Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 12, с. 828 – 834 © 2025 г. 25 декабря

Когерентные фононы субтерагерцового диапазона частот в InAs/GaSb сверхрешетках[1)]

А. Ю. Клоков, Н. Ю. Фролов[2)], А. И. Шарков, В. С. Кривобок, А. В. Клековкин, Г. Н. Ерошенко, И. И. Минаев

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 18 октября 2025 г.
После переработки 31 октября 2025 г.
Принята к публикации 4 ноября 2025 г.

Методами лазерной фотоакустики исследованы генерация и распространение когерентных фононов в короткопериодных InAs/GaSb сверхрешетках, выращенных на GaSb (001) подложках. Показано, что при воздействии фемтосекундными лазерными импульсами на поверхность скола (110) возбуждаются когерентные фононы субтерагерцового диапазона частот, распространяющиеся под малым углом к поверхности (110) и эффективно взаимодействующие с электромагнитным излучением, поляризованным перпендикулярно слоям сверхрешетки. Выявленные особенности взаимодействия электромагнитного излучения со "свернутыми" фононными модами позволяют предложить новый метод локального контроля кристаллической структуры InAs/GaSb сверхрешеток, точность которого сопоставима с рентгеновскими методами.

DOI: 10.7868/S3034576625120197

1. Введение. В настоящее время активно изучается взаимодействие гиперзвуковых волн с веществом и связанные с этим приложения. В первую очередь это касается методов диагностики различных наноструктур и объемных материалов на предмет наличия в них наноразмерных дефектов [1–4], а также исследования структуры и качества их поверхностей. Отдельное внимание уделяется поиску новых методов управления оптическими и электрофизическими свойствами за счет взаимодействия электронной подсистемы материала с импульсом когерентных фононов [5–7]. В отмеченных выше исследованиях продвижение в область более коротких волн, с одной стороны, обеспечивает улучшение чувствительности и пространственного разрешения и, с другой стороны, требует развития новых принципов управляемой генерации и зондирования волн гиперзвука, в том числе узкополосной [8].

Одно из перспективных направлений в этой области связано с разработкой принципов генерации и детектирования когерентных фононов с помощью короткопериодных сверхрешеток (СР) [9]. Уровень управления структурой и электронной подсистемой данных материалов оказывается чрезвычайно высок при их получении методом молекулярно-лучевой эпитаксии. В частности, доступно воспроизводимое получение СР, период которых заметно меньше 10 нм, а толщина и состав каждого периода контролируются *in situ* на уровне монослоя. Хорошо воспроизводимая регулярная структура данных материалов позволяет управлять законом сохранения квазиимпульса в различных процессах рассеяния, обеспечивая таким образом потенциальные возможности для генерации когерентных фононов в нужном диапазоне частот за счет тех или иных процессов [10].

Тем не менее к настоящему моменту остается открытым ряд вопросов, связанных с оптической генерацией и зондированием когерентных фононов в СР. В первую очередь это связано с тем, что при рассеянии электромагнитных волн существенную роль могут играть как объемные, так и поверхностные фононные моды [11, 12]. Последние имеют в СР достаточно сложные пространственную структуру и спектральный состав. Также в короткопериодных СР II-го рода с пространственным разделением носителей добавляются нетипичные для объемных материалов механизмы электрон-фононного взаимодействия, существенные для гиперзвуковых волн с длинной волны порядка периода СР [13]. Изучение перечисленных проблем остается актуальным даже для технологически развитых систем, таких как СР на основе соединений A_3B_5.

В данной работе мы показываем, что при воздействии лазерным импульсом на поверхность скола (110) короткопериодной СР II-го рода эффек-

[1)]См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ru.

[2)]e-mail: n.frolov@lebedev.ru

тивно возбуждаются скользящие колебательные моды субтерагерцового диапазона частот, приводящие к поляризационно-чувствительному неупругому рассеянию света. Полученные результаты позволяют прояснить некоторые механизмы взаимодействия когерентных фононов со светом в короткопериодных сверхрешетках II-го рода и предложить полностью оптические методы измерения структурных свойств таких сверхрешеток.

2. Описание эксперимента. Гетероструктуры с InAs/GaSb СР, содержащие 100 и 300 периодов, были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке Compact-21T фирмы Riber с использованием подложек p-GaSb (100). Компенсация упругих напряжений, возникающая вследствие рассогласования решеток InAs и GaSb, достигалась внедрением промежуточных слоев In(As)Sb. Соответствующая технологическая процедура подробно описана в работах [14, 15]. Параметры образцов, отобранных для гиперзвуковых исследований, представлены в табл. 1. Структурное совершенство и параметры слоев, выращенных СР, были подтверждены с помощью рентгеноструктурного анализа (точные измерения периода СР проводились на основе положения сателлитных пиков на рентгеновских кривых качания, см. раздел 1 дополнительных материалов), а также просвечивающей электронной микроскопии [14]. Качество поверхности образцов исследовалось при помощи атомно-силовой микроскопии (АСМ). Полученное АСМ-изображение поверхности для SL232 представлено на рис. 1. Видно, что поверхность SL232 имеет флуктуации на уровне ~ 20 нм с латеральным масштабом от нескольких единиц до десятков микрон. Так как данная СР состоит из 300 периодов, это означает, что в ней возможны флуктуации толщины периода на уровне 0.05 нм, связанные, в основном, с вариацией состава интерфейсных слоев. При этом среднеквадратичная шероховатость поверхности менее 3 нм.

Таблица 1. Толщины периода (l), слоя GaSb (d_{GaSb}), слоя InAs (d_{InAs}) и количество периодов (N) в образцах СР, отобранных для исследований

Sample	l, nm	d_{GaSb}, nm	d_{InAs}, nm	N
SL232	7.356	2.452	4.904	300
SL299	10.226	3.409	6.817	100
SL302	12.174	4.058	8.116	100

Оптические исследования СР происходили на ростовой поверхности (001) образцов или свежеприготовленных сколах (110). Генерация и детектирование когерентных фононов в сверхрешетках осуществлялись на установке, аналогичной [16], работающей по схеме двухцветной методики накачка–зондирование (*pump–probe*). Данная установка построена на основе Ti:Sa лазера Mira-900, генерирующего последовательность импульсов на длине волны $\lambda = 800$ нм с длительностью 160 фс (период повторения ~ 13.2 нс). Во всех экспериментах и накачка (400 нм), и зондирование (800 нм) осуществлялись по нормали к анализируемой поверхности (или сколу) излучением, сфокусированным в пятно ~ 1.5 мкм (рис. 2). При этом стимулированные гиперзвуковыми волнами изменения комплексного коэффициента отражения зондирующего пучка регистрировались либо с помощью интерферометра Саньяка [17] на круговой поляризации, как в [16], либо на линейной поляризации, управление которой происходило посредством фазовой пластины $\lambda/2$ при перекрытом одном из каналов интерферометра (см. раздел 2 дополнительных материалов).

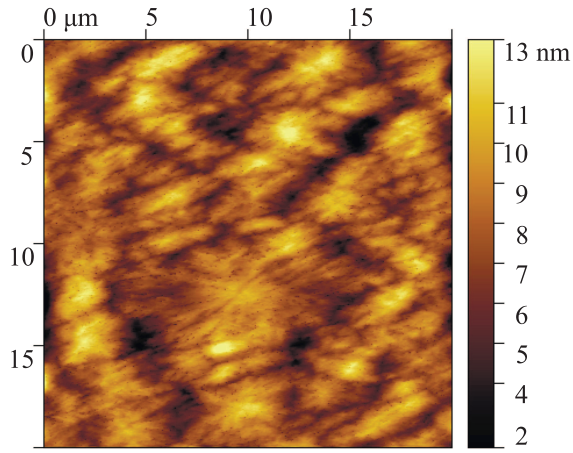

Рис. 1. (Цветной онлайн) Изображение поверхности SL232, полученное на атомно-силовом микроскопе. Среднеквадратичная шероховатость поверхности составляет менее 3 нм

3. Результаты и обсуждение. Регистрируемые отклики (зависимости фазы коэффициента отражения зондирующего излучения от времени) состоят из осциллирующей компоненты на фоне сравнительно медленно меняющейся части, обусловленной, главным образом, нагревом образца (более подробный анализ откликов дан в разделе 3 дополнительных материалов). На рисунках 3a и d, на примере SL232, показаны типичные осциллирующие компоненты откликов при возбуждении ростовой поверхности и скола, соответственно. В обоих случаях зондирующее излучение имело круговую поляризацию. В откликах регистрируются осцилляции различной частоты, отражающие взаимодействие зон-

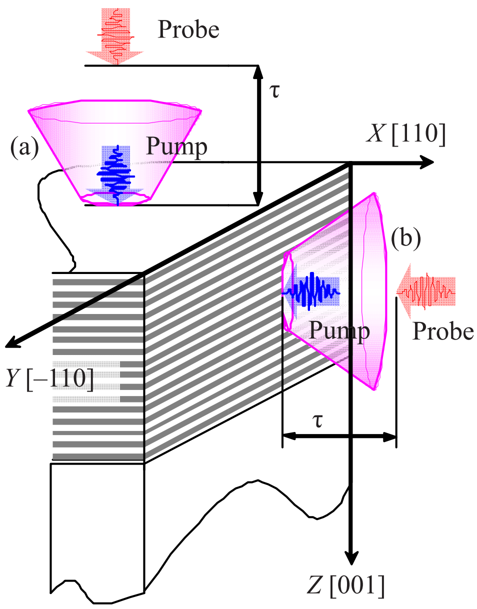

Рис. 2. (Цветной онлайн) Общая схема эксперимента. Возбуждение (400 нм) и зондирование (800 нм, задержка между импульсами τ) производились как со стороны ростовой поверхности (a), так и со стороны скола (b). Использовалась как круговая, так и линейная поляризации зондирующего излучения

дирующего пучка с когерентными волнами, распространяющимися внутри образцов. Видно, что основным является колебание на частоте ~ 40 ГГц. После его фильтрации остается быстроосциллирующая часть, показанная на рис. 3b и e.

Преобразование Фурье данных откликов позволяет определить частоты фононов, с которыми взаимодействует зондирующее излучение. Спектры при возбуждении ростовой поверхности и скола показаны на рис. 3c и f соответственно. Как видно из этих рисунков, в спектрах, наряду с низкочастотной бриллюэновской компонентой (~ 40 ГГц), регистрируются пики, соответствующие взаимодействию зондирующего пучка с субтерагерцовыми фононными модами СР. Для ростовой поверхности наблюдаются два пика Ω^+ и Ω^-, для скола – один интенсивный пик на частоте Ω^0. Наличие двух пиков в спектрах, полученных при возбуждении поверхности, соответствует биениям высокочастотной компоненты в исходном отклике, приведенном на рис. 3b. Отметим, что подобные биения не наблюдаются в откликах, полученных при возбуждении сколов (рис. 3e).

На рисунках 4a и b приведены спектры быстроосциллирующей части откликов, полученных на СР с разными периодами. Можно видеть, что субтерагерцовые пики смещаются в высокочастотную область при уменьшении периода СР. Данная тенденция регистрируется как на ростовой поверхности (пики Ω^+, Ω^-), так и на сколе (пик Ω^0). В то же время положение низкочастотного пика в пределах погрешности эксперимента оставалось неизменным.

На рисунке 5 представлена зависимость спектров откликов при возбуждении скола от поляризации зондирующего пучка. Видно, что отклик на сколе сильно зависит от поляризации зондирующего пучка: высокочастотный пик имеет наибольшую интенсивность при поляризации перпендикулярно слоям СР и практически исчезает при поляризации вдоль слоев. Данное наблюдение указывает на анизотропный характер взаимодействия фононов Ω^0 со светом. В то же время отклики, зарегистрированные на ростовой поверхности, от поляризации зондирующего пучка не зависели. Также не наблюдалось существенной зависимости спектров от поляризации накачки ни для ростовой поверхности, ни для скола. Полученные экспериментальные данные сведены в табл. 2.

Для интерпретации представленных выше экспериментальных данных необходимо определить частоты фононов, взаимодействие с которыми является разрешенным с точки зрения правил отбора. Ввиду наличия строгой трансляционной инвариантности процессы рассеяния в объеме СР сопровождаются сохранением квазиимпульса: $\overline{k}_1 + \overline{g} = \overline{k}_2 + \overline{K}$, где $\overline{k}_1, \overline{k}_2$ – волновые векторы падающего и рассеянного фотонов накачки соответственно, $\overline{K}$ – квазиимпульс фонона, ограниченный зоной Бриллюэна СР, $\overline{g}$ – произвольный вектор обратной решетки. Наименьшее по модулю нетривиальное значение данного вектора имеет вид $\pm\overline{g}_0(0, 0, \frac{2\pi}{l})$. Для расчета частот субтерагерцовых фононов, удовлетворяющих закону сохранения квазиимпульса, СР можно на первом этапе рассматривать как однородную среду, в которой для заданной поляризации фонона имеет место линейная связь между частотой и волновым вектором. При этом среда является анизотропной, и скорость звука в ней зависит от направления распространения. Данное приближение оправдано тем, что InAs и GaSb характеризуются очень близкими значениями акустических констант (детали описаны в разделе 4 дополнительных материалов). На втором этапе необходимо учесть ослабление правил отбора при переходе от изотропной среды к СР. На основе теория Рытова [18], для частот фононов, рассеивающих зондирующее излучение, на ростовой поверхности СР получаются следующие выражения:

$$\omega_k = v_l^{001} \cdot \frac{4\pi n_0}{\lambda}, \tag{1}$$

$$\Omega^+ = v_l^{001} \cdot \left(\frac{2\pi}{l} + \frac{4\pi n_0}{\lambda}\right), \tag{2}$$

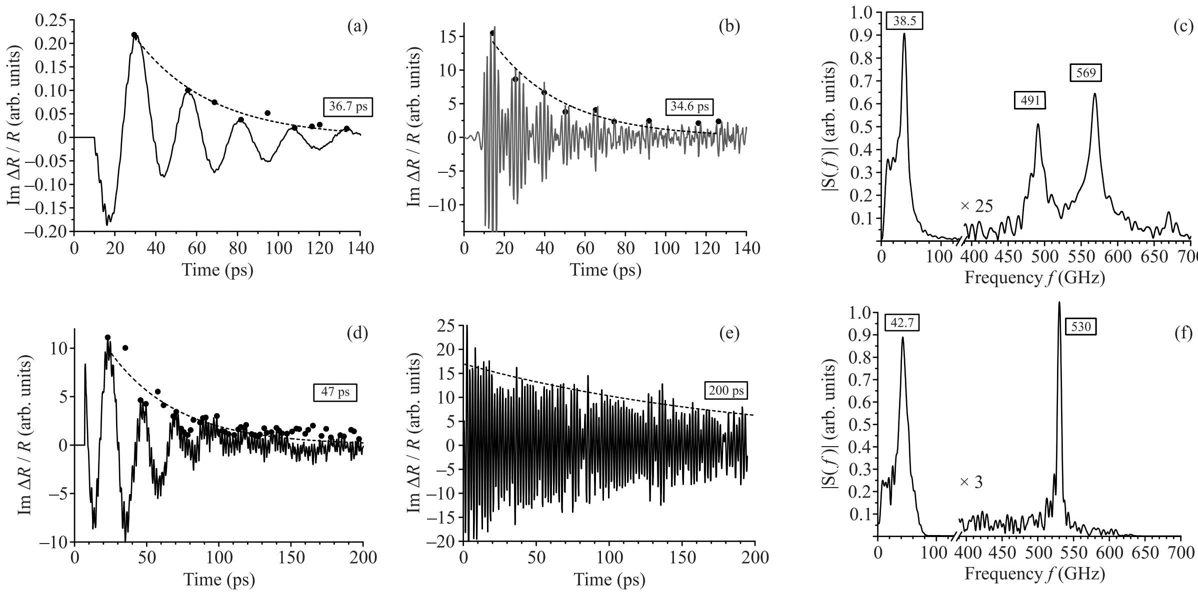

Рис. 3. Полная осциллирующая часть отклика ((a) и (d)), быстроосциллирующая часть ((b) и (e)) и их спектр ((c) и (f)), измеренные на ростовой поверхности (a)–(c) и на сколе (d)–(f) структуры SL232 на круговой поляризации

Таблица 2. Частоты регистрируемых пиков и характерные времена их затухания при возбуждении ростовой поверхности и скола

Sample	Growth surface				Cleavage			
	$\frac{\omega}{2\pi}$, GHz	τ_ω, ps	$\frac{\Omega^\pm}{2\pi}$, GHz	$\tau_{\Omega^\pm}$, ps	$\frac{\omega_c}{2\pi}$, GHz	τ_{ω_c}, ps	$\frac{\Omega^0}{2\pi}$, GHz	τ_{Ω^0}, ps
SL232	38.5	37	491, 569	35	43	47	530	200
SL299	38.5	35	339, 416	53	43	47	384	100
SL302	38.5	45	277, 354	70	43	30	322	150

$$\Omega^- = v_l^{001} \cdot \left(\frac{2\pi}{l} - \frac{4\pi n_0}{\lambda}\right), \tag{3}$$

где v_l^{001} – скорость распространения продольного фонона вдоль направления [001], n_0 – обыкновенный показатель преломления СР, соответствующий излучению с поляризацией, параллельной слоям СР (перпендикулярно оси СР), $\lambda = 800$ нм – длина волны зондирующего излучения. Для скола СР в случае линейно поляризованного зондирующего пучка получаются следующие частоты:

$$\omega_c = v_l^{110} \cdot \frac{4\pi n_X}{\lambda}, \tag{4}$$

$$\Omega^0 \approx v_X^{001} \sqrt{\left(\frac{4\pi n_X}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{2\pi}{l}\right)^2}, \tag{5}$$

где v_l^{110} – скорость распространения продольного фонона вдоль направления [110], n_X – зависящий от поляризации излучения показатель преломления. Для поляризации вдоль слоев $n_X = n_0$, для поляризации перпендикулярно слоям $n_X = n_n$, что соответствует необыкновенной волне в СР. Так как на сколе СР могут возбуждаться различные фононные моды [9], скорость v_X^{001} может соответствовать, вообще говоря, как продольным, так и поперечным фононам. Расчеты с использованием формул (1)–(5) полностью описывают представленные на рис. 4 экспериментальные данные (см. раздел 4 дополнительных материалов). Кроме того, важным следствием этих расчетов является вывод о том, что для исследуемых сверхрешеток $v_X^{001} = v_l^{001}$, т.е. при возбуждении скола с зондирующим излучением взаимодействуют высокочастотные фононы, соответствующие продольным возбуждениям.

Как видно из рис. 4a, пики Ω^+ и Ω^- имеют сравнительно большую полуширину на уровне ~ 30 ГГц. В условиях экспериментов накачка-зондирование, проведенных в данной работе, полученный эффект объясняется тем, что когерентные фононные импульсы, соответствующие Ω^+ и Ω^-, уходят из области взаимодействия с зондирующим пучком за время $t = L/v_L^{001} \sim 35{-}70$ пс, где L – глубина проникновения излучения длиной волны 800 нм в СР. Как следствие, регистрируется заметная неопределенность частоты

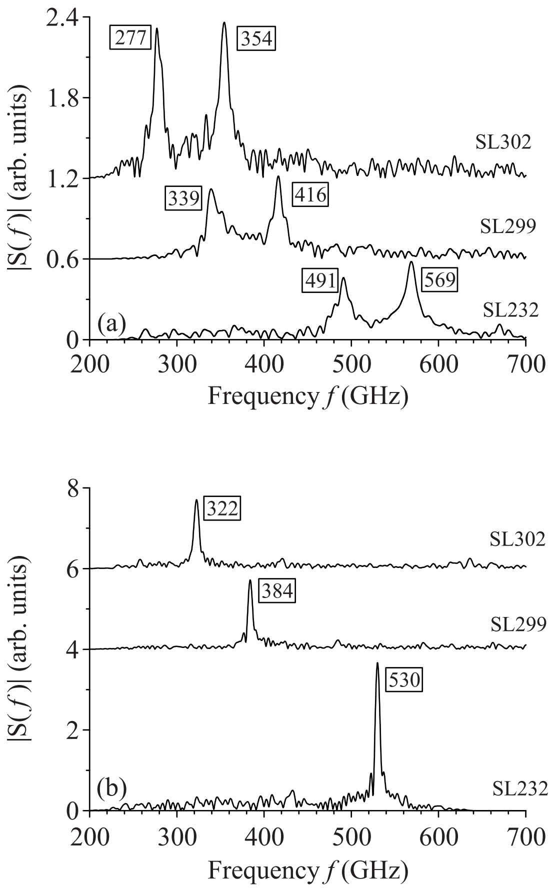

Рис. 4. Спектры быстроосциллирующей части откликов структур SL232, SL299 и SL302: (a) – ростовая поверхность, круговая поляризация; (b) – скол, линейная поляризация

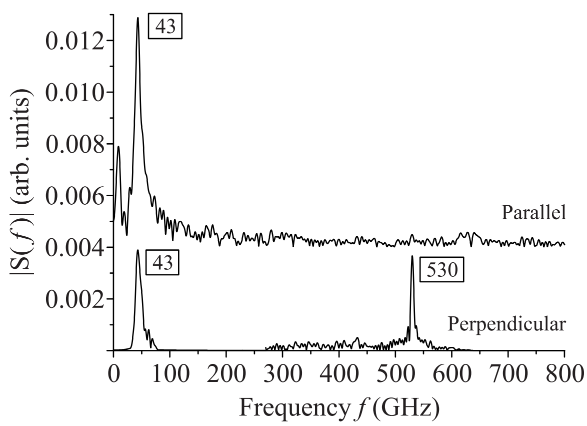

Рис. 5. Зависимость спектров от поляризации зондирующего излучения на сколе SL232: верхняя кривая – параллельная слоям, нижняя – перпендикулярная слоям

фонона $\Delta\omega \sim \frac{2\pi}{\tau}$. Данный вывод подтверждается прямым измерением времен затухания высокочастотных осцилляций в исходных откликах (табл. 2). Качественно иная картина регистрируется при возбуждении скола СР. В данном случае время затухания высокочастотных осцилляций 100–250 пс, а ширина пика Ω^0 составляет ~ 5 ГГц. Большие времена затухания осцилляций указывают на медленный уход энергии гиперзвуковой волны из области взаимодействия с зондирующим пучком. Данное свойство когерентных фононов, соответствующих пику Ω^0, является следствием необычной для экспериментов накачка-зондирование ориентации вектора групповой скорости. В условиях, когда $l \ll \frac{\lambda}{2n_x}$, данные фононы распространяются под малым углом к поверхности (см. расчет групповой скорости в разделе 4 дополнительных материалов). Как следствие, затухание отклика определяется уходом энергии из области возбуждения вдоль поверхности и, в первую очередь, размером пятна ($\sim 1.5-2$ мкм). Эта особенность пика Ω^0 позволяет использовать его для прецизионного картирования локальных свойств сверхрешетки.

На рисунке 6 показан пик Ω^0, полученный в трех последовательных точках вдоль скола СР, отстоящих друг от друга на 20 мкм. Очевидна перестройка тонкой структуры пика. Так как положение данного пика на прямую связано с периодом СР, наблюдаемая перестройка демонстрирует изменения периода СР на уровне 1 % в различных ее областях размером 1.5–2 мкм. Подобные изменения периода на микронных масштабах подтверждаются анализом топологии ростовой поверхности с помощью АСМ (рис. 1). Сказанное выше иллюстрирует возможность прецизионного и локального оптического зондирования СР методами лазерной гиперзвуковой микроскопии. Точность такого зондирования, несмотря на локальность, вполне сопоставима с точностью стандартных рентгеноструктурных исследований.

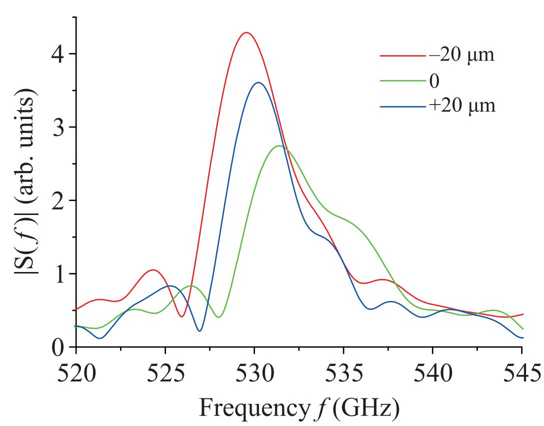

Рис. 6. (Цветной онлайн) Перестройка тонкой структуры пика Ω^0 при в различных областях скола СР размером 1.5×1.5 мкм

В свою очередь, анализ полной временной динамики откликов в рамках *ab initio* или эмпирической модели обеспечивает восстановление различных параметров структур, таких как точный состав слоев, структура интерфейсов, роль носителей заряда, в том числе неравновесных, роль ангармонизма и др. Подобное моделирование, обеспечивающее, например, профилирование структурных свойств по глубине, дает информацию, недоступную другими методами, такими как рентгеноструктурный анализ и стационарная спектроскопия неупругого рассеяния света.

Отдельный интерес представляет существенная зависимость интенсивности пика Ω^0 от поляризации зондирующего излучения (см. рис. 5). Квазиимпульс фононов, соответствующих Ω^0, расположен вблизи центра зоны Бриллюэна. Следовательно, в первом приближении для данных колебаний центр масс элементарной ячейки СР должен покоиться. Такое движение подразумевает два стандартных сценария – разнонаправленное движение слоев InAs и GaSb в плоскости (001) и поочередно сжатие/растяжение слоев InAs и GaSb вдоль направления [001]. В первом случае при распространении фонона толщины слоев можно считать неизменными и, следовательно, нет прямого влияния деформации на структуру минизон СР. Как следствие, не просматривается сильного и поляризационно- чувствительного взаимодействия с электромагнитным излучением. Во втором случае волна деформации разнонаправленно меняет толщины слоев и создает прямое возмущение для структуры минизон. Эти изменения, очевидно, модулируют показатель преломления СР в широком диапазоне длин волн. Кроме того, именно в СР II-го рода сжатие одного слоя и растяжение другого слоя (в пределах периода СР) неизбежно приводит к асимметричной перестройке электронных и дырочных волновых функций и, следовательно, появлению волны поляризации вдоль направления [001]. Для фононов типа Ω^0, имеющих малую, но ненулевую компоненту квазиимпульса перпендикулярно сколу СР, поляризация содержит пространственную модуляцию с периодом, определяемым разницей волновых векторов падающего и рассеянного излучения. Появление данной (ориентированной) поляризации и является причиной анизотропного взаимодействия фононов Ω^0 с зондирующим пучком.

4. Заключение. Таким образом, на основе экспериментов "накачка–зондирование", реализованных с использованием фемтосекундных лазерных импульсов, впервые исследованы генерация и динамика когерентных фононов субтерагерцового диапазона частот в короткопериодных InAs/GaSb СР II-го типа с большим (до 300) числом периодов. Показано, что при оптическом зондировании сверхрешеток вдоль направления [001] в спектрах рассеянного излучения регистрируется три основные компоненты: длинноволновый бриллюэновский пик и два коротковолновых пика, положение которых определяется периодом СР и длиной волны зондирующего излучения. Сравнительно большая ширина данных пиков определяется высокой скоростью ухода продольного гиперзвука в направлении [001]. При оптическом зондировании скола сверхрешетки (110) в спектрах рассеянного излучения, наряду с бриллюэновским пиком, регистрируется интенсивная линия, соответствующая фононам с длиной волны, близкой к периоду СР. Интенсивность рассеяния на данных фононах резко возрастает для излучения поляризованного перпендикулярно слоям СР, что вызвано появлением волны поляризации при распространении субтерагерцовых фононов перпендикулярно слоям СР II-го типа. Рассеяние на высокочастотных фононных модах, распространяющихся вдоль скола СР, характеризуется малой (несколько ГГц) шириной линии, что представляет интерес для прецизионного оптического зондирования структуры СР.

Финансирование работы. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 19-79-30086).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

---

1. M. Abi Ghanem and D. Thomas, Appl. Phys. Rev. **11**, 041315 (2024).
2. S. Volz, J. Ordonez-Miranda, A. Shchepetov et al. (Collaboration), Eur. Phys. J. B **89**, 15 (2016).
3. M. Hase and M. Kitajima, J. Phys.: Condens. Matter **22**, 073201 (2010).
4. A. Yu. Klokov, V. S. Krivobok, A. I. Sharkov, V. A. Tsvetkov, and D. F. Aminev, JETP Lett. **106**, 503 (2017).
5. A. Subedi, C. R. Phys. **22**, 161 (2021).
6. Y. Zhang, X. Shi, W. You, Z. Tao, Y. Zhong, F. C. Kabeer, P. Maldonado, P. M. Oppeneer, M. Bauer, K. Rossnagel, H. Kapteyn, and M. Murnane, PNAS **117**, 8788 (2020).
7. J. A. Preuss, D. Groll, P. Machnikowski, R. Schmidt, R. Bratschitsch, T. Hahn, T. Kuhn, S. Michaelis de Vasconcellos, and D. Wigger, Optica **9**, 522 (2022)
8. V. Villafane, P. Sesin, P. Soubelet, S. Anguiano, A. E. Bruchhausen, G. Rozas, C. Gomez Carbonell, A. Lemaȋtre, and A. Fainstein, Phys. Rev. B. **97**, 195306 (2018).

9. C. Li, N. Chigarev, T. Thréard, K. Zhang, N. Delorme, V. Tournat, S. Raetz, H. Lu, and V. E. Gusev, ACS Nano **18**, 9331 (2024).
10. P. Ruello and V. E. Gusev, Ultrasonics **56**, 21 (2015).
11. Z. Ye, T. D. Frazer, H. Cui et al. (Collaboration), Nat. Commun. **16**, 8436 (2025).
12. C. Y. Yang, P. C. Wu, Y. H. Chu, and K. H. Lin, New J. Phys. **23**, 053009 (2021).
13. H. Liu, N. Yue, Y. Zhang, P. Qiao, D. Zuo, B. Kesler, S. L. Chuang, J. H. Ryou, J. D. Justice, and R. D. Dupuis, Phys. Rev. B. **91**, 235317 (2015).
14. V. S. Krivobok, G. N. Eroshenko, A. V. Muratov, S. N. Nikolaev, A. V. Klekovkin, I. I. Minaev, K. A. Savin, D. A. Pashkeev, A. R. Dubovaya, Yu. A. Aleshchenko, and S. I. Chentsov, JETP Lett. **120**, 341 (2024).
15. V. S. Krivobok, D. A. Pashkeev, A. V. Klekovkin, I. I. Minaev, K. A. Savin, G. N. Eroshenko, A. E. Goncharov, and S. N. Nikolaev, Bull. Lebedev Phys. Inst. **50**, 396 (2023).
16. A. Yu. Klokov, N. Yu. Frolov, A. I. Sharkov, S. N. Nikolaev, M. A. Chernopitssky, S. I. Chentsov, M. V. Pugachev, A. I. Duleba, A. V. Shupletsov, V. S. Krivobok, and A. Yu. Kuntsevich, Nano Lett. **22**, 2070 (2022).
17. T. Tachizaki, T. Muroya, O. Matsuda, Y. Sugawara, D. H. Hurley, and O. B. Wright, Rev. Sci. Instrum. **77**, 043713 (2006).
18. С. М. Рытов, Акуст. журн. **2**, 71 (1956).