**, 555 (1928).
 2. H.M.James, Phys. Rev. **76**, 1611 (1949).
 3. G.Wannier, Phys. Rev. **117**, 432 (1960).
 4. Л.В.Келдыш, ФТТ **4**, 2265 (1962).
 5. L.Esaki and R.Tsu, Journal IBM Res. Dev. **14**, 61 (1970).
 6. A.Sibille, J.F.Palmier, H.Wang, and F.Mollot, Phys. Rev. Lett. **64**, 52 (1990).
 7. A.A.Ignatov, E.P.Dodin, and V.I.Shashkin, Mod. Phys. Lett. **B5**, 1087 (1991).
 8. A.A.Ignatov, K.F.Renk, and E.P.Dodin, Phys. Rev. Lett. **70**, 1996 (1993).
 9. Л.В.Келдыш, ЖЭТФ **47**, 1515 (1964) (Sov. JETP, **20**, 1018) (1965).
 10. G.Bastard, J.A.Brum, and R.Ferreira, Solid State Physics **44**, 229 (1991), Academic Press Inc.
 11. W.Schockley, J. Appl. Phys. **9**, 639 (1938); S.Ramo, Proc. IRE **27**, 584 (1939).
 12. C.Caroli, R.Combescot, P.Nozieres, and D.Saint-James, J.Phys. (Solid State Phys.) **C4**, 916 (1971).
 13. L.Y.Chen and C.S.Ting, Phys. Rev. **B43**, 2097 (1991).
 14. C.Waschke, H.G.Roskos, R.Schwedler et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 3319 (1993).