Письма в ЖЭТФ, том 115, вып. 1, с. 40 – 46

Аномальное поведение ИК-активной фононной E_u^1 моды в кристалле $Bi_{2-x}Sr_xSe_3$

А. А. Мельников[+1)], *К. Н. Болдырев*[+], *Ю. Г. Селиванов*[*], *С. В. Чекалин*[+]

[+]*Институт спектроскопии РАН, 108840 Троицк, Москва, Россия*

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

Поступила в редакцию 8 ноября 2021 г.
После переработки 16 ноября 2021 г.
Принята к публикации 17 ноября 2021 г.

Изучена спектральная эволюция фононной линии E_u^1 топологического изолятора $Bi_{2-x}Sr_xSe_3$ при изменении температуры. В отличие от комбинационно-активных фононов, E_u^1 мода смягчается при охлаждении кристалла, а соответствующая спектральная линия приобретает выраженную форму резонанса Фано при температурах $T \lesssim 100$ К. Данный эффект интерпретирован как свидетельство специфического взаимодействия объемных ИК-активных фононов с поверхностными дираковскими электронами. Используя когерентное резонансное возбуждение E_u^1 моды в качестве чувствительного к поверхности зонда, зарегистрировано смягчение поверхностного эквивалента объемной фононной E_u^1 моды при легировании атомами стронция. Данное наблюдение может быть свидетельством сильного электрон-фононного взаимодействия на поверхности кристалла $Bi_{2-x}Sr_xSe_3$.

DOI: 10.31857/S1234567822010074

Bi_2Se_3, как и родственные соединения из семейства халькогенидов висмута и сурьмы, обладает уникальными электронными свойствами, присущими трехмерным топологическим изоляторам. Поверхностные электронные состояния этих кристаллов характеризуются линейной дираковской дисперсией со специфической спиновой структурой [1, 2]. Жесткая связь спина и импульса защищает поверхностные носители заряда от рассеяния на немагнитных примесях и делает возможным генерацию спин-поляризованных поверхностных токов. Поэтому данные кристаллы являются перспективными материалами для потенциальных применений в спинтронике и квантовых вычислениях [3, 4]. Особое внимание уделяется проблеме сверхпроводимости в Bi_2Se_3. С тех пор как было обнаружено, что легирование атомами меди позволяет реализовать сверхпроводящий переход при доступных в эксперименте температурах [5], кристаллы Bi_2Se_3, легированные атомами Cu, Sr, или Nb, активно исследуются как потенциальные топологические сверхпроводники – экзотические кристаллы со сверхпроводящей объемной щелью и бесщелевыми поверхностными состояниями, описываемыми как фермионы Майорана [6–9]. Кроме этого, ряд экспериментов свидетельствует в пользу появления в электронно-допированных кристаллах Bi_2Se_3 нематического электронного упорядочения при сверхпроводящем переходе [10, 11].

Ключевым процессом для сверхпроводников является электрон-фононное взаимодействие. Его характер в сверхпроводящем состоянии электронно-допированных Bi_2Se_3 кристаллов, а также роль кристаллической решетки при предполагаемом электронном нематическом переходе, все еще неясны и активно обсуждаются. Один из наиболее важных вопросов – как достаточно малые концентрации электронов (например, $\sim 10^{19}$ см$^{-3}$ для Bi_2Se_3, легированного атомами стронция) могут обеспечить температуру сверхпроводящего перехода до нескольких кельвин [12]. Для таких “разбавленных” сверхпроводников рассматриваются различные необычные механизмы электронного спаривания, включая взаимодействие посредством оптических фононов с особым рассмотрением случая ИК-активных мод [13, 14].

В настоящей работе мы рассматриваем свойства взаимодействия между электронами и ИК-активными фононами в $Bi_{2-x}Sr_xSe_3$, которые можно изучать методами спектроскопии дальней ИК области. Естественным следствием взаимодействия оптической фононной моды с электронами в твердом теле является характерный Фано-профиль соответствующей линии в спектре света, отраженного от образца или испытавшего на нем неупругое рассеяние [15–20]. В этом случае колебательные уровни играют

[1)]e-mail: melnikov@isan.troitsk.ru

роль дискретных уровней энергии из модели Фано, тогда как континуум может быть представлен электронными междузонными переходами в узкозонных полупроводниках или полуметаллах, внутризонными переходами с участием дефектов и примесей, либо сильно уширенных переходов между дискретными уровнями энергии (например, между примесными состояниями).

Поперечная оптическая фононная мода Bi_2Se_3, имеющая E_u^1 симметрию, легко наблюдается в спектрах отражения объемных кристаллов и тонких пленок. В ряде экспериментальных работ была зарегистрирована Фано-форма соответствующей линии [21–27], причем некоторые авторы использовали магнитное поле [21, 26] и управление зонной структурой [24] для изменения параметра асимметрии Фано. Эффект был приписан взаимодействию E_u^1 фононов с топологическими поверхностными электронными состояниями, с плазмонами, а также с электронами вообще, без указания механизма. В то же время существует некоторая неопределенность набора экспериментальных результатов, имеющихся на данный момент, – заявленные в разных работах величина, знак, а также характер температурной зависимости эффекта Фано для фононной линии E_u^1 в Bi_2Se_3 существенно отличаются.

В настоящей работе мы показываем, что в высококачественных эпитаксиальных монокристаллических пленках Bi_2Se_3 асимметрия E_u^1 линии мала при комнатной температуре и исчезает при охлаждении. В противоположность этому в случае легированного стронцием Bi_2Se_3 эта спектральная линия демонстрирует выраженную Фано-форму при температурах ниже ~ 100 K. В дополнение к этому мы предъявляем свидетельство смягчения поверхностного эквивалента фононной моды E_u^1 в $Bi_{2-x}Sr_xSe_3$. Эти результаты обсуждаются в контексте взаимодействия поверхностных электронных состояний бинарного и легированного стронцием Bi_2Se_3 с ИК-активными E_u^1 фононами.

Образцы, которые исследовались в наших экспериментах, являлись гетероструктурами, состоящими из кристаллических подложек BaF_2, на поверхности которых методом молекулярно-лучевой эпитаксии выращивались пленки Bi_2Se_3 или $Bi_{2-x}Sr_xSe_3$ ($x = 6.2\,\%$) толщиной ~ 30 нм. Для защиты от влияния воздуха пленки покрывались тонким (30–40 нм) слоем BaF_2 в ростовой камере. Процедуры, применяемые при росте, описаны в предыдущих работах вместе с оригинальными методами, которые позволили изготовить эпитаксиальные пленки с высоким кристаллическим совершенством [28–30]. Стационарные спектры отражения в терагерцовой области были измерены с использованием вакуумного фурье-спектрометра Bruker IFS 125 HR, оборудованного оптическим гелиевым криостатом замкнутого цикла. Чтобы получить дополнительную спектральную информацию о фононах, мы применили метод когерентного возбуждения кристаллической решетки мощным терагерцовым импульсом, который был детально описан в работах [31, 32]. Пикосекундный одноцикловый терагерцовый импульс генерирует когерентные осцилляции атомов кристалла, имеющие симметрию, соответствующую определенным фононным модам данного кристалла. ИК-активные колебания возбуждаются напрямую, тогда как комбинационно-активные – посредством особого нелинейного механизма рассеяния света (вероятно, так называемого комбинационного рассеяния на суммарной частоте [33]). Слабый, задержанный во времени фемтосекундный лазерный импульс использовался для детектирования временной эволюции анизотропии показателя преломления образца, индуцированной возбуждающим терагерцовым импульсом. Когерентные фононы проявляются в измеренном сигнале как затухающие осцилляции на частотах, которые соответствуют возбуждаемым модам. Применение к данному сигналу численного преобразования Фурье позволяет получить спектральные линии данных фононных мод. Как было нами показано в предыдущих работах, используя такой метод, можно детектировать несколько объемных комбинационно-активных фононных мод Bi_2Se_3, а также фононную моду, являющуюся поверхностным эквивалентом объемной E_u^1 моды. В последнем случае модуляция поляризуемости верхних слоев кристалла при согласованных колебаниях атомов становится возможной благодаря нарушению симметрии на поверхности. По сравнению со стандартным методом комбинационного рассеяния данный подход позволяет минимизировать нагрев кристаллической решетки и возбуждение электронной подсистемы образца, добавляя в отдельных случаях поверхностную селективность.

Спектр отражения бинарного Bi_2Se_3 в терагерцовой области, измеренный при 300 K с помощью фурье-спектрометра, показан на рис. 1. Широкая спектральная полоса, расположенная в области от 150 до 350 см$^{-1}$, возникает благодаря фононам подложки BaF_2 (так называемая полоса остаточных лучей). Пик около 70 см$^{-1}$ соответствует объемной ИК-активной фононной моде, имеющей симметрию E_u^1 [34]. Рисунок 2 иллюстрирует эволюцию формы данной линии, происходящую при уменьшении темпе-

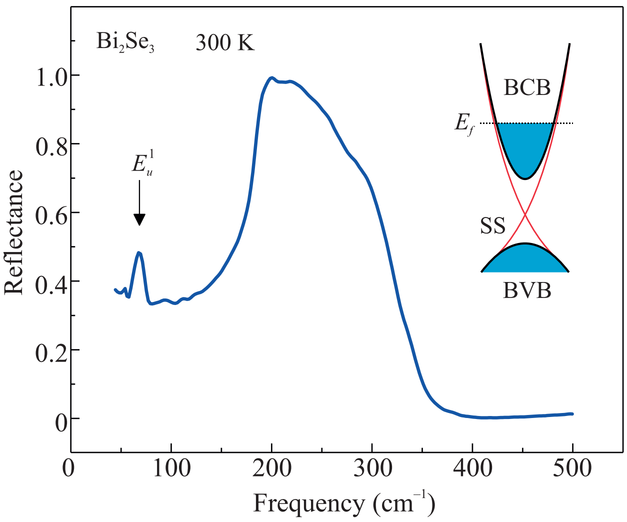

Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектр отражения пленки Bi_2Se_3, измеренный при комнатной температуре. Стрелкой отмечено положение линии, которая соответствует фононной моде E_u^1. На вставке показана упрощенная модель зонной структуры Bi_2Se_3 вблизи объемной запрещенной зоны. Здесь E_f обозначает уровень Ферми, тогда как BVB, BCB, и SS – объемную валентную зону, объемную зону проводимости, и поверхностные состояния соответственно

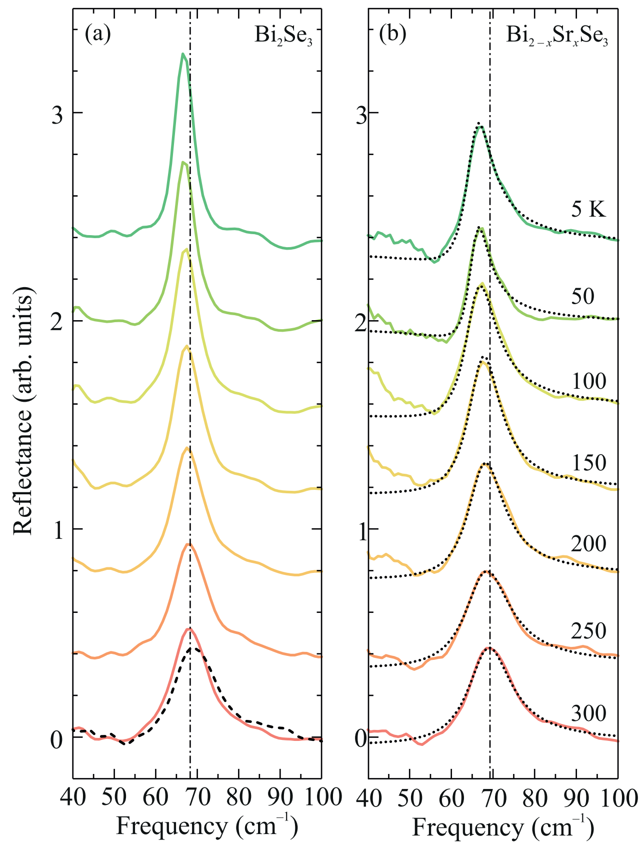

Рис. 2. (Цветной онлайн) Участки спектров отражения Bi_2Se_3 (a) и $Bi_{2-x}Sr_xSe_3$ (b) вблизи фононной линии E_u^1, измеренные при нескольких температурах в интервале от 5 до 300 K. Спектры сдвинуты в вертикальном направлении для удобства сравнения. Спектр отражения $Bi_{2-x}Sr_xSe_3$ при комнатной температуре продублирован слева штриховой линией. Пунктирными линиями показаны подгоночные кривые, полученные с помощью формулы (1)

ратуры, для бинарного и легированного стронцием Bi_2Se_3. Сразу же можно заметить, что в случае бинарного Bi_2Se_3 асимметрия линии очень мала при комнатной температуре и практически отсутствует при 5 K в противоположность более ранним экспериментам с объемными кристаллами Bi_2Se_3, в которых наблюдалась значительная асимметрия во всем температурном диапазоне (см., например, [21, 27]). Следует отметить, что при комнатной температуре форма фононной линии E_u^1 слабо чувствительна к легированию кристалла атомами стронция (рис. 2a). Профили линий, зарегистрированные для Bi_2Se_3 и $Bi_{2-x}Sr_xSe_3$ похожи, наблюдается лишь небольшое различие в положении и ширине. Как будет показано ниже, спектральные параметры комбинационно-активных фононных линий бинарного и легированного стронцием кристаллов различаются еще меньше. Таким образом, можно предположить, что возможное искажение кристаллической решетки, индуцированное атомами стронция, незначительно, а легирование влияет в основном на электронную подсистему кристалла.

Значительное отличие спектров Bi_2Se_3 и $Bi_{2-x}Sr_xSe_3$ наблюдается при $T \lesssim 100$ K, когда возникает сильная асимметрия фононной линии E_u^1 в $Bi_{2-x}Sr_xSe_3$ (рис. 2b). Чтобы лучше визуализировать наблюдаемое изменение формы фононной линии E_u^1, мы проводили подгонку измеренных спектров вблизи данной линии функцией

$$R = R_0 - \frac{A\left(q + \frac{\nu-\nu_0}{\Gamma/2}\right)^2}{1 + \left(\frac{\nu-\nu_0}{\Gamma/2}\right)^2}, \qquad (1)$$

где ν_0 – резонансная частота, ширина линии Γ связана со скоростью распада фононов, q – параметр, задающий асимметрию. Данная формула написана по аналогии с соотношением, описывающим резонансы Брейта–Вигнера–Фано, чтобы количественно оценить асимметрию наблюдаемой фононной линии [15]. Полученные температурные зависимости ν_0, Γ, и q показаны на рис. 3.

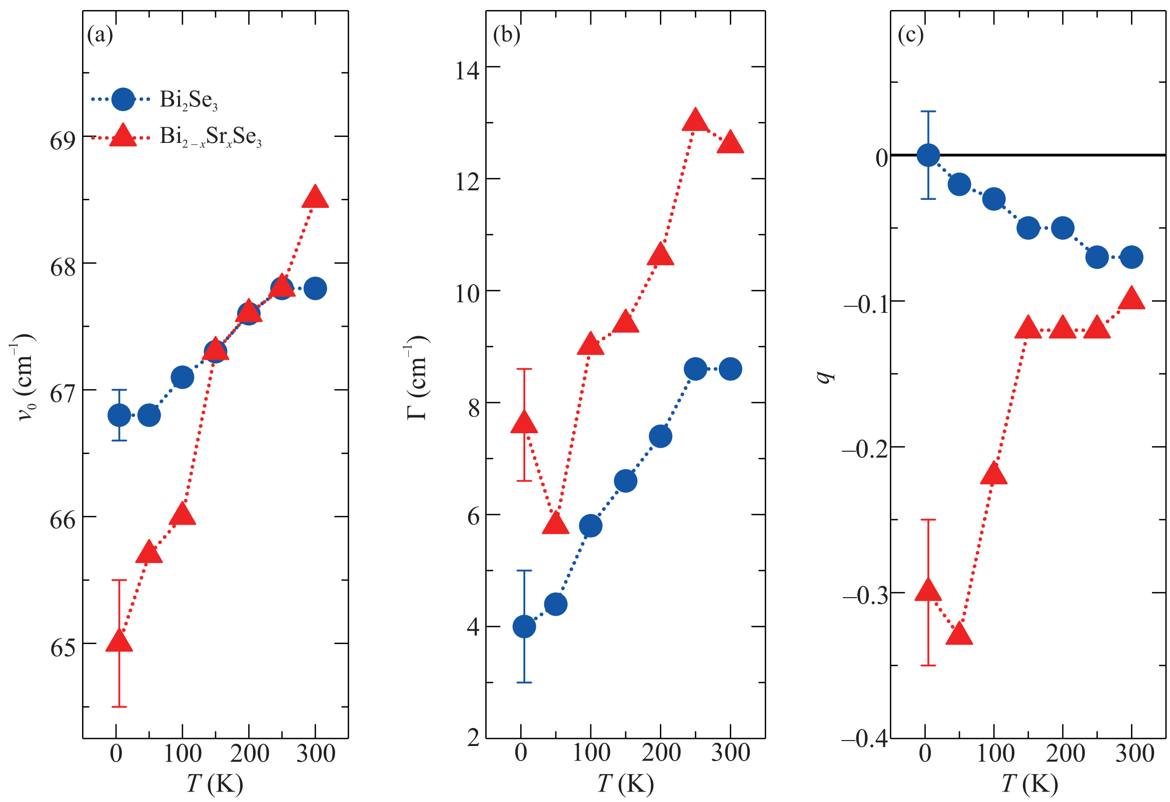

Рис. 3. (Цветной онлайн) Температурные зависимости параметров спектральной линии E_u^1, определенных по измеренным спектрам отражения. (a) – Резонансная частота ν_0. (b) – Ширина линии Г. (c) – Параметр асимметрии q. Кружками и треугольниками отмечены данные для Bi_2Se_3 и $Bi_{2-x}Sr_xSe_3$ соответственно. Значения погрешности, показанные планками, относятся ко всем точкам соответствующего набора

Как можно видеть на рис. 3b, ширина линии E_u^1 уменьшается с температурой как для Bi_2Se_3, так и для $Bi_{2-x}Sr_xSe_3$, будучи большей для легированной стронцием пленки во всем диапазоне температур. Такое поведение Г типично для фононов, которые испытывают ангармонический распад, и свойственно также другим оптическим фононным модам бинарного и легированного Bi_2Se_3 [35–37]. Полученная температурная зависимость резонансной частоты E_u^1 линии, однако, является достаточно необычной. Действительно, как следует из рис. 3a, ν_0 уменьшается при охлаждении кристалла. Это "смягчение" E_u^1 моды противоположно динамике комбинационно-активных фононов, которые становятся более "жесткими" при понижении температуры [35–37]. Такое нестандартное поведение наблюдалось ранее в Bi_2Se_3 (см., например, [21, 22]) и в родственном топологическом изоляторе Sn-BSTS [38]. В последнем случае авторами исследования было высказано предположение о том, что такое смягчение может быть результатом взаимодействия между объемными E_u^1 фононами и поверхностными электронными состояниями. Однако природа данного эффекта и степень его универсальности все еще не ясны. В соответствии с нашими данными, уменьшение ν_0 при понижении температуры происходит быстрее в $Bi_{2-x}Sr_xSe_3$, чем в Bi_2Se_3, давая в результате полный сдвиг частоты $\Delta\nu_0 \sim 4\,\text{см}^{-1}$ по сравнению с $\Delta\nu_0 \sim 1\,\text{см}^{-1}$ для бинарного кристалла. Таким образом, введение атомов стронция усиливает смягчение фононной моды E_u^1 при низких температурах.

Наиболее выраженный эффект легирование стронцием оказывает на асимметрию профиля спектральной линии E_u^1. Как можно видеть на рис. 2a и 3c, в случае бинарного Bi_2Se_3 некоторая малая асимметрия, наблюдаемая при 300 K, стремится к нулю при понижении температуры до 5 K. Наоборот, для $Bi_{2-x}Sr_xSe_3$ параметр асимметрии q значительно уменьшается при температурах ниже $\sim$150 K, а соответствующее почти трехкратное увеличение абсолютного значения q проявляется в возникновении выраженной Фано-формы E_u^1 линии в спектрах отражения, измеренных при 100, 50, и 5 K (см. рис. 2b).

Мы предлагаем следующую интерпретацию данных наблюдений. Эффект Фано, зарегистрированный в наших экспериментах для ИК-активной фононной моды E_u^1, предполагает взаимодействие этой моды с континуумом состояний, оптические переходы в которые разрешены в дипольном приближении. Характерная температура, вблизи которой появляется значительная асимметрия E_u^1 линии, может быть грубо оценена как ~ 100 К. Это значение соответствует энергии $kT \approx 70\,\text{см}^{-1}$, и, таким образом, очень близко к частоте фононной моды E_u^1. Такое поведение можно объяснить, предположив, что оптические переходы, которые интерферируют с поглощением E_u^1 фонона, происходят из поверхностных в объемные электронные состояния, которые лежат вблизи уровня Ферми и отстоят друг от друга на величину энергии этого фонона $\hbar\omega_{\text{ph}} \sim 70\,\text{см}^{-1}$. В электронно-допированных кристаллах Bi_2Se_3 (таких как $Bi_{2-x}Sr_xSe_3$) уровень Ферми расположен относительно высоко в зоне проводимости ($\gtrsim 0.2$ эВ выше ее минимума). В этой области энергий поверхностные состояния приближаются к зоне проводимости (см. вставку к рис. 1) так, что объединенная плотность состояний при $\omega = \omega_{\text{ph}}$ может быть достаточно большой. При более высоких температурах распределение Ферми "размывается", что приводит к заселению состояний, лежащих выше уровня Ферми, и к блокировке Паули переходов в эти состояния [19, 20]. В то же время населенность состояний ниже уровня Ферми падает, еще сильнее уменьшая вероятность соответствующих оптических переходов. В результате наблюдаемая асимметрия фононной спектральной линии уменьшается. Понижение температуры обращает этот тренд, и выраженный эффект Фано появляется при $T \lesssim \hbar\omega_{\text{ph}}/k$.

Если использовать данную интерпретацию, эффект легирования атомами стронция получает прямое объяснение. Для относительно толстых эпитаксиальных пленок Bi_2Se_3 перекрытие поверхностных и объемных электронных волновых функций достаточно мало, что влечет за собой малую вероятность оптических переходов между этими состояниями. Более того, E_u^1 фонон, который зондируется при измерениях коэффициента отражения, является объемным, так как эпитаксиальные пленки, которые исследовались в наших экспериментах, характеризуются умеренной оптической толщиной в терагерцовом спектральном диапазоне. Таким образом, эффект Фано для E_u^1 линии должен быть мал, либо отсутствовать. Легирование кристаллов Bi_2Se_3 атомами более легкими, чем висмут, уменьшает спин-орбитальное взаимодействие и увеличивает проникновение волновых функций поверхностных электронных состояний в объем. Недавно это свойство обсуждалось в качестве объяснения Фано-формы линии ИК-активного фонона в легированном индием Bi_2Se_3 [24]. Атом стронция легче, чем индий, и поэтому легирование стронцием должно оказывать существенный эффект на степень перекрытия поверхностных и объемных волновых функций электронов, индуцируя значительный эффект Фано. Именно такое различие между бинарным и легированным стронцием Bi_2Se_3 было обнаружено в наших экспериментах. Асимметрия E_u^1 линии в Bi_2Se_3 мала при 300 К и уменьшается при охлаждении образца. В то же время в случае $Bi_{2-x}Sr_xSe_3$ эффект Фано ярко выражен и демонстрирует специфическую температурную зависимость в согласии с простой моделью, представленной выше.

Сильное взаимодействие фононной моды с электронами может привести к увеличению ширины соответствующей спектральной линии. Однако температурные зависимости Γ, полученные в наших экспериментах для Bi_2Se_3 и $Bi_{2-x}Sr_xSe_3$, имеют одинаковый характер (см. рис. 3b). Затухание E_u^1 фонона в среднем выше в случае $Bi_{2-x}Sr_xSe_3$, но существенных особенностей при низких температурах не наблюдается (с учетом погрешности эксперимента). Тот факт, что кривые $\Gamma(T)$ для Bi_2Se_3 и $Bi_{2-x}Sr_xSe_3$ не демонстрируют такого же сильно различающегося поведения, как зависимости $q(T)$, можно объяснить сравнительно малым максимальным изменением параметра асимметрии в нашем случае ($|q| \ll 1$). Так, например, в работах по исследованию фононного эффекта Фано в TaAs и графене сравнимые или меньшие изменения Γ наблюдались при значительно больших величинах $q \gtrsim 1$ [19, 20]. Можно предположить, что значение Γ определяется в основном ангармоническим распадом E_u^1 фонона. При этом малое влияние электрон-фононного взаимодействия сложно различить на этом фоне, принимая во внимание достигнутую точность.

Электрон-фононное взаимодействие также может быть причиной ренормализации фононной моды и соответствующего сдвига частоты. Как следует из рис. 3a, фононная мода E_u^1 сильнее смягчается при низких температурах в $Bi_{2-x}Sr_xSe_3$. Как было упомянуто выше, легирование атомами стронция увеличивает степень проникновения волновых функций поверхностных электронов в объем кристалла, что должно привести к усилению их взаимодействия с объемными фононами. Однако тот факт, что фононная мода E_u^1 смягчается при охлаждении кристалла уже в случае бинарного Bi_2Se_3, делает затруднительным разделение взаимодействий с объемными и поверхностными электронами как возможных вкладов в сдвиг частоты E_u^1 фонона.

Еще одной возможной причиной аномального смягчения фононной моды E_u^1 может являться ее ангармоническое взаимодействие с колебательными модами кристалла, локализованными на примесях или дефектах. Если бы частоты этих локализованных фононов были расположены ниже E_u^1 моды, то это взаимодействие сдвигало бы E_u^1 моду в область больших частот. При достаточно большой ширине этих линий дополнительным эффектом была бы небольшая асимметрия E_u^1 линии (данный эффект можно проиллюстрировать классическим аналогом эффекта Фано [39]). Так как ангармонические взаимодействия фононов ослабевают при понижении температуры, эта модель находится в согласии с наблюдаемым медленным уменьшением q и ν_0 в бинарном Bi_2Se_3. Однако, принимая во внимание высокое кристаллическое совершенство исследуемых эпитаксиальных пленок, данная интерпретация кажется менее вероятной.

Рассуждения, приведенные выше, касались динамики объемной фононной моды E_u^1, так как измерения коэффициента отражения зондируют весь объем тонких эпитаксиальных пленок. Тем не менее, нам удалось изучить воздействие легирования атомами стронция на фононную моду, являющуюся поверхностным эквивалентом объемной E_u^1 моды. Для этого мы применяли метод когерентного резонансного возбуждения этих колебаний терагерцовым импульсом, как было описано выше. Полученные фононные спектры показаны на рис. 4. Здесь можно видеть три линии, две из которых вблизи 40 и 135 см$^{-1}$ соответствуют объемным комбинационно-активным фононным модам, имеющим симметрию E_g^1 и E_g^2. Как было упомянуто выше, в данной экспериментальной конфигурации измеряется, в сущности, анизотропия пропускания образца. Однако из-за ограничений, накладываемых симметрией кристалла, только колебания атомов, являющиеся поверхностным эквивалентом объемной E_u^1 моды, могут модулировать анизотропию показателя преломления и проявляться в вычисленных спектрах. Симметрия поверхности кристалла Bi_2Se_3 C_{3v} в отличие от D_{3d} симметрии объема, что подразумевает различную классификацию фононных мод. Тем не менее, здесь мы обозначаем эту поверхностную моду как E_u^1 для ясности.

Как следует из спектров на рис. 4, ни резонансные частоты, ни формы линий объемных комбинационно-активных мод E_g^1 и E_g^2 не изменяются заметным образом при легировании Bi_2Se_3 атомами стронция. Таким образом, можно предположить, что со-

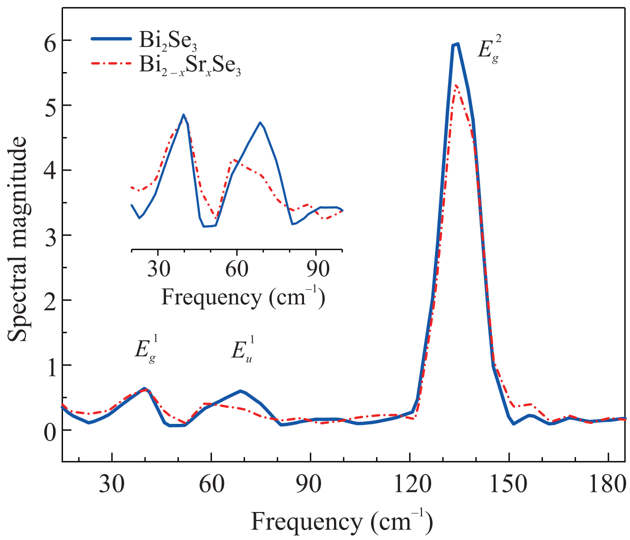

Рис. 4. (Цветной онлайн) Фононные спектры Bi_2Se_3 (сплошная линия) и $Bi_{2-x}Sr_xSe_3$ (штрих-пунктирная линия), полученные применением преобразования Фурье к времяразрешенному отклику образцов на интенсивный терагерцовый импульс. На вставке приведены с увеличением части спектров, содержащие E_g^1 и E_u^1 линии

путствующее искажение кристаллической решетки очень мало. Поверхностная мода E_u^1, однако, смягчается уже при комнатной температуре, так как соответствующая спектральная линия сдвигается в область низких частот. Абсолютное значение этого сдвига можно оценить как ~ 3 см$^{-1}$, что значительно больше, чем малый $\lesssim 1$ см$^{-1}$ сдвиг частоты, наблюдаемый для объемной фононной E_u^1 моды $Bi_{2-x}Sr_xSe_3$ в спектре отражения, измеренном при комнатной температуре (см. рис. 2a и 3a). Поэтому можно сделать вывод о том, что взаимодействие поверхностной фононной моды E_u^1 с поверхностными электронами значительно сильнее, чем таковое взаимодействие объемной моды.

В заключение отметим, что в данной работе мы наблюдали аномальное поведение фононной моды E_u^1 в эпитаксиальных монокристаллических пленках $Bi_{2-x}Sr_xSe_3$, которое состояло в появлении Фано-формы соответствующей линии в спектрах отражения и усилении смягчения при низких температурах. Чтобы интерпретировать данный эффект, мы рассматривали его как результат совместного действия электрон-фононного взаимодействия и интерференции решеточного поглощения с оптическими переходами между поверхностными и объемными электронными состояниями. Применяя специфический поверхностно-чувствительный метод ультрабыстрой терагерцовой спектроскопии, мы получили свидетельство даже более сильного электрон-фононного взаимодействия на поверхности кристалла $Bi_{2-x}Sr_xSe_3$.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта # 20-02-00989.

---

1. M. Z. Hasan and C. L. Kane, Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010).
2. X.-L. Qi and S.-C. Zhang, Rev. Mod. Phys. **83**, 1057 (2011).
3. D. Pesin and A. H. MacDonald, Nat. Mater. **11**, 409 (2012).
4. M. He, H. Sun, and Q. L. He, Front. Phys. **14**, 43401 (2019).
5. Y. S. Hor, A. J. Williams, J. G. Checkelsky, P. Roushan, J. Seo, Q. Xu, H. W. Zandbergen, A. Yazdani, N. P. Ong, and R. J. Cava, Phys. Rev. Lett. **104**, 057001 (2010).
6. Y. Ando and L. Fu, Annu. Rev. Condens. Matter Phys. **6**, 361 (2015).
7. V. V. Val'kov, V. A. Mitskan, A. O. Zlotnikov, M. S. Shustin, and S. V. Aksenov, JETP Lett. **110**, 140 (2019).
8. A. Yu. Kuntsevich, G. V. Rybal'chenko, V. P. Martovitskii, M. I. Bannikov, Yu. G. Selivanov, S. Yu. Gavrilkin, A. Yu. Tsvetkov, and E. G. Chizhevskii, JETP Lett. **111**, 151 (2020).
9. V. A. Kulbachinskii, D. A. Zinov'ev, N. V. Maslov, and V. G. Kytin, JETP **128**, 926 (2019).
10. L. Fu, Phys. Rev. B **90**, 100509 (2014).
11. S. Yonezawa, Condens. Matter **4**, 2 (2019).
12. A. Almoalem, I. Silber, S. Sandik, M. Lotem, A. Ribak, Y. Nitzav, A. Yu. Kuntsevich, O. A. Sobolevskiy, Yu. G. Selivanov, V. A. Prudkoglyad, M. Shi, L. Petaccia, M. Goldstein, Y. Dagan, and A. Kanigel, Phys. Rev. B **103**, 174518 (2021).
13. D. van der Marel, F. Barantani, and C. W. Rischau, Phys. Rev. Research **1**, 013003 (2019).
14. M. V. Sadovskii, JETP Lett. **109**, 166 (2019).
15. U. Fano, Phys. Rev. **124**, 1866 (1961).
16. D. Olego and M. Cardona, Phys. Rev. B **23**, 6592 (1981).
17. J. W. Ager III, W. Walukiewicz, and M. McCluskey, Appl. Phys. Lett. **66**, 616 (1995).
18. S. D. M. Brown, A. Jorio, P. Corio, M. S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, R. Saito, and K. Kneipp, Phys. Rev. B **63**, 155414 (2001).
19. T.-T. Tang, Y. Zhang, C.-H. Park, B. Geng, C. Girit, Z. Hao, M. C. Martin, A. Zettl, M. F. Crommie, S. G. Louie, Y. R. Shen, and F. Wang, Nat. Nanotechnol. **5**, 32 (2010).
20. B. Xu, Y. M. Dai, L. X. Zhao, K. Wang, R. Yang, W. Zhang, J. Y. Liu, H. Xiao, G. F. Chen, S. A. Trugman, J.-X. Zhu, A. J. Taylor, D. A. Yarotski, R. P. Prasankumar, and X. G. Qiu, Nat. Commun. **8**, 14933 (2017).
21. A. D. LaForge, A. Frenzel, B. C. Pursley, T. Lin, X. Liu, J. Shi, and D. N. Basov, Phys. Rev. B **81**, 125120 (2010).
22. S. V. Dordevic, M. S. Wolf, N. Stojilovic, H. Lei, and C. Petrovic, J. Phys.: Condens. Matter **25**, 075501 (2013).
23. K. W. Post, B. C. Chapler, L. He, X. Kou, K. L. Wang, and D. N. Basov, Phys. Rev. B **88**, 075121 (2013).
24. S. Sim, N. Koirala, M. Brahlek, J. H. Sung, J. Park, S. Cha, M.-H. Jo, S. Oh, and H. Choi, Phys. Rev. B **91**, 235438 (2015).
25. B. C. Park, T.-H. Kim, K. I. Sim, B. Kang, J. W. Kim, B. Cho, K.-H. Jeong, M.-H. Cho, and J. H. Kim, Nat. Commun. **6**, 6552 (2015).
26. S. V. Dordevic, G. M. Foster, M. S. Wolf, N. Stojilovic, H. Lei, C. Petrovic, Z. Chen, Z. Q. Li, and L. C. Tung, J. Phys. Condens. Matter **28**, 165602 (2016).
27. B. P. P. Mallett, S. V. Chong, R. Guehne, A. Chan, P. Murmu, J. Kennedy, and R. G. Buckley, J. Phys. Chem. Solids **148**, 109752 (2021).
28. S. O. Volosheniuk, Yu. G. Selivanov, M. A. Bryzgalov, V. P. Martovitskii, and A. Yu. Kuntsevich, J. Appl. Phys. **125**, 095103 (2019).
29. A. Yu. Kuntsevich, A. A. Gabdullin, V. A. Prudkogliad, Yu. G. Selivanov, E. G. Chizhevskii, and V. M. Pudalov, Phys. Rev. B **94**, 235401 (2016).
30. L. N. Oveshnikov, V. A. Prudkoglyad, E. I. Nekhaeva, A. Yu. Kuntsevich, Yu. G. Selivanov, E. G. Chizhevskii, and B. A. Aronzon, JETP Lett. **104**, 629 (2016).
31. A. A. Melnikov, K. N. Boldyrev, Yu. G. Selivanov, V. P. Martovitskii, S. V. Chekalin, and E. A. Ryabov, Phys. Rev. B **97**, 214304 (2018).
32. A. A. Melnikov, Yu. G. Selivanov, and S. V. Chekalin, Phys. Rev. B **102**, 224301 (2020).
33. S. Maehrlein, A. Paarmann, M. Wolf, and T. Kampfrath, Phys. Rev. Lett. **119**, 127402 (2017).
34. W. Richter, H. Kohler, and C. R. Becker, Phys. Status Solidi B **84**, 619 (1977).
35. M. Li, Y. Fang, C. Pei, Y. Qi, and L. Wang, J. Phys. Condens. Matter **32**, 385701 (2020).
36. B. Irfan, S. Sahoo, A. P. S. Gaur, M. Ahmadi, M. J.-F. Guinel, R. S. Katiyar, and R. Chatterjee, J. Appl. Phys. **115**, 173506 (2014).
37. Y. Kim, X. Chen, Z. Wang, J. Shi, I. Miotkowski, Y. P. Chen, P. A. Sharma, A. L. Lima Sharma, M. A. Hekmaty, Z. Jiang, and D. Smirnov, Appl. Phys. Lett. **100**, 071907 (2012).
38. B. W. Li, W. C. Jiang, G. Y. Chen, Y. Xiang, W. Xie, Y. M. Dai, X. Y. Zhu, H. Yang, and H.-H. Wen, Sci. China-Phys. Mech. Astron. **63**, 117011 (2020).
39. Y. S. Joe, A. M. Satanin, and C. S. Kim, Phys. Scr. **74**, 259 (2006).