

ПОЛЯРНОЕ РАССЕЯНИЕ ДВУМЕРНЫХ
ЭЛЕКТРОНОВ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ

(О б з о р)

© Д.Н.Мирлин, А.В.Родина

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Поступила в Редакцию 18 июня 1996 г.)

Проанализированы особенности полярного взаимодействия электронов с оптическими фононами в двумерных структурах. Приведены результаты экспериментального исследования электрон-фононного взаимодействия в структурах с квантовыми ямами типа GaAs/AlAs и GaAs/GaAlAs методами спектроскопии горячей фотолюминесценции. По энергетическим потерям в спектре горячей люминесценции непосредственно определяются энергия и моды фононов, вносящих основной вклад в процесс энергетической релаксации. Сравняются результаты для структур с разным составом и ширинами барьеров. В рамках диэлектрической континуальной модели проведены расчеты скорости рассеяния электронов на фононах различных мод. Экспериментальные результаты находятся в удовлетворительном согласии с этими расчетами.

В последнее время значительно усилился интерес к проблемам энергетической релаксации горячих электронов, особенно в структурах пониженной размерности. Это связано, с одной стороны, с тем обстоятельством, что реальные приборы обычно работают в условиях сильного разогрева: электрического или оптического. Помимо того, изучение процессов энергетической релаксации позволяет исследовать такую фундаментальную физическую проблему, как электрон-фононное взаимодействие. В этом обзоре будут рассмотрены теоретические и экспериментальные аспекты полярного взаимодействия двумерных электронов с оптическими фононами в структурах с квантовыми ямами.

1. Теория

Полярное взаимодействие двумерных электронов с оптическими фононами в структурах с квантовыми ямами, как и в объемном полупроводнике, определяется видом скалярного потенциала φ , связанного с колебаниями кристаллической решетки. Однако фононный спектр в структурах с квантовыми ямами претерпевает существенную перестройку по сравнению с объемным. Его характерной особенностью,

например, является наличие квантово-размерных LO -фононов и интерфейсных фононов, потенциал которых имеет максимум на границе раздела. Возможны два различных подхода к описанию фононного спектра в структурах с квантовыми ямами. Микроскопическое описание динамической матрицы кристалла позволяет непосредственно получить фононные частоты и относительные смещения подрешеток в конкретной структуре [1,2]. Для подобного расчета необходимо знать параметры кристаллической решетки конкретной структуры. Результаты микроскопических расчетов не могут быть использованы для анализа зависимости электрон-фононного взаимодействия от размера квантовой ямы, однако являются хорошим критерием для проверки макроскопических расчетов.

Макроскопический подход к описанию фононного спектра в структуре с квантовой ямой рассматривает кристалл как единую изотропную диэлектрическую среду, характеризующуюся функцией диэлектрической проницаемости $\epsilon_1(\omega)$ внутри ямы и $\epsilon_2(\omega)$ снаружи. Вид решений (форма скалярного потенциала $\varphi(z)$ и относительного смещения u) зависит от выбора граничных условий. Существуют два типа граничных условий, накладываемых на скалярный потенциал или относительные смещения подрешеток: 1) чистые механические (гидродинамические) граничные условия (HD) заключаются в непрерывности относительных смещений u и тензора механических напряжений на границе раздела; в предельном случае абсолютно жесткой границы они сводятся к $u = 0$ на границе; 2) чистые электромагнитные граничные условия (EM) заключаются в непрерывности нормальной составляющей вектора электрической индукции D_z и тангенциальной составляющей вектора напряженности электрического поля E_{\parallel} на границе раздела. Последнее условие влечет за собой также непрерывность скалярного потенциала $\varphi(z)$.

Далее будет дан краткий обзор существующих в настоящее время макроскопических моделей фононного спектра в структурах с квантовыми ямами, отличающихся выбором граничных условий.

1) Гидродинамическая модель, развитая в работах [3,4], задает чистые механические условия в модели абсолютно жесткой границы. Условие жесткой границы $u = 0$ исключает существование интерфейсных мод и позволяет единственное решение — пространственно-ограниченные (guided) фононные моды с частотой LO -фонона GaAs. Связанные с этими модами колебания кристаллической решетки целиком локализованы внутри квантовой ямы, причем относительные смещения u равны нулю снаружи и на границе ямы. Это определяет форму смещений и скалярного потенциала внутри ямы

$$u_z \propto \begin{cases} \cos(q_n z), & n = 1, 3 \dots \\ \sin(q_n z), & n = 2, 4 \dots, \end{cases}$$

$$\varphi_n \propto \begin{cases} \sin(q_n, z), & n = 1, 3 \dots, \\ \cos(q_n, z), & n = 2, 4 \dots, \end{cases}$$

где $q_n = \pi n/d$, d — ширина квантовой ямы. При этом скалярный потенциал в барьерном слое равен нулю и, следовательно, терпит разрыв

на границе раздела. Таким образом, решение не удовлетворяет электромагнитным граничным условиям, а именно не обеспечивает непрерывность тангенциальной составляющей вектора напряженности электрического поля. Локализация колебаний кристаллической решетки внутри ямы обусловлена в гидродинамической модели скачкообразным изменением механических параметров (масс ионов и частот собственных колебаний) на границе раздела двух материалов.

2) Диэлектрическая континуальная модель (DCM) основана на поиске решений уравнений Максвелла и уравнения Пуассона, удовлетворяющих чистым электромагнитным условиям на границе раздела двух диэлектрических сред [5-7]. Такими решениями являются колебания кристаллической решетки с собственной частотой GaAs-размерно-квантованные LO -фононы, с собственной частотой AlAs-барьерные LO -фононы, а также интерфейсные (IF) GaAs- и AlAs-подобные фононы, частоты которых лежат в диапазоне от TO -до LO -частот GaAs и AlAs соответственно (в общем случае условием существования интерфейсных мод является условие $\epsilon_1(\omega)\epsilon_2(\omega) < 0$). Скалярный потенциал, связанный с интерфейсными фононами, имеет максимум на границе и экспоненциально убывает в глубь ямы и барьера: $\varphi \propto \exp(-q_{\parallel}z)$, где q_{\parallel} — волновой вектор в плоскости ямы. Как отмечалось в работе [1], найденный в диэлектрической континуальной модели потенциал интерфейсных фононов с хорошей точностью совпадает с результатами микроскопических расчетов, что доказывает электромагнитную природу интерфейсных мод. Скалярный потенциал, связанный с собственными LO -колебаниями GaAs или AlAs, отличен от нуля только внутри ямы или барьерного слоя соответственно и равен нулю на границе раздела. Например, для размерно-квантованных LO -фононов вектор электрической индукции D равен нулю внутри ямы за счет равенства нулю диэлектрической проницаемости на собственной частоте LO -колебаний GaAs. Поскольку $\epsilon_2(\omega)$ одновременно не равно нулю, из условия непрерывности нормальной составляющей D_z следует равенство нулю E_z внутри барьерного слоя и, следовательно, скалярного потенциала $\varphi(z)$. В свою очередь условие непрерывности тангенциальной составляющей E_{\parallel} требует равенства нулю скалярного потенциала φ на границе. Это определяет форму потенциала и смещений, связанных с размерно-квантованными фононами,

$$\varphi_z \propto \begin{cases} \cos(q_n z), & n = 1, 3, \dots, \\ \sin(q_n z), & n = 2, 4, \dots, \end{cases}$$

$$u_n \propto \begin{cases} \sin(q_n z), & n = 1, 3, \dots, \\ \cos(q_n z), & n = 2, 4, \dots, \end{cases}$$

$$q_n = \pi n/d.$$

При этом относительные смещения терпят разрыв на границе ямы, т. е. найденные решения не удовлетворяют механическим граничным условиям. Локализация колебаний кристаллической решетки с собственными частотами GaAs или AlAs LO -фононов внутри ямы или барьерного слоя связана в диэлектрической континуальной модели со скачкообразным изменением диэлектрической функции среды на границе раздела.

3) В развитой в работе [8] модели Huang и Zhu (HZ) найден вид скалярного потенциала, связанного с размерно-квантованными фононами, который удовлетворяет одновременно и электромагнитным граничным условиям и условию абсолютно жесткой границы $u = 0$. При этом найденный потенциал хорошо совпадает с результатами микроскопических расчетов при малых значениях q_{\parallel} [1,8], в то время как при больших значениях q_{\parallel} лучше согласие с диэлектрической континуальной моделью [1]. Следует отметить, однако, что модель HZ не является самосогласованной физической моделью. Дело в том, что IF -фононы по-прежнему удовлетворяют только чистым EM -условиям, т.е. для различных мод поставлены разные граничные условия.

Результаты расчетов скорости рассеяния электронов на фононах в рамках диэлектрической континуальной модели и модели HZ близки к результатам микроскопических расчетов, в то время как результаты, полученные в рамках гидродинамической модели, значительно отличаются [1].

4) В последнее время в работах [9-12] была развита полная диэлектрическая континуальная модель, учитывающая гибридизацию фононных мод и удовлетворяющая одновременно как механическим, так и электромагнитным граничным условиям. Дело в том, что при учете пространственной дисперсии объемных фононов, т.е. зависимости собственных частот LO - и TO -колебаний от полного волнового вектора q , можно найти значение волнового вектора q_{\parallel} , при котором частоты LO -, TO - и IF -фононов совпадают. Полное решение в этом случае представляет собой суперпозицию LO -, TO - и IF -мод и удовлетворяет всем граничным условиям (следует отметить, что функция диэлектрической проницаемости при учете пространственной дисперсии зависит не только от частоты, но и от полного волнового вектора q и принимает разные значения для LO -, TO - и IF -компонент). Аналитические выражения для дисперсии, смещений и потенциала гибридизованных колебаний получены в настоящее время только в модели жесткой границы, т.е. для упрощенных механических граничных условий [11,12]. Выражения для смещений и потенциалов имеют сложный характер, в то время как результаты расчетов скорости рассеяния электронов близки к результатам, полученным в диэлектрической континуальной модели и модели HZ. В работе [10] приведены результаты численного расчета для структуры GaAs/AlGaAs, выполненного для полного набора граничных условий. Показано, что соответствующее гибридизованным колебаниям смещение спадает от конечного значения на границе до нуля на расстоянии одного-двух атомных слоев. Этот результат согласуется с результатами микроскопических расчетов [1].

Таким образом, диэлектрическая континуальная модель является наиболее простой и удобной аналитической моделью, результаты расчетов которой хорошо согласуются с результатами как микроскопических расчетов, так и с расчетов, выполненных с учетом гибридизации фононных мод. Это обстоятельство определило выбор нами диэлектрической континуальной модели для последующих расчетов скорости электрон-фононного взаимодействия и анализа вклада различных фононных мод.

2. Экспериментальные результаты

Экспериментальные исследования антистоксова рамановского рассеяния с временным разрешением [13,14] в GaAs/AlAs продемонстрировали возрастающую роль рассеяния горячих электронов на интерфейсных AlAs-подобных фононах в структурах с узкими квантовыми ямами. Однако экспериментальная оценка скорости рассеяния в работе [14] дала результат, явно заниженный в несколько раз. Это связано с тем, что в использованном методе рамановское рассеяние происходит без сохранения волнового вектора. При анализе результатов рассматривается механизм рассеяния с участием дефектов и достаточно произвольно оценивается диапазон волновых векторов фононов, участвующих в рассеянии.

Иной подход для изучения электрон-фононного взаимодействия в структурах с квантовыми ямами, основанный на исследовании спектров и поляризации горячей люминесценции [15,16], использовался в работах [17,18]. Была измерена зависимость полной скорости рассеяния на фононах от ширины квантовой ямы, а также впервые непосредственно по значениям энергетических потерь в спектрах горячей люминесценции определены моды фононов, вносящих основной вклад в рассеяние.

Структуры GaAs/AlAs выращивались методом молекулярной эпитаксии на подложках с ориентацией (100). Исследовалась серия образ-

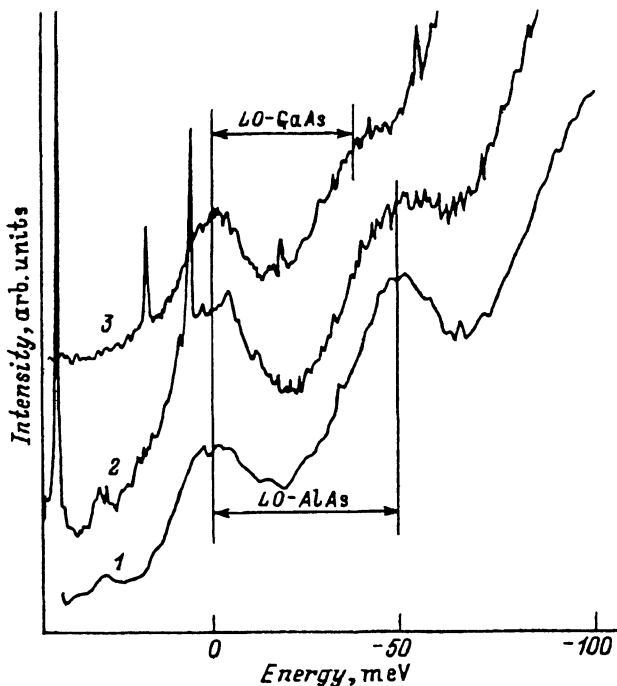


Рис. 1. Спектры горячей люминесценции трех структур с квантовыми ямами GaAs/AlAs при $T = 4$ К.

1 — 40 Å/100 Å, 2 — 85 Å/100 Å, 3 — 130 Å/100 Å. Бесфооновые пики совмещены с нулем энергетической шкалы.

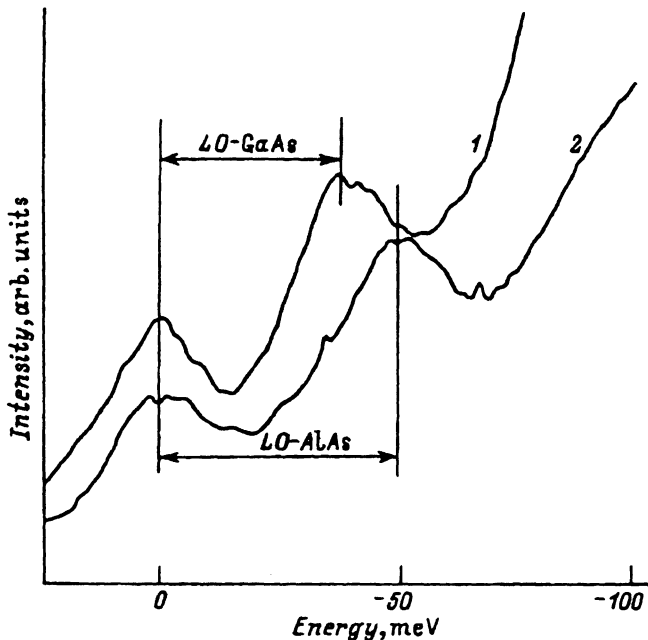


Рис. 2. Сравнение энергетических потерь в спектрах горячей люминесценции структур с разным составом барьеров.

1 — GaAs/Al_{0.32}Ga_{0.68}As, 40 Å/100 Å. 2 — GaAs/AlAs, 40 Å/100 Å.

пов с ширинами квантовых ям в диапазоне 40–140 Å и фиксированной шириной барьера 100 Å при числе периодов, равном 70. Структуры были легированы акцепторной примесью Be в центральной части ям до концентрации $(1-3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Горячие электроны возбуждались в зону проводимости лазерами непрерывного действия He-Ne, Kr⁺, Ti-сапфир при достаточно низкой плотности накачки, так что электрон-электронное взаимодействие не оказывало влияния на экспериментальные результаты (увеличение интенсивности накачки в 4 раза не влияло на результаты). На рис. 1 приведены спектры горячей люминесценции трех структур GaAs/AlAs с разными ширинами квантовых ям. Фотовозбужденные электроны рекомбинируют с дырками на акцепторах как из начального фотовозбужденного состояния, так и после последовательного испускания оптических фононов. По расстоянию между фоновыми пиками в спектре горячей люминесценции, т. е. по величине энергетических потерь, можно непосредственно установить и моды тех фононов, которые вносят основной вклад в процесс рассеяния. Для наглядности сравнения величины энергетических потерь во всех трех спектрах на рис. 1 высокочастотные пики, соответствующие рекомбинации из начального состояния, совмещены на энергетической шкале. При ширине квантовых ям, большей 120 Å, расстояние между пиками равно энергии LO-фонона GaAs (37 meV). Для ям уже 85 Å расстояние между пиками равно 50 meV, что очень близко к энергии LO-фонона AlAs.

Проводилось также исследование структур со смешанным составом барьера (Al_xGa_{1-x}As). В этом случае для $x = 0.32$, как видно из рис. 2,

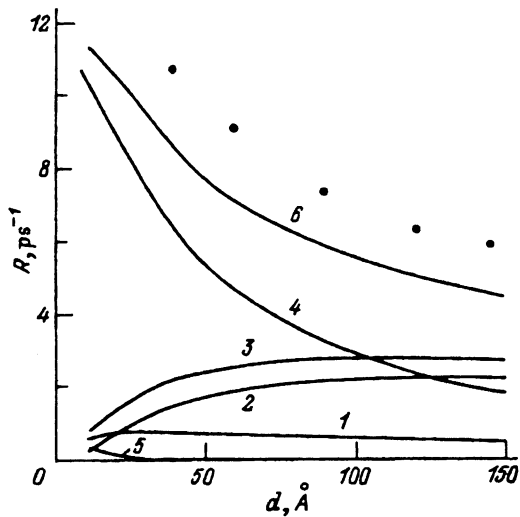


Рис. 3. Расчетные зависимости скорости внутрizonного рассеяния (1 → 1) для различных типов фононов в зависимости от ширины квантовой ямы в структуре GaAs/AlAs.

Кинетическая энергия электронов 200 meV, $T = 0$ К. 1 — интерфейсные GaAs-подобные фононы, 2 — квантованные LO-фононы GaAs, 3 — суммарный вклад фононов GaAs, 4 — интерфейсные AlAs-подобные фононы, 5 — барьерные фононы, 6 — полная скорость рассеяния. Точки — экспериментальные результаты.

даже в структуре с узкими квантовыми ямами (46 Å) расстояние между пиками близко к частоте LO-фонона GaAs в отличие от структуры с барьером AlAs.

Для измерения скорости рассеяния горячих электронов использовался метод магнитной деполаризации горячей люминесценции. Как известно [15], горячая люминесценция при возбуждении линейно поляризованным светом является частично линейно поляризованной. Это связано с анизотропным распределением горячих электронов по импульсам. Во внешнем магнитном поле \mathbf{B} , направленном перпендикулярно плоскости структуры (конфигурация Фарадея), происходит вращение анизотропного распределения вокруг \mathbf{B} и его изотропизация. В результате с увеличением магнитного поля линейная поляризация горячей люминесценции уменьшается. Этот эффект магнитной деполаризации описывается лоренцевской кривой, ширина которой определяется произведением $\omega_c \tau$, где $\omega_c = eB/mc\sigma$ — циклотронная частота, $\tau = 1/R$ — время ухода горячего электрона из начального состояния, R — скорость рассеяния. Таким образом, по ширине кривой деполаризации в магнитном поле можно найти скорость рассеяния.

Результаты измерений скорости рассеяния в зависимости от ширины квантовых ям для структур GaAs/AlAs представлены точками на рис. 3. Они изменяются от 11 до 6 ps^{-1} в диапазоне ширин квантовых ям от 40 до 140 Å соответственно.

В структуре со смешанным барьером с $x = 0.32$ и шириной ямы 46 Å скорость рассеяния в 1.5 раза меньше, чем в структуре GaAs/AlAs с близкой шириной ям.

3. Вычисление скорости рассеяния

С целью анализа экспериментальных результатов были проведены численные расчеты скорости внутризонного рассеяния для различных типов фононов в диэлектрической континуальной модели, которая, как уже упоминалось, дает результаты, близкие к результатам микроскопических расчетов [1,2]. Расчеты проводились для одиночной квантовой ямы с потенциальным барьером конечной величины (1.1 eV). Использовался гамильтониан электрон-фононного взаимодействия из работы Мори и Андо [5]. Волновые функции и энергетические уровни электронов рассчитывались в приближении эффективной массы. Расчетная зависимость от ширины квантовой ямы в структуре GaAs/AlAs скорости рассеяния горячих электронов в первой электронной подзоне на фононах различных типов приведена на рис. 3. Расчетные кривые относятся к кинетической энергии электрона, равной 200 meV, и температуре 0 К. Как видно из рис. 3, для ямы с шириной меньше 100 Å основной вклад в скорость рассеяния вносят интерфейсные AlAs-подобные фононы. Потенциал интерфейсных фононов экспоненциально затухает при удалении от гетерограницы, и поэтому больший вклад вносят интерфейсные фононы с малыми значениями двумерного волнового вектора q_{\parallel} . Как видно из рис. 4, в узких ямах такие фононы имеют большие интегралы перекрытия с электронными волновыми функциями. Интерфейсные AlAs-подобные фононы с малыми значениями $q_{\parallel}d$ имеют также большие значения фреilihовских констант электрон-фононного взаимодействия [5]. Эти два фактора и объясняют доминирующий вклад этих фононов в процесс рассеяния. Отметим, что при внутризонном рассея-

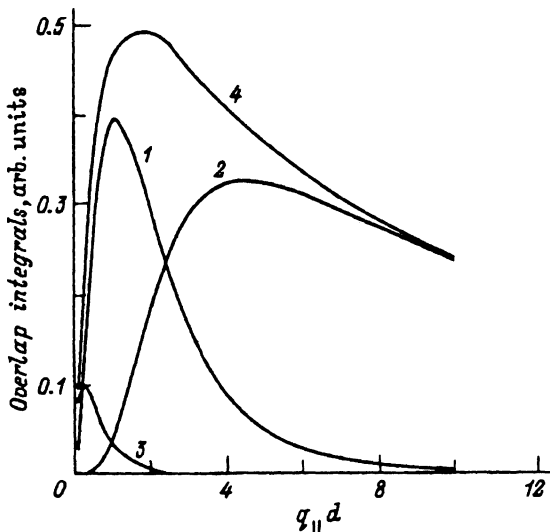


Рис. 4. Расчетные значения электрон-фононных интегралов перекрытия в структуре GaAs/AlAs ($q_{\parallel} = 10^7 \text{ cm}^{-1}$).

1 — с интерфейсными AlAs-подобными фононами, 2 — с квантованными LO-фононами GaAs, 3 — с барьерными фононами, 4 — суммарный интеграл перекрытия со всеми фононными модами.

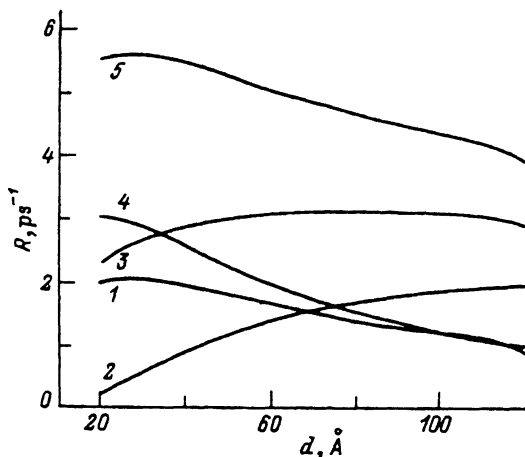


Рис. 5. Расчетные зависимости скорости внутризонного рассеяния (1 → 1) для различных типов фононов в зависимости от ширины квантовой ямы в структуре GaAs/Al_{0.32}Ga_{0.68}As.

Кинетическая энергия электронов 200 meV, $T = 0$ К. 1 — интерфейсные GaAs-подобные фононы, 2 — квантованные LO-фононы GaAs, 3 — суммарный вклад фононов GaAs, 4 — интерфейсные AlAs-подобные фононы, 5 — полная скорость рассеяния.

нии с электронами взаимодействуют интерфейсные AlAs-подобные фононы симметричной высокочастотной ветви, и при малых значениях $q_{\parallel}d$ их частоты очень близки к частотам LO-фононов AlAs. Эти результаты коррелируют с экспериментально наблюдаемыми в спектре горячей люминесценции узких ям энергетическими потерями, равными 50 meV. Как следует из расчета, в узких квантовых ямах рассеяние на интерфейсных AlAs-подобных фононах доминирует при всех кинетических энергиях электронов. В квантовых ямах шире 100 Å вклад интерфейсных AlAs-подобных фононов уменьшается, и основной вклад в рассеяние начинают вносить размерно-квантованные LO-фононы GaAs, что согласуется с экспериментальным результатом, представленным на рис. 1. Как видно из рис. 3, вклад интерфейсных GaAs-подобных фононов сравнительно мал, что объясняется малостью фреиховских констант при малых значениях $q_{\parallel}d$ [5] и малыми значениями интегралов перекрытия при больших значениях $q_{\parallel}d$. Барьерные фононы в рассматриваемых структурах вносят везде очень малый вклад ввиду малости интегралов с волновыми функциями электронов в барьере. Полная скорость рассеяния дается суммой вкладов всех фононов и довольно хорошо согласуется с измеренными значениями. Отметим здесь, что в широких ямах при достаточно большой энергии возбуждения горячие электроны могут при взаимодействии с фононами совершать также межподзонные переходы 1 → 2 и 1 → 3. В этом случае из измеренного значения вычитался расчетный вклад этих межзонных переходов.

Расчетные зависимости скорости рассеяния горячих электронов в первой подзоне от ширины квантовой ямы в структуре со смешанным барьером GaAs/AlAs_{0.32}Ga_{0.68}As приведены на рис. 5. Расчеты проводились для одиночной квантовой ямы с потенциальным барьером конечной высоты (225.3 meV). Гамильтониан электрон-фононного взаимодействия взят из работы [12]. Как видно из рис. 5, суммарный вклад

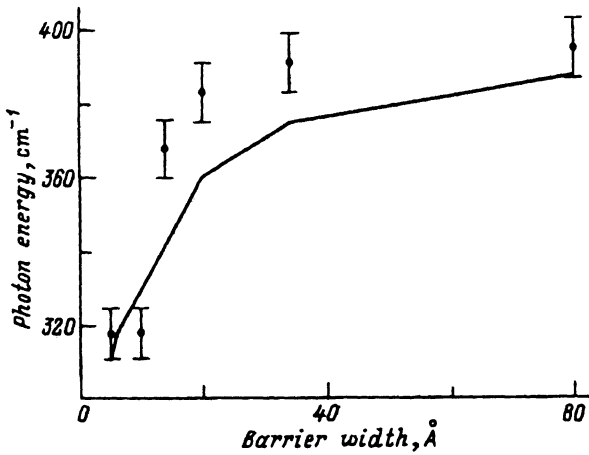


Рис. 6. Энергетические потери в спектре горячей фотолюминесценции в структурах GaAs/AlAs в зависимости от ширины барьеров [19]. Экспериментальные точки соответствуют измеренным расстояниям между бесфононным пиком и первым фононным повторением. Сплошная кривая — расчет.

GaAs-подобных фононов превалирует уже в квантовых ямах с шириной порядка 40 \AA , что хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

Спектры горячей фотолюминесценции были использованы также для исследования процессов релаксации в серии сверхрешеток GaAs/AlAs с фиксированной шириной ям (40 \AA) и ширинами барьеров в интервале от 5 до 80 \AA [21]. Эволюция периода фононных осцилляций в спектрах горячей фотолюминесценции удовлетворительно описывается в рамках диэлектрической континуальной модели с учетом гибридизации AlAs-подобных IF -мод и AlAs-барьерных LO -мод [11] (рис. 6). В случае наиболее тонких барьеров период осцилляций в спектре близок к энергии GaAs- LO -мод, хотя наблюдался и заметный вклад AlAs-подобных интерфейсных мод. В структурах с широкими барьерами доминирует рассеяние на AlAs-модах (аналогично спектру 1 на рис. 1).

4. Заключение

Таким образом, экспериментальные исследования спектров и поляризации горячей фотолюминесценции в квантовых ямах GaAs/AlAs и GaAs/GaAlAs позволили непосредственно по величине энергетических потерь определить энергию и моды фононов, вносящих в различных ситуациях основной вклад в процесс релаксации горячих электронов и скорость рассеяния. Экспериментальные результаты достаточно хорошо согласуются с результатами расчетов, выполненных в рамках диэлектрической континуальной модели.

Авторы признательны Б.П.Захарчене за интерес к работе и полезные дискуссии.

Работа выполнена при поддержке фонда Volkswagen (грант I/70958) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-0216895-а).

Список литературы

- [1] H. Rücker, E. Molinari, P. Lugli. *Phys. Rev.* **B45**, 12, 6747 (1992).
- [2] I. Lee, J.M. Goodnik, M. Gulia, E.Molinari, P. Lugli. *Phys.Rev.* **B51**, 11, 7046 (1995).
- [3] B.K. Ridley, H. Babiker. *Phys. Rev.* **B43**, 11, 9096 (1991).
- [4] B.K. Ridley. *Phys. Rev.* **B44**, 16, 9002 (1991).
- [5] N. Mori, T. Ando. *Phys. Rev.* **B40**, 9, 6175 (1989).
- [6] R. Lassnig. *Phys. Rev.* **B30**, 12, 7132 (1984).
- [7] K.W. Kim, M.A. Stroschio. *J. Appl. Phys.* **68**, 12, 6289 (1990).
- [8] K. Huang, B. Zhu. *Phys. Rev.* **B38**, 13, 13377 (1988).
- [9] C. Trallero-Giner, F. Garsia-Moliner, V.R. Velasco, M. Cardona. *Phys. Rev.* **B45**, 20, 11944 (1992).
- [10] P. Perz-Alvarez, F. Garsia-Moliner, V.R. Velasco, C. Trallero-Giner. *J. Phys. Cond. Matter.* **5**, 31, 5389 (1993).
- [11] B.K. Ridley. *Phys. Rev.* **B47**, 8, 4592 (1993).
- [12] M.R. Chamberlain, M. Cardona, B.K. Ridley. *Phys. Rev.* **B48**, 20, 14356 (1993).
- [13] M.C. Tatham, J.F. Ryan. *Semicond. Sci. Technol.* **7**, 3B, 102 (1992).
- [14] K.T. Tsen, R. Joshi, H. Morroc. *Appl. Phys. Lett.* **62**, 17, 2075 (1993).
- [15] D.N. Mirlin, I.Ya. Karlik, L.P. Nikitin, I.I. Reshina, V.F. Sapega. *Solid State Commun.* **37**, 9, 757 (1981).
- [16] B.P. Zakharchenya, P.S. Kop'ev, D.N. Mirlin, D.G. Polyakov, I.I. Reshina, V.F. Sapega, A.A. Sirenko. *Solid. State Commun.* **69**, 3, 203 (1989).
- [17] D.N. Mirlin, P.S. Kop'ev, I.I. Reshina, A.V. Rodina, V.F. Sapega, A.A. Sirenko, V.M. Ustinov. In: 22 Int. Conf. on the Physics of Semiconductors / Ed. D.J. Lockwood. World Scientific. Singapore (1995), p. 1288.
- [18] Мирлин Д.Н., В.П.Захарченя, И.И.Решина, А.В.Родина, В.Ф.Сапега, А.А.Сиренко, В.М.Устинов, А.Е.Жуков, А.Ю.Егоров. *ФТП* **30**, 4, 699 (1996).
- [19] V.F. Sapega, M.P. Chamberlain, T. Ruf, M. Cardona, D.N. Mirlin, K. Totemeyer, A. Fisher, K. Eberl. *Phys. Rev.* **B52**, 19, 14144 (1995).