Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 11, с. 884 – 891

Влияние терагерцевого поля на процессы генерации гармоник низкого и высокого порядков фемтосекундным лазерным излучением в газовой среде

П. А. Шулындин, Б. В. Румянцев, Е. А. Мигаль, А. В. Пушкин, Ф. В. Потёмкин[1)]

Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 апреля 2025 г.
После переработки 1 мая 2025 г.
Принята к публикации 1 мая 2025 г.

В данной работе экспериментально исследовано влияние сильного (до 7.5 МВ/см) терагерцевого поля на процессы генерации гармоник низкого (2–5 эВ) и высокого (55–83 эВ) порядков излучения ближнего ИК-диапазона с длиной волны 1.24 мкм при его воздействии на струю аргона. Показано, что квазипостоянное на временном масштабе осцилляций ИК-поля терагерцевое поле приводит к появлению четных гармоник как низкого, так и высокого порядков, что в первом случае обуславливается нарушением пространственной симметрии атомного потенциала, а во втором – ТГц-индуцированным изменением симметрии временной формы ИК-поля. Экспериментально установлено, что добавление ТГц-поля приводит к одновременной модуляции интенсивности как четных, так и нечетных гармоник высокого порядка, в то время как изменение интенсивности гармоник низкого порядка наблюдается лишь для четных компонент. Четные гармоники низкого и высокого порядка (2-я и 70-я гармоники, соответственно) демонстрируют разную степенную зависимость от ТГц-поля с ростом энергии ИК-импульса, что обусловлено появлением дополнительного излучения на частоте 2-й гармоники в условиях формирования лазерно-индуцированной плазмы.

DOI: 10.31857/S0370274X25060054, EDN: WUSTST

Введение. Современные исследования в области генерации гармоник низкого (ГНП) и высокого (ГВП) порядков направлены на повышение эффективности генерации [1, 2], расширение спектрального диапазона в сторону более высоких энергий фотонов [3], управление фазовым спектром генерируемого излучения для получения более коротких аттосекундных импульсов [4] и генерацию четных гармоник в изотропных средах [5–7]. Одним из перспективных подходов для решения этих исследовательских задач является использование двухцветного лазерного поля, состоящего из фемтосекундного излучения ближнего ИК-диапазона и сильного терагерцевого (ТГц) поля [6, 8]. В силу того, что длина волны ТГц-излучения примерно на 2 порядка больше длины волны, соответствующей ближнему ИК-диапазону, а ширина спектрального плато ГВП $\propto \lambda^2$ [9], то добавление к ИК-полю квазипостоянного на масштабе его осцилляций ТГц-поля может приводить к расширению спектра гармоник в сторону больших энергий фотонов при генерации ГВП в газовых средах, в которых в силу малой концентрации атомов по сравнению с конденсированными средами поглощение в экстремальном ультрафиолетовом (ЭУФ) и мягком рентгеновском диапазонах мало. Однако, как было теоретически показано в работах [6, 10], пиковая напряженность ТГц-поля, требуемая для увеличения частоты отсечки в спектре ГВП, должна быть достаточно высокой и составлять ~ 100 МВ/см, что является сложной экспериментальной задачей в силу отсутствия компактных и доступных источников генерации мощного ТГц-излучения. В то же время органические кристаллы DAST, BNA, DSTMS, OH1 могут быть использованы для эффективной (на уровне 2 %) генерации мощного ТГц-излучения с напряженностями поля порядка 1–10 МВ/см при их накачке излучением лазерной системы на кристалле Cr:Forsterite (1.24 мкм) [11, 12], что позволяет осуществлять генерацию гармоник не только нечетных, но и четных порядков при двухцветном воздействии ИК- и ТГц-полей на изотропные газовые среды.

Несмотря на существование экспериментальных работ по генерации 2-й гармоники в газах в присутствии ТГц-поля [13, 14], исследование процесса генерации ГВП в двухцветном поле ИК- и ТГц-импульсов долгое время носило лишь теоретический характер [10, 15, 16]. В нашей предыдущей работе [6]

[1)]e-mail: potemkin@physics.msu.ru

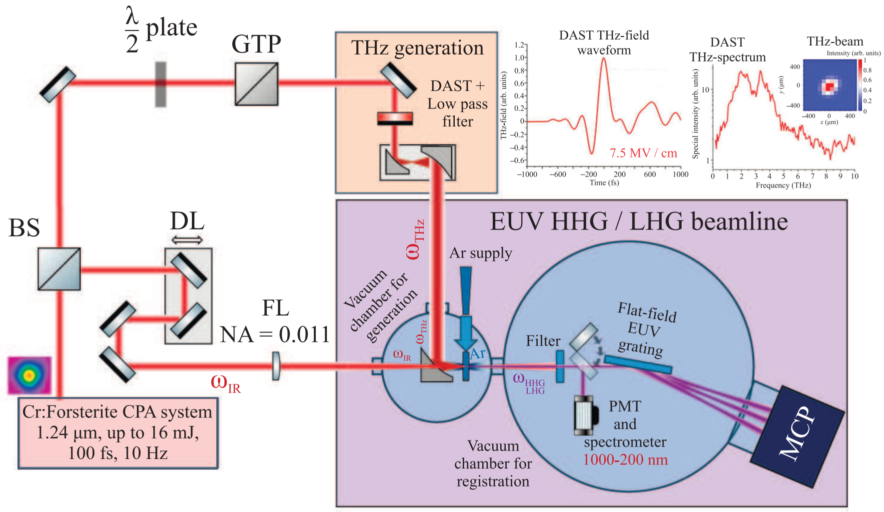

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки. BS – светоделитель; DL – линия задержки; FL – фокусирующая линза; GTP – призма Глана–Тейлора; PMT – фотоэлектронный умножитель (ФЭУ); MCP – микроканальная пластина

была экспериментально реализована генерация ГВП в присутствии сильного (до 7.5 МВ/см) ТГц-поля. В рамках текущей работы представлен сравнительный анализ механизмов влияния ТГц-поля на процессы ГНП и ГВП излучения ближнего ИК-диапазона (1.24 мкм) в изотропной газовой среде (Ar).

Экспериментальная установка. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. В качестве источника излучения использовалась лазерная система на кристалле Cr:Forsterite (центральная длина волны 1.24 мкм, длительность импульса 100 фс по уровню FWHM интенсивности, частота следования – 10 Гц, энергия – до 16 мДж), излучение которой делится на 2 канала при помощи светоделителя (BS). Излучение в первом канале использовалось для генерации ТГц-излучения (диапазон частот – 0.1–5 ТГц (см. вставку на рис. 1), длительность импульса 550 фс по уровню FWHM интенсивности, пиковое поле – до 7.5 МВ/см, диаметр пучка в перетяжке – 425 мкм по уровню $1/e^2$ (см. вставку на рис. 1)) в органическом кристалле DAST [11] (толщина 0.5 мм, диаметр апертуры 10 мм). Пиковая напряженность ТГц-поля была оценена исходя из измеренной с помощью метода электрооптического детектирования (ЭОД) [17] временной формы ТГц-импульса (см. вставку на рис. 1), а также измеренного с помощью пироэлектрической матрицы распределения интенсивности ТГц-импульса в перетяжке (см. вставку на рис. 1). Для плавного изменения энергии ТГц-импульса за счет изменения энергии накачки кристалла использовалась сборка из полуволновой пластинки ($\lambda/2$ plate) и призмы Глана–Тейлора (GTP), установленная перед кристаллом DAST и позволяющая сохранять поляризацию ТГц-излучения параллельной поляризации ИК-поля. Излучение во втором канале использовалось для генерации ГНП и ГВП, для чего оно при помощи линзы (FL) фокусировалось на мишень, представляющую из себя ячейку с газом (Ar), помещенную в вакуумную камеру генерации. ТГц-излучение фокусировалось на мишень при помощи параболического зеркала. Подача газа была синхронизована с временем прихода лазерных импульсов. Откачка воздуха из камеры генерации позволила исключить влияние нелинейных процессов распространения на пространственно-временную форму ИК-импульса и достичь в области перетяжки пиковой интенсивности ИК-импульса на уровне 10^{14} Вт/см^2 (соответствующая пиковая напряженность электрического поля импульса ~ 300 МВ/см), что подтверждается измеренной частотой отсечки (69 эВ) в спектре ГВП (рис. 2). Для подавления излучения накачки и сгенерированной несинхронной второй гармоники, прошедших через кристалл DAST, в ТГц-тракт был установлен фильтр низких частот (Tydex LPF 23.4). При регистрации сигнала ГВП в камеру регистрации был установлен фильтр, представляющий собой тонкую фольгу из Ti и использующийся для подавления излучения на длине волны 1.24 мкм, прошедшего через камеру генерации. Камера регистрации представляет собой вакуумный спектрометр ЭУФ и мягкого рентгеновского диапазона (5–25 нм) [2, 8]. С помощью выдвижного зеркала, установленного после фильтра, излучение либо заводилось в волокно спектрометра или апертуру

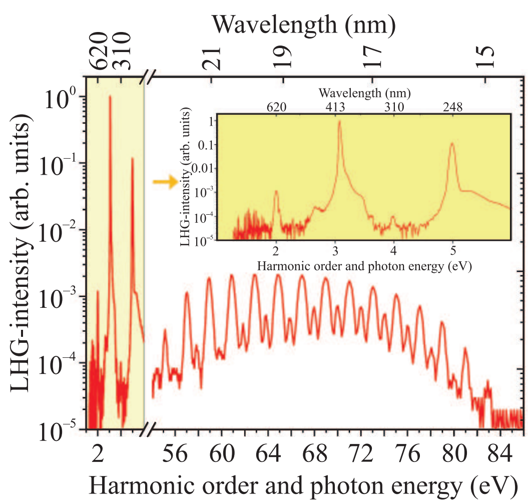

Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектр ГНП и ГВП в присутствии ТГц-поля с пиковой напряженностью 7.5 МВ/см. Энергия фотона совпадает с номером гармоники, поскольку длина волны 1.24 мкм соответствует энергии фотона 1 эВ

ФЭУ для измерения спектра и сигнала ГНП соответственно, либо, пройдя через дифракционную решетку, попадало на микроканальную пластину (MCP) с люминофорным экраном, регистрация сигнала с которого осуществлялась с помощью системы визуализации на основе ПЗС-матрицы.

Результаты и обсуждение. В рамках проведенных экспериментов была реализована генерация гармоник низкого (2–5 эВ) и высокого (55–83 эВ) порядков при воздействии фемтосекундного лазерного излучения с длиной волны 1.24 мкм на газовую струю аргона в присутствии ТГц-поля с пиковой напряженностью до 7.5 МВ/см и поляризацией, параллельной ИК-полю (рис. 2). Излучение гармоник в диапазоне энергий от 5 эВ до 55 эВ также присутствует, однако в текущей схеме диагностики не регистрировалось. Крайний номер гармоники на плато (69 эВ) позволяет получить оценку достигаемой пиковой напряженности поля лазерного импульса на аргоновой мишени в 300 МВ/см. Соответствующее отношение пиковых напряженностей ТГц- и ИК-полей составляет ~ 0.025. Как свидетельствует рис. 2, добавление ТГц-поля приводит к появлению четных гармоник в спектре генерируемого излучения, причем как в случае ГНП, так и в случае ГВП. Для описания данного эффекта следует рассмотреть механизмы генерации ГНП и ГВП.

Так, появление ГНП обусловлено нелинейным откликом связанного электрона на лазерное поле, который можно описать в рамках модели ангармонического осциллятора, соответствующего электронному потенциалу в атоме [19]. Для изотропной среды этот потенциал симметричен относительно равновесного положения электрона, что приводит к равенству нулю всех коэффициентов нелинейной восприимчивости четных порядков и запрету генерации четных гармоник в центросимметричных средах в рамках электродипольного приближения. Однако добавление ТГц-поля E_{THz}, имеющего квазипостоянную напряженность на масштабах длительности периода ИК-поля, приводит к нарушению пространственной симметрии атомного потенциала и появлению эффективных восприимчивостей четного порядка:

$$\chi_{\mathrm{eff}}^{(2n)} = \chi^{(2n+1)} E_{\mathrm{THz}}, \qquad (1)$$

где $\chi^{(2n+1)}$ – нелинейная восприимчивость $(2n+1)$-го порядка. Появление эффективных восприимчивостей $\chi_{\mathrm{eff}}^{(2n)}$ в присутствии ТГц-поля и обеспечивает генерацию четных ГНП.

В свою очередь процесс генерации ГВП может быть описан полуклассически [20] в рамках трехступенчатой модели отклика свободного электрона. Интерференция аттосекундных импульсов, генерируемых на каждом полуцикле одноцветного ИК-поля, приводит к формированию нечетных и подавлению четных компонент в спектре ГВП [6]. Однако добавление ТГц-поля нарушает симметрию временной формы ИК-поля, что приводит к изменению моментов рекомбинации электрона с родительским ионом и появлению дополнительной фазовой задержки между интерферирующими волнами, генерирующимися на каждом полуцикле ИК-поля. Так же, как и в случае ГНП, в эксперименте это приводит к генерации четных ГВП (рис. 2). Таким образом, если в случае ГНП появление четных гармоник является следствием ТГц-индуцированного нарушения пространственной симметрии потенциала связанного электрона в атоме, то в случае ГВП этот эффект вызван нарушением симметрии временной формы ИК-поля, приводящим к изменению условий интерференции аттосекундных импульсов.

Как свидетельствует экспериментальный спектр на рис. 2, интенсивность четных ГНП существенно ниже, чем интенсивность соседних нечетных ГНП, и значительно спадает с ростом номеров гармоник, в то время как для ГВП эта закономерность нарушается. Объяснить данное различие можно следующим образом. Поскольку процесс генерации ГНП происходит за счет нелинейного отклика связанного электрона на внешнее поле, то генерацию четных ГНП с номером $2n$ и нечетных ГНП с номером $2n+1$ в двухцветном поле ИК- и ТГц-импульсов можно описать феноменологически как нелинейный процесс $(2n+1)$-го порядка:

$$\begin{cases} E_{2n\cdot\omega} \propto \chi^{(2n+1)} E_{\omega}^{2n} \cdot E_{\mathrm{THz}}, & n = 1, 2, \ldots \\ E_{(2n+1)\cdot\omega} \propto \chi^{(2n+1)} E_{\omega}^{2n+1}, & n = 1, 2, \ldots \end{cases} \tag{2}$$

Нелинейный процесс при $n = 1$, описываемый первым выражением в (2), является процессом четырехволнового смешения (ЧВС): $2\omega = \omega + \omega \pm \Omega_{\mathrm{THz}}$ и отвечает за генерация 2-й гармоники $E_{2\omega}^{\mathrm{sig}}$ в присутствии ТГц-поля. Здесь ω – циклическая частота ИК-поля, Ω_{THz} – циклическая частота ТГц-поля. Из выражений (2) следует, что отношение интенсивности $I_{2n\cdot\omega}$ гармоники с номером $2n$ к интенсивности $I_{(2n+1)\cdot\omega}$ гармоники с номером $2n+1$ определяется отношением квадратов напряженностей ТГц- и ИК-поля:

$$\frac{I_{2n\cdot\omega}}{I_{(2n+1)\cdot\omega}} = \left(\frac{E_{2n\cdot\omega}}{E_{(2n+1)\cdot\omega}}\right)^2 = \left(\frac{E_{\mathrm{THz}}}{E_{\omega}}\right)^2 \approx \approx 0.6 \cdot 10^{-3}, \tag{3}$$

что подтверждается в эксперименте (рис. 2), поскольку интенсивность четных ГНП (2-й и 4-й) приблизительно на 3 порядка меньше интенсивности соседних нечетных ГНП (3-й и 5-й соответственно). Для ГВП данная пропорциональность не соблюдается, поскольку влияние ТГц-поля на процесс генерации ГВП описывается в рамках интерференционной модели [6] и его нельзя рассматривать по аналогии с (2). Кроме того, за счет изменения условий интерференции аттосекундных импульсов под действием ТГц-поля в эксперименте наблюдается его влияние и на нечетные ГВП (синяя кривая на рис. 3b), в то время как влияния ТГц-поля на нечетные ГНП обнаружено не было (синяя кривая на рис. 3a). Данный экспериментальный результат объясняется меньшей эффективностью тех нелинейных процессов, в которых ТГц-поле влияет на интенсивность нечетных ГНП (3-й и 5-й), по сравнению с процессами, обуславливающими генерацию четных ГНП (2-й и 4-й) в присутствии ТГц-поля. Среди них можно выделить каскадные нелинейные процессы и процессы, происходящие за счет нелинейного отклика 5-го и более высоких порядков.

Как свидетельствует рис. 3a, влияние ТГц-излучения на процесс генерации четных ГНП определяется мгновенным значением напряженности ТГц-поля. Согласно феноменологическому описанию (2) для ГНП и интерференционной модели [6] для ГВП, зависимость интенсивности четных гармоник от величины напряженности ТГц-поля должна иметь квадратичный характер. В рамках проведенных экспериментов данная пропорциональность подтверждается для ГВП (рис. 4b), однако нарушается для ГНП (рис. 4a) при достаточно высоких интенсивностях ИК-излучения ($\sim 10^{14}$ Вт/см^2 в нашем эксперименте). А именно, как свидетельствует рис. 4a, увеличение энергии ИК-импульса от 0.175 до 3.5 мДж приводит к изменению степени пропорциональности энергии 2-й гармоники пиковому значению ТГц-поля от 2-й до 1-й, что не объясняется

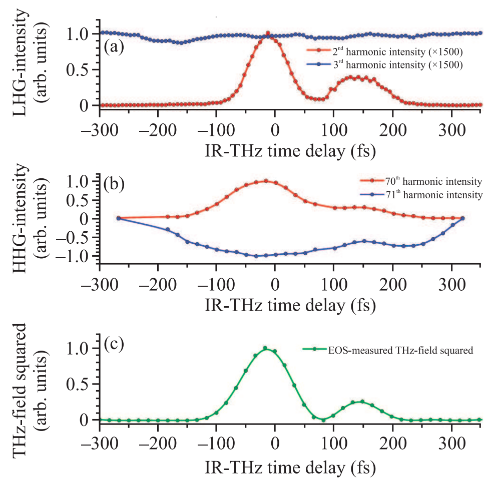

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость интенсивности гармоник низкого (a) и высокого (b) порядка от временной задержки между ИК- и ТГц-импульсами в сравнении с квадратом временной формы ТГц-поля (c), измеренной методом ЭОД [17]

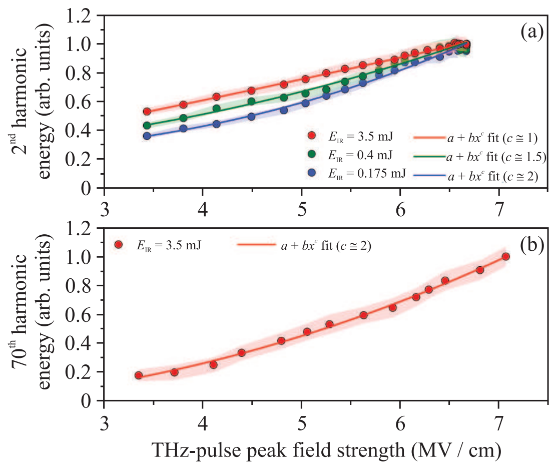

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость энергии 2-й гармоники от пиковой напряженности ТГц-поля при трех различных энергиях ИК-импульса (0.175, 0.4, 3.5 мДж). (b) – Зависимости энергии 70-й гармоники от пиковой напряженности ТГц-поля при энергии ИК-импульса 3.5 мДж. При 0.175 мДж люминесценция плазмы не наблюдалась, при 3.5 мДж – наблюдалась

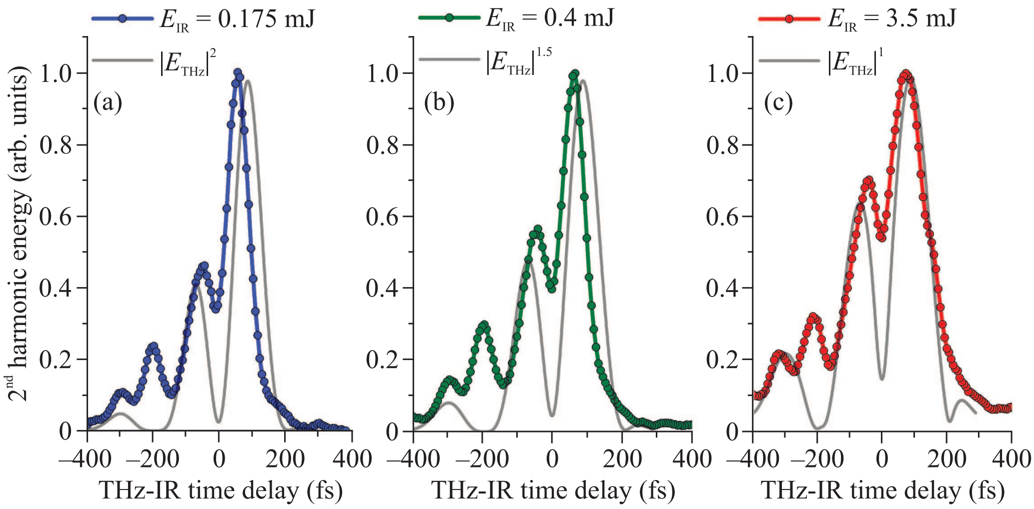

Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимости временной формы сигнала 2-й гармоники от энергии ИК-импульса: (a) – 0.175 мДж; (b) – 0.4 мДж; (c) – 3.5 мДж. Сплошной серой кривой на графиках (a)–(c) показан модуль временной формы ТГц-поля (ЭОД), возведенный в степень: (a) – 2; (b) – 1.5; (c) – 1

зависимостью, следующей из соотношений (2) для процесса ЧВС:

$$I_{2\omega}^{\mathrm{sig}} \propto (\chi^{(3)} I_\omega)^2 E_{\mathrm{THz}}^2, \quad (4)$$

где I_ω и $I_{2\omega}^{\mathrm{sig}}$ – интенсивности ИК-импульса и его 2-й гармоники, соответственно. Переход же к линейной зависимости энергии 2-й гармоники от ТГц-поля объясняется наличием дополнительного излучения на частоте 2-й гармоники, вклад которого растет с увеличением энергии ИК-импульса, что следует из рис. 4a. Данный переход наблюдался, например, в работе [13], где пропорциональность энергии 2-й гармоники 1-ой степени напряженности ТГц-поля была вызвана появлением линейного по ТГц-полю слагаемого при увеличении энергии ИК-импульса:

$$I_{2\omega} \propto 2\chi^{(3)} I_\omega E_{\mathrm{THz}} E_{2\omega}^{\mathrm{LO}} \cos(\Delta\phi), \quad (5)$$

где $\Delta\phi$ – разница фаз между $E_{2\omega}^{\mathrm{sig}}$ и $E_{2\omega}^{\mathrm{LO}}$, не обусловленная влиянием ТГц-поля. Данное слагаемое вызвано интерференцией волны на частоте 2-й гармоники $E_{2\omega}^{\mathrm{sig}}$, генерируемой в процессе ТГц-индуцированного ЧВС, и волны на частоте 2-й гармоники $E_{2\omega}^{\mathrm{LO}}$, формируемой за счет части уширенного вследствие эффекта фазовой самомодуляции (ФСМ) спектра ИК-излучения на частоте 2-й гармоники. Интерференция данных волн при $\Delta\phi = \mathrm{const}$ приводила к формированию временной зависимости сигнала 2-й гармоники, отражающей наличие положительных и отрицательных полуциклов ТГц-поля (двухполярной формы) на фоне постоянного уровня интенсивности $I_{2\omega}^{\mathrm{LO}}$:

$$I_{2\omega}(t) \propto 2\chi^{(3)} I_\omega E_{2\omega}^{\mathrm{LO}} \cos(\Delta\phi) \cdot E_{\mathrm{THz}}(t) + I_{2\omega}^{\mathrm{LO}}, \quad (6)$$

где $I_{2\omega}^{\mathrm{LO}}$ – интенсивность компоненты $E_{2\omega}^{\mathrm{LO}}$. Однако в отличие от работы [13] в проведенном эксперименте не наблюдалось ни октавного уширения спектра ИК-импульса, ни формирования двухполярной формы сигнала при высокой энергии ИК-импульса (3.5 мДж). А именно, как свидетельствуют графики на рис. 5a–c, с ростом энергии ИК-импульса временная форма сигнала 2-й гармоники, полученная при изменении временной задержки между ИК- и ТГц-импульсами, остается однополярной, но при этом значительно меняется соотношение между ее двумя главными максимумами, соответствующими максимумам двух основных полуциклов ТГц-поля (рис. 1, вставка). Данный эффект связан с переходом от квадратичной к линейной зависимости энергии 2-й гармоники от ТГц-поля при увеличении энергии ИК-импульса, что выявляется на основе сравнения полученных кривых с модулем временной формы ТГц-поля (ЭОД) $|E_{\mathrm{THz}}|$, возведенным в степени 2, 1.5 и 1 для энергий ИК-импульса 0.175, 0.4 и 3.5 мДж (рис. 5a–c) соответственно.

Переход к линейной зависимости энергии 2-й гармоники от величины напряженности ТГц-поля (рис. 4a) с сохранением однополярной формы сигнала при увеличении интенсивности основного генерирующего излучения (рис. 5) феноменологически объясняется добавлением дополнительной волны на частоте 2-й гармоники, фаза которой определяется ТГц-полем, а амплитуда – интенсивностью основного излучения:

$$I_{2\omega}(t) \propto (E_{2\omega}^{\mathrm{sig}}(t) + E_{2\omega}^{\mathrm{add}}(I_\omega) \cdot \cos(\Omega_{\mathrm{THz}} t))^2, \quad (7)$$

где $E_{2\omega}^{\rm add}(I_\omega)$ – амплитуда дополнительной волны 2-й гармоники, пропорциональная интенсивности основного излучения I_ω и формируемая по механизму, отличному от ЧВС. Наличие такого излучения на частоте 2-й гармоники приводит к появлению дополнительного слагаемого в выражении для полной интенсивности 2-й гармоники, которое описывает конструктивную интерференцию волн $E_{2\omega}^{\rm sig}$ и $E_{2\omega}^{\rm add}$:

$$I_{2\omega}(t) \propto I_{2\omega}^{\rm sig}(t) + 2E_{2\omega}^{\rm sig}(t)E_{2\omega}^{\rm add}(I_\omega)\cdot\cos(\Omega_{\rm THz}t) + \\ + \left(E_{2\omega}^{\rm add}(I_\omega)\cdot\cos(\Omega_{\rm THz}t)\right)^2. \quad (8)$$

Тогда, учитывая, что

$$E_{2\omega}^{\rm sig}(t) \propto \chi^{(3)} I_\omega E_{\rm THz}(t) = \\ = \chi^{(3)} I_\omega \cdot E_{\Omega_{\rm THz}}(t)\cos(\Omega_{\rm THz}t) \quad (9)$$

где $E_{\Omega_{\rm THz}}(t)$ – огибающая ТГц-поля, выражение (8) может быть записано в виде:

$$I_{2\omega}(t) \propto I_{2\omega}^{\rm sig}(t) + \left(2\chi^{(3)} I_\omega E_{\Omega_{\rm THz}}(t) + E_{2\omega}^{\rm add}(I_\omega)\right) \times \\ \times E_{2\omega}^{\rm add}(I_\omega)\cos^2(\Omega_{\rm THz}t). \quad (10)$$

Повышение интенсивности ИК-излучения I_ω приводит к тому, что основной вклад в сигнал 2-й гармоники $I_{2\omega}$ будет оказывать второе слагаемое в выражении (10), которое линейно пропорционально пиковой напряженности ТГц-поля и имеет однополярную временную форму за счет множителя $\cos^2(\Omega_{\rm THz}t)$.

Появление дополнительной волны $E_{2\omega}^{\rm add}$ на частоте 2-й гармоники в эксперименте может объясняться генерацией 2-й гармоники в лазерно-индуцированной плазме, которая наблюдалась в проведенном эксперименте в отсутствие ТГц-поля при энергии ИК-импульса 3.5 мДж (рис. 6a). Поскольку амплитуда данной 2-й гармоники пропорциональна концентрации электронов плазмы [21], то ее вклад в регистрируемый сигнал наблюдается лишь при высоких интенсивностях основного генерирующего импульса I_ω, вносящего основной вклад в формирование плазмы, что обуславливает зависимость $E_{2\omega}^{\rm add}(I_\omega)$ в выражении (7). При этом используемое в эксперименте длинноволновое ТГц-поле с высокой напряженностью также приводит к увеличению концентрации электронов плазмы за счет дополнительного процесса лавинной ионизации, что проявлялось в эксперименте в виде увеличения интенсивности линий люминесценции плазмы аргона (рис. 6b). Момент повышения концентрации лазерно-индуцированной плазмы за счет лавинной ионизации в ТГц-поле определяет фазу 2-й гармоники $E_{2\omega}^{\rm add}$, генерируемой в плазме, что обуславливает наличие множителя $\cos(\Omega_{\rm THz}t)$

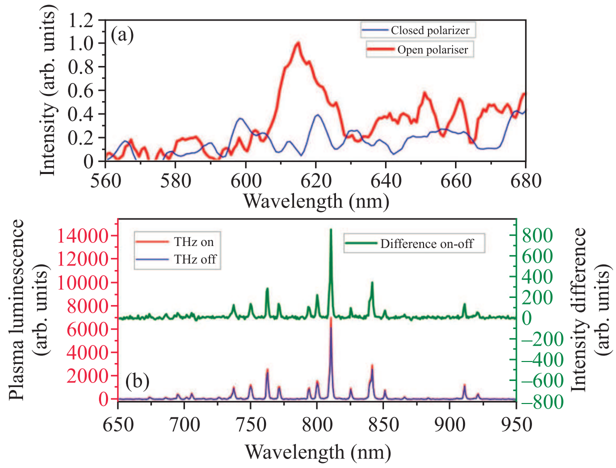

Рис. 6. (Цветной онлайн) (a) – Спектр 2-й гармоники, измеренный без ТГц-поля при параллельном (красная кривая) и скрещенном (синяя кривая) поляризаторе (призма Глана), предварительно установленном перед спектрометром. (b) – Спектр люминесценции плазмы, измеренный без ТГц-поля (синяя кривая) и в присутствии ТГц-поля (красная кривая). Зеленый график соответствует разности этих спектров. Увеличение интенсивности линий плазмы обусловлено дополнительным механизмом лавинной ионизации, вызванным сильным длинноволновым ТГц-полем [22]

в выражении (7). Таким образом, добавление ТГц-поля приводит к тому, что разница фаз между 2-й гармоникой $E_{2\omega}^{\rm sig}$, генерирующейся за счет нелинейного отклика нейтральных атомов в процессе ЧВС, и 2-й гармоникой $E_{2\omega}^{\rm add}$, появляющейся в условиях формирования лазерно-индуцированной плазмы, становится равной нулю. За счет конструктивной интерференции двух этих волн при любой задержке между ИК- и ТГц-импульсами формируется однополярный временной сигнал 2-й гармоники (рис. 5a–c), линейно пропорциональный напряженности ТГц-поля и отличный от двухполярной зависимости (6), наблюдаемой в работе [13].

Стоит отметить, что поскольку в отличие от ГНП, соответствующих преимущественно видимой и ближней УФ областям спектра (2–5 эВ), ГВП лежат в ЭУФ и мягкой рентгеновской областях спектра (55–83 эВ), то регистрация сигнала ГВП не подвержена влиянию излучения, вызванного нелинейными процессами низкого порядка, что и подтверждается квадратичной зависимостью энергии четных ГВП от пикового значения ТГц-поля (рис. 4b для 70-й гармоники) при той же энергии ИК-импульса (3.5 мДж), при которой в случае четных ГНП зависимость становилась линейной (рис. 4a). Таким образом, разница в степенных зависимостях энергии четных ГНП (2-й) и ГВП (70-й) от величины ТГц-поля обусловлена наличием дополнительного излучения на частоте 2-й гармоники, вызванного лазерно-индуцированной плазмой, и отсутствием проявления нелинейных процессов низкого порядка в спектральной области ГВП.

Заключение. В рамках данной работы использование сильного (до 7.5 МВ/см) ТГц-поля позволило экспериментально продемонстрировать и сравнить влияние ТГц-поля на процессы генерации гармоник низкого (2–5 эВ) и высокого (55–83 эВ) порядков излучения ближнего ИК-диапазона (1.24 мкм) в изотропной газовой среде (Ar). Причиной формирования четных спектральных компонент в случае ГНП является вызванное ТГц-полем нарушение пространственной симметрии атомного потенциала для связанного электрона, а в случае ГВП – нарушение симметрии временной формы ИК-импульса, приводящее к изменению интерференции ас-импульсов. Наблюдаемое в эксперименте влияние ТГц-поля на интенсивность четных ГНП и отсутствие влияния на интенсивность нечетных ГНП подтверждается в рамках феноменологической теории восприимчивостей. В то же время одновременное увеличение интенсивности четных и уменьшение интенсивности нечетных ГВП при добавлении ТГц-поля обусловлено интерференционным механизмом генерации ГВП. Кроме того, было установлено, что в отличие от ГНП (2–5 эВ), в регистрацию сигнала ГВП (55–83 эВ) не вносят вклад нелинейные процессы низкого порядка, проявляющиеся при достаточно высоких интенсивностях ИК-поля ($\geq 10^{14}$ Вт/см^2), которые, однако, следует учитывать при регистрации сигнала ГНП. Проведенное сравнительное исследование механизмов влияния ТГц-поля на процессы генерации гармоник в изотропной газовой среде демонстрирует возможности когерентного управления спектром ГНП и ГВП путем использования для генерации синтезированного поля с добавлением длинноволнового излучения. В перспективе рост пиковой напряженности ТГц-поля позволит увеличить интенсивность четных гармоник и расширить спектральное плато ГВП в сторону больших энергий фотонов [6], что открывает возможности как для проведения время-разрешенной аттосекундной спектроскопии в ЭУФ [23] и мягкой рентгеновской [24] областях спектра, так и для генерации все более коротких импульсов аттосекундной длительности [8, 10, 25].

Финансирование работы. Работа поддержана грантом Российского научного фонда # 25-22-00084. Оборудование, использованное в данной работе, приобретено при поддержке Программы Развития Московского Государственного Университета и Национального Проекта “Наука и Университеты”. Румянцев Б.В. является стипендиатом фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

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

1. T. Kroh, C. Jin, P. Krogen, P. D. Keathley, A.-L. Calendron, J. P. Siqueira, H. Liang, E. L. Falcäo-Filho, C. Lin, F. X. Kärtner, and K.-H. Hong, Opt. Express **26**(13), 16955 (2018).
2. B. V. Rumiantsev, E. A. Migal, E. A. Lobushkin, A. V. Pushkin, and F. V. Potemkin, Pis'ma v ZhETF **121**(5), 358 (2025).
3. T. Popmintchev, M.-C. Chen, D. Popmintchev et al. (Collaboration), Science **336**(6086), 1287 (2012).
4. Y. Chen, Z. Fu, B. Li, S. Peng, B. Zhu, G. Fan, Y. Liu, C. Ding, C. Jin, and Z. Tao, Ultrafast Science **3**, 0045 (2023).
5. S. Li, Y. Tang, L. Ortmann, B. K. Talbert, C. I. Blaga, Y. H. Lai, Z. Wang, Y. Cheng, F. Yang, A. S. Landsman, P. Agostini, and L. F. DiMauro, Nat. Commun. **14**(1), 2603 (2023).
6. B. Rumiantsev, E. Migal, A. Pushkin, and F. Potemkin, Phys. Rev. A **111**(2), 023117 (2025).
7. E. Migal, A. Pushkin, and F. Potemkin, Phys. Rev. B **110**(24), 245201 (2024).
8. I. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, and A. Savel'ev, Phys. Rev. A **106**(1), 013115 (2022).
9. T. Popmintchev, M.-C. Chen, P. Arpin, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, Nat. Photonics **4**(12), 822 (2010).
10. W. Hong, P. Lu, P. Lan, Q. Zhang, and X. Wang, Opt. Express **17**(7), 5139 (2009).
11. B. V. Rumiantsev, A. V. Pushkin, D. Z. Suleimanova, N. A. Zhidovtsev, and F. V. Potemkin, JETP Lett. **117**(8), 566 (2023).
12. Б. В. Румянцев, Н. А. Жидовцев, А. В. Пушкин, Е. А. Лобушкин, П. А. Шулындин, Д. З. Сулейманова, А. Б. Савельев-Трофимов, Ф. В. Потёмкин, Письма в ЖЭТФ **118**(11), 802 (2023).
13. J. Dai, X. Xie, and X.-C. Zhang, Phys. Rev. Lett. **97**(10), 103903 (2006).
14. K. J. Garriga Francis and X.-C. Zhang, Frontiers of Optoelectronics **16**(1), 44 (2023).
15. B.-Y. Li, J. Zhang, Y. Zhang, T.-M. Yan, and Y. Jiang, Phys. Rev. A **102**(6), 063102 (2020).
16. D.-A. Trieu, V.-H. Le, and N.-L. Phan, Phys. Rev. A **110**(4), L041101 (2024).
17. Q. Wu and X.-C. Zhang, Appl. Phys. Lett. **70**(14), 1784 (1997).
18. B. Rumiantsev, E. Lobushkin, E. Migal, and F. Potemkin, International Conference Laser Optics (ICLO), IEEE, Piscataway, NJ (2024), p. 291.

19. С. А. Ахманов, С. Ю. Никитин, *Физическая оптика*, Наука, М. (2004).
20. P. B. Corkum, Phys. Rev. Lett. **71**(13), 1994 (1993).
21. D. Bethune, Phys. Rev. A **23**(6), 3139 (1981).
22. J. Liu, Phys. Rev. Lett. **103**(23), 235002 (2009).
23. J. Marangos, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **49**(13), 132001 (2016).
24. R. Geneaux, H. J. Marroux, A. Guggenmos, D. M. Neumark, and S. R. Leone, Philos. Trans. R. Soc. A **377**(2145), 20170463 (2019).
25. E. Balogh, K. Kovacs, P. Dombi, J. A. Fulop, G. Farkas, J. Hebling, V. Tosa, and K. Varju, Physical Review A–Atomic, Molecular, and Optical Physics **84**(2), 023806 (2011).