

Разогрев двумерных экситонов неравновесными акустическими фононами

© А.В. Щербаков, А.В. Акимов

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

E-mail: san@os.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 22 октября 1998 г.
В окончательной редакции 25 февраля 1999 г.)

Рассчитаны функции энергетического распределения двумерных экситонов в присутствии неравновесных акустических фононов для геометрии, используемой в опытах с тепловыми импульсами. Результаты получены путем численного решения кинетического уравнения для условий, когда экситонный газ за время жизни успевает приходиться в равновесие с фононами. Рассматриваются случаи предельно малой и большой плотностей экситонного газа. Показано, что при малой плотности экситонного газа функция распределения не является бoльцмановской и зависит от ширины квантовой ямы. Проводится сравнение с ранее полученными экспериментальными результатами.

В экспериментах по исследованию воздействия неравновесных акустических фононов на экситонную люминесценцию в полупроводниковых квантовых ямах (КЯ) ярко проявились отличительные особенности экситон-фононного взаимодействия, связанные с понижением размерности экситонного газа [1]. В этих экспериментах исследовался эффект разогрева двумерного экситонного газа (2DExG) под действием неравновесных фононов в КЯ GaAs/AlGaAs. Схема эксперимента [1] изображена на рис. 1. На обратную сторону подложки из полупроводникового GaAs напылялась константановая пленка толщиной $1.5 \times 1 \text{ mm}^2$ толщиной 20 nm, которая служила генератором неравновесных фононов, h . Пленка нагревалась импульсами тока, что приводило к инжекции в образец тепловых фононных импульсов с характеристической температурой $T_h \approx 12 \text{ K}$. Фононы распространялись через подложку к противоположной грани образца, достигая области расположения КЯ, в которых лучом лазера на кратчайшем расстоянии от h был создан 2DExG. На опыте измерялась эффективная температура 2DExG, T_{eff} , способ определения которой зависел от ширины КЯ, d . В широких КЯ ($d > 20 \text{ nm}$) T_{eff} определялась из соотношения интенсивностей люминесценции линий тяжелого (НН) и легкого (ЛН) экситонов. В узкой КЯ ($d = 2.5 \text{ nm}$) T_{eff} определялась по эффекту температурного тушения линии экситонной люминесценции. Основным результатом экспериментов [1] является сильная зависимость T_{eff} от ширины КЯ и плотности n_{ex} экситонного газа. Авторы объясняют наблюдаемые на опыте эффекты на качественном уровне, анализируя правила отбора для экситон-фононных переходов.

Для более глубокого понимания наблюдаемых в экспериментах [1] зависимостей и проведения количественных оценок необходим теоретический анализ функции экситонного распределения $f(E)$. Такой анализ должен показать, как $f(E)$, а соответственно и разогрев 2DExG зависят от ширины КЯ, плотности 2DExG и спектра неравновесных фононов. Анализ $f(E)$ также имеет практическое значение для использования полупроводниковых наноструктур в качестве фононного спектрометра.

В настоящей работе проводится расчет $f(E)$ для геометрии опыта, изображенной на рис. 1. Теоретический метод такого расчета был разработан недавно в работе Голуба [2]. Считается, что фононы в нагревателе h имеют планковское распределение с температурой T_h . Низкочастотные фононы, $\omega \leq \omega_0$, достигают 2DExG баллистически, в то время как высокочастотные фононы с $\omega > \omega_0$ претерпевают сильное упругое рассеяние в подложке и практически не достигают 2DExG. Величина частотной отсечки ω_0 зависит от материала подложки и ее толщины. Для GaAs подложек с толщиной $\sim 1 \text{ mm}$ величина $\hbar\omega_0$ составляет несколько meV [3]. Существование отсечки ω_0 делает спектр фононов $N_{\mathbf{q},j}$ (\mathbf{q} — волновой вектор фонона, $j = \text{LA, TA}$ — поляризация фонона) в области 2DExG неравновесным, что особенно сказывается при $k_B T_h > \hbar\omega_0$. Анизотропия фононного распределения в области 2DExG также приводит к неравновесности фононного спектра. Действительно, из-за конечных размеров фононного генератора $N_{\mathbf{q}}$ в области 2DExG является функцией угла ϑ . Баллистические фононы от h могут иметь значительные $N_{\mathbf{q}}$ только для $\vartheta < \vartheta^{\text{max}}$ (см. рис. 1). Для $\vartheta > \vartheta^{\text{max}}$ $N_{\mathbf{q}}$ можно считать соответствующим планковскому распределению с $T = T_0$, где T_0 — температура решетки в отсутствие

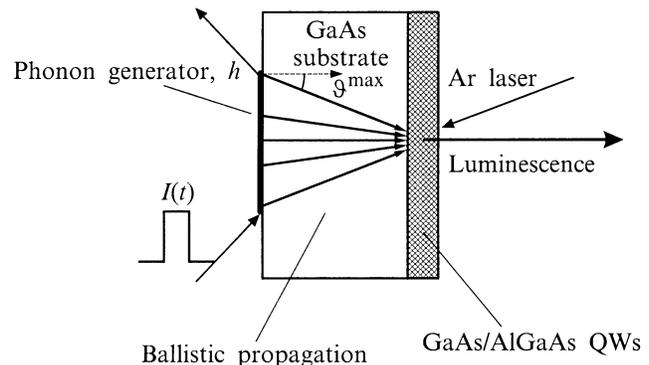


Рис. 1. Схема экспериментов с неравновесными фононами.

неравновесных фононов. В настоящей работе показано, что анизотропия N_q в области 2DExG очень существенна для широких КЯ, в то время как наличие отсечки ω_0 сильно влияет на $f(E)$ в узких КЯ.

В работе проводится теоретический анализ для КЯ GaAs/AlGaAs, где можно считать, что за время жизни $\tau_0 \sim 10^{-9}$ с экситоны успевают придти в равновесие с неравновесными фононами [4]. Это справедливо, так как среднее время энергетической экситон-фононной релаксации 2DExG в GaAs/AlGaAs КЯ $\tau_{ph} \sim 10^{-11} - 10^{-10}$ с [5,6] и, следовательно, $\tau_0 \gg \tau_{ph}$.

Очевидно, экситон-экситонные и экситон-электронные столкновения должны влиять на $f(E)$ при большой плотности 2DExG. В пределе больших n_{ex} когда время межчастичных столкновений $\tau_{col} \ll \tau_{ph}$, $f(E)$ можно считать бальмановской функцией с температурой T_{eff} . Расчет T_{eff} также проведен в настоящей работе.

Статья организована следующим образом: в разделе 1 приводятся матричные элементы для экситон-фононного деформационного взаимодействия и кинетические уравнения для малой и большой плотностей 2DExG; в разделе 2 — обсуждение результатов численного расчета и сравнение с экспериментальными результатами [1]; в заключение — основные выводы работы.

1. Теория

При условии $\tau_0 \gg \tau_{ex-ph}$ можно считать, что 2DExG находится в равновесии с неравновесными фононами и пренебречь процессами генерации и излучательной рекомбинации экситонов. Для малой плотности возбуждения также можно не учитывать процессы экситон-экситонного взаимодействия. В этом случае кинетическое уравнение для энергетического распределения экситонов $f(E_k)$ может быть записано следующим образом:

$$\sum_{k'} [W_{k' \rightarrow k} f(E_{k'}) - W_{k \rightarrow k'} f(E_k)] = 0. \quad (1)$$

Здесь \mathbf{k} — волновой вектор экситона в плоскости КЯ, а E_k — кинетическая энергия экситона ($E_k = \hbar^2 k^2 / 2m$, m — масса экситона в плоскости КЯ); вероятность перехода $\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k}'$, $W_{\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k}'}$ может быть записана в следующем виде:

$$W_{\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k}'} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{q,j} |M_{\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k}'}^{q,j}|^2 \left(N_{q,j} + \frac{1 \pm 1}{2} \right) \times \delta(E_{k'} - E_k \pm \hbar\omega(\mathbf{q}, j)), \quad (2)$$

где $M_{\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k}'}^{q,j}$ — матричный элемент перехода $\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k}'$ с испусканием (+) или поглощением (−) акустического фонона с поляризацией $j = LA, TA$, волновым вектором \mathbf{q} и частотой $\omega(\mathbf{q}, j) = s_j q$, где s_j — скорость звука.

Волновая функция экситона в состоянии с волновым вектором \mathbf{k} может быть записана как

$$\Psi_{\mathbf{k}}^{ex}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}} F(\rho) \varphi_e(z_e) \varphi_h(z_h). \quad (3)$$

Здесь $\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h$ — радиус-векторы электрона и дырки, \mathbf{R} — радиус-вектор центра масс экситона, z — направление, перпендикулярное слою квантовой ямы, индекс \parallel — обозначает направление в плоскости квантовой ямы, $\varphi_{e(h)}(z)$ — функция размерного квантования электрона (дырки) первого уровня, $F(\rho)$ — функция относительного движения электрона и дырки, $\rho = |\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|$. В первом вариационном приближении

$$F(\rho) = \sqrt{\frac{2}{\pi a_0^2}} e^{-\rho/a_0}, \quad (4)$$

где a_0 — эффективный радиус в плоскости квантовой ямы [7].

В настоящей работе рассматривается взаимодействие экситона и акустического фонона только через механизм деформационного потенциала и не учитывается пьезоакустический механизм взаимодействия. В этом случае гамильтониан для генерации (аннигиляции) одного акустического фонона моды j с волновым вектором \mathbf{q} может быть записан в следующем виде:

$$H_{ex-ph} = H_{e-ph} + H_{h-ph} = \sqrt{\frac{\hbar}{2\rho_0 V s_j q}} \times i q \left(\Xi_e(\mathbf{q}, j) e^{\mp i\mathbf{q}\mathbf{r}_e} + \Xi_h(\mathbf{q}, j) e^{\mp i\mathbf{q}\mathbf{r}_h} \right). \quad (5)$$

Здесь Ξ_e, Ξ_h — деформационные потенциалы электрона и дырки, ρ_0 — плотность материала, V — полный объем системы. Известно, что $\Xi_e = 0$ для TA фононов и является изотропным для LA фононов, а деформационный потенциал для дырок является анизотропным и зависит от угла между волновым вектором \mathbf{q} и нормалью к плоскости квантовой ямы. Выражение для деформационного потенциала дырки может быть записано в следующем виде [2,8]:

$$\Xi_h(\mathbf{q}) = \begin{cases} a + \frac{b}{2} - \frac{3}{2} b \left(\frac{q_z}{q} \right)^2 & \text{для LA} \\ -\frac{3}{2} b \frac{q_z q_{\parallel}}{q^2} & \text{для TA} \end{cases}, \quad (6)$$

где $q_z = q \cos \vartheta$, $q_{\parallel} = q \sin \vartheta$, ϑ — угол между \mathbf{q} и осью z , a и b — константы деформационного потенциала.

Вычисляя матричные элементы

$$M_{\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k}'}^{q,j} = \langle \Psi_{\mathbf{k}} | H_{ex-ph} | \Psi_{\mathbf{k}'} \rangle$$

и подставляя результат в (2), получаем выражение для вероятностей перехода

$$W_{\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k}'} = \frac{\Gamma^2(\mathbf{q}, j)}{\hbar \rho_0 S_0 s_j^2} \left(N_{q,j} + \frac{1 \pm 1}{2} \right) \frac{q^2}{q_z} \Theta(q - q_{\parallel}), \quad (7)$$

где S_0 — площадь образца, а из законов сохранения энергии и импульса для экситон-фононного взаимодействия

следует, что $q = \frac{\hbar}{2ms_j}|k^2 - k'^2|$, m — масса экситона в плоскости КЯ, $\mathbf{q}_{\parallel} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$, $\Theta(x)$ — функция Хевисайда

$$\Theta(x) = \begin{cases} 1 & x > 0 \\ 0 & x < 0 \end{cases}.$$

Эффективная константа деформационного потенциала для экситона

$$\Gamma(\mathbf{q}, j) = \Xi_e(j)Z_e(q_z) / \left[1 + \left(\frac{m_h}{2m} q_{\parallel} a_0 \right)^2 \right]^{3/2} + \Xi_h(\mathbf{q}, j)Z_h(q_z) / \left[1 + \left(\frac{m_e}{2m} q_{\parallel} a_0 \right)^2 \right]^{3/2}, \quad (8)$$

$Z_{e,h}(q_z)$ — интегралы перекрытия для электронов и дырок

$$Z_{e,h}(q_z) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz \varphi_{e,h}^2(z) e^{iq_z z}, \quad (9)$$

m_e, m_h — эффективные массы электрона и дырки. В приближении бесконечно высоких барьеров

$$Z_e(q_z) = Z_h(q_h) = \frac{\sin(q_z d/2)}{(q_z d/2)[1 - (q_z d/2\pi)^2]}, \quad (10)$$

где d — ширина КЯ. Функция $Z_{e,h}(q_z)$ равна 1 для $q_z = 0$ и быстро убывает при $q_z > \pi/d$. Далее будем считать барьеры бесконечно высокими, используя выражение (10) для численных расчетов.

Рассмотрим теперь случай высокой плотности возбуждения. В этом случае мы не можем пренебречь процессами экситон-экситонного взаимодействия, и кинетическое уравнение для $f(E_k)$ не может быть записано в виде (1). Однако в пределе большой плотности 2DExG, когда экситон-экситонные столкновения имеют вероятность, существенно превышающую вероятность экситон-фононной релаксации ($\tau_{\text{col}} \ll \tau_{\text{ph}}$), мы можем считать $f(E_k)$ бoльцмановской функцией с эффективной температурой T_{eff}

$$f(E_k) = \exp\left[-\frac{E_k}{k_B T_{\text{eff}}}\right]. \quad (11)$$

Тогда уравнение для $f(E_k)$ может быть записано в виде

$$\sum_{k,q,j} f(E_k) \hbar s_j q W_{\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k}'}^+ = \sum_{k,q,j} f(E_k) \hbar s_j q W_{\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k}'}^-. \quad (12)$$

Это уравнение определяет условие равенства между мощностью, поглощаемой (левая часть (12)) и испускаемой (правая часть (12)) 2DExG при взаимодействии с неравновесными фононами. Фактически решение этого уравнения сводится к нахождению эффективной температуры экситонного газа T_{eff} . Выражения для вероятностей $W_{\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k}'}^{\pm}$ в уравнении (12) определяются так же, как и для случая малой плотности 2DExG (см. (7)).

При проведении численных расчетов для вычисления энергетического распределения экситонов и эффективной температуры T_{eff} мы использовали следующие параметры: $m_e = 0.067m_0$, $m_h = 0.15m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), $a_0 = 100 \text{ \AA}$, $\Xi_e = -7.3$, $a = -6.7$, $b = -2 \text{ eV}$, $s_{\text{LA}} = 5 \cdot 10^5 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, $s_{\text{TA}} = 3 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$.

Мы проводили расчет отдельно для ТА и LA поляризации фононов, задавая неравновесный спектр фононов, $N_{\mathbf{q},j}$, в соответствии с выбранной схемой опытов с тепловыми импульсами (см. рис. 1) и учитывая также зеркально отраженный от поверхности с КЯ поток фононов. Тогда

$$N_{\mathbf{q},j} = \left\{ \exp\left[\frac{\hbar s_j q}{k_B T(\mathbf{q})}\right] - 1 \right\}^{-1}, \quad (13)$$

где $T(\mathbf{q}) = T_h$ для $n\pi - \vartheta^{\text{max}} < \vartheta < n\pi + \vartheta^{\text{max}}$ ($n = 0, 1$) и $T(\mathbf{q}) = T_0$ для всех других ϑ (T_0 — температура термостата).

Мы также учитывали высокоэнергетическую отсечку $\hbar\omega_0$ в фононном спектре $N_{\mathbf{q},j}$, принимая в (13)

$$T(\mathbf{q}) = \begin{cases} T_h & \omega < \omega_0 \\ T_0 & \omega > \omega_0 \end{cases}. \quad (14)$$

Расчет производился для значений $T_h = 12 \text{ K}$, $T_0 = 4.5 \text{ K}$, $\vartheta^{\text{max}} = 45^\circ$, что близко к параметрам, используемым на опыте [1].

2. Обсуждение результатов и сравнение с экспериментом

Сначала приведем и обсудим результаты, полученные для малых n_{ex} , когда $f(E)$, вычисленная численно из (1), может сильно отличаться от равновесной бoльцмановской функции. На рис. 2 представлены $f(E)$ для различной ширины КЯ. На рис. 2,а изображены $f(E)$, при расчете которых учитывалась только угловая зависимость $N_{\mathbf{q}}$ и не учитывалась отсечка ω_0 в энергетическом спектре фононов ($\hbar\omega_0 \gg k_B T_h$). На опыте это соответствует случаю, когда фононы всех частот распространяются от h до 2DExG баллистически, т.е. без рассеяния. Результаты расчета показывают, что $f(E)$ не описывается равновесным распределением. Видно, что с уменьшением d $f(E)$ все больше приближается к бoльцмановской функции и для $d = 2.5 \text{ nm}$ $f(E)$ практически не отличается от равновесной функции распределения с температурой T_h . Такое поведение обязано угловой зависимости матричного элемента (7) экситон-фононного взаимодействия. В плоскости 2DExG с учетом законов сохранения энергии и импульса выполнится условие $q_{\parallel} < 2k$. В направлении, перпендикулярном плоскости 2DExG, ограничение на q_z накладывается интегралом перекрытия (10), и можно показать, что 2DExG в основном взаимодействует с фононами, имеющими $q_z \leq \pi/d$. Для узких КЯ $2k \ll \pi/d$, и матричный элемент взаимодействия аналогично электрон-фононному деформационному взаимодействию сильно анизотропен [9,10]. В результате $f(E)$ определяется в основном поглощением и

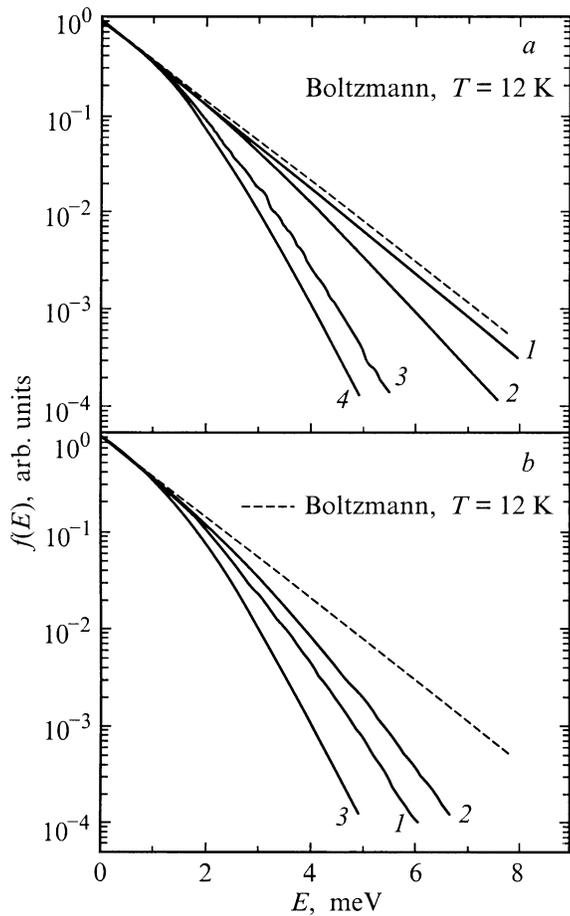


Рис. 2. Энергетическое распределение экситонов при взаимодействии с LA фонанами для квантовых ям различной ширины; *a* — без учета высокоэнергетической отсечки; кривая 1 — $d = 25 \text{ \AA}$, 2 — $d = 100 \text{ \AA}$, 3 — $d = 200 \text{ \AA}$, 4 — $d = 300 \text{ \AA}$; *b* — с учетом высокоэнергетической отсечки $\hbar\omega_0 = 2 \text{ meV}$; кривая 1 — $d = 25 \text{ \AA}$, 2 — $d = 100 \text{ \AA}$, 3 — $d = 300 \text{ \AA}$.

испусканием фононов с направлением \mathbf{q} вблизи нормали к плоскости 2DExG, и в рассматриваемой геометрии (см. рис. 1) 2DExG практически не будет "чувствовать" отсутствия фононов от h с $\vartheta > \vartheta^{\max}$. Следовательно, в узких КЯ ожидается почти такой же разогрев 2DExG, как если бы 2DExG находился непосредственно в h , и, следовательно, $f(E)$ близка к равновесной с $T = T_h$, что и подтверждается результатами численного расчета. Для широких КЯ $2k \sim \pi/d$, и вероятность перехода (7) имеет более плавную угловую зависимость (по крайней мере, для LA фононов), чем для узких КЯ. Это значит, что 2DExG почти одинаково взаимодействует с фононами, распространяющимися под разными (произвольными) углами (кроме $\vartheta = 0$). Переходы с поглощением фононов актуальны только для $-\vartheta^{\max} \leq \vartheta \leq \vartheta^{\max}$ и $\pi - \vartheta^{\max} \leq \vartheta \leq \pi + \vartheta^{\max}$ (см. (13)), в то время как испускание фононов происходит в более широком диапазоне углов ϑ . Следовательно, разогрев 2DExG до температуры, близкой к T_h , в широких КЯ невозможен.

На рис. 2, *b* приведены результаты расчета с учетом высокоэнергетической отсечки $\hbar\omega_0 = 2 \text{ meV}$ в фоновом спектре N_q в области 2DExG. Для широких КЯ учет отсечки не сказывается на $f(E)$ (сравнить кривую 4 на рис. 2, *a* с кривой 3 на рис. 2, *b*). С уменьшением d наличие отсечки становится существенным. Такой результат качественно объясняется зависимостью интеграла перекрытия (10) от d . Действительно, как указывалось выше, $q_z \leq \pi/d$, и, следовательно, фононы с $\omega > s\pi/d$ практически не участвуют в экситон-фононных переходах. Если $\omega_0 > s\pi/d$ (случай широких КЯ), то разогрев 2DExG происходит так, как будто высокоэнергетической отсечки в спектре неравновесных фононов нет и в $f(E)$ наличие отсечки не проявляется. Для узких же КЯ переходы с испусканием фононов идут вплоть до частот $\omega \sim s_j\pi/d$, в то время как переходы с поглощением фононов от h , из-за наличия отсечки, только до $\omega = \omega_0 < s_j\pi/d$. В результате разогрев 2DExG для $E > \hbar\omega_0$ подавлен по сравнению со случаем широких КЯ. Этот эффект особенно сильно проявляется при изотропном N_q [2].

Разогрев 2DExG зависит от поляризации фонона. Во всех рассматриваемых нами случаях в геометрии рис. 1 разогрев TA фононами сильнее, чем LA (рис. 3). Качественно это можно объяснить двумя различными факторами, существенными для каждого из предельных случаев широких и узких КЯ отдельно. В широких КЯ наиболее существенным отличием для TA и LA фононов является анизотропия Ξ_h^{TA} (6), ограничивающая направления \mathbf{q} поглощаемых и испускаемых фононов. Так, TA фононы с \mathbf{q} , направленным в плоскости 2DExG, не взаимодействуют с экситонами и, следовательно, их отсутствие в неравновесном спектре N_q никак не влияет на $f(E)$. Для узких КЯ существенно различие в скоростях звука s_j для LA ($s_{\text{LA}} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ cm/s}$) и TA ($s_{\text{TA}} = 3 \cdot 10^{-5} \text{ cm/s}$) фононов. Условие $\omega_0 > s_j\pi/d$,

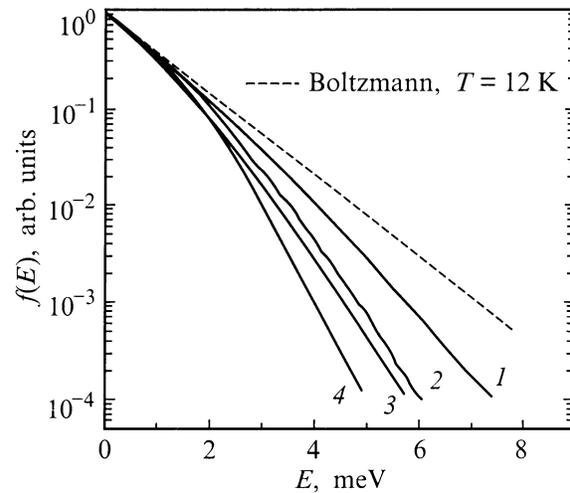


Рис. 3. Энергетическое распределение экситонов при взаимодействии отдельно с LA или TA фонанами для квантовых ям 25 и 300 \AA с учетом высокоэнергетической отсечки $\hbar\omega_0 = 2 \text{ meV}$. Кривая 1 — взаимодействие с TA фонанами, $d = 25 \text{ \AA}$; 2 — LA, $d = 25 \text{ \AA}$, 3 — TA, $d = 300 \text{ \AA}$, 4 — LA, $d = 300 \text{ \AA}$.

необходимое для существенного разогрева $f(E)$, может выполняться для ТА фононов, но не выполняться для ЛА.

Мы привели результаты для конкретной геометрии опыта, размеров h и величины высокочастотной отсечки ω_0 . При уменьшении размеров h происходит уменьшение φ^{\max} (см. рис. 1), и отличие от равновесной $f(E)$ с T_h будет отчетливо наблюдаться и для узких КЯ без учета отсечки ω_0 . С увеличением расстояния между h и 2DExG уменьшается величина ω_0 , и, следовательно, влияние отсечки ω_0 на $f(E)$ станет существенным и для широких КЯ.

Расчетные и экспериментальные значения T_{eff} , K , для квантовых ям различной ширины, полученные в пределе больших и малых n_{ex}

d , nm (E_{LH} , meV)		29.7 (1.9)	19.5 (4.1)	2.5
Большие n_{ex} $\tau_{\text{col}} \ll \tau_{\text{ph}}$	ЛА	7.3	8.6	9.0
	ТА	9.1	10.1	10.3
	Эксперимент	9.5	10.5	12.5
Малые n_{ex} $\tau_{\text{col}} \gg \tau_{\text{ph}}$	ЛА	8.2	7.7	
	ТА	9.4	9.5	
	Эксперимент	9.5	9.5	< 6

Результаты расчета для большой плотности n_{ex} приведены в таблице. Видно, что вычисленная T_{eff} возрастает с уменьшением d . Качественное объяснение этому аналогично случаю малых n_{ex} и связано с зависимостью матричного элемента экситон-фононного взаимодействия от угла ϑ . Результаты численного расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными [1] (см. таблицу). Для больших n_{ex} наблюдается полное качественное согласие, T_{eff} возрастает с уменьшением d . Абсолютные экспериментальные значения T_{eff} лежат ближе к расчетным значениям, полученным для ТА фононов. Для малых n_{ex} $f(E)$ невозможно описать единой температурой, и сравнение расчетных данных и эксперимента должно проводиться с учетом способа определения T_{eff} на опыте. Для широких КЯ опытные значения T_{eff} определяются из сравнения отношения интенсивностей люминесценции ЛН и НН экситонов [1]. В этом случае интенсивность ЛН люминесценции отражает $f(E)$ НН экситонов при $E = E_{\text{LH}}$ (E_{LH} — величина энергетического зазора между линиями ЛН и НН экситонов — приведена в таблице для широких КЯ). Теоретически T_{eff} можно рассчитывать как

$$T_{\text{eff}} = -\frac{E_{\text{LH}}}{k_B \ln(f(E_{\text{LH}})/f(0))}. \quad (15)$$

Конечно, наличие зоны ЛН экситонов, необходимое для определения T_{eff} , может определенным образом влиять на $f(E)$. Однако из хорошего согласия (в пределах погрешности эксперимента [1]) опытных и расчетных данных (см. таблицу) мы делаем вывод, что влияние ЛН на $f(E)$, по крайней мере в рассматриваемой геометрии, несущественно.

На опыте интересен результат, полученный для малых n_{ex} и КЯ с $d = 2.5$ nm, когда не удалось зарегистрировать существенный разогрев 2DExG [1]. Количественное сравнение результатов расчета для этого случая с опытом представляется затруднительным. Качественно, если за безызлучательные процессы ответственны экситоны с $E \gg \hbar\omega_0$, то при малых n_{ex} $f(E)$ сильно подавлена в области больших E для узких КЯ, что подтверждается результатами расчета (см. рис. 2, *b*). Для более точного анализа $f(E)$ во узких КЯ, по-видимому, необходимо учитывать эффекты локализации экситонов и образующийся в результате этого дискретный спектр экситонов.

Таким образом, в работе рассчитаны функции энергетического распределения двумерных экситонов в присутствии неравновесных фононов для геометрии, используемой в опытах с тепловыми импульсами. Показано, что при малой плотности экситонного газа функция распределения не является бальмановской и зависит от ширины квантовой ямы. Для широких квантовых ям функция распределения двумерных экситонов в основном определяется угловым распределением баллистических фононов, достигающих двумерного экситонного газа. Для узких квантовых ям существен неравновесный характер частотного фононного распределения. Результаты расчета хорошо согласуются с ранее полученными экспериментальными данными.

Авторы выражают благодарность А.А. Каплянскому, Е.С. Москаленко и Л.Е. Голубу за обсуждение работы и полезные замечания.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований 96-02-16952а.

Список литературы

- [1] Е.С. Москаленко, А.В. Акимов, А.Л. Жмодиков, А.А. Каплянский, Т. Ченг, О. Хьюз, Л. Дж. Чалис. ФТТ **36**, 10, 3140 (1994).
- [2] L.E. Golub, A.V. Scherbakov, A.V. Akimov. J. Phys.: Condens. Matter **8**, 13 (1996).
- [3] S. Tamura, J.A. Shields, M.T. Rambsey, J.P. Wolf. Phonon scattering in condensed matter VII / Ed. by M. Meissner, R.O. Pohl. Springer-Verlag, Berlin (1993). P. 79–83.
- [4] J. Martinez-Pastor, A. Vinattieri, L. Carraresi, M. Colloci, P. Rossignol, G. Weimann. Phys. Rev. **B47**, 16, 10 456 (1992).
- [5] T.C. Damen, J. Shah, D. Y. Oberli, D.S. Chelma, J.E. Cunningham, J.M. Kuo. Phys. Rev. **B42**, 12, 7434 (1990).
- [6] D. Oberhauser, K.H. Pantke, J.M. Hwam, G. Weimann. C. Klingshirn. Phys. Rev. **47**, 11, 6827 (1993).
- [7] А.В. Кавокин, А.И. Несвижский, Р.П. Сейсян. ФТП **27**, 6, 997 (1993).
- [8] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. Наука, М. (1972). 574 с.
- [9] В. Карпус. ФТП **20**, 1, 12 (1986).
- [10] L.J. Chalis, G.A. Toombs, F.W. Sheard. Physics of phonons / Ed. by T. Paszkiewicz. Lecture Notes in Physics. V. 285. Springer, Berlin (1987). P. 348.