Письма в ЖЭТФ, том 118, вып. 6, с. 397 – 402

Генерация третьей гармоники терагерцового излучения в топологических изоляторах на основе халькогенидов висмута и сурьмы

К. А. Кузнецов[+ 1)], *П. И. Кузнецов*[* 1)], *А. Д. Фролов*[+], *А. М. Коновалов*[+], *П. М. Ковалева*[+], *Г. Х. Китаева*[+]

[+]*Физический факультет, кафедра квантовой электроники, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[*]*Фрязинский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 141190 Фрязино, Россия*

Поступила в редакцию 21 июля 2023 г.
После переработки 9 августа 2023 г.
Принята к публикации 9 августа 2023 г.

Экспериментально исследована генерация третьей гармоники терагерцового излучения в топологических изоляторах на основе халькогенидов висмута и сурьмы. Обнаружено, что эффективность преобразования в третью гармонику обратно пропорциональна энергии Ферми электронов, при этом лучшим из исследованных материалов по эффективности преобразования является теллурид сурьмы.

DOI: 10.31857/S1234567823180039, EDN: wpnrrg

Введение. Топологически нетривиальные материалы очень перспективны для различных практических приложений терагерцовой (ТГц) фотоники. На поверхности материалов, называемых топологическими изоляторами (ТИ), вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия могут существовать безмассовые электроны, топологически защищенные от рассеяния назад [1, 2]. В результате поверхностные состояния в ТИ заполняют всю запрещенную зону объемного материала и остаются металлическими даже в присутствии примесей и поверхностных дефектов. Кроме того, поверхностные носители обладают огромной подвижностью [3]. Помимо использования ТИ в качестве детекторов и генераторов ТГц излучения [4–6], весьма перспективно их применение в качестве высокоэффективных преобразователей частоты ТГц-излучения [7–10]. Ранее генерация высших ТГц гармоник наблюдалась в ряде дираковских материалов: в графене [11, 12], в трехмерном дираковском полуметалле Cd_3As_2 [13]. Генерация третьей ТГц гармоники в ТИ Bi_2Se_3 впервые была экспериментально исследована в [7]. Сравнивая нелинейный ТГц-отклик образцов с нетривиальной (Bi_2Se_3) и тривиальной топологией ($(Bi_{0.9}In_{0.1})_2Se_3$), было показано, что ТГц третья гармоника возникает при наличии поверхностных электронных состояний. Генерация высших ТГц гармоник дираковскими электронами может быть описана с помощью термодинамического механизма нелинейности, зависящего от сверхбыстрой модуляции поглощения. Этот механизм обеспечивается эффективным нагревом и последующим охлаждением электронной системы при взаимодействии с сильными ТГц полями [14]. Таким образом, поведение ТГц высших гармоник связано с характерными временными масштабами динамики носителей дираковских фермионов. В тех случаях, когда охлаждение занимает несколько пикосекунд, это приводит к ярко выраженным эффектам насыщения при увеличении напряженности падающего поля, что недавно наблюдалось в графене при сильном терагерцовом возбуждении [15]. В работе [8] было показано, что сверхбыстрая релаксация поверхностных состояний в ТИ приводит к отсутствию эффектов накопления в течение большой длительности ТГц импульса возбуждения, что приводит к режиму без насыщения, в отличие от графена с сильным насыщением генерации гармоник излучения ТГц диапазона и с длительностью релаксации носителей около нескольких пикосекунд.

В настоящей работе мы измеряли параметры генерации третьей гармоники ТГц излучения в ТИ халькогенидов висмута и сурьмы различных химических составов с продвижением в более высокочастотный диапазон – по сравнению с ранее проведенными нами исследованиями [8, 9]. При этом была изучена эффективность генерации третьей гармоники в зависимости от положения уровня Ферми с целью нахождения наиболее перспективного химического соединения из семейства халькогенидов висмута и сурьмы в качестве нелинейного преобразователя ТГц частоты.

[1)]e-mail: kirill-spdc@yandex.ru; pik@fireras.ru

1. Исследуемые образцы ТИ.

1.1. Технология роста. В работе исследовались образцы ТИ халькогенидов висмута и сурьмы, описываемых общей химической формулой $Bi_{2-x}Sb_xTe_{3-y}Se_y$. Образцы выращивались в горизонтальном кварцевом реакторе при атмосферном давлении водорода методом парофазного осаждения из металлоорганических соединений на сапфировых подложках базовой ориентации (0001) толщиной 400 мкм с буферным слоем ZnTe толщиной 5–20 нм [16]. Триметилвисмут ($BiMe_3$), триметилсурьму ($SbMe_3$), диэтилцинк ($ZnEt_2$), диэтилтеллурид (Et_2Te) и диизопропилселенид ($iPro_2Se$) были использованы в качестве источников висмута, сурьмы, цинка, теллура и селена. Буферные слои ZnTe выращивались в едином технологическом цикле с пленками ТИ при одной и той же температуре 445 °C. Суммарный поток водорода был равен 1.0 л/мин при осаждении буферных слоев ZnTe и 0.5 л/мин при эпитаксии пленок ТИ. Соотношение элементов пятой и шестой групп VI/V в паровой фазе было не ниже 10, а общее парциальное давление $BiMe_3 + SbMe_3$ поддерживалось близким к 6×10^{-5} бар. Стехиометрия и состав пленок установлены по данным рентгеновской энергодисперсионной и рамановской спектроскопии. Рентгеновская дифракция использовалась для подтверждения эпитаксиальной природы выращенных пленок. Для определения элементного состава пленок использовали рентгеновский спектрометр X-MaxN, состыкованный с электронным микроскопом. В результате были выращены и охарактеризованы пленки ТИ бинарных и тройного составов с различной толщиной и типом проводимости (табл. 1). Составы двух образцов (# 1, 2) на композиционно-структурной диаграмме $y(x)$ располагались выше кривой Рена [17], поэтому в них преобладала электронная объемная проводимость. Два других образца обладали преимущественно дырочной объемной проводимостью (# 3, 4) с составами ниже кривой Рена.

Таблица 1. Список исследуемых образцов

Номер образца	Химическая формула	Тип проводимости	Толщина пленки, нм
# 1	Bi_2Se_3	n	30
# 2	$Bi_2(Te_{0.44}Se_{0.66})_3$	n	220
# 3	Bi_2Te_3	p	490
# 4	Sb_2Te_3	p	510

1.2. Характеризация образцов. Для исследования пропускания образцов ТИ в ТГц диапазоне мы использовали традиционную схему терагерцовой спектроскопии временного разрешения (ТСВР) [18]. В качестве ТГц источника для измерений использовалась ТГц фотопроводящая InGaAs-антенна. Напряженность поля ТГц импульсов, пропускаемых через образцы ТИ, измерялась методом электрооптического детектирования в кристалле ZnTe. Функция пропускания $T(f)$ тонкой пленки напрямую связана с ее комплексной проводимостью $G(f)$, и, в соответствии с формулой Тинхама [19, 20], может быть представлена в виде:

$$T(f) = \frac{1+n}{1+n+Z_0G(f)} e^{i\Phi(f)}. \qquad (1)$$

Здесь n – показатель преломления подложки Al_2O_3, $\Phi(f)$ – фазовый набег, возникающий из-за прохождения тонкой пленки, $Z_0 = 377$ Ом – импеданс вакуума. Полная проводимость может быть представлена как сумма вкладов объемных и поверхностных носителей. Поскольку поверхностный вклад в проводимость значительно меньше, чем объемный, в дальнейшем мы можем рассматривать и изучать только объемную часть проводимости:

$$G(f) \approx G^{\text{bulk}} = \sigma^{\text{bulk}}(f)d, \qquad (2)$$

где $\sigma^{\text{bulk}}(f)$ – объемная удельная проводимость, d – толщина пленки. Результаты измерений $\sigma^{\text{bulk}}(f)$ представлены на рис. 1. Резонанс около 1.6 ТГц обусловлен хорошо известным фононом, активным в инфракрасном (ИК) поглощении. Видно, что статическая удельная проводимость максимальна в образцах # 3 и 4, что связано с высокими концентрациями носителей заряда из-за расположения уровня Ферми в валентной зоне. Напротив, в образце # 2, химический состав которого на конфигурационно-структурной диаграмме $y(x)$ характеризуется точкой вблизи кривой Рена, объемная проводимость наиболее сильно подавлена в полном соответствии с результатами работ [17, 21]. В качестве подгоночной функции для соответствия экспериментальным зависимостям на рис. 1 мы использовали сумму трех членов: вклад типа формулы Друде для свободных носителей, вклад Друде–Лоренца для связанных электронов, и вклад всех резонансов с высокими частотами (например, от межзонных переходов), который линейно спадает с частотой:

$$\sigma^{\text{bulk}}(f) \propto \frac{f_{pD}^2}{\gamma_D/2\pi - if} + $$

$$+ \frac{f_{pL}^2 \cdot f}{f \cdot \gamma_L/2\pi + i(f_{0L}^2 - f^2)} - if(\varepsilon_\infty - 1), \qquad (3)$$

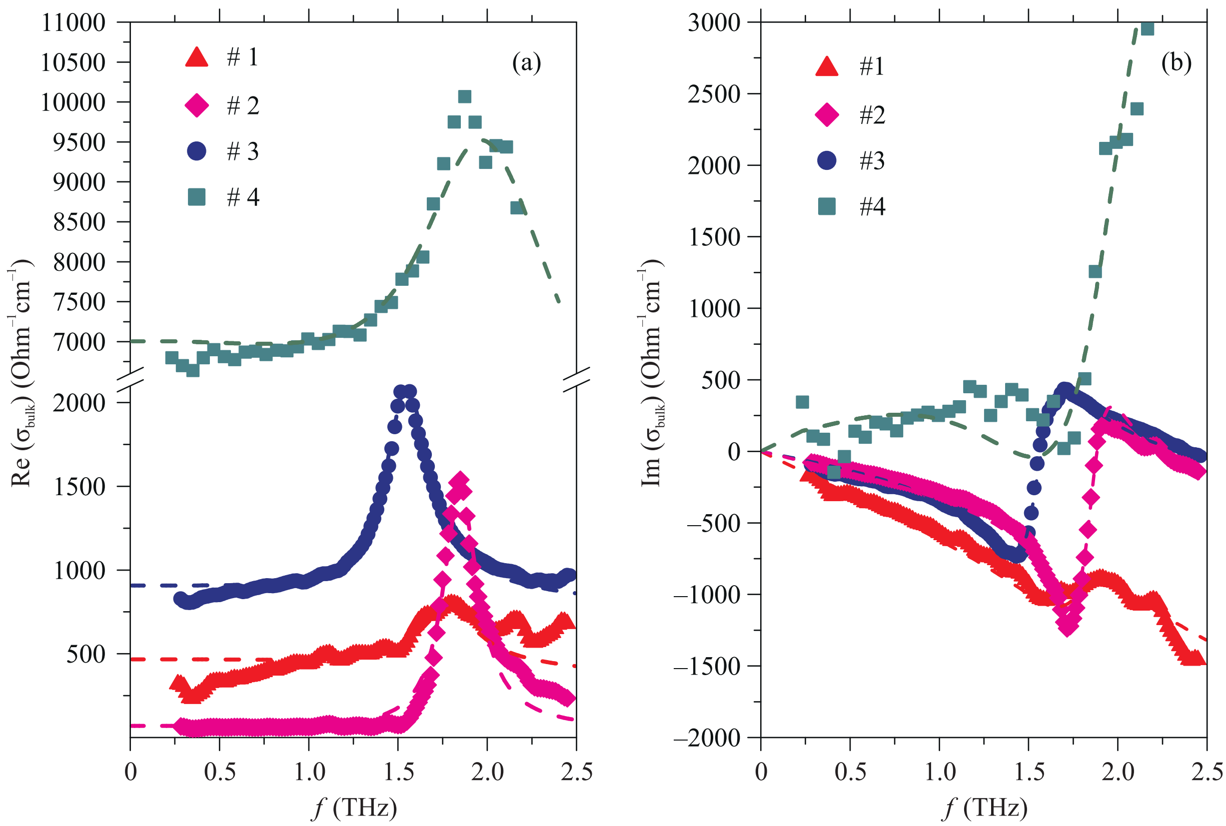

Рис. 1. (Цветной онлайн) Дисперсия действительной (a) и мнимой (b) частей объемной проводимости исследуемых образцов ТИ

где f_{pD} и f_{pL} – плазменные частоты свободных и связанных электронов, γ_D и γ_L – соответствующие постоянные затухания, f_{0L} – частота фонона, ε_∞ и ε_0 – высокочастотная и статическая диэлектрические проницаемости. Расчетные спектры объемной проводимости показаны пунктиром на рис. 1, видно неплохое согласие между результатом моделирования по формуле (3) и экспериментом. Для последующей характеризации образцов ТИ нам важно было знать положение уровня Ферми относительно объемной запрещенной зоны. Это можно сделать, рассчитав концентрацию свободных носителей, связанную со статической проводимостью. Тогда в приближении для сильно вырожденных полупроводников, можно получить следующие выражения для разности энергий дна зоны проводимости и уровня Ферми $\Delta E = E_c - E_F$ для n- и p-типа:

$$\Delta E = \begin{cases} -\dfrac{h^2}{2m_n^*}\sqrt[3]{\left(\dfrac{3}{8\pi}\dfrac{\mathrm{Re}\sigma_0^{\mathrm{bulk}}}{e\mu_n}\right)^2}, & n\text{-тип}, \\ E_g + \dfrac{h^2}{2m_h^*}\sqrt[3]{\left(\dfrac{3}{8\pi}\dfrac{\mathrm{Re}\sigma_0^{\mathrm{bulk}}}{e\mu_h}\right)^2}, & p\text{-тип}, \end{cases} \tag{4}$$

где σ_0^{bulk} – статическая объемная проводимость, $m_{n,h}^*$ – эффективные массы электронов и дырок, $\mu_{n,h}$ – подвижности электронов и дырок, E_g – ширина запрещенной зоны. Напротив, в случае малой статической проводимости (низкой концентрации свободных носителей) можно применить приближение невырожденного полупроводника и воспользоваться соотношениями:

$$\Delta E = \tag{5}$$

$$= \begin{cases} k_bT\ln\left[\dfrac{2\mu_n e}{\mathrm{Re}\sigma_0^{\mathrm{bulk}}}\sqrt[3]{\left(\dfrac{2\pi m_n^* k_bT}{h^2}\right)^2}\right], & n\text{-тип}, \\ E_g - k_bT\ln\left[\dfrac{2\mu_h e}{\mathrm{Re}\sigma_0^{\mathrm{bulk}}}\sqrt[3]{\left(\dfrac{2\pi m_h^* k_bT}{h^2}\right)^2}\right], & p\text{-тип}. \end{cases}$$

Полагая для образцов # 1, 2 эффективную массу электронов $m_n^* = 0.21m_e$ [22], для образцов # 3, 4 эффективную массу дырок $m_h^* = 0.42m_e$ [23], и $E_g = 0.203$ эВ [24], мы определили сдвиги энергии Ферми (табл. 2). В результате уровень Ферми в Bi_2Se_3 (# 1) находится на 0.1 эВ выше дна зоны проводимости E_c ($E_c - E_F < 0$), а в образце Bi_2Te_3 (# 3) на 0.04 эВ ниже потолка валентной зоны. Ниже всех уровень Ферми расположен у образца Sb_2Te_3 (# 4), что полностью коррелирует с наибольшей удельной проводимостью и, как следствие, значительным поглощением в ТГц спектральном диапазоне.

Таблица 2. Положение уровня Ферми

Номер образца	Объемная концентрация носителей N, см$^{-3}$	Разность энергий $\Delta E = E_c - E_F$, эВ
# 1	6.9×10^{18}	−0.1
# 2	5.7×10^{17}	0.06
# 3	3.5×10^{19}	0.25
# 4	4.5×10^{19}	0.36

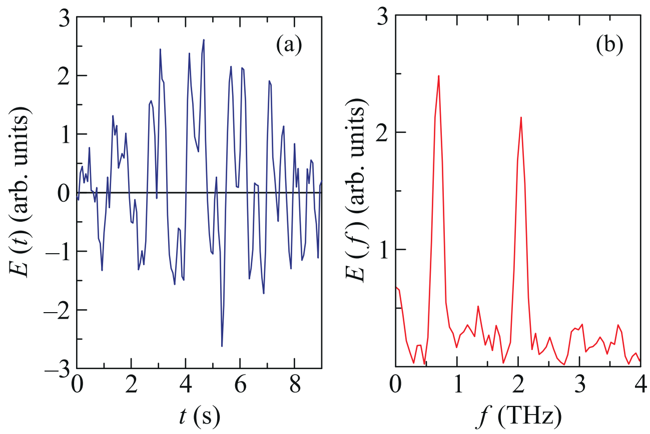

Рис. 2. (Цветной онлайн) Пример временной зависимости напряженности поля ТГц импульса третьей гармоники и его спектр в образце # 2 (Bi_2Te_2Se)

Таблица 3. Напряженность поля и эффективность генерации третьей гармоники

Образец	$E_{3\omega}^{\mathrm{out}}$, В/см	$T_{3\omega}$, %	$E_{3\omega}^{\mathrm{in}}$, В/см	η, %
# 1	5.5	97.1	5.7	0.01
# 2	6.6	51.3	12.9	0.02
# 3	5.6	17.8	31.5	0.05
# 4	1.8	2.2	81.8	0.14

2. Генерация третьей гармоники ТГц излучения.

2.1. Методика эксперимента. В качестве источника сильного ТГц поля для последующего преобразования частоты использовался метод оптического выпрямления в кристалле ниобата лития (НЛ) импульсов с наклонным фронтом, генерируемых титан-сапфировым лазером, на установке, подробно описанной в [8]. После кристалла НЛ был установлен полосовой фильтр, который выделял ТГц излучение накачки на основной частоте 0.7 ТГц. Пиковая напряженность ТГц поля составляла около 60 кВ/см. После образца ТИ, в котором осуществлялось умножение частоты излучения ТГц накачки, был установлен второй полосовой фильтр, который подавлял ТГц излучение на основной частоте и пропускал только его третью гармонику на частоте 2.1 ТГц. Амплитуда ТГц импульсов накачки и третьей гармоники измерялась электрооптическим методом на кристалле ZnTe толщиной 2 мм с использованием зондирующих лазерных импульсов длительностью 100 фс. В работе исследовались временные зависимости третьей гармоники ТГц излучения, полученной в ТИ с разными толщинами и составами из табл. 1. Пример такой временной зависимости приведен на рис. 2a для образца # 2. Также на рис. 2b приведен Фурье-спектр сигнала. Видно, что, несмотря на наличие узкополосного ТГц фильтра, выделяющего излучение на частоте третьей гармоники, часть излучения ТГц накачки основной частоты проходит через фильтр. В дальнейшем интерес для нас представляла только Фурье-амплитуда сигнала третьей гармоники на частоте 2.1 ТГц.

2.2. Анализ экспериментальных результатов. Измеренная в эксперименте напряженность поля третьей гармоники на выходе исследуемых образцов $E_{3\omega}^{\mathrm{out}}$ представлена в табл. 3. Абсолютные значения $E_{3\omega}^{\mathrm{out}}$ были получены на основе калибровки по напряженности поля третьей гармоники в графене с известной кубической восприимчивостью [8, 11], в котором эффективность преобразования по полю в третью гармонику была равна 0.5 %. Однако этих данных недостаточно, чтобы определить эффективность преобразования частоты за счет динамики поверхностных носителей в ТИ, так как необходимо учесть потери на отражение на границе раздела среды и поглощение излучения в объеме ТИ. Для определения поля $E_{3\omega}^{\mathrm{in}}$, рождающегося в толще образца, мы использовали результаты раздела 1.2, в котором была рассчитана удельная проводимость для всех исследуемых образцов на основе их пропускания по полю в ТГц диапазоне. Таким образом, с учетом потерь была рассчитана напряженность поля третьей гармоники $E_{3\omega}^{\mathrm{in}} = E_{3\omega}^{\mathrm{out}}/T_{3\omega}$, и эффективность преобразования излучения $\eta = E_{3\omega}^{\mathrm{in}}/E_{\omega}$ (табл. 3). На рисунке 3 изображена зависимость эффективности преобразования ТГц излучения в третью гармонику от разности энергий дна зоны проводимости E_c и уровня Ферми E_F. Видно, что эта зависимость носит монотонно возрастающий характер с понижением уровня Ферми. Согласно кинетической теории генерации третьей гармоники свободными носителями на поверхности ТИ [9], третья гармоника фототока в ТИ обратно пропорциональна энергии Ферми E_F. E_F – основной параметр, характеризующий исследуемые образцы ТИ. Он исключительно важен для генера-

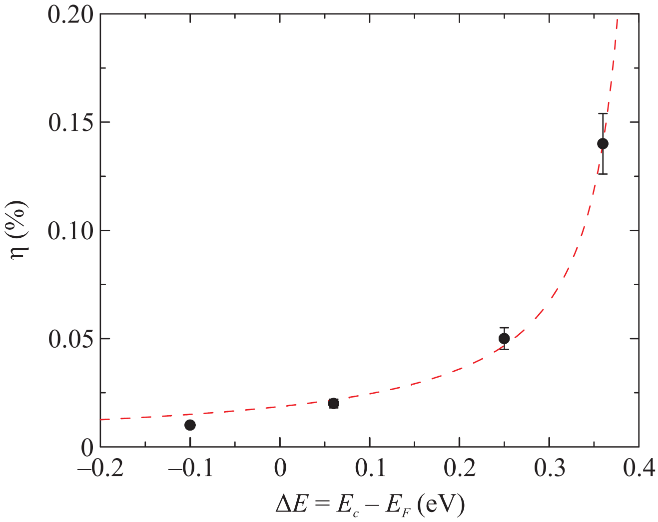

Рис. 3. (Цветной онлайн) Эффективность преобразования в третью ТГц гармонику в зависимости от положения уровня Ферми в образцах ТИ

ции высших ТГц гармоник, так как определяет, какая часть дираковского конуса не занята носителями заряда. Нелинейный ток зависит от многих факторов, в том числе от времен релаксации носителей. Мы полагаем, что времена релаксации незначительно отличаются у родственных материалов, поэтому основным фактором, влияющим на амплитуду третьей гармоники, является энергия Ферми. Наиболее важен для генерации третьей гармоники линейный характер закона дисперсии электронов, именно он приводит к нелинейному отклику на внешнее терагерцовое поле, как следует и из эксперимента, и из теории [9]. Например, для параболических зон в 2D системах ток на частоте 3-й гармоники равен нулю. Жесткая связь спина с импульсом, безусловно, важна для ТИ, однако, в рассматриваемой модели [9] это не учитывается. По-видимому, отличие в эффективности преобразования ТИ от графена большей частью обусловлено различием времен релаксации, что было показано в экспериментах "накачка-зондирование" [8], это же приводит к более раннему насыщению третьей гармоники при увеличении напряженности поля накачки. Напряженность поля, генерируемого нелинейным током, также обратна пропорциональна E_F, и может быть аппроксимирована зависимостью вида:

$$E_{3\omega}^{\mathrm{in}}(f) \propto \frac{1}{E_F} = \frac{1}{E_c - (E_c - E_F)} \equiv \frac{1}{E_c - \Delta E}, \quad (6)$$

где $\Delta E \equiv E_c - E_F$, E_c – энергия дна зоны проводимости. Результат аппроксимации экспериментальных данных выражением вида (6) свидетельствует об удовлетворительном согласии теории и эксперимента. В ТИ на основе халькогенидов висмута и сурьмы, таких как Bi_2Se_3, энергия Ферми поверхностных электронов может быть достаточно большой. Согласно (6), эффективность генерации третьей гармоники при заданной амплитуде электрического поля накачки уменьшается в 2D-системах Дирака с большой энергией E_F. Также можно видеть, что эффективность преобразования накачки в излучение 3-й гармоники значительно больше в образце # 4 (Sb_2Te_3), чем в остальных. Однако этот образец в ТГц диапазоне имеет наибольшую объемную проводимость (рис. 1), а значит и коэффициент поглощения, что значительно уменьшает итоговую выходную напряженность поля третьей гармоники $E_{3\omega}^{\mathrm{out}}$. Возможный способ избавиться от поглощения связан с использованием образцов существенно меньшей толщины порядка нескольких элементарных пятислойных блоков. Один такой блок имеет толщину около 1 нм. Как известно из [24], с уменьшением толщины ниже определенных размеров ТИ теряют свои свойства; при достижении толщины, равной восьми элементарным блокам, дираковский конус преобразуется в пару электронных зон с запрещенной зоной между ними. Поскольку в двумерных системах переход от линейного электронного спектра к параболическому приводит к исчезновению нелинейного тока на частоте третьей гармоники, то для достижения максимальной напряженности поля представляется целесообразным использование образцов теллурида сурьмы с минимально возможной толщиной, но ограниченной снизу величиной не меньшей толщины десяти элементарных пятислойных блоков (10 нм) во избежание подобных нежелательных эффектов. Также следует отметить, что возможные отклонения от линейного закона дисперсии, безусловно, должны влиять на эффективность преобразования в 3-ю гармонику, как при увеличении энергии Ферми, так и при ее уменьшении. Как следует из эксперимента, эти изменения незначительны в диапазоне химических соединений на конфигурационно-структурной диаграмме (x, y) от Bi_2Se_3 до Sb_2Te_3. Однако при выходе за эти крайние "точки" можно ожидать отклонения зависимости амплитуды поля третьей гармоники от зависимости вида $\sim 1/E_F$.

Заключение. В работе исследована генерация третьей ТГц гармоники в ТИ на основе халькогенидов висмута и сурьмы ($Bi_{2-x}Sb_xTe_{3-y}Se_y$) с различной объемной проводимостью. Показано, что эффективность генерации третьей гармоники, рассчитанная из экспериментальных данных с исключением влияния потерь при распространении в образцах, обратно пропорциональна энергии Ферми. Обнаружено, что наибольшей эффективностью преобразования обладает материал теллурид сурьмы. Для получения максимальной эффективности преобразования излучения накачки в выходное излучение на частоте третьей ТГц гармоники предложено использовать образцы теллурида сурьмы толщиной около десяти элементарных пятислойных блоков.

Авторы выражают благодарность С. А. Тарасенко за плодотворные консультации, а также С. П. Ковалеву и И. Е. Илякову за неоценимую помощь в измерениях терагерцовой третьей гармоники.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 22-22-00758).

---

1. B. A. Volkov and O. A. Pankratov, JETP **42**, 178 (1985).
2. M. Z. Hasan and C. L. Kane, Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010); DOI: 10.1103/RevModPhys.82.3045.
3. D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretsky, and D. Weiss, Phys. Rev. Lett. **112**, 196801 (2014); DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.196801.
4. P. Olbrich, L. E. Golub, T. Herrmann, S. N. Danilov, H. Plank, V. V. Bel'kov, G. Mussler, Ch. Weyrich, C. M. Schneider, J. Kampmeier, D. Grützmacher, L. Plucinski, M. Eschbach, and S. D. Ganichev, Phys. Rev. Lett. **113**, 096601 (2014); DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.09660.
5. K. M. Dantscher, D. A Kozlov, P. Olbrich et al. (Collaboration), Phys. Rev. **92**, 165314 (2015); DOI: 10.1103/PhysRevB.92.165314.
6. K. A. Kuznetsov, D. A. Safronenkov, P. I. Kuznetsov, and G. Kh. Kitaeva, Appl. Sci. **11**, 5580 (2021); DOI: 10.3390/app11125580.
7. F. Giorgianni, E. Chiadroni, A. Rovere et al. (Collaboration), Nat. Commun. **7**, 11421 (2016); DOI: 10.1038/ncomms11421.
8. S. Kovalev, K.-J. Tielrooij, J. C. Deinert et al. (Collaboration), NPJ QM **6**, 84 (2021); DOI: 10.1038/s41535-021-00384-9.
9. K. A. Kuznetsov, S. A. Tarasenko, P. M. Kovaleva, P. I. Kuznetsov, D. V. Lavrukhin, Yu. G. Goncharov, A. A. Ezhov, D. S. Ponomarev, and G. Kh. Kitaeva, Nanomaterials **12**, 3779 (2022); DOI: 10.3390/nano12213779.
10. K.-J. Tiellrooij, A. Principi, D. S. Reig et al. (Collaboration), Light Sci. Appl. **11**, 2047 (2022); DOI: 10.1038/s41377-022-01008-y.
11. H. A. Hafez, S. Kovalev, J.-Ch. Deinert et al. (Collaboration), Nature **561**, 507 (2018); DOI: 10.1038/s41586-018-0508-1.
12. H. A. Hafez, S. Kovalev, K.-J. Tielrooij, M. Bonn, M. Gensch, and D. Turchinovich, Adv. Opt. Mater. **8**, 1900771 (2020); DOI: 10.1002/adom.201900771.
13. S. Kovalev, R. M. A. Dantas, S. Germanskiy, J.-Ch. Deinert, B. Green, I. Ilyakov, N. Awari, M. Chen, M. Bawatna, J. Ling, F. Xiu, P. H. M. van Loosdrecht, P. Surowka, T. Oka, and Zh. Wang, Nat. Commun. **11**, 2451 (2020); DOI: 10.1038/s41467-020-16133-8.
14. Z. Mics, K.-J. Tielrooij, Kh. Parvez, S. A. Jensen, I. Ivanov, X. Feng, K. Müllen, M. Bonn, and D. Turchinovich, Nat. Commun. **6**, 7655 (2015); DOI: 10.1038/ncomms8655.
15. J. C. Deinert, D. A. Iranzo, R. Perez et. al. (Collaboration), ACS Nano **15**, 1145 (2021); DOI: 10.1021/acsnano.0c08106.
16. P. I. Kuznetsov, V. O. Yapaskurt, B. S. Shchamkhalova, V. D. Shcherbakov, G. G. Yakushceva, V. A. Luzanov, and V. A. Jitov, J. Cryst. Growth **455**, 122 (2016); DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2016.09.055.
17. Z. Ren, A. A. Taskin, S. Sasaki, K. Segawa, and Y. Ando, Phys. Rev. **84**, 165311 (2011); DOI: 10.1103/PhysRevB.84.165311.
18. W. Withayachumnankul and M. Naftaly, J. Infrared Millim. Terahertz Waves **35**, 610 (2014); DOI: 10.1007/s10762-013-0042-z.
19. M. Tinkham, Phys. Rev. **104**, 845 (1956); DOI: 10.1103/PhysRev.104.845.
20. L. S. Bilbro, R. Valdés Aguilar, G. Logvenov, O. Pelleg, I. Bozǒvić, and N. P. Armitage, Nat. Phys. **7**, 298 (2011); DOI: 10.1038/nphys1912.
21. K. Kuznetsov, P. Kuznetsov, A. Frolov, S. Kovalev, I. Ilyakov, A. Ezhov, and G. Kh. Kitaeva, Opt. Eng. **60**, 082012 (2021); DOI: 10.1117/1.OE.60.8.082012.
22. Y.-B. Gao, B. He, D. Parker, I. Androulakis, and J. P. Heremans, Phys. Rev. B **90**, 125204 (2014); DOI: 10.1103/PhysRevB.90.125204.
23. B.-L. Huang and M. Kaviany, Phys. Rev. B **77**, 125209 (2008); DOI: 10.1103/PhysRevB.77.125209.
24. 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); DOI: 10.1038/ncomms7552.