

ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСОКИХ ОПТИЧЕСКИХ ГАРМОНИК ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА С ПОВЕРХНОСТЬЮ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ МИШЕНЕЙ

*А. В. Митрофанов^{a,b,c,d}, М. В. Рожко^{a,b}, М. М. Назаров^d, Е. Е. Серебрянников^{a,b},
А. Б. Федотов^{a,b}, Д. А. Сидоров-Бирюков^{a,b,d*}*

^a Российский квантовый центр
143025, Сколково, Московская обл., Россия

^b Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет
119992, Москва, Россия

^c Институт проблем лазерных и информационных технологий Российской академии наук —
филиал Федерального государственного учреждения «Федеральный научно-исследовательский центр
«Кристаллография и фотоника» Российской академии наук»
140700, Шатура, Московская обл., Россия

^d Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 ноября 2022 г.,
после переработки 13 декабря 2022 г.
Принята к публикации 14 декабря 2022 г.

Экспериментально исследованы спектры высоких оптических гармоник при воздействии фемтосекундных импульсов субрелятивистской интенсивности на поверхность твердотельных мишеней из полистирола, CaF_2 , BK7 и Al. Зарегистрированы гармоники до 51 порядка от излучения с центральной длиной волны 3.85 мкм. Показано, что наиболее высокие порядки гармоник наблюдаются при взаимодействии лазерного излучения с поверхностью мишеней из полистирола. Экспериментально зарегистрировано, что зависимость энергии гармоник от их номера может быть аппроксимирована убывающей степенной функцией с показателем от 4 до 8/3.

DOI: 10.31857/S0044451023040053
EDN: LOWKPI

Генерация оптических гармоник в плазме пробоя у поверхности твердотельных мишеней исследуется более 30 лет [1–4]. Изучению оптических нелинейностей таких плазменных сред посвящено большое количество как экспериментальных, так и теоретических работ [5–13]. Мощные лазерные импульсы с интенсивностью, позволяющей ускорять электроны образующейся плазмы до релятивистских энергий [14], дают возможность наблюдать широкий спектр нелинейно-оптических процессов, приводящих к эффективному преобразованию лазерно-

го излучения в коротковолновую область [15], реализации новых режимов управления параметрами сверхкоротких лазерных импульсов [16, 17], генерации импульсов электромагнитного поля в терагерцевом (ТГц) и СВЧ-диапазоне [18–21], а также синтезировать аттосекундные импульсы [22, 23].

До недавнего времени почти все эксперименты по генерации гармоник высокого порядка проводились с использованием титан-сапфирового лазера. В последние годы активно развивается применение источников [24, 25] интенсивных фемтосекундных импульсов с центральной длиной волны в диапазоне до нескольких микрометров. Использование длинноволнового излучения среднего инфракрасного (ИК) диапазона позволяет увеличить ponderomotive энергию электронов пропорционально квад-

* E-mail: sbd@rqc.ru

рату длины волны [26–28], и уже при интенсивностях порядка 10^{17} Вт/см² приведенный векторный потенциал $a_0 = eE_0/mc\omega_0$ (где e , m — заряд и масса электрона, E_0 и ω_0 — амплитуда и центральная частота лазерного поля), определяющий энергию ускоренных лазерным полем электронов, становится порядка 1, что приводит к проявлению релятивистских эффектов в спектрах генерируемого излучения. Нами были впервые проведены эксперименты по регистрации гармоник в релятивистском режиме при взаимодействии фемтосекундного лазерного излучения среднего ИК-диапазона с поверхностью твердотельной мишени [18, 29]. Основные свойства зарегистрированных спектров гармоник высокого порядка — поляризационные свойства (были зарегистрированы гармоники от s -поляризованного лазерного излучения) и свойства углового распределения (зависимость их интенсивности от телесного угла) — согласуются с известной картиной генерации гармоник высокого порядка в релятивистском режиме взаимодействия излучения с твердотельной мишенью [8, 10, 14, 22, 23, 30, 31].

При дальнейшем изучении спектров в коротковолновой области оказалось, что наряду с зарегистрированными ранее свойствами, присущими механизму осциллирующего плазменного зеркала, в спектре генерируемых гармоник наблюдается отклонение от предсказанной теоретической зависимости интенсивности от номера гармоник [14]. Широкий спектр нелинейно-оптических явлений при таких энергиях лазерных импульсов обусловлен эффективным формированием плазменных токов в кильватерной волне лазерного импульса [19].

В данной работе продолжено экспериментальное исследование спектров гармоник высокого порядка в плазме пробоя у поверхности твердотельных мишеней, возбуждаемой фемтосекундными лазерными импульсами среднего ИК-диапазона субтераваттного уровня мощности с приведенным векторным потенциалом $a_0 \approx 1$. Впервые сообщается об экспериментальном наблюдении гармоник до 51 порядка от лазерного излучения с центральной длиной волны 3.85 мкм. В эксперименте использовались мишени в форме пластинок из CaF₂, BK7, полистирола и алюминия толщиной 1 мм. Были выбраны диэлектрики с разными значениями ширины запрещенной зоны и металл. Проводится сравнение с экспериментами, в которых лазерное излучение накачки имеет центральную длину волны 1.03 мкм и параметр a_0 меньше 1.

В качестве источника мощных лазерных импульсов среднего ИК-диапазона использовалась лазер-

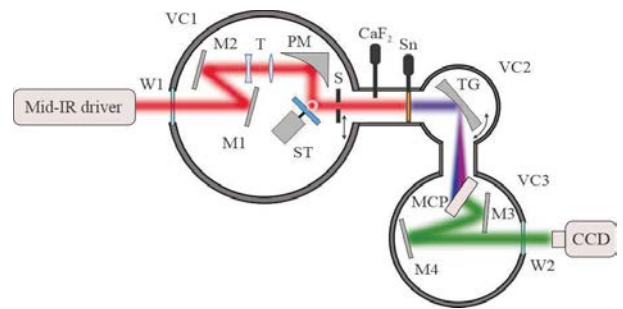


Рис. 1. Схема экспериментов по генерации и детектированию ВГ. VC1–VC3 — вакуумные камеры, M1–M4 — зеркала, Т — телескоп, увеличивающий размер пучка в 2 раза, PM — параболическое зеркало с фокусным расстоянием 50 мм, ST — твердотельная мишень на трансляторе, S — регулируемая щель, CaF₂-окно толщиной 1 мм на шибере, Sn-фильтр толщиной 300 нм на шибере, TG — тороидальная дифракционная решетка, MCP — детектор на основе микроканальных пластин в шевронной сборке, W1, W2 — входное и выходное окна

ная система на основе оптического параметрического усиления чирпированных импульсов (ОПУЧИ), на выходе которой имелись импульсы с центральной длиной волны $\lambda_0 = 3.85$ мкм, длительностью 90 фс и энергией до 15 мДж [32, 33]. Частота следования импульсов составляла 20 Гц. Излучение лазера заводилось в вакуумную камеру VC1 (рис. 1) и фокусировалось при помощи параболического зеркала с фокусным расстоянием 50 мм на мишень, установленную на вращающемся диске. Скорость вращения подбиралась таким образом, чтобы каждый новый выстрел приходился на свежую поверхность. Через каждые 100 лазерных импульсов мишень сдвигалась по высоте. Диаметр лазерного пучка, направляемого на параболическое зеркало, увеличивался с помощью телескопа для уменьшения размера пятна в фокусе. При этом интенсивность излучения на мишени оценивается нами на уровне 10^{17} Вт/см², что соответствует приведенному векторному потенциалу $a_0 \approx 1$. Контраст лазерных импульсов составляет не менее 10^6 [18], и это определяет интенсивность возможных предимпульсов менее 10^{11} Вт/см², что оказывается более чем на порядок ниже порога пробоя диэлектрика в данном диапазоне длин волн [34, 35] и не приводит к образованию электронной плазмы перед поверхностью мишени к моменту прихода основного импульса. Угол падения p -поляризованного излучения на мишень составлял 45°. Для защиты параболического зеркала от абляционного загрязнения сразу за зеркалом устанавливалась пластинка из CaF₂ толщиной 1 мм, которая требовала очистки после нескольких дней проведения экспериментов.

Регистрация спектра высоких гармоник (ВГ) проводилась в направлении зеркального отражения специально сконструированным спектрометром на основе тороидальной дифракционной решетки с плотностью штрихов 1200 штрих./мм. Решетка имела золотое покрытие и была оптимизирована для регистрации спектра в диапазоне от 100 до 40 нм. Спектрометр размещался в отдельном вакуумном объеме VC2–VC3. Регистрация спектров проводилась при помощи детектора на основе шевронной сборки двух микроканальных пластин (МСП) с рабочим диаметром 40 мм и фосфорным экраном. Плоскость МСП-детектора устанавливалась под определенным углом к направлению спектра, оптимизированным для получения наименьших aberrаций в области 100–40 нм методом трассировки лучей. МСП-детектор был установлен на трансляционной подаче, позволявшей изменять расстояние от решетки до детектора вдоль среднего направления на спектр. Позиция детектора определялась экспериментально для получения наиболее четкой спектральной картины.

Имелась также возможность изменять угол установки дифракционной решетки для измерения спектра ВГ в широком диапазоне. Изображение с фосфорного экрана МСП-детектора переносилось на ПЗС-камеру (ССД), установленную вне вакуумного объема, при помощи объектива. Все спектры записывались в режиме одного выстрела лазера, после чего могло быть выполнено усреднение по нескольким кадрам. Вакуумные объемы VC1 и VC2–VC3 откачивались отдельными турбонасосами, что позволяло поддерживать давление около $2 \cdot 10^{-6}$ мбар. Такое давление необходимо, чтобы исключить образование плазмы в остаточном газе при жесткой фокусировке на поверхность мишени, а также для корректной работы МСП-детектора. Дополнительно перед дифракционной решеткой могли вводиться фильтры в виде пластинки CaF_2 толщиной 1 мм или фильтр из свободно подвешенной фольги Sn толщиной 300 нм, установленные на вакуумных шиберах. Данные фильтры позволяли спектрально селективировать различные порядки гармоник и проводить калибровку спектрометра. Кроме того, CaF_2 -фильтр выдерживал перепад давлений в 1 атм и позволял менять мишень и юстировать оптические элементы без разгерметизации камеры спектрометра. После мишени на специальной трансляционной подаче была установлена щель S для пространственного селективирования сигнала ВГ и повышения контраста относительно некогерентного фона.

В каждом узком диапазоне длин волн выполнялась отдельная калибровка спектральных карт.

Диапазоны всегда выбирались таким образом, чтобы в них наблюдались резкие отсечки пропускания фильтров либо вторые порядки таких отсечек. Спектр гармоник после привязки номеров отдельных гармоник по отсечкам пропускания фильтров также мог служить в качестве калибровочной линейки в отдельных случаях. При построении спектров учитывалась чувствительность МСП-детектора по длине волны и отражающая способность решетки с золотым покрытием.

Проведенные ранее эксперименты [18, 36] по генерации гармоник от лазерных импульсов среднего ИК-диапазона показали, что излучение на центральной длине волны 3.85 мкм эффективно преобразуется в гармоники в видимой и ультрафиолетовой (УФ) областях спектра. В серии экспериментов, описываемой в настоящей работе, регистрировались оптические спектры в области от 170 до 75 нм, что позволило наблюдать гармоники до 51 порядка. На рис. 2 представлены изображения экрана МСП для различных участков спектра и различных материалов мишени. Несимметричность изображений по вертикальной оси объясняется искажениями, вносимыми тороидальной дифракционной решеткой. В области 120–170 нм спектр гармоник регистрировался примерно в каждом втором лазерном импульсе. Частота регистрации гармоник в более коротковолновой области уменьшалась в 4–5 раз, что обусловлено более высокой чувствительностью генерируемых ВГ как к флуктуациям интенсивности и моды лазерных импульсов, так и к стабильности положения мишени при ее вращении. Гармоника с максимальным номером 51 наблюдалась от мишени из полистирола (рис. 2а–е). Спектр гармоник на рис. 2а показан после прохождения фильтра в виде пластинки из CaF_2 толщиной 1 мм, что позволяет отсекалть более высокие дифракционные порядки в данном спектральном диапазоне. В диапазоне 125–70 нм наблюдаются как ВГ, так и спектральные линии углерода, что приводит к замазыванию спектра гармоник. Калибровка коротковолновой части спектра проводилась по частотам отсечек Sn-фильтра, а также по линиям свечения He и Ne в высоковольтном разряде при низком давлении (рис. 3з). Спектры гармоник в случае мишеней из CaF_2 и BK7 были похожими с наблюдением гармоник вплоть до 45 порядка.

Существенное отличие было выявлено при использовании мишени из алюминия (рис. 2з–е), где гармоники наблюдались только в диапазоне 170–110 нм (до 35 порядка), которые далее перекрывались непрерывным континуумом. Также

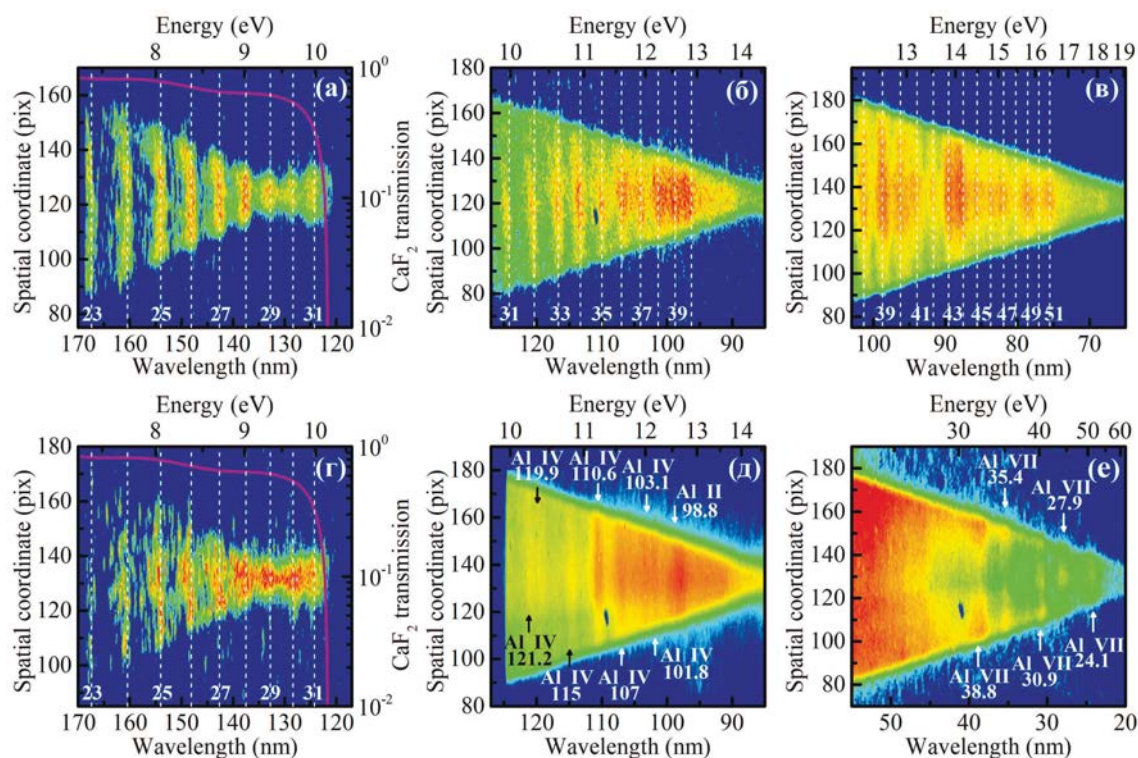


Рис. 2. Спектры ВГ для мишени из полистирола (а–в) и алюминия (г–е) в разных спектральных диапазонах при облучении лазерными импульсами с $\lambda_0 = 3.85$ мкм и энергией 15 мДж. Вертикальными штриховыми линиями показаны ожидаемые позиции порядков гармоник, номерами отмечены только нечетные порядки для удобства чтения. Розовая кривая — спектр пропускания фильтра из CaF_2 толщиной 1 мм. Для алюминиевой мишени подписаны некоторые спектральные линии (д, е) многократно ионизированного алюминия (например, Al IV — трижды ионизированный). Клиновидная структура спектров обусловлена aberrациями тороидальной дифракционной решетки. Спектры гармоник получены в режиме одного выстрела лазера, карты спектральных линий показаны с усреднением по нескольким выстрелам

отчетливо наблюдались линии Al в коротковолновой области спектра вплоть до 25 нм.

Для определения спектральных линий излучения материалов мишеней в спектре гармоник были проведены схожие эксперименты с использованием лазерных импульсов с центральной длиной волны $\lambda_0 = 1.03$ мкм. Энергия лазерных импульсов составляла 1 мДж при длительности 250 фс, что соответствует $a_0 \approx 0.2$. В видимом и ближнем УФ-диапазонах при этом наблюдался спектр четных и нечетных гармоник. Максимальный порядок гармоник, регистрируемый в вакуумном УФ-диапазоне, равнялся 10 (рис. 3а) для мишеней из CaF_2 , полистирола и ВК7. Помимо этого, в вакуумном УФ-диапазоне наблюдался полосовой спектр, схожий для излучения с $\lambda_0 = 1.03$ мкм и $\lambda_0 = 3.85$ мкм.

Совпадение позиций линий в спектрах (рис. 3б, в) для одинакового материала говорит о том, что регистрируются линии излучения материала мишени. На рис. 3 приведены спектры для мишени из полистирола.

В наблюдаемых спектрах свечения присутствует линия четырехкратно ионизированного атома углерода (линия 24.9 нм для C V), энергия ионизации которого составляет 65 эВ. Вырывания следующего электрона не происходит, так как это требует значительно большей энергии 392 эВ. Полагая, что лазерное излучение четырехкратно ионизирует все атомы углерода в молекулах полистирола, и с учетом ионизации атомов водорода можно оценить максимальную плотность плазмы в $2.5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$. В спектрах свечения с поверхности алюминиевой мишени наблюдаются линии вплоть до Al VII на длине волны 24.1 нм (энергия шестикратной ионизации составляет 191 эВ). Плотность плазменного слоя в этом случае следует ожидать на уровне $3.6 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$, что оказывается выше, чем в случае мишени из полистирола. Более высокая плотность плазмы должна приводить к наблюдению более высоких порядков гармоник в режиме генерации кильватерной волны [37]. Однако эффективность генерации ВГ также существенным образом зависит от величины градиента

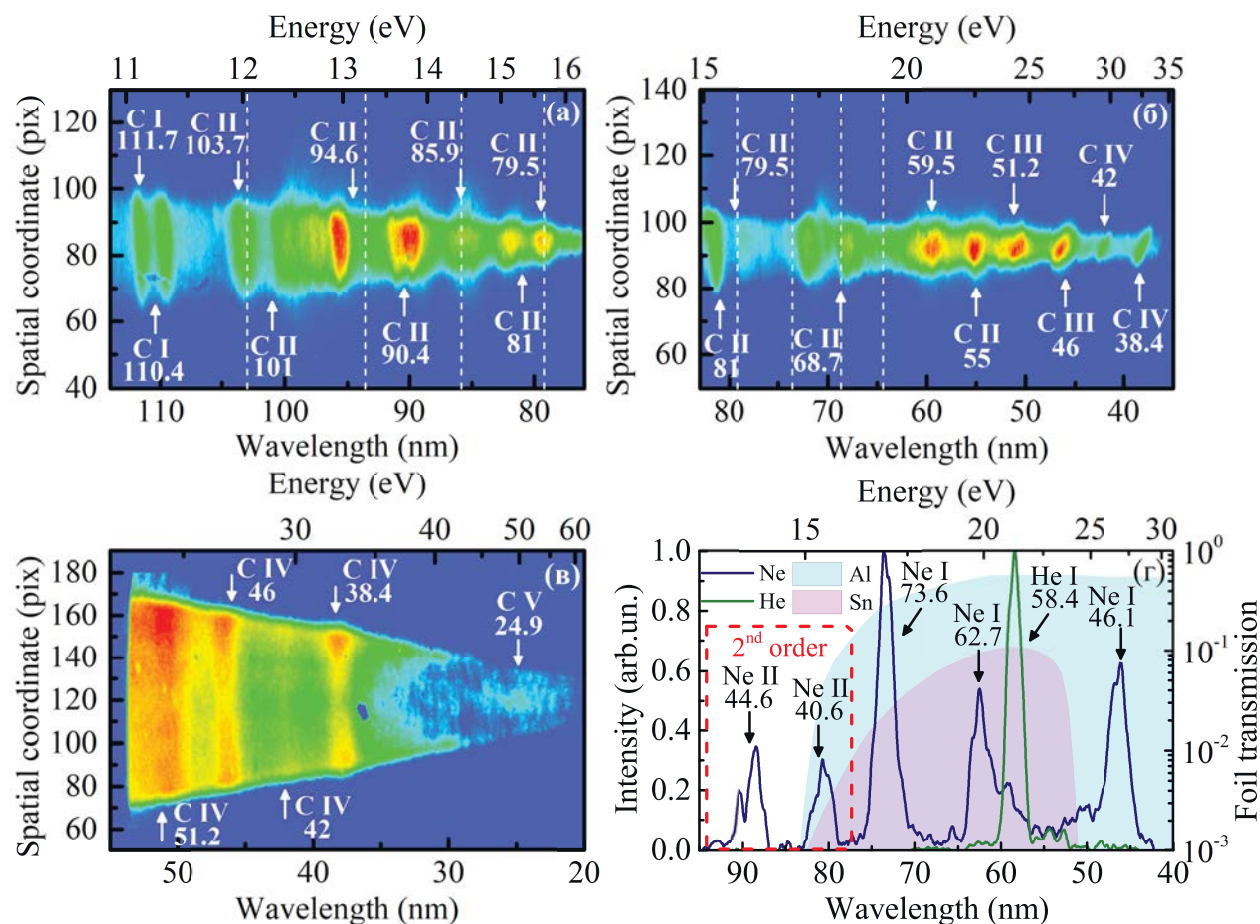


Рис. 3. Спектральные линии углерода в случае мишени из полистирола при облучении мишени импульсами с $\lambda_0 = 1.03$ мкм при $a_0 \approx 0.2$ (а, б) и импульсами с $\lambda_0 = 3.85$ мкм при $a_0 \approx 1$ (в) в разных частотных диапазонах. Штриховыми кривыми показаны ожидаемые позиции ВГ для $\lambda_0 = 1.03$ мкм излучения. Указаны некоторые спектральные линии С (например, С III — дважды ионизированный углерод и т.д.). г) Спектральные линии, зарегистрированные при свечении разрядов в He (зеленая кривая) и Ne (синяя кривая) низкого давления. Линии использовались для градуировки спектрометра по длинам волн. Заливкой показаны спектры пропускания Al-фольги толщиной 250 нм и Sn-фольги толщиной 300 нм, по границам которых также проводилась градуировка

создаваемого плазменного слоя [38]. В нашем эксперименте наибольшее число ВГ наблюдалось для мишени из полистирола — 51 порядок. Гармоники до 45 порядка наблюдались при использовании мишеней из CaF_2 и BK7 , для ионизации которых требуется достижение более высокой интенсивности, что выполняется ближе к центральной части лазерного импульса и приводит к формированию более крутого плазменного фронта. С другой стороны, в случае металлической мишени, наиболее легкой для ионизации, происходит расплывание фронта плазмы, что оказывается неоптимальным для генерации ВГ.

На рис. 4 показан спектр ВГ в диапазоне 70–170 нм, что соответствует 23–51 порядкам гармоник лазерного излучения на центральной длине волны $\lambda_0 = 3.85$ мкм, генерируемых на мишени из

полистирола. Для получения наилучшего контраста спектр был построен на основе горизонтального центрального сечения карт и нормирован на чувствительность МСР-детектора и отражательную способность золота. Пересекающиеся граничные диапазоны всех трех карт (рис. 2а–в) позволяют провести непрерывное сшивание спектров для каждой из карт. Таким образом, становится возможной оценка скорости уменьшения интенсивности излучения гармоник с ростом их порядка. Как можно видеть из рис. 4, интенсивность ВГ быстро убывает в низкочастотной области (24–34 порядки), затем при увеличении номера гармоник градиент убывания интенсивности уменьшается (40–51 порядки). Степенной характер убывания интенсивности ВГ является одним из основных индикаторов для

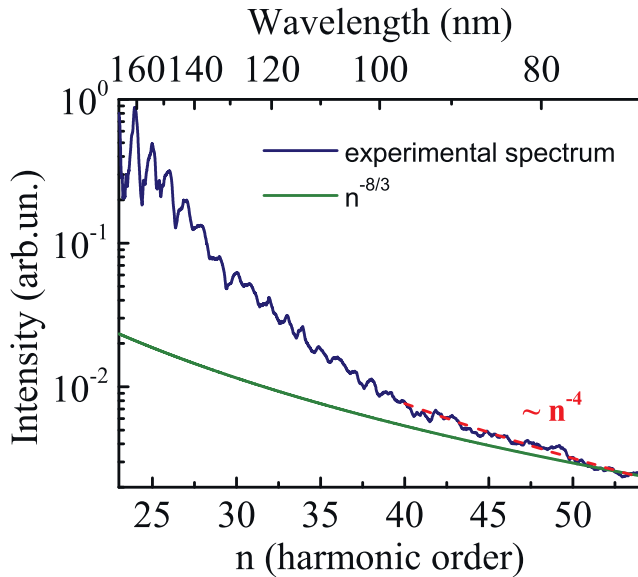


Рис. 4. Экспериментальный спектр ВГ, полученный при взаимодействии сверхкоротких лазерных импульсов субрелятивистской интенсивности на центральной длине волны $\lambda_0 = 3.85$ мкм с поверхностью мишени из полистирола. Красной штриховой кривой показана степенная аппроксимация для диапазона 40–51 порядков гармоник. Зеленой кривой представлена ожидаемая теоретическая зависимость интенсивности гармоник от их порядкового номера $n^{-8/3}$ [41]

режимов лазерно-плазменной генерации гармоник от поверхности твердотельной мишени [39]. Была проведена степенная аппроксимация $n^{-\alpha}$ высокочастотной области спектра гармоник, где n — порядок гармоники, α — показатель степени. Для гармоник 40–51 порядков получено значение $\alpha \approx 4$ (рис. 4, красная штриховая кривая), при этом на границе экспериментального спектра обнаружено стремление зависимости к теоретической оценке $n^{-8/3}$ для режима релятивистского осциллирующего зеркала [31].

В экспериментах [40] наблюдалось расхождение с этой оценкой. Недавние расчеты, выполненные в широком диапазоне лазерных интенсивностей и длин плазменного градиента [41, 42], подтверждают возможность расхождения, демонстрируя оценку $1.1 < \alpha < 5.8$. Таким образом, характер зависимости n^{-4} , полученный в наших экспериментах, согласуется с экспериментальными данными, полученными для лазерного излучения ближнего ИК-диапазона.

Электронные токи в плазме, формируемые при облучении твердотельных мишеней лазерными импульсами субрелятивистской и релятивистской интенсивности, могут не только приводить к генерации ВГ, но и являться источником излучения ТГц-диапазона [43, 44]. Возможность синхронно-

го излучения ВГ и ТГц-импульсов при лазерно-плазменном взаимодействии позволяет применять методику накачки–зондирования в исследованиях сверхбыстрых процессов на аттосекундном масштабе [45]. При этом основными механизмами генерации низкочастотных электромагнитных импульсов от передней поверхности мишени являются процессы когерентного переходного излучения релятивистских электронов при пересечении границы между плазмой и вакуумом [46, 47] и возбуждения продольных поверхностных токов [48]. Для генерации низкочастотного излучения использовалась уже имеющаяся экспериментальная схема (рис. 1). Генерируемое на мишени ТГц-излучение выводилось из вакуумного объема VC1 в атмосферу через окно из полиметилпентена (РМР, ТРХ) толщиной 6 мм, прозрачное в диапазоне < 6 ТГц, и далее заводилось на ячейку Голея. Сигнал с ячейки Голея после усиления подавался на цифровой осциллограф, что позволяло регистрировать непрерывную серию лазерных выстрелов. Сигнал ТГц-излучения собирался двухдюймовыми параболическими зеркалами из телесного угла 0.1 ср. Для предотвращения загрязнения ТРХ-окна, вблизи которого располагалась мишень, использовалась пленка толщиной 25 мкм из полиэтилена низкой плотности, прозрачная в терагерцевом диапазоне. Материал окна ТРХ обладает сильным поглощением в среднем ИК-диапазоне, что позволяет экранировать детектор от отраженной части лазерного излучения $\lambda_0 = 3.85$ мкм. Для подавления сигнала второй гармоники ($\lambda_{2\omega} \approx 1.9$ мкм) перед детектором дополнительно устанавливалась черная плотная полиэтиленовая пленка толщиной 100 мкм. Нам удалось наблюдать слабый сигнал ТГц-излучения от мишеней из полистирола, CaF_2 и алюминия при энергии лазерных импульсов накачки не менее $W_0 \approx 15$ мДж. Энергия наблюдаемых ТГц-импульсов составляла около 3–5 нДж. Наиболее стабильный сигнал ТГц-излучения наблюдался при использовании мишени из полистирола, с регистрацией ТГц-импульсов при каждом выстреле лазера. При облучении алюминиевой мишени s-поляризованными лазерными импульсами ТГц-сигнал становился порядка уровня шума и надежно не регистрировался. Условия наблюдения ТГц-сигнала относительно начального chirpa лазерного импульса, его энергии и положения мишени относительно фокуса совпадали с условиями наблюдения наивысших порядков гармоник.

Таким образом, выполненные экспериментальные исследования позволили зарегистрировать ТГц-излучение и гармоники вплоть до 51 порядка в

плазме, образуемой на поверхности твердотельных мишеней фемтосекундными лазерными импульсами среднего ИК-диапазона субрелятивистской интенсивности. Было показано, что наибольший порядок гармоник и ТГц-импульсы с большей энергией наблюдаются при использовании мишени из полистирола.

Благодарности. Авторы выражают искреннюю признательность научному руководителю Лаборатории фотоники и нелинейной спектроскопии А. М. Желтикову, под руководством которого выполнялись исследования.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (гранты №№ 22-22-00955 — генерация ТГц-излучения, 22-22-00964 — генерация высоких гармоник).

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Blombergen and Y. R. Shen, *Phys. Rev.* **141**, 298 (1966).
2. N. H. Burnett, H. A. Baldis, M. C. Richardson et al., *Appl. Phys. Lett.* **31**, 172 (1977).
3. R. L. Carman, D. W. Forslund, and J. M. Kindel, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 29 (1981).
4. B. Bezzerides, R. D. Jones, and D. W. Forslund, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 202 (1982).
5. С. А. Ахманов, С. М. Гладков, Н. И. Коротеев и др., Препринт №5, Физический факультет МГУ, Москва (1988).
6. A. B. Fedotov, S. M. Gladkov, N. I. Koroteev et al., *J. Opt. Soc. Amer. B* **8**, 363 (1991).
7. A. B. Fedotov, A. N. Naumov, V. P. Silin et al., *Phys. Lett. A* **271**, 407 (2000).
8. G. A. Mourou, T. Tajima, and S. V. Bulanov, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 309 (2006).
9. P. Gibbon, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 50 (1996).
10. A. Tarasevitch, K. Lobov, C. Wünsche et al., *Phys. Rev. Lett.* **98**, 103902 (2007).
11. V. V. Strelkov, A. A. Gonoskov, I. A. Gonoskov et al., *Phys. Rev. Lett.* **107**, 043902 (2011).
12. A. A. Gonoskov, A. V. Korzhimanov, A. V. Kim et al., *Phys. Rev. E* **84**, 046403 (2011).
13. А. В. Коржиманов, А. А. Гоносков, Е. А. Хазанов и др., *УФН* **181**, 9 (2011).
14. U. Teubner and P. Gibbon, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 445 (2009).
15. T. Brabec and F. Krausz, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 545 (2000).
16. P. B. Corkum and F. Krausz, *Nature Phys.* **3**, 381 (2007).
17. K. Y. Kim, A. J. Taylor, J. H. Glowina et al., *Nature Photon.* **2**, 605 (2008).
18. A. V. Mitrofanov, D. A. Sidorov-Biryukov, M. V. Rozhko et al., *Opt. Lett.* **43**, 5571 (2018).
19. P. Colosimo, G. Doumy, C. I. Blaga et al., *Nature Phys.* **4**, 386 (2008).
20. A. D. Koulouklidis, C. Gollner, V. Shumakova et al., *Nature Commun.* **11**, 292 (2020).
21. A. Englesbe, J. Lin, J. Nees et al., *Appl. Opt.* **60**, G113 (2021).
22. Ю. М. Михайлова, В. Т. Платоненко, С. Г. Рыкованов, *Письма в ЖЭТФ* **81**, 703 (2005).
23. В. Т. Платоненко, А. Ф. Стержантов, *Письма в ЖЭТФ* **91**, 77 (2010).
24. C. Vozzi, F. Calegari, E. Benedetti et al., *Opt. Lett.* **32**, 2957 (2007).
25. G. Andriukaitis, T. Balčiūnas, S. Ališauskas et al., *Opt. Lett.* **36**, 2755 (2011).
26. E. E. Serebryannikov and A. M. Zheltikov, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 043901 (2014).
27. T. Popmintchev, M.-C. Chen, D. Popmintchev et al., *Science* **336**, 1287 (2012).
28. А. В. Митрофанов, Д. А. Сидоров-Бирюков, А. А. Воронин и др., *УФН* **185**, 97 (2015).
29. А. В. Митрофанов, Д. А. Сидоров-Бирюков, М. В. Рожко и др., *Письма в ЖЭТФ* **112**, 22 (2020).
30. B. Dromey, M. Zepf, A. Gopal et al., *Nature Phys.* **2**, 456 (2006).
31. T. Baeva, S. Gordienko, and A. Pukhov, *Phys. Rev. E* **74**, 046404 (2006).
32. A. V. Mitrofanov, A. A. Voronin, M. V. Rozhko et al., *ACS Photonics* **8**, 1988 (2021).
33. A. V. Mitrofanov, A. A. Voronin, D. A. Sidorov-Biryukov et al., *Optica* **3**, 299 (2016).
34. K. Werner, M. G. Hastings, A. Schweinsberg et al., *Opt. Express* **27**, 2867 (2019).

35. A. A. Lanin, E. A. Stepanov, A. V. Mitrofanov et al., *Opt. Lett.* **44**, 1888 (2019).
36. A. V. Mitrofanov, D. A. Sidorov-Biryukov, P. B. Glek et al., *Opt. Lett.* **45**, 750 (2020).
37. F. Quéré, C. Thauray, H. George et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **50**, 124007 (2008).
38. F. Dollar, P. Cummings, V. Chvykov et al., *Phys. Rev. Lett.* **110**, 175002 (2013).
39. C. Thauray and F. Quere, *J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys.* **43**, 213001 (2010).
40. N. Beier, T. Nguyen, J. Lin et al., *New J. Phys.* **21**, 043052 (2019).
41. M. R. Edwards and J. M. Mikhailova, *Sci. Rep.* **10**, 5154 (2020).
42. S. Bhadoria, T. Blackburn, A. Gonoskov et al., *Phys. Plasmas* **29**, 093109 (2022).
43. H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon et al., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2725 (1993).
44. C. Li, M. L. Zhou, W. J. Ding et al., *Phys. Rev. E* **84**, 036405 (2011).
45. P. B. Glek and A. M. Zheltikov, *J. Appl. Phys.* **131**, 103104 (2022).
46. G. Q. Liao, Y. T. Li, Y. H. Zhang et al., *Phys. Rev. Lett.* **116**, 205003 (2016).
47. P. B. Glek and A. M. Zheltikov, *Sci. Rep.* **12**, 7660 (2022).
48. Y. T. Li, C. Li, M. L. Zhou et al., *Appl. Phys. Lett.* **100**, 254101 (2012).