

«СВЕРНУТЫЕ» АКУСТИЧЕСКИЕ ФОНОНЫ В СВЕРХРЕШЕТКАХ Si/Ge С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ Ge

А. Б. Талочкин*

*Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 10 июня 2010 г.

Исследованы спектры рамановского рассеяния света на «свернутых» акустических фононах в сверхрешетках Si/Ge с псевдоморфными слоями квантовых точек Ge, полученными с помощью низкотемпературной ($T = 250$ °C) молекулярно-лучевой эпитаксии. Наблюдались новые особенности линий свернутых фононов, связанные с резонансным усилением и необычным отношением интенсивностей линий дублетов, которые не могут быть объяснены существующей теорией. Показано, что наблюдаемые моды связаны с колебаниями, которые локализованы в квантовых точках и индуцированы свернутыми фононами разделительных слоев кремния. Расчеты, проведенные в модели одномерной цепочки атомов, позволили объяснить природу локализации акустических фононов, обусловленную модификацией фононного спектра тонкого слоя квантовых точек. Наблюдаемое отношение интенсивностей линий дублетов свернутых фононов вызвано асимметрией рельефа слоев квантовых точек.

1. ВВЕДЕНИЕ

Свертка спектра акустических фононов возникает в результате влияния искусственно созданной периодичности в полупроводниковых структурах на их фононный спектр. Образуется уменьшенная зона Бриллюэна размера π/D , где D — период сверхрешетки, в которую сворачивается весь фононный спектр кристалла. В результате появляются дополнительные фононные моды при нулевом волновом векторе. Это так называемые свернутые фононы, наблюдаемые в спектрах рамановского рассеяния света. Эти моды детально исследованы в различных полупроводниковых сверхрешетках, таких как GaAs/AlGaAs [1–3], Ge/(Ge:Si) [4, 5]. Теория явления свертки в континуальном приближении была построена Рытовым [6], а позднее была распространена на случай полупроводниковых сверхрешеток [3, 7, 8]. Многочисленные эксперименты показали блестящее согласие теории с экспериментом, наблюдавшееся как для разных типов сверхрешеток, так и для их различных геометрических параметров [1–5]. Развитый подход хорошо описывает частоты наблюдаемых свернутых фононов, интенсивности линий рамановского рассеяния для сверхре-

шеток с разной толщиной слоев, а также влияние отклонений от идеальности сверхрешеток на их фононные спектры. Несмотря на то что явных ограничений на соотношение толщин полупроводниковых слоев, образующих сверхрешетку, в теории нет, большинство сверхрешеток, исследованных примерно 30 лет назад, имело близкие значения толщин слоев [1–5, 7, 8].

Другим типом сверхрешеток, интерес к которому проявляется в последние 10 лет, являются полупроводниковые структуры со слоями квантовых точек (КТ). Для таких сверхрешеток толщина слоев КТ значительно меньше толщины разделяющих слоев. Свернутые продольные акустические (LA) фононы (FLA phonons) в сверхрешетках Si/Ge с КТ (Ge:Si) исследовались ранее в работах [9–12]. Интенсивность линий этих фононов проявляет необычную зависимость от индекса свертки, которая позволяет наблюдать в рамановских спектрах до 10–20 дублетов свернутых мод. В обычных сверхрешетках их количество значительно меньше (2–4) [1–5], что определяется резкой зависимостью ($1/m^2$, где m — индекс свертки) интенсивности рассеяния от m . Попытка описать наблюдаемое аномальное поведение в рамках существующей теории была сделана в работах [11, 13]. Однако его причина до конца осталась не выясненной. Кроме того, влияние рельефа, свя-

*E-mail: tal@thermo.isp.nsc.ru

занного с КТ, на спектр свернутых LA-фононов до сих пор не наблюдалось.

В данной работе исследованы спектры рамановского рассеяния на свернутых акустических фононах в сверхрешетках Si/Ge с псевдоморфными слоями КТ Ge. Удачный выбор геометрических параметров сверхрешеток, а также псевдоморфное состояние полученных массивов КТ позволили наблюдать новые особенности линий свернутых LA-фононов, связанные с резонансным усилением и необычным отношением интенсивностей линий дублетов, которые не могут быть объяснены существующей теорией. Учет модификации фононного спектра тонких слоев КТ Ge, проведенный в простейшей модели линейной цепочки атомов, позволил объяснить наблюдаемые особенности. Показано, что свернутые моды, наблюдаемые в рамановских спектрах, связаны с колебаниями, которые локализованы в КТ Ge и индуцированы свернутыми фононами разделительных слоев кремния.

2. ПОЛУЧЕНИЕ СВЕРХРЕШЕТОК Si/Ge С КТ Ge. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Исследуемые образцы сверхрешеток Ge/Si были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии с помощью установки RIBER-Siva 32. В качестве подложек использовался Si(100) *n*-типа, легированный сурьмой, с сопротивлением 7.5 Ом·см. На подложке сначала выращивался буферный слой кремния толщиной 100 нм при температуре 700 °С. Далее, слой КТ Ge эффективной толщины 1.2 нм осаждался при температуре $T_s = 250$ °С со скоростью 0.5 нм/мин. Этот слой закрывался кремнием толщиной 2 нм при той же температуре подложки. После этого выращивался разделительный слой кремния толщиной 18 нм при $T_s = 450$ °С. Период *D* структуры, состоящей из слоя КТ Ge и разделительного слоя кремния толщиной 20 нм, повторялся 17 раз.

Структурные свойства таких сверхрешеток исследовались нами ранее с помощью электронной микроскопии [14], а размеры и форма островков германия (hut clusters), полученных при низкой температуре роста, были измерены при помощи сканирующей туннельной микроскопии [15]. Островки германия занимают примерно половину площади слоя, их размер в плоскости роста составляет 10 нм, а высота с учетом толщины двумерного смачивающего слоя германия равна 1.6 нм. Основное отличие такого типа сверхрешеток от исследованных ранее [9–12] состоит в том, что они имеют высокую однородность. Большинство островков германия в полученных мас-

сивах находится в одинаковом напряженном состоянии (псевдоморфном к матрице кремния), что приводит к устранению главного источника неоднородности, связанного с неупругой релаксацией напряжений [15]. В результате островки германия имеют идеально резкую границу с матрицей кремния, а интегральный спектр электрон-дырочных состояний массива КТ подобен спектру отдельной КТ Ge [16].

Спектры рамановского рассеяния измерялись с помощью тройного спектрометра T64000 (Horiba Jobin Yvon), оснащенного охлаждаемым ссd-детектором. Они возбуждались линиями аргонового лазера при $T = 300$ К в геометрии обратного рассеяния. Спектр оптических фононов сверхрешеток наблюдался в поляризационной геометрии $x(y, z)x$, где $x - (100)$, $y - (010)$, $z - (001)$. Спектр акустических фононов регистрировался в геометрии $x(y, y)x$. Эти геометрии являются разрешенными для соответствующего типа фононов, согласно поляризационным правилам отбора, которые определяются видом рамановского тензора.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Свернутые LA-фононы в сверхрешетках Si/Ge с КТ Ge

На рис. 1 показан рамановский спектр сверхрешетки Si/Ge, измеренный с использованием длины волны возбуждающего света $\lambda = 514$ нм при комнатной температуре. В высокочастотной области спектра (150–600 см^{-1}) наблюдаются линии оптических фононов КТ Ge (316 см^{-1}), колебаний границы Ge–Si (420 см^{-1}) и фононов Si (520 см^{-1}). Используя метод оценки однородности многослойных структур Si/Ge, развитый недавно [14], по сдвигу фононной линии КТ Ge относительно положения линии для объемного германия (300 см^{-1} , стрелка на рис. 1) и по относительной амплитуде ее низкочастотной асимметрии мы определили, что 10–15 % островков германия являются дефектными и напряжения в них неоднородно срелаксированы. Оставшиеся островки находятся в псевдоморфном состоянии к матрице кремния. Это показывает достаточно высокую однородность массивов КТ в данном образце сверхрешетки.

В акустической области спектра (0–150 см^{-1}) на фоне широкой линии непрерывной фононной эмиссии, выделенной на рис. 1 заштрихованной областью, наблюдаются узкие линии свернутых LA-фононов. Первая компонента рамановского спек-

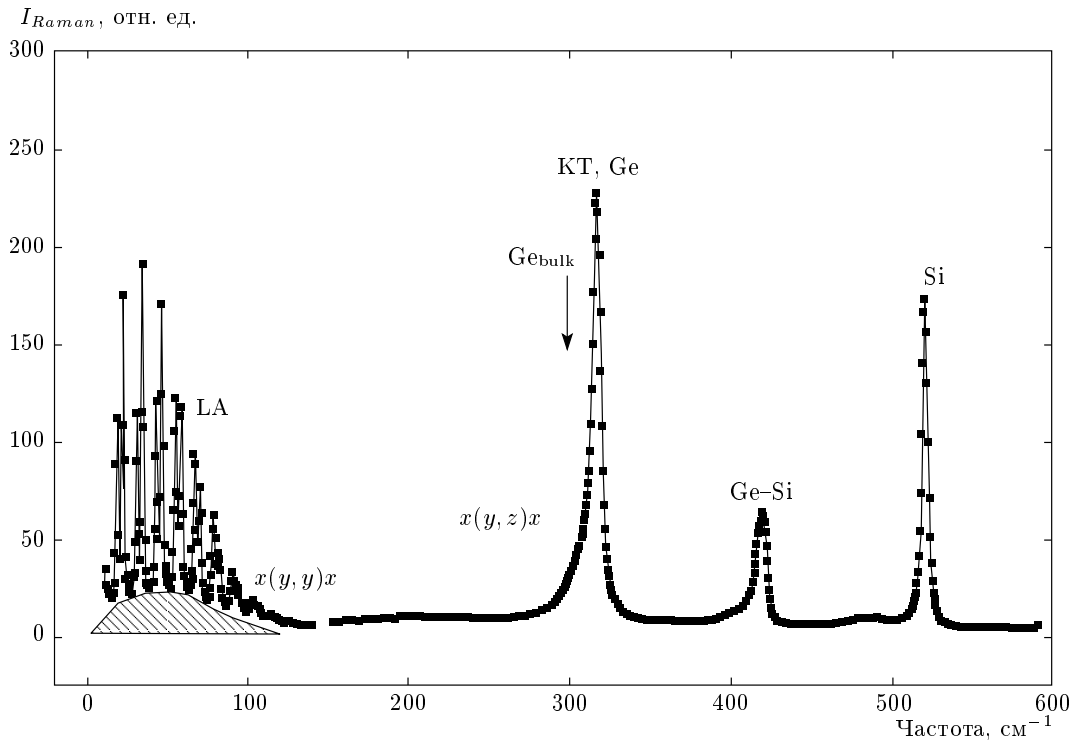


Рис. 1. Спектр рамановского рассеяния света на фононах образца сверхрешетки Si/Ge с КТ Ge, измеренный при $T = 300$ К; длина волны возбуждающего света $\lambda = 514$ нм. Акустическая область спектра ($0-150$ см $^{-1}$) получена в поляризационной геометрии $x(y, y)x$, а оптическая — в геометрии $x(y, z)x$. Заштрихованная область обозначает спектр непрерывной фононной эмиссии

тра, детально исследованная ранее в различных сверхрешетках [17–20], связана с нарушением закона сохранения волновых векторов в процессе рассеяния. Это нарушение может индуцироваться различными механизмами, такими как флуктуации толщины слоев, шероховатость границ раздела [17, 18], разупорядоченность структуры [19], пространственная локализация электрон-дырочных состояний [20]. В результате акустические фононы всего спектра могут проявляться в спектре рамановского рассеяния. В нашем случае наиболее вероятно, что широкая линия непрерывной фононной эмиссии (рис. 1) связана с рассеянием в дефектных (срелаксированных) островках германия, что подтверждается видом ее резонансной зависимости, которая будет рассмотрена далее.

На рис. 2 показан рамановский спектр рассеяния на акустических фононах за вычетом линии непрерывной фононной эмиссии. Дублеты хорошо известных свернутых LA-фононов наблюдаются в этом спектре. Частоты наблюдаемых свернутых LA-фононов, как было установлено ранее в такого типа структурах [9, 11], хорошо описываются теори-

ей Рытова [6]. На вставке рис. 2 показана дисперсия свернутых фононных мод в уменьшенной зоне Бриллюэна размера π/D . Волновой вектор фононов, наблюдаемых в спектре (рис. 2), составляет $q = 4\pi n/\lambda$, где n — показатель преломления кремния для длины волны возбуждающего света $\lambda = 514$ нм. Наблюдаемые частоты свернутых LA-мод обозначены точками, сплошной ломаной линией показана их дисперсия, вычисленная с помощью теории Рытова для скорости акустических волн в сверхрешетке равной $v^{LA} = 8.1 \cdot 10^5$ см/с. Видно, что дисперсионная зависимость неплохо описывает экспериментально наблюдаемые частоты. Определенная таким образом скорость звука в сверхрешетке незначительно отличается от скорости звука в кремнии ($8.43 \cdot 10^5$ см/с) из-за слабого влияния тонких слоев КТ на акустические свойства сверхрешетки. В результате толстые слои кремния определяют свертку акустических фононов в сверхрешетке и частоты наблюдаемых свернутых LA-мод.

Интенсивности наблюдаемых свернутых LA-линий (см. рис. 2) ведут себя необычным образом, что не находит объяснения в развитой теории [3, 8].

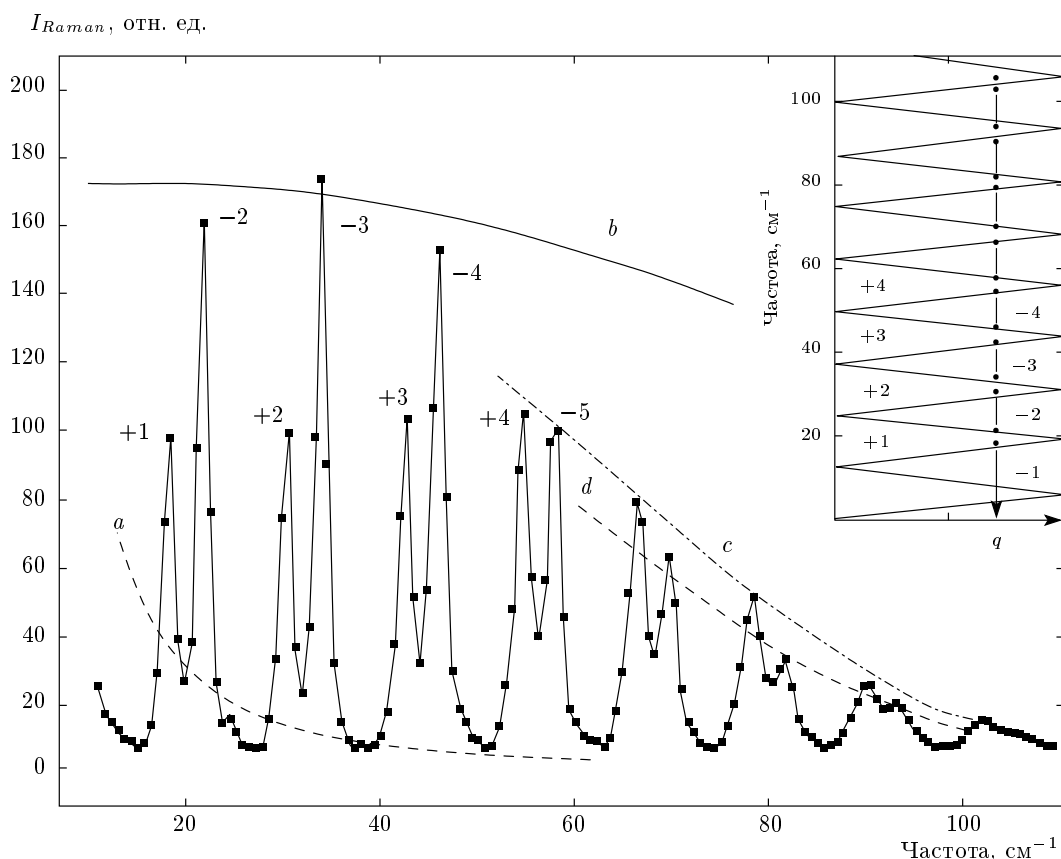


Рис. 2. Акустическая область спектра, приведенного на рис. 1, за вычетом спектра непрерывной фоновой эмиссии. Линиями *a*, *b*, *c* и *d* показаны результаты расчета огибающей функции свернутых ЛА-фононов, проведенного с помощью формулы (4). На вставке показана дисперсия свернутых ЛА-фононов в минизоне Бриллюэна сверхрешетки (ломаная линия), рассчитанная с помощью теории Рытова [6]. Точками обозначены экспериментальные значения частот свернутых ЛА-фононов. Цифры около пиков — номер свертки *m*

Так, зависимость интенсивности от индекса свертки (огибающая функция) является широкой функцией, позволяющей наблюдать в нашем случае до десяти дублетов свернутых ЛА-фононов, в то время как в обычных сверхрешетках эта функция, пропорциональная $1/m^2$, быстро убывает с ростом индекса свертки *m*. Кроме того, интенсивность высокочастотной линии каждого дублета обычно меньше, чем амплитуда низкочастотной компоненты [1–5, 8]. В нашем случае (см. рис. 2) наблюдается обратное соотношение интенсивностей этих линий. Последняя особенность существенным образом отличает наши сверхрешетки с псевдоморфными слоями КТGe от сверхрешеток, исследованных ранее [9–12].

3.2. Рамановский резонанс свернутых ЛА-фононов

Спектр электронных состояний КТGe, как и объемного германия, имеет двумерную критическую

точку в межзонной плотности состояний, расположенную в видимой области спектра [21, 22]. Возбуждение спектра светом с энергией, близкой к энергии этой критической точки, приводит к росту интенсивности рассеяния. Это так называемый рамановский резонансный эффект, исследованный ранее в объемном германии [21], в ненапряженных КТGe [23] и в массиве КТGe, полученных псевдоморфно к кремнию [24]. Поскольку вовлеченные в процесс электронные состояния локализованы в КТGe, эти измерения позволяют получать информацию о пространственной локализации наблюдаемых колебательных возбуждений. На рис. 3 приведены резонансные зависимости рассеяния на оптических фононах объемного германия и псевдоморфных КТGe, полученные в работе [24]. Сдвиг резонансной линии рассеяния на КТGe (кривая *b*) относительно линии для объемного германия (*a*) связан с влиянием напряжений на энергии E_1 и $E_1 + \Delta_1$

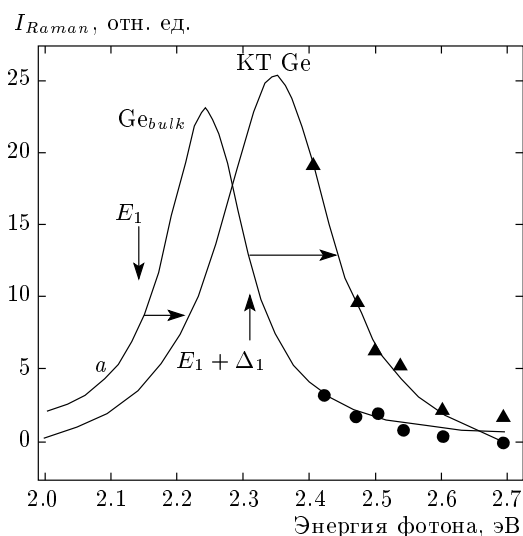


Рис. 3. Резонансные зависимости рамановского рассеяния на оптических фононах объемного германия (*a*) и псевдоморфных КТ Ge (*b*) при $T = 300$ К [24]. Зависимости, измеренные для свернутых ЛА-фононов и для спектра непрерывной фононной эмиссии, показаны соответственно треугольниками и кружками

резонансов германия, положения которых показаны на рис. 3 вертикальными стрелками. Изменения их энергий под действием напряжений в КТ показаны на рис. 3 горизонтальными стрелками [24]. Здесь же приведены резонансные зависимости свернутых ЛА-фононов (треугольники) и линии непрерывной фононной эмиссии (кружки), измеренные в нашей сверхрешетке с использованием линий аргонного лазера. Полученные зависимости ведут себя по-разному, что связано с локализацией наблюдаемых фононных мод.

Из рис. 3 видно, что линии свернутых ЛА-фононов (треугольники) резонансно усилены и в точности совпадают с высокочастотным крылом резонансной кривой оптических фононов КТ Ge (рис. 3, кривая *b*), причем огибающая функция не существенно зависит от энергии возбуждающего света. Это означает, что наблюдаемые свернутые ЛА-моды связаны с акустическими колебаниями, локализованными, как и оптические фононы германия, в КТ. В свою очередь, резонансная зависимость интенсивности линии непрерывной фононной эмиссии (см. рис. 1, заштрихованная область) ведет себя более плавно (рис. 3). Это объясняется тем, что для островков германия, напряжения в которых сглажены, положение резонанса сдвигается к объ-

емному значению (рис. 3, кривая *a*). В результате наиболее вероятно, что последняя компонента спектра связана со сглаженными островками германия и индуцирована дефектами, вызывающими релаксацию напряжений [14]. Вывод о локализации наблюдаемых свернутых ЛА-фононов является неожиданным и не согласуется с существующими теоретическими представлениями, поскольку наибольшая толщина слоев кремния в сверхрешетке, ответственных за свертку акустических фононов, не дает вклада в наблюдаемое рассеяние свернутыми ЛА-фононами. Это необычное поведение будет предметом дальнейшего анализа.

3.3. Локализация акустических колебаний в КТ Ge

Теория свернутых ЛА-фононов в сверхрешетках основана на континуальном приближении [6–8]. Каждый слой сверхрешетки рассматривается как среда с объемными значениями параметров, таких как плотность, скорость звука (фононный спектр), упругие постоянные и др. Объемные акустические волны (плоские волны) материалов, образующих сверхрешетку, используются для нахождения как спектра свернутых ЛА-мод [6], так и наблюдаемых интенсивностей их линий в теории рамановского рассеяния [8]. Этот подход блестяще описывает экспериментальные результаты, полученные в различных полупроводниковых сверхрешетках с достаточно толстыми слоями [1–5].

В нашем случае средняя высота КТ Ge (hut clusters) с учетом толщины смачивающего слоя составляет всего $h \approx 9 \text{ \AA} \approx 2a_0$ (a_0 — постоянная решетки германия). Поскольку угол при вершине островков германия составляет примерно 80° , их форму можно рассматривать как плоский слой, который является резонатором для акустических фононов. Поскольку коэффициент отражения их от границы Ge/Si

$$Z = \rho_1 v_1 / \rho_2 v_2 = 0.7,$$

где ρ_1 , ρ_2 и v_1 , v_2 — соответственно плотности и скорости звука в германии и кремнии, определенный в континуальном приближении, не является пренебрежимо малой величиной, квантование акустического спектра, возникающее из-за отражения волн от границ, приводит к существенному изменению спектра КТ Ge по сравнению с объемным случаем. Так, минимальная частота ЛА-фононов определяется условием квантования и составляет $\omega_{min} = \pi v_1 / a_0 \approx 145 \text{ см}^{-1}$. Отсюда следует, что в

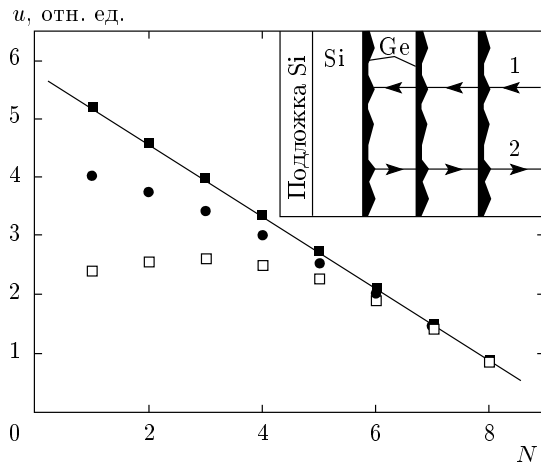


Рис. 4. Зависимости амплитуды акустических колебаний атомов одномерной цепочки от номера атома, рассчитанные для трех частот вынуждающей силы, действующей на один конец цепочки: ■ — 0; • — 30 см⁻¹; □ — 50 см⁻¹. На вставке показана схема сверхрешетки Si/Ge со слоями КТGe. Стрелками показаны направления распространения акустических фононов в сверхрешетке

рассматриваемом диапазоне частот (0–100 см⁻¹ на рис. 2) КТGe не имеют собственных частот ЛА-колебаний. Это означает, что приближение, основанное на использовании плоских объемных волн в теории свернутых ЛА-фононов [5–8], для КТGe в нашем случае несправедливо. Эта особенность сверхрешеток с КТ, как мы увидим, приводит к появлению новых необычных свойств свернутых ЛА-фононов, позволяющих объяснить экспериментальные результаты.

Акустические колебания в КТGe с частотами, меньшими ω_{min} , могут возбуждаться только под действием внешней силы, которой являются фононы слоев кремния. Толщина этих слоев $d = 20$ нм достаточно большая, так что их акустический спектр можно считать объемным. Рассмотрим акустические колебания одномерной цепочки, состоящей из восьми ($2a_0$) атомов, которые возникают в области низких частот под действием внешней вынуждающей силы, приложенной к одному концу. Вторым концом цепочки для простоты будем считать закрепленным. Константа жесткости γ и масса m атомов определяются предельной частотой оптических колебаний $\omega_0 = \sqrt{2\gamma/m} = 316$ см⁻¹. Зависимость амплитуды колебаний атомов цепочки от их номера N находится из решения системы уравнений движения и показана для разных значений частоты вынужда-

ющей силы на рис. 4. Видно, что для низких частот (0–30 см⁻¹) амплитуда акустических колебаний линейно убывает в зависимости от номера атома, т. е. колебания затухают в глубь цепочки. Зависимость амплитуды колебаний от координаты x может быть описана линейной функцией (прямая на рис. 4):

$$u(x) = u_0(h - x)/h, \tag{1}$$

где u_0 — амплитуда колебаний первого атома. Используемая простейшая модель показывает, что амплитуда вынужденных акустических колебаний затухает в глубь цепочки, что связано с отсутствием собственных колебаний в этой области частот. В результате в КТ вместо плоских волн, рассматриваемых в континуальной теории [5–8], следует использовать решения такого типа.

3.4. Рассеяние света свернутыми ЛА-фононами в сверхрешетках Si/Ge с КТGe

Частотная зависимость интенсивности рамановского рассеяния свернутыми ЛА-фононами описывается выражением [8]

$$I \propto (n_m + 1)\omega_m \left| \int_{-\infty}^{\infty} e^{iqx} P \frac{du(x)}{dx} dx \right|^2, \tag{2}$$

где n_m — фактор заполнения Бозе для фонона с частотой ω_m , q — волновой вектор рассеяния, P — фотоупругая постоянная кремния (P_1) или германия (P_2), $u(x)$ — смещение атома из положения равновесия в акустической волне, $du(x)/dx$ — деформация, связанная с акустической волной, которая вызывает частотную модуляцию показателя преломления в результате фотоупругого эффекта, что, в конечном счете, приводит к рамановскому рассеянию света на акустических фононах [3]. После суммирования по бесконечному числу периодов сверхрешетки с применением теоремы Блоха это выражение имеет вид [8]

$$I \propto (n_m + 1)\omega_m \delta \left(q + k + \frac{2\pi m}{D} \right) \times \left| \int_{-d}^h e^{iqx} P \frac{du(x)}{dx} dx \right|^2, \tag{3}$$

где $D = d + h$ — период сверхрешетки, δ -функция дает закон сохранения волновых векторов в процессе

рассеяния, а оставшаяся часть определяет зависимость интенсивности рассеяния от номера свертки m (огibaющая функция F_m). Полагая, что в слое кремния $u(x) = u_0 \exp(ikx)$, а в КТ Ge справедливо выражение (1), можно найти

$$F_m \propto (n_m + 1)\omega_m \left| P_1 k \frac{\sin(\pi md/D)}{\pi m/D} + P_2 h^{-1} \frac{\sin(k/2 + \pi md/D)h}{k/2 + \pi md/D} \right|^2. \quad (4)$$

У членов под знаком модуля опущены фазовые множители, не влияющие на их амплитуду, вычисляемую независимо для каждого из них. Первый член описывает рассеяние на свернутых ЛА-фононах слоев кремния. Его вклад, вычисленный с учетом того, что $P_2 \approx 2P_1$, показан выше на рис. 2 штриховой линией (кривая a). Вклад второго члена, связанного с рассеянием на акустических колебаниях, локализованных в КТ, приведен на рис. 2 сплошной линией (кривая b). Видно, что амплитуда последнего члена значительно превосходит амплитуду первого даже без учета резонансного усиления в КТ Ge (т. е. вдали от резонанса) в результате того, что $h^{-1} \approx 10^7 \text{ см}^{-1} \gg k \approx 10^6 \text{ см}^{-1}$, т. е. из-за того, что деформация, вызванная колебаниями, локализованными в КТ Ge, значительно превосходит деформацию, связанную с объемными фононами кремния. Это объясняет резонансное поведение свернутых ЛА-фононов (см. рис. 3) и показывает, что наблюдаемые моды связаны с акустическими колебаниями, локализованными в КТ, вклад же в рассеяние свернутых ЛА-фононов слоев кремния значительно меньше. Кроме того, из формы сплошной кривой (см. рис. 2, кривая b), которая определяется большим значением h^{-1} , понятна природа большого числа наблюдаемых дублетов свернутых ЛА-мод по сравнению со случаем обычных сверхрешеток, когда доминирует первый член формулы (4) (кривая a на рис. 2).

В то же время видно, что использованная простейшая модель не описывает всю наблюдаемую огibaющую функцию (см. рис. 2). Это связано с тем, что линейная зависимость (1) справедлива только для низкочастотного диапазона ($\omega_m < 30 \text{ см}^{-1}$). Для высокочастотных колебаний, амплитудная зависимость которых, как видно из рис. 4, начинает зависеть от частоты из-за влияния собственных колебательных мод цепочки, использованная простейшая модель становится несправедливой. Тем не менее огibaющая функция этих дублетов может быть описана вторым членом уравнения (4) с другим зна-

чением h . Кривая, вычисленная для $h = 17 \text{ нм}$, показана на рис. 2 штрихпунктирной линией (кривая c). Она неплохо описывает наблюдаемую зависимость, показывая, что эффективное значение деформации этих мод примерно вдвое меньше, чем деформация, связанная с низкочастотными модами. В результате они также соответствуют акустическим колебаниям, локализованным в КТ Ge.

Рассмотрим причину необычного отношения интенсивностей линий трех низкочастотных дублетов свернутых ЛА-фононов, наблюдаемых в нашем спектре (см. рис. 2). В геометрии обратного рассеяния регистрируются фононы с волновым вектором, направленным от поверхности в глубь сверхрешетки (положительное направление на вставке к рис. 2). Из дисперсии фононов в сверхрешетках, изображенных на вставке к рис. 2, легко понять, что отрезки прямых, соответствующих низкочастотным линиям дублетов (m положительное), получены трансляцией на вектор $2\pi m/D$ дисперсионных участков полной зоны Бриллюэна с $k > 0$ в уменьшенную зону. В результате эти линии связаны с фононами, имеющими положительное направление k . И наоборот, высокочастотные линии дублетов соответствуют фононам с $k < 0$ (т. е. волновой вектор направлен к поверхности сверхрешетки). Эти два случая обозначены цифрами 1 и 2 на вставке рис. 4, где схематично изображен рельеф слоев сверхрешетки. Одна поверхность слоев германия имеет плоскую границу с кремнием, что обусловлено образованием двумерного смачивающего слоя в процессе роста. Другая граница имеет развитый рельеф, связанный с КТ. Можно видеть, что фононы слоев кремния с $k > 0$ и $k < 0$, показанные на вставке рис. 4 стрелками, взаимодействуют с разными границами раздела из-за того, что колебания кремния практически не проникают в соседний слой сверхрешетки в результате рассмотренной выше локализации вынужденных акустических колебаний в КТ. Отражение фононов от рельефной границы сопровождается такими явлениями, как дифракция и диффузное рассеяние, влияние которых приводит к дополнительным потерям интенсивности звуковой волны. В результате амплитуда волны, индуцирующая колебания в КТ, может быть существенно меньше, чем в случае идеально плоской границы ($k < 0$), что и вызывает уменьшение интенсивности низкочастотных линий дублетов свернутых ЛА-мод (см. рис. 2) по сравнению с интенсивностями высокочастотных линий. Таким образом, наблюдаемое отношение интенсивностей линий дублетов свернутых ЛА-фононов объясняется асимметрией рельефа слоев КТ.

В заключение отметим, что массив КТ Ge можно рассматривать как набор дифракционных решеток с периодами D_{dif} , определяемыми характерными расстояниями между островками германия. В нашем случае этот размер составляет 10–30 нм. Известно, что для волн с $\lambda \geq D_{dif}$ дифракционные потери максимальны и убывают с уменьшением λ . Для волн с $\lambda < D_{dif}$ они исчезают. Для трех низкочастотных дублетов, наблюдаемых в нашем спектре (см. рис. 2), имеем соответственно $\lambda \approx 30, 20, 15$ нм, и для них выполняется условие $\lambda \geq D_{dif}$ максимальной эффективности дифракции. Для высокочастотных дублетов (5, 6, 7) имеем соответственно $\lambda \approx 8, 7, 6$ нм. Эти значения меньше, чем D_{dif} , и дифракционные потери становятся малыми. В результате наблюдаемое отношение их интенсивностей описывается вторым членом уравнения (4). Огибающая функция, рассчитанная для отрицательных индексов свертки, приведена на рис. 2 штриховой линией (кривая d). Таким образом, дифракционные потери, связанные с отражением акустических волн от рельефной границы раздела с КТ, объясняют наблюдаемые соотношения интенсивностей линий дублетов свернутых LA-фононов.

4. ВЫВОДЫ

Исследовано рамановское рассеяние света на свернутых LA-фононах в сверхрешетке Si/Ge с псевдоморфными слоями КТ. Обнаружены новые свойства свернутых LA-мод, связанные с их резонансным поведением, аномально большим числом наблюдаемых в спектрах линий и с необычным соотношением интенсивностей линий дублетов. Показано, что наблюдаемые в спектрах свернутые LA-моды связаны с колебаниями, которые локализованы в КТ Ge и индуцированы свернутыми фононами разделительных слоев кремния. Расчеты амплитуды вынужденных акустических колебаний, проведенные в модели одномерной цепочки, позволили понять природу локализации акустических фононов в КТ, которая связана с модификацией спектра собственных колебаний тонкого слоя КТ. Установлено, что локализация этих колебаний приводит к большому числу линий свернутых LA-фононов, наблюдаемых в спектрах сверхрешетки Si/Ge с КТ. Необычное отношение интенсивностей низкочастотных линий свернутых LA-дублетов связано с асимметрией рельефа слоев КТ, которая приводит к дифракционным потерям интенсивности акустических волн при их отражении от массива КТ Ge.

Автор выражает благодарность В. А. Маркову за предоставление сверхрешеток Si/Ge с КТ Ge и В. А. Володину за помощь в измерении рамановских спектров, а также научно-образовательному центру при НГУ за предоставленную возможность измерений с помощью спектрометра T64000 (Horiba Jobin Yvon). Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 09-02-00087).

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Colvard, R. Merlin, M. V. Klein, and A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 298 (1980).
2. J. Sapriel, J. C. Michel, J. C. Toledano et al., *Phys. Rev. B* **28**, 2007 (1983).
3. C. Colvard, T. A. Gant, M. V. Klein et al., *Phys. Rev. B* **31**, 2080 (1985).
4. H. Brugger, G. Abstreiter, H. Jorke et al., *Phys. Rev. B* **33**, 5928 (1986).
5. D. J. Lockwood, M. W. C. Dharma-wardana, J.-M. Baribeau, and D. C. Houghton, *Phys. Rev. B* **35**, 2243 (1987).
6. С. М. Рытов, *Акуст. ж.* **2**, 71 (1956).
7. S. K. Yip and Y. C. Chang, *Phys. Rev. B* **30**, 7037 (1984).
8. J. He, B. Djafari-Rouhani, and J. Sapriel, *Phys. Rev. B* **37**, 4086 (1988).
9. A. G. Milekhin, A. I. Nikiforov, O. P. Pchelyakov et al., *Nanotechnology* **13**, 55 (2002).
10. M. Cazayous, J. Groenen, A. Zwick et al., *Phys. Rev. B* **66**, 195320 (2002).
11. P. H. Tan, D. Bougeard, G. Abstreiter, and K. Brunner, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 2632 (2004).
12. P. D. Lacharmoise, A. Bernardi, A. R. Goni et al., *Phys. Rev. B* **76**, 155311 (2007).
13. А. П. Шебанин, В. А. Гайслер, Т. В. Курочкина и др., *Письма в ЖЭТФ* **49**, 349 (1989).
14. А. В. Talochkin and A. G. Cherkov, *Nanotechnology* **20**, 345702 (2009).
15. А. В. Talochkin, V. A. Markov, and V. I. Mashanov, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 093127 (2007).
16. А. Б. Талочкин, И. Б. Чистохин, В. А. Марков, *ФТП* **8**, 1034 (2009).

17. T. Ruf, J. Spitzer, V. F. Sapega et al., Phys. Rev. B **50**, 1792 (1994).
18. V. I. Belitsky, T. Ruf, J. Spitzer, and M. Cardona, Phys. Rev. B **49**, 8263 (1994).
19. M. Cazayous, J. R. Huntzinger, J. Groenen et al., Phys. Rev. B **62**, 7243 (2000).
20. A. Mlayah, A. Sayari, R. Grac et al., Phys. Rev. B **56**, 1486 (1997).
21. F. Cerdeira, W. Dreybrodt, and M. Cardona, Sol. St. Comm. **10**, 591 (1972).
22. A. B. Talochkin, S. A. Teys, and S. A. Suprun, Phys. Rev. B **72**, 115416 (2005).
23. А. Б. Талочкин, С. А. Тийс, С. П. Супрун, ЖЭТФ **129**, 945 (2006).
24. A. B. Talochkin and V. A. Markov, Nanotechnology **19**, 275402 (2008).