

Затухание блоховских осцилляций в сверхрешетках из квантовых точек различной размерности

© И.А. Дмитриев[¶], Р.А. Сурис

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 14 мая 2002 г. Принята к печати 16 мая 2002 г.)

В предыдущей работе авторов в формализме матрицы плотности построено квантовое кинетическое уравнение, описывающее затухание блоховских осцилляций в идеальных сверхрешетках из квантовых точек различной размерности ($1D$, $2D$, $3D$) и выявлены условия, когда единственным каналом рассеяния носителей на фононах в двумерных ($2D$) и трехмерных ($3D$) сверхрешетках из квантовых точек, ответственным за затухание блоховских осцилляций, остается рассеяние на акустических фононах внутри поперечных минизон штарковской лестницы состояний носителей. Настоящая работа посвящена анализу возможностей подавления рассеяния в этом канале. Показано, что время жизни блоховских осцилляций в двумерных и трехмерных сверхрешетках из квантовых точек при комнатной температуре может в сотни раз превосходить период осцилляций, и найдены условия, при которых возможно столь сильное подавление рассеяния. Это существенным образом отличает сверхрешетки из квантовых точек от сверхрешеток из квантовых ям, где при комнатной температуре блоховские осцилляции затухают фактически за один период осцилляций.

1. Введение

В предыдущей работе авторов [1], опубликованной в этом же номере журнала, с использованием формализма матрицы плотности выведено квантовое кинетическое уравнение, описывающее затухание блоховских осцилляций (БО) в сверхрешетках из квантовых точек (СРКТ). Показано, что в СРКТ, изменяя величину электрического поля и его ориентацию относительно осей СРКТ, можно полностью подавить рассеяние на оптических фононах, которое является основной причиной быстрого затухания блоховских осцилляций в слоистых сверхрешетках, образованных квантовыми ямами (СРКЯ). Показано, что рассеяние между различными уровнями штарковской лестницы состояний носителей в СРКТ в электрическом поле с участием акустических фононов также может быть очень сильно подавлено электрическим полем. Тем самым выявлены условия, при выполнении которых единственным каналом рассеяния остается рассеяние на акустических фононах между состояниями поперечного движения на каждом уровне штарковской лестницы.

В данной работе мы исследуем возможности подавления рассеяния в этом канале и соответственно существенного увеличения времени жизни БО для конкретных структур — цепочки КТ ($1D$ СРКТ), $2D$ и $3D$ СРКТ, используя при этом полученное в [1] квантовое уравнение релаксации. Будут получены зависимости скорости затухания БО от параметров СРКТ, величины и направления электрического поля, исследована временная зависимость скорости затухания БО. Будет показано, что эффективное управление спектром $2D$ и $3D$ СРКТ электрическим полем позволяет существенно подавлять рассеяние с участием акустических фононов и внутри

поперечных минизон штарковской лестницы. Приводимые в работе численные расчеты показывают, что время жизни блоховских осцилляций в $2D$, $3D$ СРКТ при комнатной температуре может в сотни раз превосходить период осцилляций. Это существенным образом отличает СРКТ от сверхрешеток из квантовых ям, где при комнатной температуре блоховские осцилляции затухают фактически за один период осцилляций [2].

В методических целях, прежде чем исследовать затухание осцилляций в $2D$ и $3D$ СРКТ, где благодаря наличию поперечного спектра уравнения (45), (47) работы [1] имеют весьма сложный вид, мы проведем анализ затухания БО в одномерной цепочке КТ и наглядно покажем отличие скорости затухания БО, которая есть по сути скорость фазового рассеяния при переходах электронов между состояниями штарковской лестницы, от обычной частоты электрон-фононных столкновений.

2. Одномерная сверхрешетка из квантовых точек

Рассмотрим одномерную цепочку квантовых точек с периодом a , связанных резонансными интегралами $\Delta_{\parallel}/4$. Уравнения (45), (47) работы [1], описывающие затухание БО, возникающих при мгновенном включении поля, принимают простой вид

$$(\partial/\partial t + \gamma)g(t) = 0,$$

$$\gamma = \frac{\pi}{\hbar^2} \sum_n \int \frac{v_0 d^3 q}{(2\pi)^3} (2\nu_q + 1) \times |V_{N+1, N+1+n}^q - V_{N, N+n}^q|^2 \delta(n\Omega - \omega_q),$$

$$j(t) = \frac{en_e \Delta_{\parallel} a_{\parallel}}{\hbar} \langle \cos K_{\parallel}^0 a_{\parallel} \rangle \sin(\Omega t) \exp(-\gamma t). \quad (1)$$

[¶] E-mail: dmitriev@theory.ioffe.rssi.ru
Fax: 7 (812) 2471017

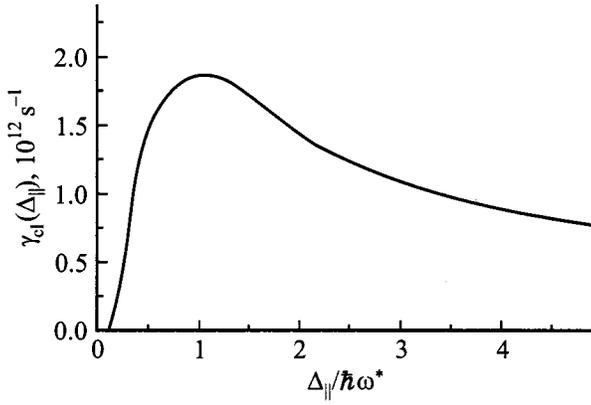


Рис. 1. Зависимость декремента затухания БО в квазиклассическом пределе от ширины минизоны в 1D СРКТ.

Мы видим, что в пространственно однородном случае БО в 1D СРКТ затухают экспоненциально с декрементом γ . В выражение для декремента затухания входит разность матричных элементов взаимодействия в соседних штарковских состояниях, потерю когерентности между которыми описывает уравнение (1). При этом существенной становится фаза штарковского электрона в поле фонона:

$$V_{N,N+n}^q = V_n^q e^{iq_{\parallel} a_{\parallel} N},$$

$$|V_n^q| = \mathbf{A}_q Q(q) J_n[\lambda \sin(q_{\parallel} a_{\parallel} / 2)], \quad \lambda = \frac{\Delta_{\parallel}}{\hbar \Omega},$$

$$|V_{N+1,N+1+n}^q - V_{N,N+n}^q|^2 = 2[1 - \cos(q_{\parallel} a_{\parallel})] |V_n^q|^2. \quad (2)$$

От обычной вероятности перехода электрона с поглощением или испусканием фонона выражение для γ отличается фазовый множитель $[1 - \cos(q_{\parallel} a_{\parallel})]$. Это отражает специфику фазового рассеяния — потери когерентности между состояниями N и $N+1$ не происходит, если рассеивающий потенциал одинаково действует на оба состояния. Это относится, в частности, к фононам с длиной волны, существенно превышающей период сверхрешетки.

В пределе слабого электрического поля $\tau_{\text{eff}}^{-1} \ll \Omega \ll \Delta_{\parallel} / \hbar$ выражение для γ , согласно (47) работы [1], приобретает вид

$$\begin{aligned} \gamma_{\text{cl}} &= \frac{\pi}{\hbar^2} \oint \frac{adK}{2\pi} \\ &\times \int \frac{v_0 d^3 q}{(2\pi)^3} (2v_q + 1) |A_q|^2 Q^2(q) \\ &\times [1 - \cos(q_{\parallel} a)] \delta[|\varepsilon(K) - \varepsilon(K + q_{\parallel})| - \omega_q], \quad (3) \end{aligned}$$

где $\varepsilon(K) = \Delta_{\parallel} / 2\hbar \cos(Ka)$ описывает спектр минизоны цепочки КТ в отсутствие электрического поля.

Зависимость $\gamma_{\text{cl}}(\Delta_{\parallel})$ показана на рис. 1.¹ Поясним вид этой зависимости:

а) при $\Delta_{\parallel} a / 2\hbar < s$ групповая скорость электрона всюду в минизоне меньше скорости звука s и однофононные процессы рассеяния запрещены законами сохранения энергии и импульса;

б) при $\Delta_{\parallel} a / 2\hbar > s$ с увеличением ширины минизоны становятся разрешенными процессы с фононами все большей энергии; вблизи $\Delta_{\parallel} a / \hbar = s$ декремент затухания растет как $\Delta_{\parallel}^{3/2}$, затем рост становится линейным, а энергия участвующих в рассеянии фононов ограничивается уже шириной минизоны;

в) наконец, при $\Delta_{\parallel} \geq \hbar \omega^*$ начинает работать формфактор $Q(q)$, описываемый выражением (27) работы [1], который подавляет процессы с участием коротковолновых фононов, и рассеяние становится квазиупругим; между тем плотность электронных состояний падает с ростом ширины минизоны как Δ_{\parallel}^{-1} , что при $\Delta_{\parallel} \gg \hbar \omega^*$ приводит к той же зависимости декремента затухания осцилляций — $\gamma_{\text{cl}}(\Delta_{\parallel}) \propto \Delta_{\parallel}^{-1}$.

Проанализируем теперь зависимость декремента затухания от поля. Интегрирование (1) с учетом (2) дает

$$\gamma = \frac{2G^2 \theta}{\pi \hbar^2 s^2 \rho_a a^2} \sum_{n>0} n q_F Q^2(n q_F / a) \int_0^{n q_F / 2} dx \sin^2 x J_n^2(\lambda \sin x), \quad (4)$$

где $q_F = \Omega a / s = e F a^2 / \hbar s$, $\lambda = \Delta_{\parallel} / \hbar \Omega$ определяет область локализации электрона в электрическом поле.

Зависимость $\gamma(\Omega, \Delta_{\parallel} / \hbar \omega^*)$ представлена на рис. 2. При малых полях декремент затухания стремится к своему классическому пределу (3). С увеличением электрического поля расстояние между штарковскими уровнями увеличивается, локализация в поле и формфактор начинают подавлять переходы между удаленными на

¹ В численных расчетах, приводимых в этой работе, мы ограничимся исследованием наиболее интересной для практического применения явления БО областью высоких температур (T) и будем считать $T = 300$ К. Для описания электрон-фононного взаимодействия будут использоваться материальные параметры GaAs: скорость звука $s = 5.22$ см/с, константа потенциала деформации $G = 6$ эВ, массовая плотность GaAs $\rho_a = 5.3$ г/см³. Пренебрегая различием материальных констант внутри и снаружи КТ, будем считать фононный спектр линейным и изотопным: $\omega_q = sq$. В расчетах будем считать, что диаметр КТ в 2 раза меньше периода СРКТ, $|a_i| = a = 4R_D = 100$ Å, и не будем учитывать существующую связь между размером КТ R_D , периодами СРКТ $|a_i|$ и резонансными интегралами Δ_{a_i} , связывающими квантовые точки в соответствующих направлениях. Последнее практически не повлияет на результаты расчета, поскольку резонансные интегралы экспоненциально зависят от расстояния между КТ и значительно изменению резонансных интегралов соответствует логарифмически малое изменение $|a_i|$ или R_D . В расчетах используется формула (31) из работы [1] для формфактора $Q(q)$ для ямы с бесконечно высокими стенками. При указанных выше параметрах СРКТ энергия актуальных фононов, определяемая формфактором, равна $\hbar \omega^* = \hbar s \pi / R_D = 4.3$ мэВ $\ll T$, где $T = 300$ К — температура решетки, так что для фононных чисел заполнения можно использовать асимптотику $(v_q + 1/2) \approx T / \hbar \omega_q$. Длина волны актуальных фононов значительно превосходит максимальный волновой вектор электрона в зоне Бриллюэна СРКТ, $q^* = \pi / R_D \gg \pi / a$, так что существенны процессы переброса.

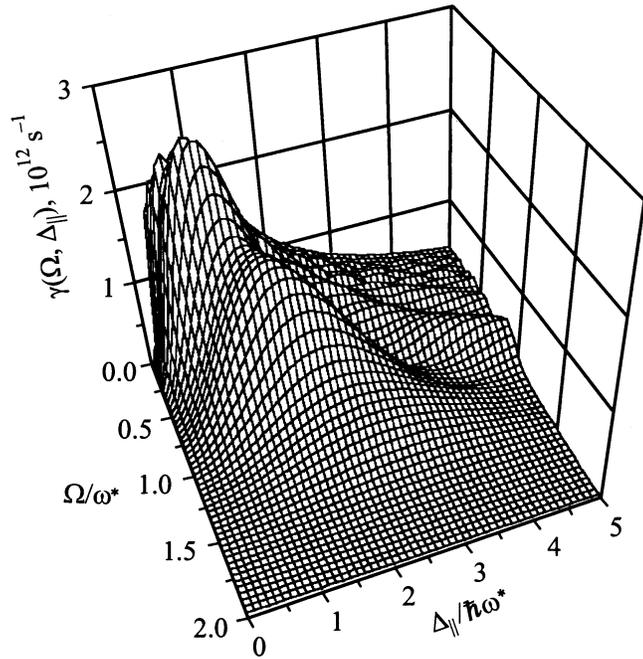


Рис. 2. Зависимость декремента затухания БО в 1D СРКТ от величины электрического поля и ширины минизоны $\Omega/\omega^* = eFa/(\hbar s\pi/R_D)$.

большое число периодов цепочки штарковскими состояниями, которым в (4) соответствуют большие n . В слабых полях ($\Omega < \omega^*$) в узких минизонах ($\Delta_{\parallel} \ll \hbar\omega^*$) переходы с $n \gg 1$ подавляются в основном за счет локализации электронов электрическим полем, а в широких ($\Delta_{\parallel} > \hbar\omega^*$) актуальные n ограничиваются только формфактором.

При выбранных нами параметрах СРКТ $\omega^* = 6.3 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Из рис. 2 легко определить, где декремент затухания становится меньше штарковской частоты и, таким образом, при какой минимальной величине поля при данной ширине минизоны Δ_{\parallel} могут наблюдаться БО.

При $\Omega > \omega^*$ благодаря формфактору начинают подавляться переходы между соседними штарковскими уровнями, что приводит к быстрому уменьшению декремента затухания осцилляций независимо от величины Δ_{\parallel} . В [1] установлено, что асимптотическое поведение формфактора для коротковолновых фононов имеет вид $Q(q > q^*) \propto q^{-\beta}$, $\beta \geq 3$ — см. (30) в [1]. Тогда из (4) следует: если электрон в поле $F > \hbar\omega^*/ea$ уже сильно локализован, $\lambda \ll 1$, то $\gamma \propto F^{-2\beta}$; если $\lambda > 1$, то $\gamma \propto F^{2-2\beta}$. Увеличивая поле, можно легко достичь сколь угодно большого времени жизни БО. Фактически, в экспериментальных условиях, это означает, что затухание БО при $\Omega \gg \omega^*$ будет определяться несовершенством реальной структуры СРКТ, а затухание, возникающее за счет рассеяния на фононах, может быть сколь угодно сильно подавлено.

3. Двумерные и трехмерные решетки из квантовых точек

В 2D и 3D СРКТ из-за движения носителей в перпендикулярном к электрическому полю направлении общая картина заметно усложняется. Затухание БО уже не является экспоненциальным. Величина зависящей от времени скорости затухания по-прежнему определяется величиной $\gamma(k)$, по своей структуре и физическому смыслу схожей с декрементом затухания БО γ в 1D СРКТ — см. (1), но теперь уже зависящей от волнового вектора k , характеризующего движение электрона в поперечной минизоне. Однако кроме $\gamma(k)$ квантовое уравнение релаксации в 2D и 3D СРКТ содержит члены, описывающие специфические процессы перемешивания в поперечных минизонах, которые будут рассмотрены далее. Мы убедимся, что само по себе это перемешивание не приводит к затуханию осцилляций, однако его влияние на характер временной зависимости затухания БО оказывается существенным.

В случае 2D СРКТ уравнение (45) работы [1] для $g_k(t) \equiv e^{i\Omega t} \langle \cos(K_{\parallel}^0 a_{\parallel})^{-1} \rho_{N,N+1}^{kk} \rangle$, описывающее потерю когерентности между состояниями $|N, k\rangle$ и $|N+1, k\rangle$, можно записать в виде

$$-\frac{\partial}{\partial t} g_k(t) = \sum_{k'} J_{kk'} g_{k'}(t) = \sum_{k'} \left[\delta_{k,k'} \sum_{k_1} W_{kk_1}^{\text{out}} - W_{kk'}^{\text{in}} \right] g_{k'}(t),$$

$$W_{kk'}^{\text{out}} = \frac{2\pi}{\hbar^2} \sum_{l,n,q} |V_n^q|^2 \{ (v_q + 1) \delta[\varepsilon(k') - \varepsilon(k) + n\Omega + \omega_q] + v_q \delta[\varepsilon(k') - \varepsilon(k) + n\Omega - \omega_q] \} \delta \left(k' - k - q_{\perp} + \frac{2\pi l}{a_{\perp}} \right),$$

$$W_{kk'}^{\text{in}} = \frac{2\pi}{\hbar^2} \sum_{l,n,q} \cos(q_{\parallel} a_{\parallel}) |V_n^q|^2 \times \{ (v_q + 1) \delta[\varepsilon(k') - \varepsilon(k) + n\Omega - \omega_q] + v_q \delta[\varepsilon(k') - \varepsilon(k) + n\Omega + \omega_q] \} \times \delta \left(k' - k - q_{\perp} + \frac{2\pi l}{a_{\perp}} \right), \quad (5)$$

Волновой вектор q изменяется в пределах зоны Бриллюэна материала СРКТ, волновой вектор поперечного движения электрона k — в пределах первой зоны Бриллюэна поперечной цепочки квантовых точек; спектр поперечной минизоны дается выражением $\varepsilon(k) = \Delta_{\perp}/2 \cos(ka_{\perp})$; суммирование по l обеспечивает учет процессов переброса в поперечных минизонах; матричные элементы V_n^q определены выражениями (26), (28) работы [1].

Ток БО, согласно (43) работы [1], выражается через $g_k(t)$ следующим образом:

$$j(t) = j_0(t)\tilde{j}(t), \quad j_0(t) = \frac{en_e\Delta_{\parallel}a_{\parallel}}{2\hbar} \langle \cos(K_{\parallel}^0 a_{\parallel}) \sin(\Omega t), \quad (6)$$

$$\tilde{j}(t) = \sum_k g_k(t),$$

где $j_0(t)$ есть ток БО в отсутствие рассеяния, $\tilde{j}(t)$ описывает затухание амплитуды тока.

Из вида оператора \hat{J} в (5) следует, что в отличие от 1D СРКТ, при наличии непрерывного спектра поперечного движения затухание в общем случае не является экспоненциальным. Поэтому удобно ввести зависящую от времени скорость затухания

$$\Gamma_j(t) = -\frac{d}{dt} \ln \tilde{j}(t). \quad (7)$$

Скорость затухания в момент включения электрического поля $t=0$ легко вычисляется аналитически. Действительно, подставляя начальные условия $g_k(t=0)$ в правую часть (5), получим

$$\Gamma_j(t=0) = \sum_{k,k'} g_k^{-1}(t=0) J_{kk'} g_{k'}(t=0). \quad (8)$$

Для получения некоторого представления о зависимости скорости затухания тока БО от времени $\Gamma_j(t)$ полезно формально представить решение системы (5) в виде

$$g_k(t) = \sum_i c_k^i \exp(-\eta_i t),$$

$$\tilde{j}(t) = \sum_i \operatorname{Re} \left[\sum_k c_k^i \exp(-i \operatorname{Im}\{\eta_i\} t) \right] \exp(-\operatorname{Re}\{\eta_i\} t), \quad (9)$$

где η_i — собственные числа оператора \hat{J} . Из (9) видно, что в общем случае зависимость амплитуды тока от времени не монотонна, в частности она может менять знак, что соответствует сдвигу фазы осцилляций на π . Поскольку матрица $J_{kk'}$ не симметрична, собственные числа и коэффициенты разложения комплексны.

Можно строго показать, что уравнения (5) никогда не приводят к нарастанию амплитуды осцилляций на бесконечности, т.е. вещественные части $\operatorname{Re}\{\eta_i\}$ всех собственных чисел матрицы $J_{kk'}$ положительны. В этом нам поможет следующая теорема (Гершгорин, 1931) [3,4].

Теорема. Любое собственное число ν произвольной комплексной матрицы $n \times n$ $\|a_{ij}\|$ содержится в одном из кругов

$$|a_{ii} - \nu| \leq \sum_{j \neq i} |a_{ij}| \quad (i = 1, \dots, n). \quad (10)$$

Применяя эту теорему к уравнению (5), можно заметить, что благодаря фазовому множителю $\cos(q_{\parallel} a_{\parallel})$ в части уравнения, описывающей приход электронов, сумма модулей недиагональных элементов $W_{kk'}^{\text{in}}$ в любой строке (любом столбце) матрицы $J_{kk'}$ не превышает значения диагонального элемента $\sum_{k'} W_{kk'}^{\text{out}}$.

$$\sum_{k'} W_{kk'}^{\text{out}} \geq \sum_{k'} |W_{kk'}^{\text{in}}|. \quad (11)$$

Тогда из приведенной теоремы следует, что вещественные части всех собственных чисел $\operatorname{Re}\{\eta_i\}$ неотрицательны и амплитуда осцилляций не нарастает со временем:

$$\operatorname{Re}\{\eta_i\} \geq \Lambda \equiv \min_k \left\{ \sum_{k'} W_{kk'}^{\text{out}} - |W_{kk'}^{\text{in}}| \right\} \geq 0. \quad (12)$$

При этом знак равенства в (11), (12) возникает только когда какая-либо строка матрицы $J_{kk'}$ целиком равна нулю, т.е. в случае, когда рассеяние в некоторой области энергий поперечного движения отсутствует.

В дальнейшем мы увидим, что величина Λ из (10) может служить хорошей оценкой для асимптотического значения скорости затухания тока осцилляций $\Gamma_j(t)$ при $t \rightarrow \infty$, хотя, строго говоря, из разложения (9) не следует, что на больших временах скорость затухания тока стремится к минимальному $\operatorname{Re}\{\eta_i\}$.

Таким образом, не решая систему уравнений, можно получить аналитическое выражение для скорости затухания тока осцилляций в начальный момент времени $\Gamma_j(0)$ и оценить величину этой скорости $\Gamma_j(\infty)$ на больших временах. Проведенные рассуждения применимы и в общем случае (см. (40) работы [1]), при произвольном способе возбуждения когерентной смеси штарковских состояний и любой ориентации поля относительно осей СРКТ.

Здесь мы ограничимся подробным рассмотрением наиболее простой и в то же время наиболее интересной с практической точки зрения ситуации, когда возможны только переходы с участием акустических фононов внутри поперечных минизон штарковской лестницы, а все прочие каналы рассеяния сильно подавлены.

3.1. Затухание блоховских осцилляций при рассеянии внутри поперечных минизон

Пусть выполнены полученные в [1] условия полного подавления рассеяния на оптических фононах, $n\Omega + \Delta_{\perp}/2\hbar < \omega_0 < (n+1)\Omega - \Delta_{\perp}/2\hbar$, $\hbar\omega_0 > \Delta_{\perp}$, а также сильно подавлено межминизонное рассеяние на акустических фононах, $\hbar\Omega - \Delta_{\perp} > \hbar\omega^* = \hbar s\pi/R_D$. Тогда

уравнения (5) приобретают вид:

$$\begin{aligned}
 (\partial/\partial t + \gamma_k)g_k(t) &= \sum_{k'} W_{kk'}^{\text{in}} g_{k'}(t) - W_{k'k}^{\text{in}} g_k(t), \\
 \gamma_k &= \frac{\pi}{\hbar^2} \sum_q |V_{N+1,N+1}^q - V_{NN}^q|^2 \{ (v_q + 1) \\
 &\times \delta[\varepsilon(k + q_\perp) - \varepsilon(k) + \omega_q] + v_q \delta[\varepsilon(k + q_\perp) - \varepsilon(k) - \omega_q] \}, \\
 W_{kk'}^{\text{in}} &= \frac{2\pi}{\hbar^2} \sum_{l,q} \cos(q_{\parallel} a_{\parallel}) |V_0^q|^2 \{ (v_q + 1) \delta[\varepsilon(k') - \varepsilon(k) - \omega_q] \\
 &+ v_q \delta[\varepsilon(k') - \varepsilon(k) + \omega_q] \} \delta \left(k' - k - q_\perp + \frac{2\pi l}{a_\perp} \right). \quad (13)
 \end{aligned}$$

Здесь мы выделили часть члена (5), описывающего уход электронов, в левую часть таким образом, что интеграл от правой части по поперечному импульсу k равен нулю. Выражение для γ_k отличается от декремента затухания БО в 1D СРКТ (1) только наличием энергии поперечного движения в δ -функциях, выражающих закон сохранения энергии. Легко показать, что затухание БО и при наличии поперечного движения в основном определяется функцией γ_k , включающей в себя разность матричных элементов взаимодействия в соседних шариковых состояниях. Интегрируя уравнение по волновым векторам поперечного движения k , получим

$$\frac{\partial}{\partial t} \int dk g_k(t) = - \int dk \gamma_k g_k(t).$$

С учетом соотношения $\tilde{j} = \int dk g_k(t)$ (см. (6)) отсюда следует, что если $\gamma_k = \text{const}(k) \equiv \gamma$, то амплитуда тока БО затухает с декрементом γ . В действительности γ_k имеет дисперсию и определяет лишь начальное значение зависящей от времени скорости затухания тока БО $\Gamma_j(0)$. В самом деле, подстановка начального распределения $g_k(0) = f_k$ в правую часть уравнения дает ноль, и мы имеем

$$g_k(t)|_{t=0} = f_k \exp(-\gamma_k t), \quad \Gamma_j(0) = \int dk f_k \gamma_k \equiv \langle \gamma \rangle. \quad (14)$$

С течением времени благодаря ненулевой дисперсии γ_k функция $g_k(t)$ становится отличной от равновесной, и правая часть уравнения, описывающая перемешивание в поперечной минизоне, начинает существенно влиять на скорость затухания осцилляций. Наиболее наглядно это влияние проявляется в пределе высокой температуры решетки по отношению к энергии актуальных акустических фононов и ширине поперечной минизоны.

3.1.1. Затухание блоховских осцилляций при $T \gg \hbar\omega^*$, Δ_\perp . При $T \gg \hbar\omega^*$ для фононных чисел заполнения справедлива аппроксимация $v_q + 1/2 \approx T/\hbar\omega_q \gg 1$ и вкладом процессов со спонтанным испусканием фононов можно пренебречь. Уравнения (13)

принимают следующий вид:

$$\begin{aligned}
 -\frac{\partial}{\partial t} g_k(t) &= J_{kk'} g_{k'}(t) = \gamma_k g_k(t) - \hat{\mathcal{M}}\{g_{k'}(t)\}, \\
 \hat{\mathcal{M}}\{g_{k'}(t)\} &= \sum_{k'} W_{kk'}^{\text{in}} [g_{k'}(t) - g_k(t)], \\
 \gamma_k &= \frac{\pi}{\hbar^2} \sum_q \frac{T}{\hbar\omega_q} |V_{N+1,N+1}^q - V_{NN}^q|^2 \delta[|\varepsilon(k + q_\perp) - \varepsilon(k)| - \omega_q], \\
 W_{kk'}^{\text{in}} &= \frac{2\pi}{\hbar^2} \sum_{l,q} \frac{T}{\hbar\omega_q} \cos(q_{\parallel} a_{\parallel}) |V_0^q|^2 \\
 &\times \delta[|\varepsilon(k') - \varepsilon(k)| - \omega_q] \delta \left(k' - k - q_\perp + \frac{2\pi l}{a_\perp} \right). \quad (15)
 \end{aligned}$$

В отличие от общего случая (5), в (15) матрица $W_{kk'}^{\text{in}}$, и, следовательно, операторы $\hat{\mathcal{M}}, \hat{J}$ — симметричны. Тогда все собственные числа \hat{J}, η_i , вещественны, а собственные вектора, g_k^i , вещественны и ортогональны, $\sum_i g_{k'}^i g_k^i = \delta_{k,k'}$. С учетом второго условия, $T > \Delta_\perp$, начальные условия можно записать в виде $g_k(0) \equiv f = \text{const}(k)$, где $\sum_k f = 1$, и формальное решение (9) существенно упрощается:

$$\begin{aligned}
 g_k(t) &= \sum_i \left[\sum_{k'} f g_{k'}^i \right] g_k^i \exp(-\eta_i t), \\
 \hat{j}(t) &= f \sum_i \left[\sum_k g_k^i \right]^2 \exp(-\eta_i t). \quad (16)
 \end{aligned}$$

Мы видим, что в пределе высокой температуры и в отсутствие переходов между поперечными минизонами, в отличие от общего случая (9), амплитуда тока БО всегда положительна, а скорость ее затухания $\Gamma_j(t)$ монотонно уменьшается, стремясь в пределе больших времен к минимальному собственному числу оператора \hat{J} .

Рассмотрим теперь влияние перемешивания, описываемого оператором $\hat{\mathcal{M}}$ в (15), на скорость затухания осцилляций. Видно, что этот оператор описывает нелокальную диффузию в поперечной минизоне. Действительно, при квазиупругом рассеянии, т. е. в случае, когда ширина поперечной минизоны существенно превышает энергию актуальных фононов, $\Delta_\perp > \hbar\omega^*$, $\hat{\mathcal{M}}$ переходит в обыкновенный дифференциальный оператор диффузии по энергии поперечного движения:

$$\begin{aligned}
 -\sum_{k'} W_{kk'}^{\text{in}} (g_{k'}(t) - g_k(t)) &\rightarrow -\frac{\partial}{\partial \varepsilon} \mathcal{D}(\varepsilon) \frac{\partial}{\partial \varepsilon} g(\varepsilon, t), \\
 \mathcal{D}(\varepsilon) &= \mathcal{R}(\varepsilon) \int W^{\text{in}}(\varepsilon, \varepsilon + \delta\varepsilon) \frac{\delta\varepsilon^2}{2} d\delta\varepsilon, \\
 W^{\text{in}}(\varepsilon, \varepsilon') &= \mathcal{R}^{-1}(\varepsilon) \oint dk \delta[\varepsilon' - \varepsilon(k')] \delta[\varepsilon - \varepsilon(k)] W_{kk'}^{\text{in}}, \\
 \varepsilon(k) &= \frac{\Delta_\perp}{2\hbar} \cos(ka_\perp), \quad \mathcal{R}(\varepsilon) = \left[\left(\frac{\Delta_\perp}{2\hbar} \right)^2 - \varepsilon^2 \right]^{-1/2}, \quad (17)
 \end{aligned}$$

где $\mathcal{R}(\varepsilon)$ — плотность состояний в поперечной минизоне.

Кроме нелокальности от обычного оператора диффузии оператор $\hat{\mathcal{M}}$ отличается тем, что величины $W_{kk'}^{in}$ не обязательно положительны, поскольку описывают не вероятность перехода, а фазовую релаксацию. Коэффициент диффузии может становиться отрицательным. Рассмотрим отдельно два случая.

1. $W_{kk'}^{in} > 0$ для всех k и k' .

Оценка минимального собственного числа оператора \hat{J} η_{min} (12), следующая из теоремы Гершгорина, в случае $W_{kk'}^{in} > 0$ дает

$$\eta_{min} \geq \Lambda = \gamma_{min} \equiv \min_k \{\gamma_k\}. \quad (18)$$

При $W_{kk'}^{in} > 0$ достаточно очевидно также следующее утверждение: если увеличивать любой матричный элемент $W_{kk'}^{in} > 0$ в (15), не изменяя при этом γ_k , это приведет к сужению спектра оператора \hat{J} и к росту η_{min} . Действительно, при $\gamma_k \neq const$ первый член справа в (15) с течением времени приводит к тому, что $g_k(t)$ зависит от волнового вектора k . Диффузионный член, напротив, стремится уменьшить дисперсию $g_k(t)$, осуществляя перенос из областей поперечной минизоны с меньшими γ_k в области „обеднения“, где γ_k больше среднего. Таким образом, эффективно диффузия сужает спектр оператора \hat{J} . Полезно представить два предельных случая.

а) Если диффузия отсутствует, $W_{kk'}^{in} = 0$, то \hat{J} диагонален с собственными числами γ_k , что дает

$$\hat{j}(t) = f \sum_k \exp(-\gamma_k t),$$

$$\Gamma_j(0) = \langle \gamma \rangle, \quad \Gamma_j(\infty) = \gamma_{min}. \quad (19)$$

б) При фиксированном γ_k и $W_{kk'}^{in} \rightarrow \infty$ диффузионный член быстро выравнивает $g_k(t)$ по поперечной минизоне. Однако $g_k(t) = const(k)$ соответствует $\Gamma_j = \langle \gamma \rangle$. Мы видим, что в пределе бесконечно большой скорости перемешивания ток затухает с постоянным декрементом $\Gamma_j(t) = \langle \gamma \rangle$.

2. $W_{kk'}^{in} < 0$ для всех k и k' .

Этот случай соответствует отрицательному коэффициенту диффузии. Оператор $\hat{\mathcal{M}}$ приводит к переносу из областей поперечной зоны с большими γ_k в области с меньшими γ_k и эффективно расширяет спектр \hat{J} . При этом амплитуда тока, в силу теоремы Гершгорина, остается конечной, но на больших временах скорость затухания тока становится меньше, чем γ_{min} :

$$0 \leq \min_k \left\{ \sum_{k'} W_{kk'}^{out} - |W_{kk'}^{in}| \right\}$$

$$= \Lambda \leq \Gamma_j(\infty) < \min_k \left\{ \sum_{k'} W_{kk'}^{out} + |W_{kk'}^{in}| \right\} = \gamma_{min} \quad (20)$$

3.1.2. Зависимость скорости затухания блоховских осцилляций от ширины поперечных минизон и величины электрического поля. В предыдущем

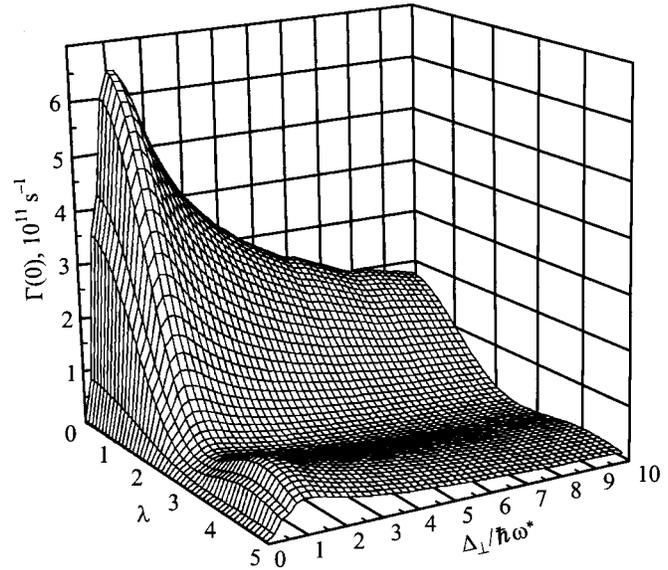


Рис. 3. Скорость затухания БО в начальный момент времени (максимальная скорость затухания).

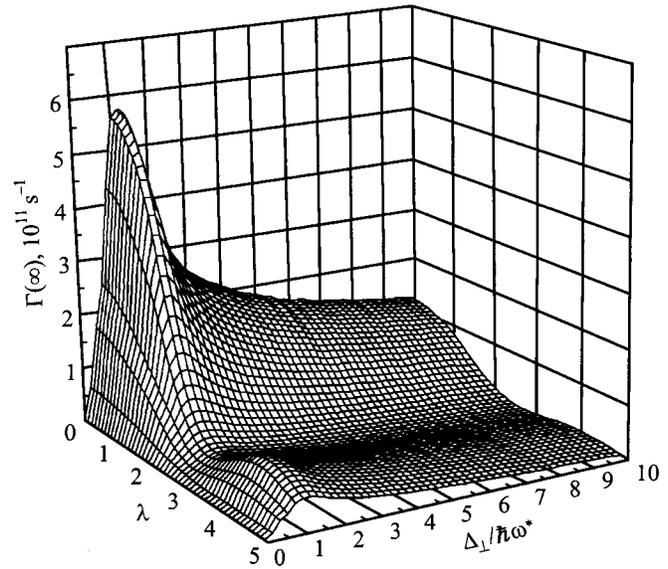


Рис. 4. Скорость затухания БО на больших временах (минимальная скорость затухания).

параграфе мы установили, что скорость затухания тока БО в 2D и 3D СРКТ зависит от времени. В интересующем нас случае рассеяния внутри поперечных минизон и высокой температуры эта зависимость оказывается монотонно убывающей: в начальный момент времени скорость затухания тока БО $\Gamma_j(0) = \langle \gamma \rangle$ (см. (14)), а при больших временах стремится к минимальному собственному числу оператора \hat{J} , которое мы не можем вычислить аналитически, но для которого справедлива оценка (12), следующая из теоремы Гершгорина, $\langle \gamma \rangle > \Gamma_j(\infty) = \eta_{min} \geq \Lambda$.

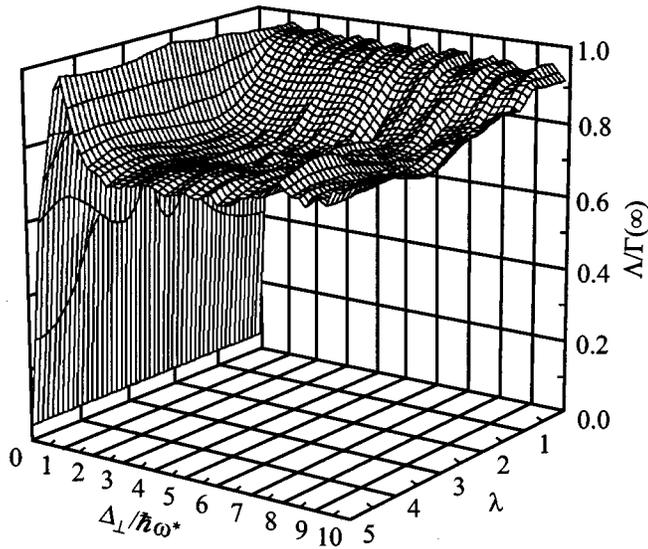


Рис. 5. Отношение оценки минимальной скорости затухания БО, следующей из теоремы Гершгорина, к реальной скорости затухания на больших временах.

Все эти величины при комнатной температуре и базовых параметрах СРКТ, приведенных в начале работы при расчете скорости затухания в цепочке КТ, зависят от двух параметров: величины $\lambda = \Delta_{\parallel}/(eFa_{\parallel})$, определяющей длину локализации электрона электрическим полем; ширины поперечной минизоны Δ_{\perp} , которую удобно измерять в единицах энергии актуальных фононов $\hbar\omega^* = \hbar s\pi/R_D$, определяемой формфактором (27) в работе [1].

На рис. 3, 4 построены зависимости $\Gamma_j(0)$, $\Gamma_j(\infty)$ от этих величин. Как видно из рисунков, скорость затухания сильно зависит от обоих параметров, что позволяет эффективно управлять временем жизни БО, изменяя величину и направление электрического поля. Построенная на рис. 5 зависимость $\Lambda/\Gamma_j(\infty)$ показывает, что при любых значениях параметров величина Λ служит достаточно хорошей оценкой для $\Gamma_j(\infty)$.

Для объяснения приведенных зависимостей необходимо более подробно исследовать величины, входящие в уравнение (15). Интегрирование по волновым векторам фононов дает:

$$W_{kk'}^{\text{in(out)}} = \frac{2\pi G^2 T}{\hbar^2 s^3 \rho_a a^2} \sum_l \frac{qa}{\pi} Q(q)\theta(p)\Phi_p^{\text{in(out)}}(\lambda),$$

$$\Phi_p^{\text{in}}(\lambda) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \cos(pa \sin \varphi) J_0^2 \left(\lambda \sin \frac{pa \sin \varphi}{2} \right),$$

$$\Phi_p^{\text{out}}(\lambda) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi J_0^2 \left(\lambda \sin \frac{pa \sin \varphi}{2} \right), \quad (21)$$

$$\hbar s q = |\varepsilon_k - \varepsilon_{k'}|, \quad q_{\perp} = k' - k + 2\pi l/a, \quad p = \sqrt{q^2 - q_{\perp}^2}.$$

Здесь p имеет смысл максимально возможной при данных k, k' и l продольной компоненты волнового век-

тора фонона. Поперечная компонента волнового вектора фонона q_{\perp} не может быть больше величины полного волнового вектора q , что выражает функция Хевисайда $\theta(p)$.

Вид интегралов в (21) позволяет сделать некоторые важные выводы. Прежде всего можно заметить, что и фазовый множитель, и функция Бесселя в (21) являются периодическими функциями величины $q_{\parallel}a = pa \sin \varphi$. В широкой поперечной минизоне $\Delta_{\perp} > \hbar\omega^*$ величина актуальных волновых векторов $q^* = \pi/R_D$ существенно превышает период π/a фазового множителя и функции $J_0^2[\lambda \sin\{pa \sin(\varphi/2)\}]$. Тогда интегралы можно приближенно заменить их средними значениями, что дает:

$$\langle \Phi^{\text{in}}(\lambda) \rangle \equiv \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} dx \cos(x) J_0^2 \left(\lambda \sin \frac{x}{2} \right),$$

$$\gamma_k = \oint \frac{dk'a}{2\pi} (W_{kk'}^{\text{out}} - W_{kk'}^{\text{in}}) \propto \langle \Phi^{\gamma}(\lambda) \rangle$$

$$\equiv \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} dx [1 - \cos(x)] J_0^2 \left(\lambda \sin \frac{x}{2} \right),$$

$$\tau_k^{-1} = \oint \frac{dk'a}{2\pi} W_{kk'}^{\text{out}} \propto \langle \Phi^{\text{out}}(\lambda) \rangle \equiv \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} dx J_0^2 \left(\lambda \sin \frac{x}{2} \right). \quad (22)$$

Зависимость скорости затухания блоховских осциллирующей от степени локализации электронов в электрическом поле. Зависимости $\langle \Phi^{\text{out}}(\lambda) \rangle$, $\langle \Phi^{\text{in}}(\lambda) \rangle$ и $\langle \Phi^{\gamma}(\lambda) \rangle = \langle \Phi^{\text{out}}(\lambda) \rangle - \langle \Phi^{\text{in}}(\lambda) \rangle$ от $\lambda = \Delta_{\parallel}/eFa_{\parallel}$, изображенные на рис. 6, дают зависимость частоты столкновений, эффективности диффузионного перемешивания, описываемого оператором $\hat{\mathcal{M}}$ в (15), и начальной скорости затухания осциллирующей соответственно от степени локализации электронов в электрическом поле. Для сильно локализованных электронов ($\lambda \ll 1$)

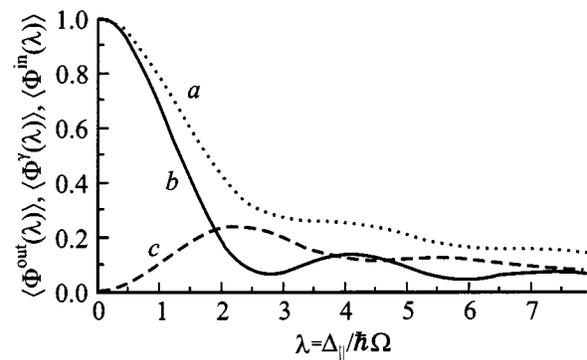


Рис. 6. Зависимость величин $\langle \Phi^{\text{out}}(\lambda) \rangle$ (a), $\langle \Phi^{\gamma}(\lambda) \rangle$ (b) и $\langle \Phi^{\text{in}}(\lambda) \rangle$ (c), описывающих соответственно частоту соударений, скорость затухания БО и эффективность диффузионного перемешивания в поперечной минизоне, от длины локализации электрона в электрическом поле, измеренной в периодах сверхрешетки, $\lambda = L_{\text{loc}}/a$.

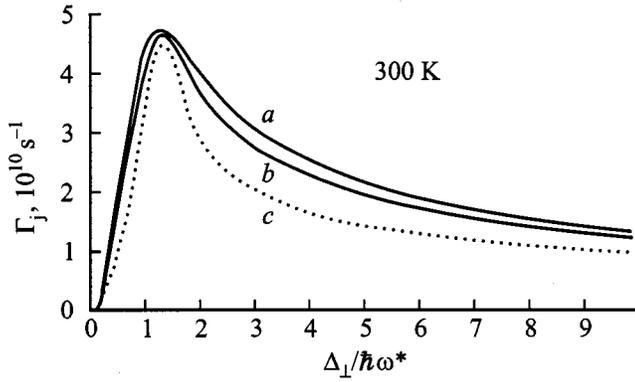


Рис. 7. Зависимость скорости затухания БО от ширины поперечной минизоны в 2D СРКТ при $\lambda = 2.8$: *a* — скорость затухания БО в начальный момент времени $\Gamma_j(0)$; *b* — скорость затухания БО на больших временах $\Gamma_j(\infty)$; *c* — оценка минимальной скорости затухания БО, следующая из теоремы Гершгорина, $\Lambda = \min\{\gamma_k\}$. $T = 300$ К.

вероятность рассеяния τ_k^{-1} максимальна — функция Бесселя в (22) равна единице. В то же время среднее значение косинуса дает нуль и соответственно влияние диффузионного перемешивания на скорость затухания осцилляций пренебрежимо мало: для амплитуды тока осцилляций справедливо выражение (19), причем γ_k совпадает с τ_k^{-1} . С уменьшением поля (увеличением λ) длина волны актуальных фононов становится меньше длины локализации $L_{\text{loc}} = \lambda a$ и вероятность рассеяния быстро падает. Между тем $\langle \Phi^{\text{in}}(\lambda) \rangle$ растет с ростом λ , и влияние диффузионного перемешивания на скорость затухания БО становится существенным.

При $\lambda \approx 2.8$ зависимость $\langle \Phi^{\nu}(\lambda) \rangle$ имеет минимум. В этой точке скорость затухания осцилляций становится уже в 3 раза меньше, чем частота столкновений τ_k^{-1} , и на порядок меньше, чем ее значение при $\lambda = 0$. Сравнивая зависимость величин $\Gamma_j(0)$, $\Gamma_j(\infty)$ от λ (рис. 3, 4) с функцией $\langle \Phi^{\nu}(\lambda) \rangle$, мы видим, что последняя в общих чертах правильно описывает зависимость скорости затухания осцилляций как в широких, так и в узких поперечных минизонах.

При $\lambda \gtrsim 1.6$ интеграл $\Phi_p^{\text{in}}(\lambda)$ в (21) всегда, независимо от величины p , больше нуля, и применимы выводы предыдущего параграфа для $W_{kk'}^{\text{in}} > 0$, в частности неравенство $\Gamma_j(\infty) > \gamma_{\text{min}}$.

При $\lambda \lesssim 1.6$ матричные элементы $W_{kk'}^{\text{in}}$ могут быть и положительны, и отрицательны. Как мы убедились (рис. 6), в широких минизонах при $\lambda \leq 1$ они близки к нулю, и диффузионным перемешиванием можно пренебречь. Однако в достаточно узких поперечных минизонах энергия актуальных фононов определяется уже не формфактором, а шириной поперечной минизоны, и влияние диффузионного перемешивания может быть существенно.

Зависимость скорости затухания осцилляций от ширины поперечной минизоны. Общий ход этой зависимости определяется отношением ширины поперечной

минизоны и максимальной энергии участвующих в переходах фононов $\hbar\omega^*$, определяемой формфактором. В качестве примера на рис. 7 приведена зависимость величин $\Gamma_j(0)$, $\Gamma_j(\infty)$ и Λ от ширины поперечной минизоны при фиксированном параметре $\lambda = 2.8$, соответствующем первому минимуму $\Phi^{\nu}(\lambda)$. Поясним эту зависимость.

В широкой поперечной минизоне $\Delta_{\perp} > \hbar\omega^*$ энергия актуальных фононов меньше ширины поперечной минизоны, рассеяние квазиупруго, и декремент затухания вместе с плотностью состояний падает обратно пропорционально ширине минизоны.

Рост при $\Delta_{\perp} \leq \hbar\omega^*$ связан с тем, что здесь энергия актуальных фононов определяется не формфактором, а шириной минизоны, и растет вместе с ней.

Наконец, в очень узких минизонах, $\Delta_{\perp} < 2\hbar s/a$, групповая скорость электрона меньше скорости звука, и одновременное выполнение закона сохранения энергии и поперечного квазиимпульса становится невозможным — однофононное рассеяние отсутствует. В этом случае нужно учитывать сильно подавленное рассеяние между поперечными минизонами (мы считаем $\hbar\Omega - \Delta_{\perp} > \hbar\omega^*$), что с учетом узости поперечных минизон, $\Delta_{\perp} < \hbar s/a \ll \hbar\omega^*$, приводит нас к случаю 1D СРКТ.

Из рис. 7 видно, что скорость затухания на больших временах, $\Gamma_j(\infty)$, значительно превышает оценку, даваемую $\Lambda = \min\{\gamma_k\}$, и весьма близка к $\Gamma_j(0) = \langle \gamma \rangle$. Это следствие того, что при $\lambda = 2.8$ диффузионное перемешивание является сильным, $\langle \Phi^{\text{in}}(2.8) \rangle \approx 3\langle \Phi^{\nu}(2.8) \rangle$, и подтверждает выводы о роли диффузионного перемешивания, сделанные нами в предыдущем параграфе.

В достаточно широких поперечных минизонах $\Delta_{\perp} \geq T$, чему на рис. 7 соответствует $\Delta_{\perp}/\hbar\omega^* \geq 6$, сделанное нами приближение равномерного начального распределения электронов по поперечной минизоне, $f_k = \text{const}$, становится неверным, что необходимо учитывать при расчете $\Gamma_j(0) = \langle \gamma \rangle$. Возникающие за счет этого поправки, однако, оказываются малы при соблюдении условия отсутствия рассеяния на оптических фононах внутри поперечной минизоны, $\Delta_{\perp} < \hbar\omega_0$, чему соответствует $\Delta_{\perp}/\hbar\omega^* < 8$.

Условие отсутствия рассеяния на акустических фононах между поперечными минизонами, $\hbar\Omega - \Delta_{\perp} > \hbar\omega^*$, ограничивает частоту БО снизу значением $f_{\text{BO}} = \omega^*/2\pi = 10^{12}$ Гц. Отсюда видно, что время жизни БО при комнатной температуре в 2D СРКТ может составлять сотни периодов осцилляций (рис. 7), в то время как в СРКЯ при комнатной температуре БО сильно затухают за один период осцилляций [2].

Величина скорости затухания БО 10^{10} c^{-1} может быть уменьшена и далее при увеличении размера квантовых точек, составляющих сверхрешетку. Действительно, область волновых векторов фононов, участвующих в рассеянии, ограничивается формфактором величины $q^* = \pi/R_D$. Соответственно скорость рассеяния осцилляций (в широких поперечных минизонах, $\Delta_{\perp} > \hbar\omega^*$) обратно пропорциональна кубу линейного размера точек. При увеличении размера КТ, естественно, должно

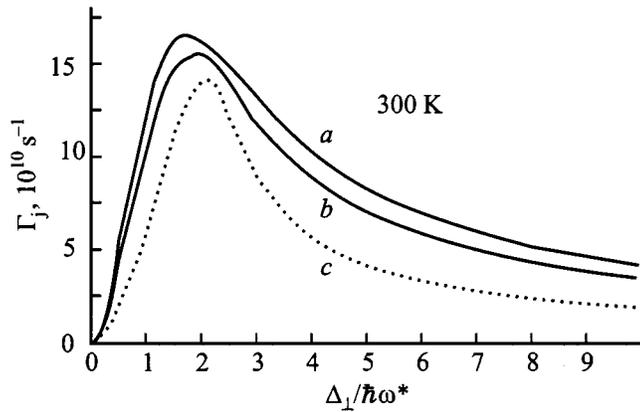


Рис. 8. Зависимость скорости затухания БО от ширины поперечной минизоны в 3D СРКТ при $\lambda = 2.8$: *a* — скорость затухания БО в начальный момент времени $\Gamma_j(0)$; *b* — скорость затухания БО на больших временах $\Gamma_j(\infty)$; *c* — оценка минимальной скорости затухания БО, следующая из теоремы Гершгорина, $\Lambda = \min\{\gamma_k\}$. $T = 300$ К.

быть выполнено условие (2) работы [1] изолированности минизоны, образованной из основного уровня квантования в КТ, что накладывает ограничение сверху на размер КТ.

В 3D СРКТ общая построенная здесь для 2D СРКТ физическая картина сохраняется. И зависимость скорости затухания от степени локализации электрона в электрическом поле, и общий ход зависимости от ширины поперечной минизоны остаются неизменными. Изменения сводятся к умножению скорости затухания в 2D СРКТ на геометрический фактор, описывающий изменения плотности электронных состояний при переходе от одномерной к двумерной поперечной минизоне. Из рис. 8 видно, что при выбранных параметрах СРКТ и зависимости формфактора от волнового вектора фонона $Q(q)$ этот геометрический фактор примерно равен четырем.

4. Заключение

В работе проведен качественный и количественный анализ зависимости скорости затухания БО от параметров СРКТ, величины и направления электрического поля. Для этого использовано выведенное в предыдущей работе авторов [1] квантовое кинетическое уравнение, описывающее затухание БО. Исследован характер временной зависимости скорости затухания БО. Получены аналитические выражения для начального значения скорости затухания БО (в момент возбуждения БО) и для асимптотического значения скорости затухания БО на больших временах. Показано, что величина скорости затухания БО пропорциональна квадрату модуля разности матричных элементов рассеивающего потенциала на волновых функциях электрона в соседних штатковских состояниях. Эта зависимость отражает специфику фазового рассеяния и, в частности, из нее следует,

что длинноволновые возмущения не приводят к потере когерентности между штатковскими состояниями и к затуханию БО. Благодаря зависимости от разности матричных элементов рассеяния скорость затухания БО может быть существенно меньше обратного времени рассеяния. В частности, для внутриминзонного рассеяния при длине локализации электрона в электрическом поле в 3 периода СРКТ скорость затухания БО становится в 3 раза меньше частоты соударений.

Итак, в предыдущей работе авторов [1] и в настоящей работе показана возможность подавления всех каналов рассеяния на фононах в 2D и 3D СРКТ. Экспоненциальная зависимость ширины спектра поперечного движения в СРКТ от ориентации электрического поля позволяет путем изменения величины и направления электрического поля добиться:

- полного подавления однофононного рассеяния на оптических фононах, которое является основным каналом рассеяния в СРКТ и приводит там к быстрому затуханию БО;

- очень сильного подавления рассеяния на акустических фононах между поперечными минизонами штатковской лестницы;

- уменьшения скорости затухания БО при рассеянии на акустических фононах внутри поперечных минизон по крайней мере на 2 порядка величины.

Подчеркнем еще раз, что в системе КТ плотность электронных состояний существенно выше, чем в квантовых ямах и, тем более, в объемных полупроводниках (в GaAs частота соударений с акустическими фононами при комнатной температуре составляет 10^{11} с^{-1}). Соответственно выше оказывается и вероятность рассеяния в отсутствие электрического поля. Тем не менее богатые возможности управления спектром СРКТ путем изменения величины и направления электрического поля позволяют уменьшить скорость затухания блоховских осцилляций в СРКТ при комнатной температуре до величины $\sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$ при частоте осцилляций $f_{\text{BO}} > 10^{12} \text{ Гц}$. Это существенным образом отличает СРКТ от сверхрешеток из квантовых ям со схожими параметрами, где при комнатной температуре скорость затухания блоховских осцилляций составляет 10^{13} с^{-1} [2], причем рассеяние не может быть существенно подавлено за счет изменения параметров сверхрешетки и величины электрического поля.

Таким образом, нами показано, что в достаточно совершенных периодических структурах из квантовых точек рассеяние носителей на колебаниях решетки может быть эффективно подавлено путем выбора величины и направления приложенного электрического поля. Это существенное преимущество СРКТ перед слоистыми сверхрешетками может быть использовано для создания источников и приемников излучения в терагерцовом диапазоне частот.

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 99-02-16796), Государственной программой поддержки ведущих научных школ (грант № 00-15-96812) и программой „Физика твердотельных наноструктур“.

Список литературы

- [1] И.А. Дмитриев, Р.А. Сурис. ФТП, **36** (12), 1449 (2002).
- [2] T. Dekorsy, R. Ott, H. Kurz, K. Kohler. Phys. Rev. B, **51**, 17 275 (1995).
- [3] С.А. Гершгорин. Изв. АН СССР. Сер. мат.-физ., 749 (1931).
- [4] Ф.Р. Гантмахер. *Теория матриц* (Наука, 1988) с. 390.

Редактор Л.В. Шаронова

Damping of Bloch oscillations in quantum dot superlattices of various dimensionality

I.A. Dmitriev, R.A. Suris

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract In the previous authors work a quantum kinetic equation was derived which governs damping of Bloch oscillations in ideal quantum dot superlattices of various dimensionality (1D, 2D, 3D QDSL). Conditions were found out when the single remaining channel of carrier scattering, leading to oscillation damping, is the acoustic phonon scattering within transverse minibands of the Stark ladder states. In this work possibilities to suppress scattering in this channel are analyzed. We show that Bloch oscillation lifetime in QDSL at room temperature can be hundreds times greater than oscillation period and derive conditions of such drastic reduction of scattering. This essentially differs QDSL from quantum well superlattices, where Bloch oscillation lifetime at room temperature is of same order with oscillation period.