

# Особенности когерентных фононов сильного топологического изолятора $\text{Bi}_2\text{Te}_3$

О. В. Мисочко<sup>+1)</sup>, А. А. Мельников\*, С. В. Чекалин\*, А. Ю. Быков<sup>×</sup>

<sup>+</sup> Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

\* Институт спектроскопии РАН, 142190 Троицк, Россия

<sup>×</sup> Физический факультет МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 22 июня 2015 г.

После переработки 9 июля 2015 г.

Фемтосекундные лазерные импульсы использованы для генерации и детектирования полносимметричных ( $A_{1g}$ ) и дважды вырожденных ( $E_g$ ) когерентных фононов в топологическом изоляторе  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ . Установлено, что низкосимметричные  $E_g$ -моды регистрируются при изотропном детектировании для случая возбуждения в ближнем ИК-диапазоне ( $\lambda = 1300$  нм) и отсутствуют при возбуждении с  $\lambda = 830$  нм. Сравнение амплитуд и начальных фаз когерентных фононов позволяет утверждать, что механизмы возбуждения полносимметричных ( $A_{1g}$ ) и дважды вырожденных ( $E_g$ ) мод в топологическом изоляторе различны.

DOI: 10.7868/S0370274X15160092

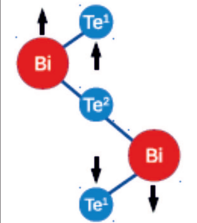
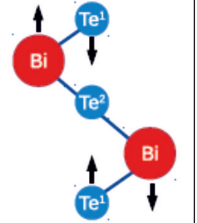
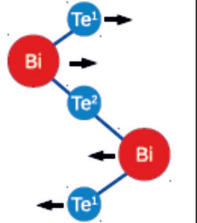
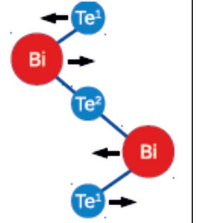
В последнее десятилетие значительный интерес вызывают исследования нового квантового состояния вещества – топологического изолятора [1], который внутри объема представляет собой диэлектрик, а на поверхности проводит электрический ток. Трехмерные топологические изоляторы делятся на два класса, “сильные” и “слабые” [1], различающиеся четностью числа дираковских точек, в окрестности которых электроны имеют линейную дисперсию и ведут себя как безмассовые частицы. Сравнительно недавно было обнаружено “второе поколение” сильных топологических изоляторов, которое включает халькогениды полуметаллов  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  и  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ . Отличительной чертой этих материалов является величина запрещенной зоны, которая достигает 0.1–0.3 эВ. Поэтому они сохраняют топологическую нетривиальность спектра и при комнатной температуре. Детальные исследования сильных топологических изоляторов современными физическими методиками, к которым относится метод динамической спектроскопии с использованием фемтосекундных лазерных импульсов, только начинаются [2, 3]. Можно ожидать, что выяснение особенностей когерентной динамики решетки топологического изолятора позволит контролировать [4] свойства этого необычного состояния. Особо следует отметить, что вне зависимости от своих уникальных свойств силь-

ные топологические изоляторы представляют интерес как модельные системы для изучения когерентной динамики решетки. Это обусловлено структурой фононных мод халькогенида полуметалла, которая содержит два полносимметричных и два дважды вырожденных оптических фонона со сравнимыми временами жизни и энергиями, образующими возрастающую последовательность  $E_g^{(I)} < A_{1g}^{(I)} < E_g^{(II)} < A_{1g}^{(II)}$  [2]. Такая структура спектра позволяет сравнить когерентное возбуждение мод как одной, так и разных симметрий, частоты которых могут возрастать/убывать с понижением симметрии. К настоящему времени когерентные низкосимметричные  $E_g$ -фононы детектировались в сильных топологических изоляторах только при анизотропном детектировании [2, 3], которое по соображениям симметрии исключает детектирование полносимметричных мод. Это не позволяет провести сравнение мод различной симметрии в одном эксперименте. Целью данной работы являлось нахождение условий возбуждения когерентных фононов различной симметрии в  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  и выяснение их свойств, направленное на установление возможных различий.

Сфазированные колебания кристаллической решетки называются когерентными фононами. Такие когерентные фононы, индуцированные ультракороткими лазерными импульсами, наблюдаются в диэлектриках, полупроводниках и металлах [4]. Механизм их генерации для прозрачных кристаллов

<sup>1)</sup> e-mail: misochko@issp.ac.ru

**Таблица 1.** Тензоры и нормальные вектора КР-фононов  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ 

Неприводимое представление	$A_{1g}^{(I)}$	$A_{1g}^{(II)}$	$E_g^{(I)}$	$E_g^{(II)}$
Тензор	$\begin{bmatrix} a & & \\ & a & \\ & & b \end{bmatrix}$		$\begin{bmatrix} c & & \\ -c & d & \\ & d & \end{bmatrix}$ или $\begin{bmatrix} -c & -d \\ -c & \\ -d & \end{bmatrix}$	
Нормальный вектор				

обычно описывается в терминах внутриимпульсного вынужденного комбинационного рассеяния света (в англоязычной литературе – Impulsive Stimulated Raman Scattering [5]), тогда как для непрозрачных сред используется механизм смещения (Displacive Excitation of Coherent Phonons [6]). В рамках первой теории ультракороткий лазерный импульс, ширина спектра которого больше или порядка частоты решеточных возбуждений, приводит к коллективному когерентному колебанию кристаллической решетки вещества на любой из комбинационно-активных колебательных мод, которые возбуждаются динамически [5, 7]. В модели смещения, позволяющей описать возбуждение только полносимметричных фононных мод, возникновение осцилляций при воздействии сверхкороткого лазерного импульса объясняется тем, что импульс накачки, приводя к увеличению концентрации носителей, меняет экранировку. Последнее вызывает изменение равновесных межъядерных расстояний, т.е. атомы решетки оказываются на склоне межатомного потенциала и начинают движение к новому смещенному положению равновесия. В этом случае возбуждение имеет кинематический характер [4, 7], так как атомы начинают движение с нулевой скоростью и вследствие своей инерции продолжают его и после достижения нового положения равновесия, что приводит к осцилляциям отражения [6].

Слоистое соединение  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ , исследованное в данной работе, обладает ромбоэдрической структурой  $D_{3d}^5(R\bar{3}m)$ , которую можно представить в виде гексагональной с элементарной ячейкой, содержащей три пятислойных блока. Вдоль тригональной оси атомы образуют квинтеслои (quintuple layers), состоящие из 5 слоев с ионными и ковалентными

связями внутри и ван-дер-ваальсовскими связями между квинтеслоями. Разложение по неприводимым представлениям точечной группы кристалла дает в  $\Gamma$ -точке зоны Бриллюэна 15 фононных мод,  $\Gamma = 2(A_{1g} + E_g) + 3(E_u + A_{2u})$ . Четыре оптические моды, тензоры и нормальные вектора которых приведены в табл. 1, являются четными и, как следствие, активными в комбинационном (рамановском) рассеянии и динамической (накачка–зондирование фемтосекундными импульсами) спектроскопии. Как видно из таблицы, в низкоэнергетических модах каждой из симметрий атомы двух внешних слоев движутся в фазе, тогда как для высокоэнергетических мод движение происходит в противофазе. Различие между модами разных симметрий заключается в направлении атомных смещений: в полносимметричных модах атомы движутся вдоль, а в низкосимметричных – перпендикулярно тригональной оси.

В данной работе исследовался кристалл  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ , выращенный методом Бриджмена [8], ранее использовавшийся в [2, 9] для изучения когерентной динамики решетки. Свежая, оптически гладкая поверхность (111), перпендикулярная тригональной оси, получалась скотч-методом. Поляризации импульсов накачки и зондирования, которые были либо ортогональны, либо параллельны друг другу, относительно кристаллографических осей базисной плоскости не фиксировались. Для исследования релаксационной динамики решетки нами использовался метод накачки с последующим зондированием задержанным во времени сверхкоротким лазерным импульсом. При малой интенсивности возбуждающего лазерного излучения сигнал пробного импульса будет содержать осцилляции с частотой, соответствующей частоте возбуждаемой фононной моды. В невырож-

денной схеме, использованной для проведения эксперимента, два лазера на титанате сапфира позволяли получать импульсы с длинами волн 830 (накачка) и 818 (зонд) нм, длительностью 50 фс и частотой следования импульсов 1 ГГц. Частоты следования импульсов этих лазеров были сдвинуты на несколько КГц для обеспечения электронной временной задержки (асинхронное оптическое детектирование) [10]. Интенсивность возбуждающего импульса превышала интенсивность зонда в пять раз. Во втором варианте метода “накачка–зондирование” смещение по времени импульсов зондирования с  $\lambda = 800$  нм относительно импульсов накачки с  $\lambda = 1300$  нм осуществлялось при помощи оптической линии задержки, управляемой шаговым двигателем. В этом случае импульсы накачки с центральной длиной волны 1300 нм длительностью около 70 фс получались путем преобразования излучения титан-сапфирового лазера в параметрическом усилителе. Для проведения оптических исследований в диапазоне азотных температур образцы помещались в оптический гелиевый криостат. В обеих схемах измерялась разность коэффициентов отражения возбужденного и невозбужденного образцов как функция времени между накачкой и зондированием, нормированная на коэффициент отражения невозбужденного образца:  $\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{R(t) - R_0(t < 0)}{R_0(t < 0)}$ . В экспериментах использовалась геометрия возбуждения с электрическим вектором лазерного импульса, перпендикулярным тригональной оси, а при детектировании поляризационный анализ зонда не проводился (изотропное детектирование). Размер области возбуждения был примерно в четыре раза больше области зондирования, что позволяло минимизировать эффекты неоднородности возбуждения. Более подробно детали эксперимента изложены в [2, 7, 9].

На рис. 1 представлен типичный результат измерений оптического отклика, полученного в системе асинхронного оптического детектирования [10], при возбуждении ( $\lambda = 830$  нм) и последующем зондировании ( $\lambda = 818$  нм) монокристалла  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  фемтосекундными импульсами при комнатной температуре. После воздействия импульса накачки происходит резкое уменьшение отражения, причем релаксация к равновесному значению занимает несколько пикосекунд. На этот релаксационный отклик наложены осцилляции, имеющие место на малых временных задержках с большей частотой, а на больших – с меньшей. Фурье-спектр таких осцилляций, показанный на вставке к рис. 1, содержит два пика, частоты которых, 1.81 и 3.99 ТГц, соответству-

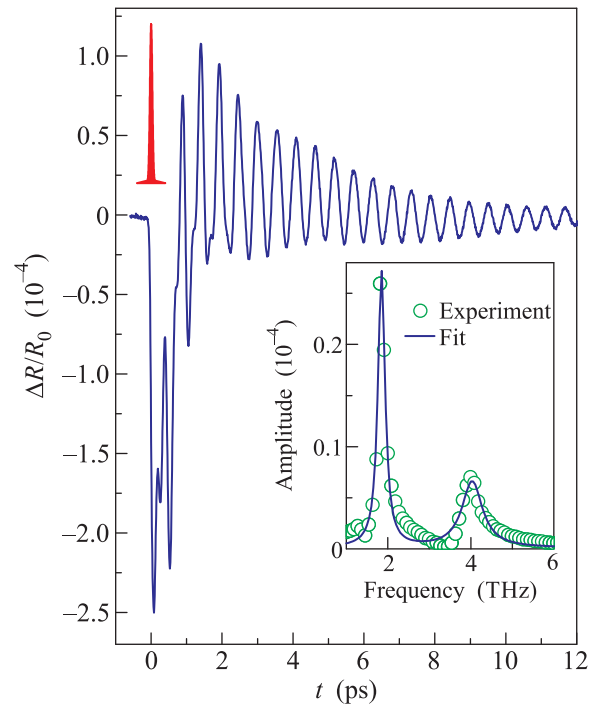


Рис. 1. (Цветной онлайн) Фотоиндуцированное нормированное отражение  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  при комнатной температуре и возбуждении с  $\lambda = 830$  нм. Профиль, центрированный на нулевой задержке, соответствует кросс-корреляции возбуждающего и зондирующего лазерных импульсов. На вставке показаны фурье-спектр когерентных осцилляций (открытые кружки) и его подгонка суммой двух контуров Лоренца (сплошная линия)

ют полностью симметричным модам  $A_{1g}^{(I)}$  и  $A_{1g}^{(II)}$   $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ . Пиковая амплитуда низкоэнергетической  $A_{1g}^{(I)}$ -моды фурье-спектра почти в 4 раза больше высокоэнергетической  $A_{1g}^{(I)}$ -моды, тогда как ее полуширина приблизительно втрое меньше.

Следует особо отметить, что при возбуждении когерентных фононов фемтосекундными импульсами с длиной волны вблизи 800 нм в спектре отсутствуют моды низкой  $E_g$ -симметрии, несмотря на то, что рамановские поляризуемости высокосимметричных ( $A_{1g}$ ) и низкосимметричных ( $E_g$ ) мод практически совпадают [2]. Исходя из соотношения сигнал/шум, достигаемого в эксперименте, можно утверждать, что амплитуды низкосимметричных  $E_g$  когерентных фононов по крайней мере на два порядка меньше амплитуд полностью симметричных  $A_{1g}$ -мод.

Для определения параметров когерентных  $A_{1g}$ -фононов сигнал фотоиндуцированного отражения был обработан полосовым фильтром, позволившим удалить релаксационную компоненту и высокочастотные шумы, не представляющие для нас интереса.

После этого отфильтрованный сигнал, показанный на рис. 2а, был аппроксимирован двумя затухающими

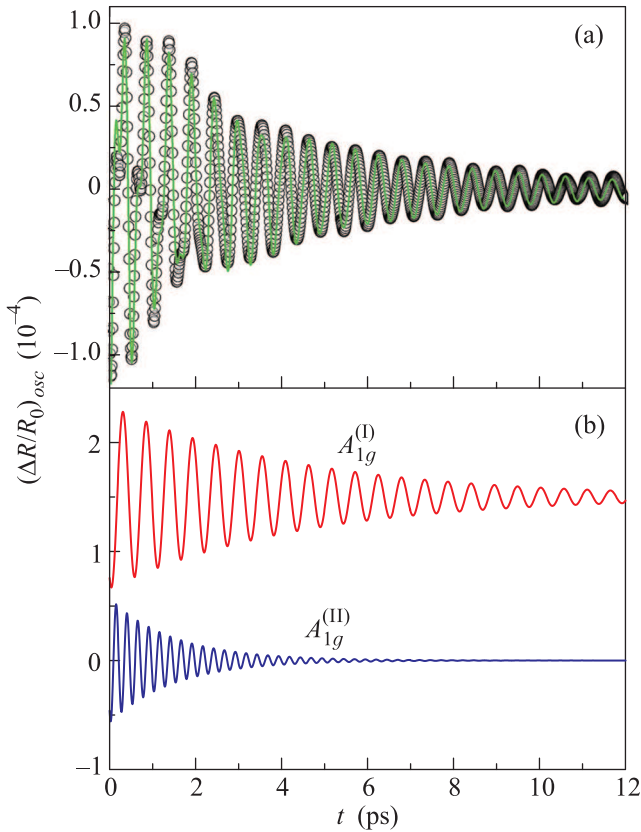


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Когерентная часть сигнала после обработки полосовым фильтром (открытые кружки) и его подгонка суммой двух затухающих синусоид. (б) – Когерентные осцилляции двух полностью симметричных фононов, сдвинутые по оси ординат для удобства представления

ми синусоидами:

$$\left(\frac{\Delta R}{R_0}\right)_{osc} = A \exp(-t/\tau_1) \sin(2\pi\nu_1 t - \varphi_1) + B \exp(-t/\tau_2) \sin(2\pi\nu_2 t - \varphi_2), \quad (1)$$

что позволило определить начальные амплитуды  $A$  и  $B$ , частоты  $\nu_1$  и  $\nu_2$ , времена жизни  $\tau_1$  и  $\tau_2$ , а также начальные фазы  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  полностью симметричных  $A_{1g}^{(I)}$  и  $A_{1g}^{(II)}$  когерентных фононов, вклад каждого из которых приведен на рис. 2б.

Начнем обсуждение параметров когерентных фононов с их амплитуд, которые пропорциональны смещениям атомов от мгновенного положения равновесия [4]. Сравнивая амплитуды когерентных фононов, получаемые в результате подгонки в реальном времени с использованием формулы (1), с пиковыми амплитудами фурье-спектра, можно увидеть, что они

различны. Действительно, амплитуды высокочастотной и низкочастотных мод, показанные на рис. 2б, различаются всего в полтора раза, тогда как отношение пиковых амплитуд мод фурье-спектра на вставке к рис. 1 несколько больше 4. Аппроксимируя полностью симметричные  $A_{1g}$ -моды фурье-спектра контуром Лоренца, мы установили, что интегральные амплитуды различаются в 1.35 раза, что существенно ближе к отношению амплитуд, получаемых подгонкой в реальном времени.

Следует отметить, что подгонка  $A_{1g}$ -линий симметричным контуром Лоренца позволяет увидеть, что спектральные линии асимметричны, а их низкочастотные крылья спадают быстрее, чем высокочастотные (см. вставку к рис. 1). Подобная асимметрия в спектральной области соответствует чирпу частоты во временном диапазоне (в англоязычной литературе *chirp* – зависимость частоты от времени) [3], что подтверждается следующим фактом. Подгонка осциллирующей части сигнала в диапазоне 0–15 пс дает несколько меньшие значения частот когерентных фононов, чем в случае, когда временной интервал подгонки сокращен до 2 пс (в этом случае частота  $A_{1g}^{(I)}$ -фононов равняется 1.89 ТГц). Следовательно, частота осцилляций уменьшается для больших временных задержек, то есть фононы имеют отрицательный чирп частоты. Более того, для уменьшенного временного интервала разность между экспериментальной и смоделированной когерентной частями сигнала, показанная на рис. 3б, значительно меньше, а дисперсия разности значительно уже, что указывает на лучшую подгонку экспериментального сигнала. Также отметим, что спектральные линии значительно лучше аппроксимируются контуром Фано (на вставке к рис. 1 он не показан). Таким образом, высокоэнергетическая  $A_{1g}^{(II)}$ -мода чирпирована сильнее низкоэнергетической  $A_{1g}^{(I)}$ , поскольку их параметры Фано соотносятся как  $q(A_{1g}^{(I)}) = 5 < q(A_{1g}^{(II)}) = 7$  [2].

Определив относительные амплитуды двух полностью симметричных мод, обсудим их начальные фазы. Результат подгонки, приведенный на рис. 2б, свидетельствует о том, что обе начальные фазы близки к  $\pi/2$ , т.е. осцилляции происходят по косинусоидальному закону. В таком случае атомы начинают свое движение с нулевой скоростью, т.е. возбуждение имеет кинематический характер [4, 7]. Поскольку время жизни низкоэнергетической  $A_{1g}^{(I)}$ -моды достаточно велико, мы смогли определить ее “асимптотическую” фазу и сравнить ее с параметром асимметрии, как это уже было сделано ранее для полностью симметричной моды висмута [11]. Асимптотическая фаза, учитывая

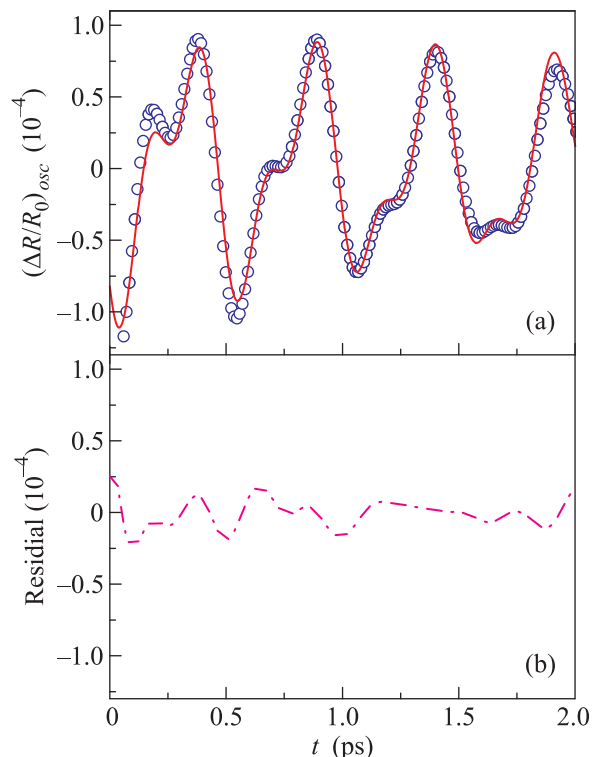


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Когерентная часть сигнала после обработки полосовым фильтром (открытые кружки) для малых временных задержек и ее подгонка суммой двух затухающих синусоид (сплошная линия). (б) – Разность между экспериментальной и подгоночной кривыми

ющая чирп полностью симметричного  $A_{1g}^{(I)}$ -фонона халькогенида полуметалла, оказалась связанной с его параметром Фано  $q \approx 5$  [2, 11].

Как уже отмечалось выше, использование фемтосекундных импульсов с несущей частотой вблизи 800 нм не позволяет эффективно генерировать в  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  когерентные фононы низкой  $E_g$ -симметрии, по крайней мере в изотропной схеме детектирования [2]. Поэтому нами была предпринята попытка реализовать возбуждение в ближнем ИК-диапазоне, осуществляя зондирование вблизи 800 нм. Типичный результат фотоиндуцированного отражения в этом случае, полученный при температуре 90 К, показан на рис. 4а. Более низкая температура позволила увеличить время когерентности, достигшее 100 пс для низкоэнергетических  $A_{1g}^{(I)}$ -фононов, частота которых составила 1.93 ТГц (для высокоэнергетических  $A_{1g}^{(II)}$ -фононов частота при данной температуре равняется 4.16 ТГц). Спектр Фурье, приведенный на рис. 4б, так же как и подгонка в реальном времени, свидетельствует о том, что в этом случае наряду с полностью симметричными  $A_{1g}$ -фононами происходит коге-

рентное возбуждение низкосимметричных  $E_g$  фононных мод. Амплитуды низкосимметричных  $E_g^{(I)}$  (частота 1.32 ТГц) и  $E_g^{(II)}$  (частота 3.21 ТГц) фононов сравнимы между собой и значительно меньше амплитуд высокосимметричных  $A_{1g}$ -мод. Действительно, подгонка когерентного отклика в реальном времени или интегральные амплитуды фурье-спектра (при аппроксимации линий контурами Лоренца) свидетельствуют о том, что амплитуды  $A_{1g}^{(I)}$ -,  $A_{1g}^{(II)}$ -,  $E_g^{(I)}$ - и  $E_g^{(II)}$ -мод соотносятся как 100:30:5:7. Начальные фазы когерентных фононов низкой  $E_g$ -симметрии близки к нулю (см. вставку к рис. 4а), что указывает на динамический характер их возбуждения [5, 8].

Следует особо отметить, что для генерации низкосимметричных  $E_g$ -фононов, скорее всего, важна длина волны возбуждающего света. При возбуждении в ближнем ИК-диапазоне мы детектировали  $E_g$ -моды и при температурах выше азотной. Нагрев приводил к уменьшению времени жизни и небольшому спаду частот всех фононных мод (оба эффекта возникают из-за ангармонизма решетки). Более детально температурные эффекты будут обсуждаться в отдельной публикации.

Различия в механизме возбуждения полностью симметричных ( $A_{1g}$ ) и дважды вырожденных ( $E_g$ ) фононов, приводящие к сильно различающимся амплитудам, могут быть обусловлены отличающейся природой промежуточных электронных состояний, принимающих участие в генерации когерентных фононов. Действительно, теоретически было показано, что разница между сценариями механизма смещения и рамановского механизма заключается в различных вкладах в движущую силу от виртуальных и реальных оптических переходов [12, 13], что и было экспериментально продемонстрировано для случая полуметаллов [14]. В таком случае полностью симметричные фононы, возбуждение которых идет через реальные (долгоживущие) электронные состояния, генерируются кинематически за счет механизма смещения, который оказывается идентичным резонансному рамановскому рассеянию (здесь время жизни промежуточного состояния больше обратной частоты фононной моды). Фононы же низкой симметрии, генерация которых идет через виртуальные (короткоживущие) состояния, возбуждаются динамически за счет нерезонансного рассеяния (время жизни меньше обратной частоты). Попытка объединить механизм внутриимпульсного вынужденного комбинационного рассеяния света с механизмом смещения в рамках единой модели неупругого рассеяния [12–14] является весьма привлекательной и позволяет получать ин-

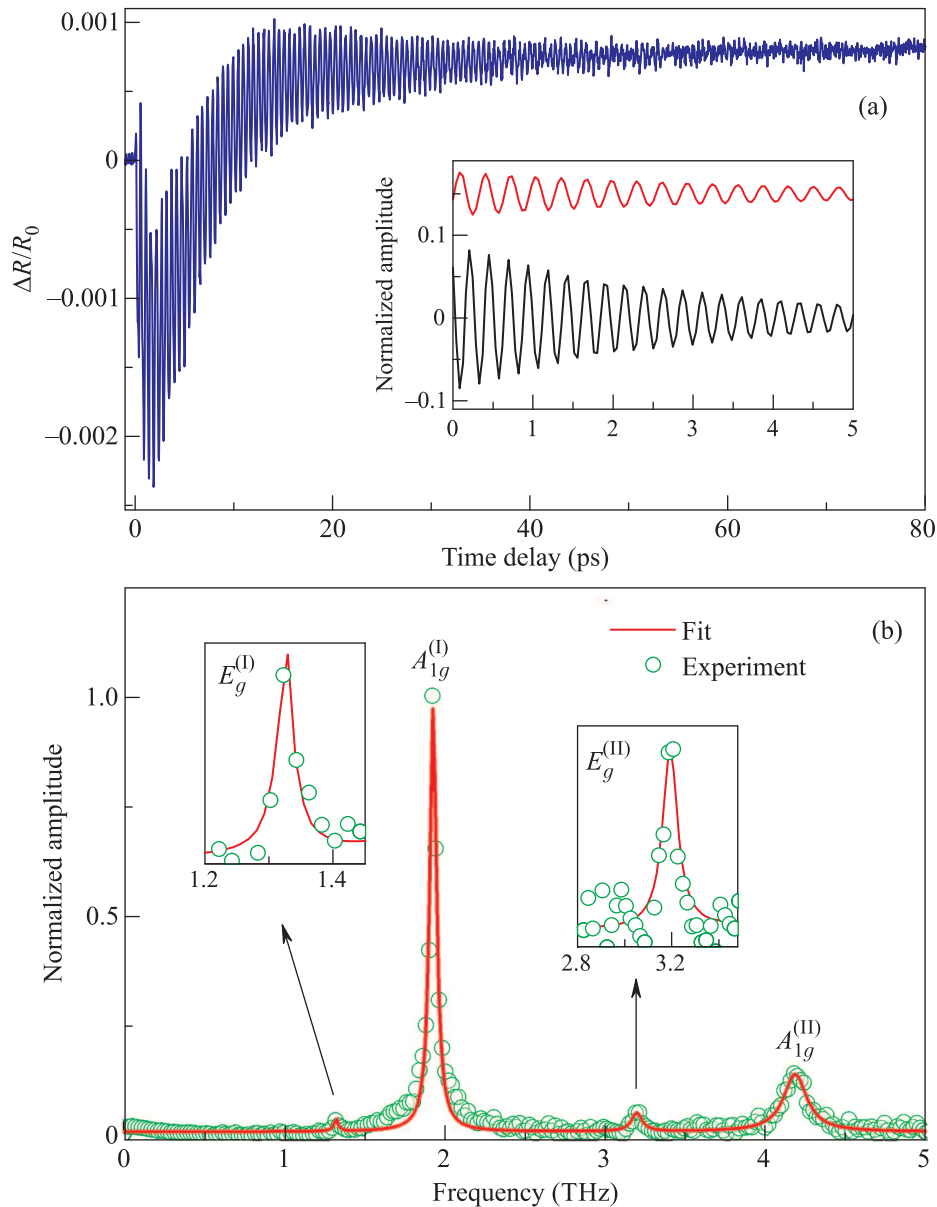


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Фотоиндуцированное нормированное отражение  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  при температуре 90 К при возбуждении импульсами на длине волны 1300 нм. На вставке показан относительный вклад фононов низкой симметрии (нижняя кинетика  $E_g^{(II)}$ , верхняя –  $E_g^{(I)}$ ), сдвинутых друг относительно друга по оси ординат. (б) – Нормированный фурье-спектр когерентных осцилляций (открытые кружки) и его подгонка суммой четырех контуров Лоренца (сплошная линия). Вставки демонстрируют пики дважды вырожденных когерентных фононов в увеличенном масштабе

формацию о фемтосекундных временах жизни электронных состояний, используя когерентные фононы, период которых на два порядка больше [14]. Используя формулу, связывающую скорость термализации низкосимметричных носителей  $\gamma$  и скорость установления равновесия между носителями и решеткой  $\gamma_L$ , выведенную в рамках двухтемпературной модели [14]:  $\gamma = \left(\frac{3kT_e}{\omega_L}\right)\left(\frac{kT_L}{\omega_L}\right)\gamma_L$ , где  $T_e$  и  $T_L$  – температуры носителей и решетки,  $\omega_L$  – дебаевская энергия,

$k$  – постоянная Больцмана, получаем, что для низкосимметричных фононов топологического изолятора  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$   $1/\gamma \leq 10$  фс. Это значение сравнимо с временами жизни низкосимметричных электронных возбуждений таких полуметаллов, как сурьма и висмут [14]. Заметим, однако, что на основе изучения резонансных профилей  $E_g$  и  $A_{1g}$  когерентных фононов висмута было показано, что говорить о единой рамановской модели можно только в том случае, когда не

делается различия между горячей люминесценцией и рамановским рассеянием [7].

Также следует отметить, что двумя особенностями фотоиндуцированного отклика при возбуждении в ближнем ИК-диапазоне являются более медленная релаксация электронного отклика (восстановление отражения происходит примерно вдвое медленнее) и отсутствие чирпа для полносимметричных  $A_{1g}$  когерентных мод. В последнем легко убедиться, анализируя фурье-спектр осцилляций, все спектральные линии которого хорошо аппроксимируются симметричными контурами Лоренца (см. рис. 4b). Обе эти особенности вызваны, скорее всего, спецификой зонной структуры  $Bi_2Te_3$  и требуют детального изучения резонансных факторов, которые планируется исследовать, реализуя возбуждение когерентных фононов различными длинами волн.

Таким образом, исследование когерентных фононов топологического изолятора  $Bi_2Te_3$ , проведенное в невырожденной схеме “накачка–зондирование фемтосекундными лазерными импульсами”, позволило генерировать и детектировать все комбинационно-активные фононы при возбуждении в ближнем ИК-диапазоне. Сравнение их амплитуд, проведенное как в реальном времени, так и с использованием фурье-спектров когерентных осцилляций, показало, что амплитуды высокосимметричных  $A_{1g}$ -мод на порядок величины больше амплитуд низкосимметричных  $E_g$ -мод, а их начальные фазы сдвинуты примерно на  $\pi/2$ . Полученные данные свидетельствуют о том, что возбуждение полносимметричных  $A_{1g}$ -мод происходит в основном кинематически (косинусоидальные колебания), а дважды вырожденных  $E_g$ -мод – динамически (синусоидальные колебания).

Авторы признательны Л.В. Яшиной за предоставленный монокристалл и Т. Декорси за конструктивные дискуссии. Работа выполнена при частич-

ной финансовой поддержке РФФИ (гранты # 13-02-00263-а, 13-02-00927-а и 14-42-03576-р).

1. M. Z. Hasan and C. L. Kane, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 3045 (2010).
2. O. V. Misochko, J. Flock, and T. Dekorsy, *Phys. Rev. B* **91**, 174303 (2015).
3. K. Norimatsu, M. Hada, S. Yamamoto, T. Sasagawa, M. Kitajima, Y. Kayanuma, and K. G. Nakamura, *J. Appl. Phys.* **117**(14), 143102 (2015).
4. K. Ishioka and O. V. Misochko, in *Progress in Ultrafast Intense Laser Science V*, ed. by K. Yamanouchi, A. Giullietti, and K. Ledingham, Springer Series in Chemical Physics, Berlin (2010), p. 23.
5. L. Dhar, J. A. Rogers, and K. A. Nelson, *Chem. Rev.* **94**, 157 (1994).
6. H. J. Zeiger, J. Vidal, T. K. Cheng, E. P. Ippen, G. Dresselhaus, and M. S. Dresselhaus, *Phys. Rev. B* **45**, 768 (1992).
7. A. A. Melnikov, O. V. Misochko, and S. V. Chekalin, *Phys. Lett. A* **375**(19), 2017 (2011).
8. M. Scholz, J. Sanchez-Barriga, J. Braun, D. Marchenko, A. Varykhalov, M. Lindroos, Y. Wang, H. Lin, A. Bansil, J. Minar, H. Ebert, A. Volykhov, L. Yashina, and O. Rader, *Phys. Rev. Lett.* **110**(21), 216801 (2013).
9. J. Flock, T. Dekorsy, and O. V. Misochko, *Appl. Phys. Lett.* **105**(1), 011902 (2014).
10. A. Bartels, R. Cerna, C. Kistner, A. Thoma, F. Hudert, C. Janke, and T. Dekorsy, *Rev. Sci. Instrum.* **78**, 035107 (2007).
11. О. В. Мисочко, М. В. Лебедев, *ЖЭТФ* **147**(4), 750 (2015).
12. G. A. Garrett, T. F. Albrecht, J. F. Whitaker, and R. Merlin, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3661 (1996).
13. T. E. Stevens, J. Kuhl, and R. Merlin, *Phys. Rev. B* **65**, 144304 (2002).
14. J. J. Li, J. Chen, D. A. Reis, S. Fahy, and R. Merlin, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 047401 (2013).