

УДК 538.9

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ УЗКОПОЛОСНЫХ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ NiO

© 2023 г. О. В. Чефонов*, А. В. Овчинников**, М. Б. Агранат***

ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*E-mail: oleg.chefonov@gmail.com

**E-mail: a.ovtch@gmail.com

***E-mail: agranat2004@mail.ru

Поступила в редакцию 15.06.2023 г.

После доработки 14.11.2023 г.

Принята к публикации 04.12.2023 г.

В работе рассмотрены аспекты генерации второй оптической гармоники в центросимметричном антиферромагнетике NiO при воздействии узкополосными терагерцевыми импульсами с напряженностью электрического поля порядка 1 МВ/см. Обнаружено, что при воздействии терагерцевыми импульсами с частотой 1 ТГц, которая соответствует частоте антиферромагнитного резонанса NiO, наблюдается значительное уменьшение интенсивности второй гармоники по сравнению с воздействием импульсами с частотой 1.5 ТГц. Показано, что наблюдаемое снижение интенсивности генерации второй гармоники может быть объяснено многолучевой интерференцией при распространении узкополосного терагерцевого импульса в тонком образце.

DOI: 10.31857/S0040364423060042

ВВЕДЕНИЕ

Нелинейно-оптическое явление генерации второй оптической гармоники является одним из эффективных методов исследования свойств различных материалов, кристаллов, наноструктур и тонких пленок [1, 2]. Генерация второй гармоники и связанные с ней измерения имеют высокую чувствительность и избирательность к изменению электрической и магнитной симметрии, кристаллографической ориентации и поляризации под внешним воздействием [3–6]. На практике метод генерации второй оптической гармоники, индуцированной электрическим полем терагерцевого (ТГц) импульса, может использоваться для визуализации и измерения пространственного распределения интенсивности ТГц-импульса в фокальной плоскости фокусирующего элемента [7]. Также с помощью этого метода можно обнаруживать и характеризовать скрытые малоконтрастные микрообъекты, залегающие в объеме прозрачных материалов [8].

Ранее сообщалось о генерации второй оптической гармоники в центросимметричном антиферромагнетике NiO, возникающей при воздействии широкополосными ТГц-импульсами пикосекундной длительности [9, 10]. В данной работе представлены результаты экспериментального исследования генерации второй оптической гармоники на длине волны 620 нм в центросимметрич-

ном антиферромагнетике NiO при воздействии узкополосными импульсами ТГц-излучения методом накачка–зондирование, в котором в качестве импульсов накачки использовались ТГц-импульсы, а в качестве зондирующих – лазерные импульсы длительностью 100 фс с длиной волны излучения 1240 нм.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Исследование генерации второй оптической гармоники в антиферромагнетике NiO под действием узкополосных ТГц-импульсов проводилось на уникальной хром-форстеритовой лазерной системе [11]. Данная система позволяет генерировать лазерные импульсы длительностью 100 фс на длине волны излучения 1240 нм с энергией более 40 мДж и частотой повторения 10 Гц. Схема экспериментов показана на рис. 1а. На выходе из усилителей лазерное излучение делилось на две части. Одна часть излучения использовалась для генерации ТГц-импульсов, другая – для зондирования. Генерация ТГц-импульсов с определенной спектральной полосой осуществлялась в нелинейном органическом кристалле ОН1 [12] методом оптического выпрямления модулированных лазерных импульсов с заданной временной и частотной формами, создаваемыми с помощью интерферометра Маха–Цендера (ИМЦ) и временного компрессора [13]. Временные профили электриче-

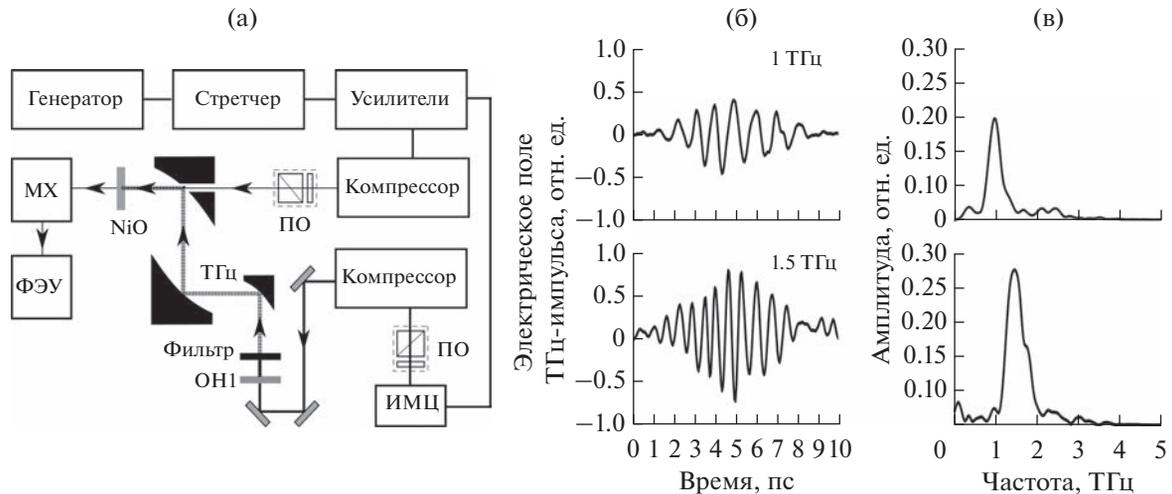


Рис. 1. Схема экспериментов (а): ПО – поляризационные ослабители, ИМЦ – интерферометр Маха–Цендера, ТГц – терагерцевое излучение, МХ – монохроматор, ФЭУ – фотоэлектронный умножитель; (б) – временные профили электрического поля ТГц-импульсов; (в) – соответствующие спектры.

ского поля и соответствующие им спектры узкополосных ТГц-импульсов с центральными частотами 1 и 1.5 ТГц приведены на рис. 1б, 1в. Импульсы фокусировались на образец с помощью шестикратного телескопа и внеосевого параболического зеркала с эффективным фокусным расстоянием 50.8 мм. Радиус пятна (по уровню $1/e^2$) составил 328 мкм для частоты 1 ТГц и 220 мкм для частоты 1.5 ТГц. Максимальные значения напряженности электрического поля ТГц-импульсов составили 1.2 и 1.9 МВ/см для частот 1 и 1.5 ТГц соответственно. Зондирующие импульсы длительностью 100 фс на длине волны излучения 1240 нм фокусировались на образец в пятно диаметром ~ 25 мкм. Индуцированное излучение второй гармоники на длине волны 620 нм, вышедшее из образца, регистрировалось с помощью монохроматора (МХ) и охлаждаемого фотоэлектронного умножителя (ФЭУ).

Элементы экспериментальной схемы, отвечающие за генерацию ТГц-излучения и воздействие на образец, находились в боксе с осушенным воздухом при комнатной температуре (относительная влажность составляла порядка 3%). Плоскость поляризации ТГц-излучения параллельна плоскости поляризации зондирующего импульса. В экспериментах использовался монокристаллический образец NiO (111) толщиной 45 мкм и диаметром 5 мм (согласно данным производителя). Более детальное описание экспериментальной части, а также свойства NiO можно найти в работах [10, 14].

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Ниже температуры Нееля $T_N = 523$ К оксид никеля NiO является centrosymmetric антиферромагнетиком [9], и в невозмущенном состоянии

генерация второй гармоники электродипольного типа в нем запрещена, так как в centrosymmetric среде нелинейные восприимчивости четного порядка равны нулю [15]. Однако в присутствии ТГц-импульса центральная симметрия в кристалле пропадает и появляется возможность генерации электроиндуцированной второй гармоники [9, 10, 16–18]. Соответствующая нелинейная поляризация в электродипольном приближении, характеризующая отклик среды на такое воздействие, имеет вид

$$P_{2\omega} \propto \chi^{(3)} E_{\Omega} E_{\omega} E_{\omega},$$

где $\chi^{(3)}$ – кубическая нелинейная восприимчивость, которая не обращается в ноль в centrosymmetric среде, E_{Ω} – напряженность электрического поля ТГц-импульса, E_{ω} – напряженность электрического поля зондирующего лазерного импульса при основной частоте. Интенсивность второй гармоники $I_{2\omega}$ пропорциональна квадрату модуля напряженности электрического поля при удвоенной частоте $E_{2\omega}$, индуцированного нелинейной поляризацией $P_{2\omega}$:

$$I_{2\omega} \propto |E_{2\omega}|^2 \propto |P_{2\omega}|^2 \propto |E_{\Omega}|^2 |E_{\omega}|^4 \propto I_{\Omega} I_{\omega}^2, \quad (1)$$

где I_{Ω} – интенсивность ТГц-импульса, I_{ω} – интенсивность зондирующего лазерного импульса с основной частотой. Таким образом, интенсивность второй гармоники пропорциональна квадрату модуля напряженности электрического поля ТГц-импульса и квадрату интенсивности зондирующего лазерного импульса при основной частоте.

На рис. 2 представлены временные зависимости интенсивностей второй гармоники при воздействии на кристалл NiO узкополосными ТГц-импульсами с частотами 1 и 1.5 ТГц и соответствующие им спектры, восстановленные с помощью преобразования Фурье.

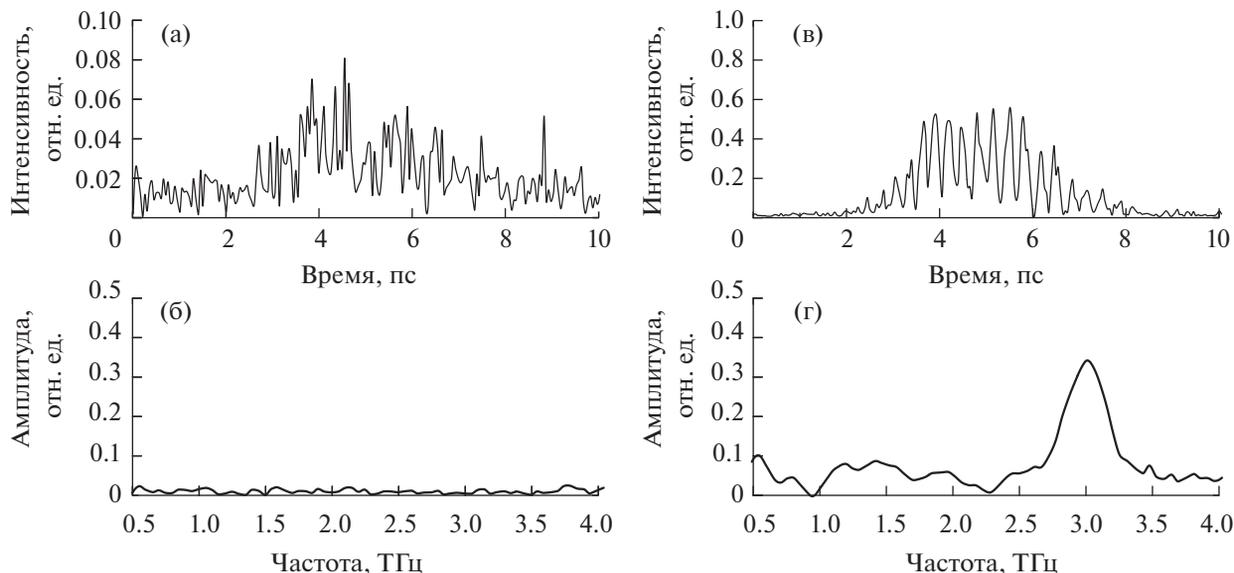


Рис. 2. Временные зависимости интенсивности второй гармоники и соответствующие им фурье-спектры при воздействии узкополосными ТГц-импульсами на NiO: (а), (б) – с частотой 1 ТГц; (в), (г) – 1.5 ТГц.

Согласно выражению (1), временная зависимость интенсивности индуцированной второй гармоники должна повторять возведенную в квадрат временную зависимость напряженности электрического поля ТГц-импульса $|E_{\Omega}|^2$ (рис. 1б). Однако такое поведение сигнала второй гармоники наблюдается только при частоте возбуждения 1.5 ТГц (рис. 2в). При этом в спектре интенсивности четко детектируется характерная полоса при удвоенной частоте возбуждения 3 ТГц (рис. 2г).

При воздействии на NiO узкополосными ТГц-импульсами с центральной частотой 1 ТГц, совпадающей с одной из частот антиферромагнитного резонанса NiO, в сигнале не наблюдается модуляции, подобной той, которая присутствует на рис. 2в. Регистрируемый сигнал второй гармоники имеет слабую интенсивность (рис. 2а), а отсутствие модуляции является следствием низкого соотношения сигнал–шум измерительного тракта. Величина отношения сигнал–шум составляла ~ 2 . При этом в спектре второй гармоники (рис. 2б) отсутствуют какие-либо характерные частоты. Из анализа экспериментальных данных можно предположить, что в NiO при частоте возбуждения, близкой к антиферромагнитному резонансу, происходит сильное затухание ТГц-поля, которое и приводит к подавлению генерации второй гармоники, в отличие от возбуждения при частоте, отстоящей от резонанса. Может сложиться впечатление, что наблюдаемое явление можно связать, например, с взаимодействием электромагнитного поля ТГц-импульса со спиновой подсистемой NiO. Ранее в работах [19–21] было показано, что при воздействии широкополосными и узкополосными ТГц-импульсами магнитное поле импульса способно резонансно индуцировать в NiO

когерентную прецессию спинов при частоте антиферромагнитного резонанса 1 ТГц. В сигнале второй оптической гармоники индуцированная спиновая прецессия может проявиться в виде осцилляций с частотой резонанса [9], а в спектре интенсивности должны присутствовать основная и удвоенная частоты: 1 и 2 ТГц. С другой стороны, интегральное по спектру пропускание по интенсивности NiO в ТГц-области, полученное экспериментально, практически не изменяется и составляет в среднем величину около 0.47 в диапазоне напряженностей электрического поля ТГц-импульса 0.5–19 МВ/см [10].

Для того чтобы разобраться в причине аномального отклика второй оптической гармоники в NiO, индуцированной ТГц-импульсами с частотой антиферромагнитного резонанса 1 ТГц, проведены дополнительные измерения спектра пропускания по интенсивности образца NiO методом ТГц-спектроскопии во временной области [22]. В данных измерениях использовались широкополосные ТГц-импульсы, генерируемые в кристалле ОН1 при оптическом выпрямлении лазерных импульсов длительностью 100 фс. Временные формы падающего и прошедшего через образец ТГц-импульсов и фурье-спектры показаны на рис. 3.

На рис. 4 приведена зависимость коэффициента пропускания NiO от частоты. Коэффициент пропускания определялся как квадрат отношения амплитудных спектров прошедшего и падающего импульсов (рис. 3б). Коэффициент пропускания NiO имеет периодическую зависимость от частоты, которая возникает за счет отражений ТГц-излучения, возникающих в образце, когда длина волны излучения сравнима с размером образца (частота воздействующих импульсов $f = 1$ ТГц, с которы-

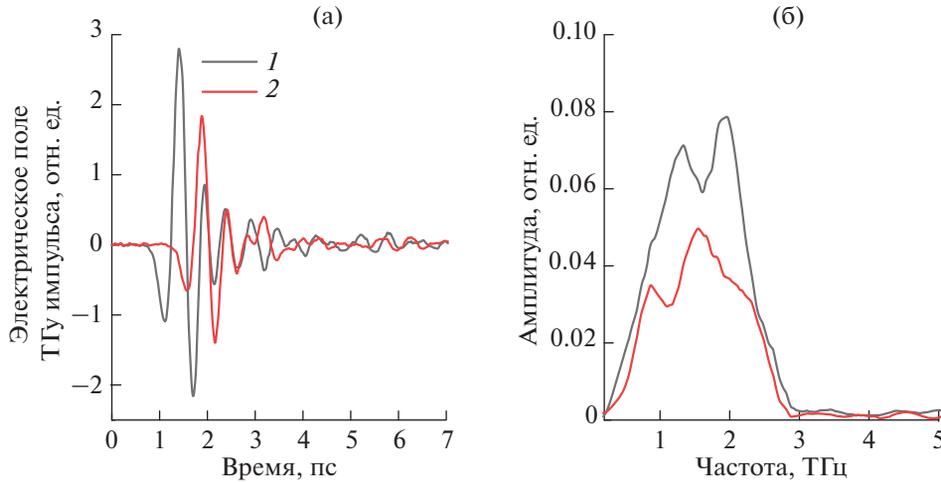


Рис. 3. Временные профили ТГц-импульсов (а); (б) – спектры: 1 – падающий импульс, 2 – прошедший импульс.

ми исследовалась генерация второй гармоники, соответствует длине волны $\lambda \approx 300$ мкм).

Возникающие отражения ТГц-импульса от границ образца приводят к интерференции прошедшего луча и отраженных лучей с убывающей амплитудой, а энергетический коэффициент пропускания в случае многолучевой интерференции определяется известным выражением [23]

$$T = \frac{(1 - R)^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\Delta\phi}{2}},$$

где $R = \left(\frac{n_\Omega - 1}{n_\Omega + 1}\right)^2$ – энергетический коэффициент отражения, $n_\Omega \approx 3.6$ – показатель преломления кристалла NiO в ТГц-диапазоне спектра [10], $\Delta\phi = 4\pi f n_\Omega d / c$ – разность фаз между соседними

отраженными лучами, d – толщина образца, c – скорость света в вакууме.

Однако, исходя из длительности широкополосного ТГц-импульса, используемого в измерениях (рис. 3а), и заявленной толщины кристалла 45 мкм, коэффициент пропускания T в основном определяется интерференцией только двух лучей. В этом случае энергетический коэффициент пропускания имеет следующий вид:

$$T = (1 - R)^2 (1 + R^2 + 2R \cos \Delta\phi). \quad (2)$$

Зависимость коэффициента пропускания от частоты ТГц-излучения, рассчитанная по выражению (2), представлена на рис. 4 (красная сплошная кривая). Результаты расчета находятся в хорошем согласии с зависимостью, полученной из экспериментальных данных. Необходимо отметить, что хорошее совпадение экстремумов расчетной кривой с экспериментальной достигнуто при использовании в расчетах кристалла толщиной $d = 52$ мкм, которая существенно отличается от паспортного значения $d = 45$ мкм. Аналогичное значение толщины кристалла получается и из измерений временной задержки между падающим и прошедшим ТГц-импульсами (рис. 3а): $d = \Delta t c / (n_\Omega - 1)$, где $\Delta t \approx 450$ фс – временная задержка между импульсами. Таким образом, толщина кристалла $d = 52$ мкм наиболее точно соответствует действительности и наилучшим образом подходит для интерпретации результатов экспериментов, чем значение, указанное производителем. Период колебаний коэффициента пропускания от частоты обратно пропорционален удвоенному оптическому пути ТГц-импульса в образце $2n_\Omega d$.

Следует отметить, что подобные интерференционные эффекты являются фундаментальной проблемой в субмиллиметровой спектроскопии, когда образцы представляют собой очень тонкие

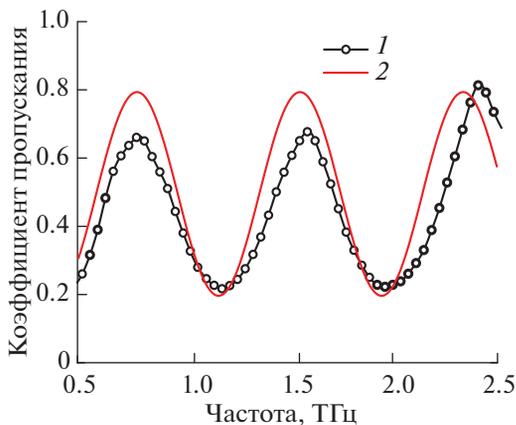


Рис. 4. Коэффициент пропускания NiO в диапазоне 0.5–2.5 ТГц, полученный методом ТГц-спектроскопии (1), и расчетный коэффициент пропускания (2), вычисленный по выражению (2).

пленки с низким коэффициентом поглощения и высоким показателем преломления. В этом случае извлечение полезных данных может стать весьма нетривиальной задачей [24].

Согласно данным экспериментов, представленным в работе [25], коэффициент поглощения в NiO при частоте антиферромагнитного резонанса 1 ТГц составляет $\sim 2.5 \text{ см}^{-1}$. Для используемого кристалла NiO изменение коэффициента пропускания за счет резонансного поглощения при частоте 1 ТГц составляет не более 2%, что меньше погрешности измерений коэффициента пропускания методом ТГц-спектроскопии, которая составила 3%. Поэтому провала при частоте 1 ТГц в коэффициенте пропускания, аналогично работе [25], обусловленного антиферромагнитным резонансом, не наблюдалось.

Согласно работе [10], генерация второй гармоники происходит в окрестности выходной поверхности образца NiO в слое толщиной $\sim 3 \text{ мкм}$. Структура поля внутри образца на любом расстоянии от его границы существенно отличается от структуры поля, вышедшего из образца, поскольку вне образца — это поле бегущей, свободно распространяющейся волны, а в образце — поле, претерпевающее многократные отражения от границ образца, т.е. волны, распространяющиеся во встречных направлениях. При этом напряженности поля вблизи границы, вне и внутри образца (на расстояниях от границы много меньше длины волны излучения, $3 \text{ мкм} \ll \lambda \sim 100 \text{ мкм}$) совпадают с хорошей точностью в силу непрерывности напряженности электрического поля и ее производной (при нормальном падении излучения). Амплитуда поля на задней границе образца E_{Ω}^t определяется амплитудным коэффициентом пропускания через образец

$$E_{\Omega}^t = E_{\Omega}^0 t, \quad (3)$$

где E_{Ω}^0 — падающее поле на образец; t — амплитудный коэффициент пропускания, зависящий от частоты ТГц-импульса. Тогда, согласно выражениям (1), (3), интенсивность второй гармоники, индуцированной ТГц-импульсом, определяется как:

$$I_{2\omega} \propto |E_{\Omega}^t|^2 \propto |E_{\Omega}^0 t|^2 \propto |E_{\Omega}^0|^2 T. \quad (4)$$

Таким образом, интенсивность второй гармоники зависит не только от напряженности ТГц-поля, падающего на образец, но и от коэффициента пропускания T , который зависит от частоты ТГц-излучения вследствие отражений ТГц-импульса в тонком образце. При этом средний коэффициент пропускания в диапазоне частот 0.5–2.5 ТГц для кристалла NiO составляет величину 0.45 (рис. 4), что хорошо коррелирует с предыдущими измерениями [10].

Используя выражение (4), можно оценить отношение значений пиковых интенсивностей второй

оптической гармоники, индуцированной узкополосными ТГц-импульсами с частотами 1.5 и 1 ТГц:

$$\frac{I_{1.5}^{2\omega}}{I_{1.0}^{2\omega}} \propto \frac{|E_{1.5}^0|^2 T(1.5)}{|E_{1.0}^0|^2 T(1.0)},$$

где $T(1.5)$, $T(1.0)$ — измеренные энергетические коэффициенты пропускания при частотах 1.5 и 1 ТГц (рис. 4); $E_{1.5}^0$, $E_{1.0}^0$ — максимальные напряженности электрического поля падающего ТГц-импульса при частотах 1.5, 1 ТГц (в МВ/см). Подставляя числовые значения, получаем расчетную оценку отношения интенсивностей второй гармоники:

$$\frac{I_{1.5}^{2\omega}}{I_{1.0}^{2\omega}} \propto \frac{|1.9|^2 \times 0.65}{|1.2|^2 \times 0.29} \approx 5.6.$$

Из-за малого отношения сигнал—шум на рис. 2а определить точное отношение интенсивностей второй гармоники при воздействии узкополосными ТГц-импульсами с частотами 1 и 1.5 ТГц, которое следует из измерений (рис. 2а, 2в), не представляется возможным. В данном случае можно говорить лишь об оценке отношения интенсивностей второй гармоники, которую можно получить, сравнив плотности энергии (интегральный выход) второй гармоники. Интегральный выход определялся численным интегрированием временных зависимостей интенсивностей второй гармоники в интервале $\Delta t = 0\text{--}10 \text{ пс}$ (рис. 2а, 2в). Интегральный выход второй гармоники для ТГц-импульсов с частотой 1.5 ТГц (рис. 2в) примерно в 6 раз больше, чем интегральный выход второй гармоники, индуцированной импульсами с частотой 1 ТГц (рис. 2а).

Расчетная оценка отношения интенсивностей второй гармоники хорошо согласуется с оценкой отношения интегральных выходов второй гармоники, полученной из экспериментальных данных.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены экспериментальные исследования генерации второй оптической гармоники на длине волны 620 нм, индуцированной узкополосными ТГц-импульсами с напряженностью электрического поля порядка 1 МВ/см, в центросимметричном антиферромагнетике NiO. Показано, что при воздействии ТГц-импульсами с центральной частотой 1 ТГц, которая соответствует частоте антиферромагнитного резонанса в NiO, интенсивность второй гармоники значительно меньше, чем выход второй гармоники, индуцированной импульсами с частотой 1.5 ТГц, отстоящей от резонанса. Наблюдаемое подавление генерации второй гармоники определяется особенностями распространения узкополосных ТГц-импульсов в тонком образце и обусловлено многолучевой интерференцией. Полученные результаты подчеркивают необходимость учета эффектов распространения ТГц-импульсов

при анализе и интерпретации результатов в подобных экспериментах.

Эксперименты проводились на уникальной тераваттной хром-форстеритовой лазерной системе (УНУ “ЛТФК”) в центре коллективного пользования “Лазерный фемтосекундный комплекс” ОИВТ РАН. Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект “Физика высоких плотностей энергии”) и при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (госзадание № 075-01129-23-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баранова И.М., Долгова Т.В., Колмычек И.А., Майдыковский А.И., Мишина Е.Д., Мурзина Т.В., Федянин А.А. Генерация оптической второй гармоники: роль симметрии и локальных резонансов (обзор) // Квантовая электроника. 2022. Т. 52. № 5. С. 407.
2. Fiebig M., Pavlov V.V., Pisarev R.V. Second-harmonic Generation as a Tool for Studying Electronic and Magnetic Structures of Crystals: Review // J. Opt. Soc. Am. B. 2005. V. 22. P. 96.
3. Cornet M., Degert J., Abraham E., Freysz E. Terahertz-field-induced Second Harmonic Generation Through Pockels Effect in Zinc Telluride Crystal // Opt. Lett. 2014. V. 39. P. 5921.
4. Kirilyuk A., Rasing T. Magnetization-induced-second-harmonic Generation from Surfaces and Interfaces // J. Opt. Soc. Am. B. 2005. V. 22. P. 148.
5. Grishunin K.A., Ilyin N.A., Sherstyuk N.E., Mishina E.D., Kimel A., Mukhortov V.M., Ovchinnikov A.V., Chefonov O.V., Agranat M.B. THz Electric Field-induced Second Harmonic Generation in Inorganic Ferroelectric // Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 687.
6. Бодров С.Б., Корытин А.И., Сергеев Ю.А., Степанов А.Н. Генерация второй гармоники оптического излучения в кристаллах типа цинковой обманки при комбинированном воздействии фемтосекундного оптического и сильного терагерцевого полей // Квантовая электроника. 2020. Т. 50. № 5. С. 496.
7. Chefonov O.V., Ovchinnikov A.V., Sitnikov D.S., Agranat M.B. Focal Spot Imaging of Terahertz Subpicosecond Pulse by THz-field-induced Optical Second Harmonic Generation // High Temp. 2019. V. 57. № 1. P. 137.
8. Bodrov S.B., Stepanov A.N., Burova E.A., Sergeev Yu.A., Korytin A.I., Vakunov M.I. Terahertz-field-induced Second Harmonic Generation for Nonlinear Optical Detection of Interfaces Buried in Transparent Materials // Appl. Phys. Lett. 2021. V. 119. P. 221109.
9. Ovchinnikov A.V., Chefonov O.V., Agranat M.B., Grishunin K.A., Ilyin N.A., Pisarev R.V., Kimel A.V., Kalaushnikova A.M. Генерация второй оптической гармоники под действием пикосекундных терагерцевых импульсов в centrosymmetric антиферромагнетике NiO // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 104. № 7. С. 467.
10. Чефонов О.В., Овчинников А.В., Агранат М.Б. Исследование генерации второй оптической гармоники в антиферромагнетике NiO, индуцированной терагерцевыми импульсами // Квантовая электроника. 2022. Т. 52. № 3. С. 269.
11. Агранат М.Б., Ашитков С.И., Иванов А.А., Конященко А.В., Овчинников А.В., Фортвов В.Е. Тераваттная фемтосекундная лазерная система на хром-форстерите // Квантовая электроника. 2004. Т. 34. № 6. С. 506.
12. Vicario C., Jazbinsek M., Ovchinnikov A., Chefonov O., Ashitkov S., Agranat M., Hauri C. High Efficiency THz Generation in DSTMS, DAST and OH1 Pumped by Cr: Forsterite Laser // Opt. Exp. 2015. V. 23. P. 4573.
13. Ovchinnikov A.V., Chefonov O.V., Agranat M.B., Fortov V.E., Jazbinsek M., Hauri C.P. Generation of Strong-field Spectrally Tunable Terahertz Pulses // Opt. Exp. 2020. V. 28. P. 33921.
14. Чефонов О.В., Овчинников А.В., Агранат М.Б. Электрооптический эффект в кремнии, наведенный импульсом терагерцевого излучения // ТВТ. 2021. Т. 59. № 6. С. 844.
15. Шен И.П. Принципы нелинейной оптики. М.: Наука, 1989. 560 с.
16. Ovchinnikov A.V., Chefonov O.V., Mishina E.D., Agranat M.B. Second Harmonic Generation in the Bulk of Silicon Induced by an Electric Field of a High Power Terahertz Pulse // Sci. Rep. 2019. V. 9. P. 9753.
17. Овчинников А.В., Чефонов О.В., Агранат М.Б. Генерация второй оптической гармоники в кремнии при воздействии терагерцевого импульса с высокой напряженностью электрического поля // ТВТ. 2022. Т. 60. № 5. С. 666.
18. Grishunin K.A., Ilyin N.A., Sherstyuk N.E., Mishina E.D., Kimel A., Mukhortov V.M., Ovchinnikov A.V., Chefonov O.V., Agranat M.B. THz Electric Field-induced Second Harmonic Generation in Inorganic Ferroelectric // Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 687.
19. Kampfrath T., Sell A., Klatt G., Pashkin A., Mahrlein S., Dekorsy T., Wolf M., Fiebig M., Leitenstorfer A., Huber R. Coherent Terahertz Control of Antiferromagnetic Spin Waves // Nat. Photonics. 2011. V. 5. P. 31.
20. Baiert S., Mentink J.H., Hohenleutner M., Braun L., Do T.-M., Lange C., Sell A., Fiebig M., Woltersdorf G., Kampfrath T., Huber R. Terahertz-driven Nonlinear Spin Response of Antiferromagnetic Nickel Oxide // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 117. P. 197201.
21. Chefonov O.V., Ovchinnikov A.V., Hauri C.P., Agranat M.B. Broadband and Narrowband Laser-based Terahertz Source and Its Application for Resonant and Non-resonant Excitation of Antiferromagnetic Modes in NiO // Opt. Exp. 2019. V. 27. P. 27273.
22. Агранат М.Б., Ильина И.В., Ситников Д.С. Применение терагерцевой спектроскопии для дистанционного экспресс-анализа газов // ТВТ. 2017. Т. 55. № 6. С. 759.
23. Розенберг Г.В. Многолучевая интерферометрия и интерференционные светофильтры. II // УФН. 1952. Т. XLVII. № 2. С. 173.
24. Герасимов В.В., Князев Б.А., Рудык П.Д., Черкасский В.С. Френелевское отражение в оптических элементах и детекторах для терагерцевого диапазона // ПТЭ. 2007. № 4. С. 103.
25. Kohmoto T., Moriyasu T., Wakabayashi S., Jinn H., Takahara M., Kakita K. Observation of Ultrafast Magnon Dynamics in Antiferromagnetic Nickel Oxide by Optical Pump-probe and Terahertz Time-domain Spectroscopies // J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves. 2018. V. 39. P. 77.