

Генерация терагерцового излучения релятивистскими лазерными импульсами на поверхности толстых твердотельных мишеней и тонких фольг

А. В. Митрофанов⁺⁺¹⁾, М. В. Рожко⁺⁺, М. М. Назаров*, Н. В. Якушкин⁺⁺, А. А. Воронин⁺⁺,
А. Б. Федотов⁺⁺, Д. А. Сидоров-Бирюков⁺⁺

⁺Российский квантовый центр, Территория инновационного центра “Сколково”, 121205 Москва, Россия

*Федеральное государственное бюджетное учреждение “Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”,
123182 Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 21 ноября 2023 г.

После переработки 6 декабря 2023 г.

Принята к публикации 7 декабря 2023 г.

Экспериментально исследована генерация терагерцового излучения при взаимодействии мультитераваттных лазерных импульсов с поверхностью толстых твердотельных мишеней и металлических фольг. Зарегистрированы импульсы с энергией до 7 мкДж в спектральной области < 3 ТГц в направлении зеркального отражения от поверхности CaF_2 мишени. Зависимость энергии терагерцового импульса W_{THz} от интенсивности лазерного импульса I_L^α аппроксимируется степенной функцией $W_{\text{THz}} \sim I_L^\alpha$. При фиксированном значении длительности и переменной энергии лазерного импульса показатель степени лежит в интервале $\alpha \approx 1.5 \dots 2.8$, при фиксированном значении энергии и изменении длительности $\alpha \approx 1$.

DOI: 10.31857/S1234567824030030, EDN: svqvbb

1. Введение. Изучение взаимодействия мощного лазерного излучения с твердыми телами началось практически одновременно с появлением импульсных лазерных систем [1–3]. При облучении поверхности твердотельной мишени лазерными импульсами высокой интенсивности часть энергии лазерного импульса может передаваться материалу мишени и приводить к возбуждению электронных токов как на поверхности, так и в глубине мишени. Способы передачи энергии к электронной подсистеме зависят от интенсивности лазерного импульса, его длительности, угла падения на мишень, а также крутизны градиента плазменного слоя [4]. При использовании лазерных импульсов с субрелятивистскими и релятивистскими интенсивностями ($10^{17}–10^{19}$ Вт/см² для длины волны 800 нм) основными механизмами передачи энергии от лазерного поля к электронам являются: вакуумное ускорение электронов [5, 6], резонансное поглощение [7] и нагрев $J \times B$ [8]. Часть электронов покидает область взаимодействия, набрав при этом релятивистскую кинетическую энергию [6, 9–11], и может быть зарегистрирована. Другая часть горячих электронов ускоряется вглубь по-

верхности мишени, передавая энергию лазерного поля более глубоким электронам, что приводит к коллективному движению электронной плазмы и генерации вторичного электромагнитного излучения – жесткого рентгеновского излучения [12–14], высоких гармоник падающего лазерного поля [15–19], а также низкочастотного излучения в терагерцовом (ТГц) [20–23], субтерагерцовом и сверхвысокочастотном (СВЧ) диапазонах [24–26], распространяющегося в направлении зеркального отражения от передней поверхности мишени. При этом энергия горячих электронов оказывается достаточной для пролета сквозь всю толщину мишени, если в качестве мишени используются тонкие фольги, и образования нестационарной электронной плотности вблизи задней поверхности мишени, что также приводит к генерации мощного ТГц излучения на обратной стороне мишени [27–29]. ТГц импульсы с энергией до 50 мДж наблюдались в такой схеме генерации с задней поверхности при облучении тонких металлических фольг пикосекундными импульсами ультрарелятивистской интенсивности [30], что является на сегодня рекордными показателями достигнутой энергии ТГц импульсов.

¹⁾e-mail: mitrallex@inbox.ru

Источники ТГц излучения востребованы в задачах биомедицины [31], молекулярной спектроскопии [32], исследования сверхбыстрой динамики переноса заряда в полупроводниках [33], ускорения заряженных частиц [34], генерации высоких гармоник в рентгеновской области [35]. По мере того, как ТГц импульсы высокой пиковой интенсивности становятся более доступны, развивается целый класс исследований, в которых ТГц излучение используется как в качестве зондирующего, так и в качестве накачки [36, 37]. В спектроскопических приложениях типа “накачка-зондирование” существует повышенный интерес к созданию компактных и удобных источников ТГц излучения, которое было бы синхронизовано с исходными лазерными импульсами, а также пучками горячих электронов и излучением высоких гармоник [38–41].

В данной статье выполнено экспериментальное исследование эффективности генерации ТГц излучения от толстых твердотельных мишеней в направлении зеркального отражения. В настоящее время в литературе прослеживается четкое разделение по типам используемых мишеней для генерации ТГц излучения и высоких оптических гармоник. В подавляющем большинстве опубликованных работ для генерации ТГц излучения используются тонкие металлические фольги, а для генерации высоких гармоник – диэлектрические поверхности. В данной работе показано, что использование диэлектриков также позволяет получать мощные ТГц импульсы. Для сравнения достигаемых энергетических характеристик проведены эксперименты по генерации ТГц импульсов от передней и задней поверхности тонких металлических фольг разной толщины. Восстановлен спектр генерируемого излучения и измерена зависимость выхода ТГц излучения от начальной длительности лазерного импульса. Максимальная энергия ТГц импульса в используемой геометрии сбора составила около 7 мкДж в спектральной области < 3 ТГц при использовании пластинки из CaF_2 . Изучена зависимость энергии ТГц сигнала W_{THz} от интенсивности лазерного импульса I_L при изменении его длительности и энергии.

2. Экспериментальная установка и методика измерений. Эксперименты были выполнены в НИЦ КИ на лазерном тераваттном фемтосекундном комплексе, оперирующем на центральной длине волны 800 нм. На выходе лазерной системы имелись импульсы с энергией до 250 мДж длительностью 30–35 фс. Частота следования импульсов составляла 10 Гц. Пучок диаметром 60 мм заводился в экспериментальную вакуумную камеру (рис. 1а) и

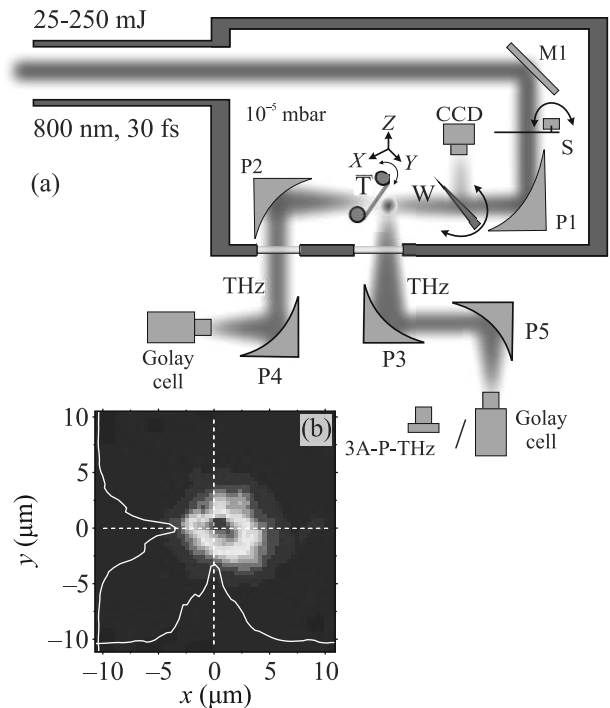


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Схема экспериментальной установки. M1 – поворотное зеркало; P1–P5 – параболические зеркала; W – клиновидная пластинка, установленная на флиппере, CCD – ПЗС камера для измерения фокального пятна; S – шаттер; Т – мишень; 3А-Р-ТНз – датчик измерения мощности ТГц излучения. (b) – Профиль интенсивности пучка накачки в фокусе при энергии импульса 50 мДж

фокусировался на мишень при помощи параболического зеркала с фокусным расстоянием 177 мм (фокусировка $f/3$). Для предотвращения загрязнения параболического зеркала вследствие лазерной абляции мишени между зеркалом и мишенью устанавливалась защитная лавсановая лента толщиной 150 мкм, которую можно было прокрутить на чистое место при загрязнении без вскрытия вакуумного объема. Профиль пучка в фокусе регистрировался ПЗС камерой с размером пикселя 1.1×1.1 мкм². Для этого использовалась ослабленная реплика пучка, отраженная от передней поверхности клиновидной пластинки, которая вводилась в лазерное излучение с помощью моторизированной подачи. При оптимальной настройке управляемого деформируемого зеркала, установленного перед оптическим компрессором и модулирующего фазу пучка, диаметр пучка в фокусе по уровню половины от максимального значения составлял 10 мкм (рис. 1b). В качестве мишеней использовались медные фольги толщиной 10, 20, 40 мкм, а также плоскопараллельные пластинки из

CaF₂, полистирола и алюминия толщиной 1 мм. Для обеспечения взаимодействия каждого лазерного импульса с чистой поверхностью мишени использовался лентопротяжный механизм для мишеней из фольги, а пластинки устанавливались на вращающейся подаче.

Наблюдение ТГц излучения производилось в направлении зеркального отражения для фольг и толстой мишени, а также продольно вдоль линии лазерного луча со стороны задней поверхности в случае фольги (см. рис. 1). ТГц излучение коллимировалось параболическим зеркалом и затем фокусировалось вторым параболическим зеркалом на ячейку Голея. Для вывода излучения из объема вакуумной камеры использовалось полипропиленовое окно толщиной 3 мм и ТРХ окно толщиной 5 мм. Угол сбора ТГц излучения составлял около 20 градусов (0.1 ср). Для измерения абсолютных значений энергии ТГц импульсов использовался калиброванный детектор Ophir 3A-P-THz. Оптимальное положение мишени в фокусе пучка находилось по наибольшему сигналу ТГц излучения.

3. Экспериментальные результаты. Были исследованы зависимости выхода ТГц излучения от энергии лазерных импульсов и их длительности. Плавное регулирование энергии лазерных импульсов осуществлялось при помощи полуволновой пластинки и тонкопленочного поляризатора. Диапазон интенсивностей $1.5 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2 - 2 \cdot 10^{19} \text{ Вт/см}^2$, использовавшихся в эксперименте, соответствует изменению приведенного векторного потенциала $a_0 = eE/(m\omega_L c) = [I(\text{Вт/см}^2)\lambda_L^2(\text{мкм}^2)/(1.37 \cdot 10^{18})(\text{Вт/см}^2 \cdot \text{мкм}^2)]^{1/2} \approx 0.8 \dots 3 \text{ Вт/см}^2$, где e , m – заряд и масса электрона, соответственно, c – скорость света в вакууме. Временной контраст импульса составлял 10^{-8} на наносекундном масштабе и 10^{-6} на пикосекундном масштабе (8 пс до основного пика).

На рисунке 2а, б приведены зависимости выхода ТГц излучения в направлении зеркального отражения для фольг разной толщины и толстых мишеней при падении p -поляризованного лазерного импульса под углом 45° к нормали к поверхности мишени. Видно, что среди фольг наибольший сигнал наблюдался от фольги наибольшей толщины и оказался схожим с сигналом от толстой мишени из алюминия. Наибольшая энергия ТГц излучения была зарегистрирована от толстой мишени из CaF₂ и составила около 7 мкДж в телесном угле 0.1 ср в направлении зеркального отражения от поверхности.

Одновременно с наблюдением ТГц сигнала регистрировался спектр в видимом диапазоне частот

кремниевым спектрометром Ocean Optics. Регистрация происходила вдоль нормали к поверхности мишени, излучение выводилось из вакуумной камеры через систему зеркал. На рисунке 2с представлена спектральная карта излучения видимого диапазона, генерируемого от передней поверхности медной фольги толщиной 40 мкм, для различных энергий лазерного импульса. Видно, что при интенсивностях $I_L \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ наблюдается появление сигнала на частоте $\frac{3}{2}\omega_L$, соответствующей длине волны $\approx 530 \text{ нм}$. Известно, что процесс генерации излучения на частоте $\frac{3}{2}\omega_L$ связан с формированием плазмонов и может эффективно протекать только при величинах плазменного градиента $L \approx \lambda_L$ [42]. Измерение временного контраста лазерного импульса при помощи техники автокорреляции третьего порядка показало наличие предимпульса, отстоящего на 8 пс от основного пика, с 10^6 раз меньшей интенсивностью. При интенсивности основного пика на уровне 10^{18} Вт/см^2 интенсивность предимпульса оказывается на уровне 10^{12} Вт/см^2 , что достаточно для ионизации металлической мишени [43]. С учетом скорости разлета плазмы на уровне 100 нм/пс [44] получаем величину плазменного градиента $L \approx 800 \text{ нм} \approx \lambda_L$, что согласуется с появлением излучения на частоте $\frac{3}{2}\omega_L$. Слабый рассеянный сигнал на частоте $2\omega_L$ наблюдался только при максимальных энергиях лазерного импульса. Его сбор не был оптимизирован в данных экспериментах, так как он распространяется в направлении зеркального отражения от поверхности мишени [42].

Величина плазменного градиента является одним из важных параметров, влияющих на эффективность генерации ТГц излучения. В работе [40] показано, что оптимальный выход ТГц излучения при генерации от передней поверхности твердотельной мишени наблюдается в области $0.2 \dots 0.5 \lambda_L$. Таким образом, использование стеклянных мишеней, для ионизации которых требуются интенсивности $I_L > 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ [45], позволяет избежать формирования размытого плазменного слоя с длиной $L \approx \lambda_L$ предимпульсом, отстоящим на 8 пс от основного пика, и наблюдать наибольший сигнал ТГц излучения.

Большой интерес представляет вопрос о характере зависимости сигнала вторичного излучения от интенсивности лазерного импульса. Характерным параметром масштабирования является величина $a_0^2 \sim I_L \lambda_L^2$. Аппроксимация полученных экспериментальных зависимостей выхода ТГц излучения как функции $(I_0 \lambda_0^2)^\alpha$ дает результат для $\alpha = 1.5 \dots 2.1$, что говорит о том, что при обсуждаемом диапазоне интенсивностей лазерного излучения наблюдается одновременный вклад механизмов вакуумного

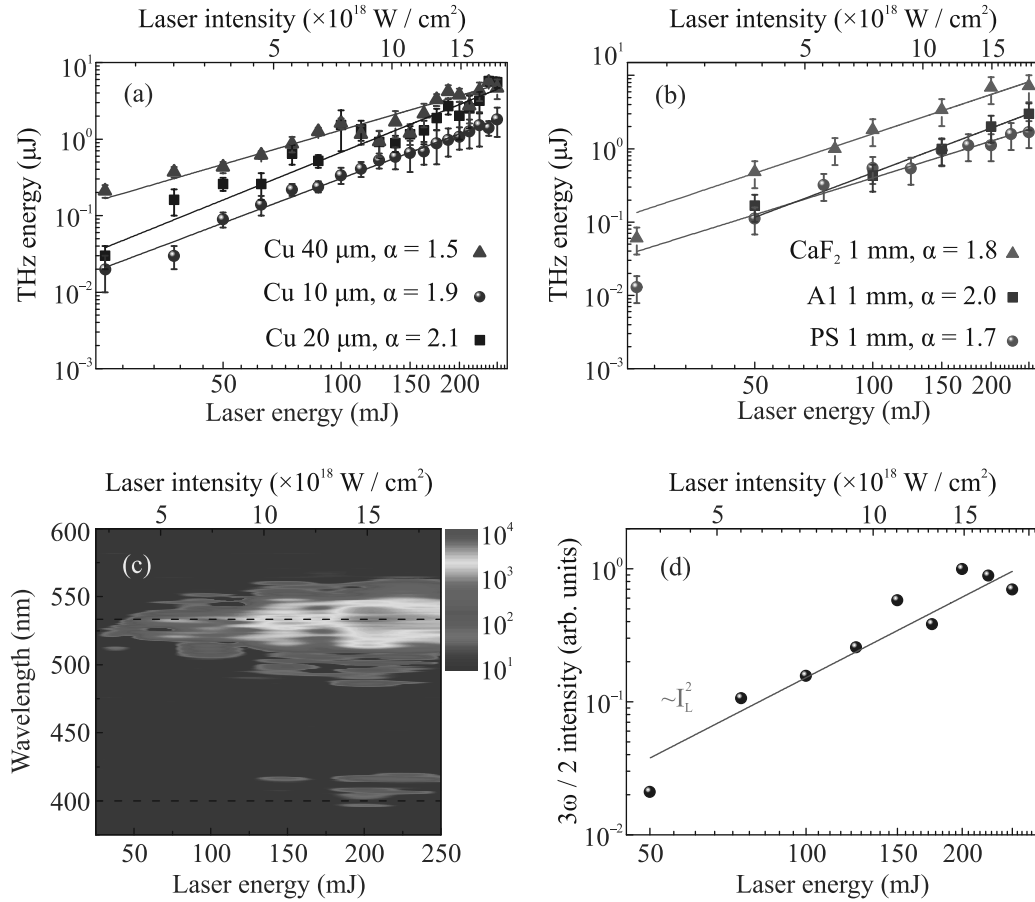


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость сигнала ТГц излучения от энергии лазерного импульса: (а) – для мишеней из тонких медных фольг толщиной 40 мкм (зеленые треугольники), 20 мкм (синие квадраты), 10 мкм (бордовые кружки) и (б) – для толстой твердотельной мишени толщиной 1 мм из материала CaF₂ (розовые треугольники), Al (синие квадраты), полистирола (красные кружки) для угла падения p -поляризованного излучения на мишень, равного 45°. Точками показаны экспериментальные данные, прямыми – аппроксимация экспериментальных данных степенной функцией $(I_0\lambda_0^2)^\alpha$, где (а) – $\alpha = 1.5$ (зеленые треугольники), 1.9 (бордовые кружки), 2.1 (синие квадраты) и (б) $\alpha = 1.8$ (розовые треугольники), 2.0 (синие квадраты), 1.7 (красные кружки). Каждая экспериментальная точка – результат усреднения по 10 лазерным импульсам. (с) – Зависимость спектральной интенсивности видимого излучения, наблюдаемого в направлении нормали к поверхности, от энергии лазерного импульса для фольги толщиной 40 мкм. Штриховыми прямыми обозначены расчетные позиции гармоник $\frac{3}{2}\omega_L$ и $2\omega_L$. (д) – Зависимость интенсивности сигнала на частоте $\frac{3}{2}\omega_L$ от энергии лазерного импульса

нагрева и нагрева $J \times B$ в процесс ускорения горячих электронов [4]. Характер зависимости $(I_0\lambda_0^2)^\alpha$ выхода ТГц излучения может являться инструментом для оценки энергии быстрых электронов, вырывающихся с поверхности мишени. На основании полученных экспериментальных данных (рис. 2) и численного моделирования, выполненного в [41], можно оценить температуру T_e горячих электронов на уровне $T_e \approx 0.1 \dots 1$ МэВ для нашего диапазона интенсивностей. Схожий характер поведения с $\alpha \approx 2$ демонстрирует и зависимость интенсивности сигнала $\frac{3}{2}\omega_L$ от интенсивности лазерного поля (рис. 2д).

Горячие электроны, генерируемые на передней поверхности и ускоряемые внутрь объема мишени, могут пролетать сквозь мишень и являться источником ТГц сигнала за счет генерации когерентного переходного излучения (КПИ) при пересечении задней границы раздела материала мишени и вакуума [46]. При этом электронное облако вблизи задней поверхности и нескомпенсированный положительный заряд внутри мишени можно рассматривать как короткоживущий диполь, который также дает вклад в генерацию вторичного электромагнитного излучения [27, 29]. В нашем эксперименте

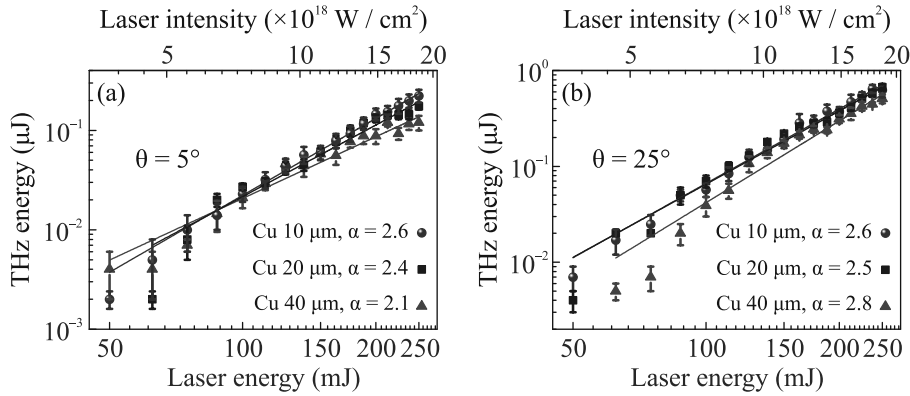


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость энергии ТГц излучения, детектируемого позади мишени из медной фольги толщиной 40 мкм (зеленые треугольники), 20 мкм (синие квадраты), 10 мкм (бордовые кружки) при угле падения лазерного излучения на мишень 5° (а) и 25° (б). Точками показаны экспериментальные данные, прямыми – аппроксимация экспериментальных данных степенной функцией $(I_0 \lambda_0^2)^\alpha$, где (а) – $\alpha = 2.1$ (зеленые треугольники), 2.6 (бордовые кружки), 2.4 (синие квадраты) и (б) – $\alpha = 2.8$ (зеленые треугольники), 2.6 (бордовые кружки), 2.5 (синие квадраты). Каждая экспериментальная точка – результат усреднения по 10 лазерным импульсам

сигнал ТГц излучения от задней поверхности медной фольги регистрировался в направлении, совпадающем с направлением распространения $\mathbf{k}$ лазерного поля. В работе [29] показано, что угловое распределение КПИ имеет максимум в направлении $\mathbf{k}$, а дипольное излучение направлено преимущественно вдоль поверхности мишени. Из-за технических особенностей лентопротяжного механизма имелось ограничение на углы установки мишени от 0° (нормальное падение) до 25° при регистрации вторичного излучения позади мишени вдоль направления $\mathbf{k}$. Излучение собиралось параболическим зеркалом с фокусным расстоянием 15 см и апертурой 5 см, как и в случае с наблюдением вдоль направления зеркального отражения от передней поверхности. Таким образом, геометрия сбора обеспечивает преобладающий вклад КПИ в регистрируемый сигнал. При угле падения лазерного излучения на мишень, равном $\theta = 25^\circ$, наблюдался примерно в 3 раза более интенсивный сигнал ТГц излучения, чем при угле падения $\theta = 5^\circ$ (рис. 3). В нашем диапазоне интенсивностей и толщин мишени зависимость выхода ТГц излучения от толщины фольги практически не наблюдалась, что совпадает с результатами работы [27]. Уменьшение угла падения лазерного излучения на мишень до $\theta = 5^\circ$ (почти нормальное падение) делает неэффективными процессы резонансного поглощения и вакуумного нагрева для передачи энергии от лазерного импульса к электронной подсистеме мишени. Малый сигнал ТГц излучения, наблюдаемый при $\theta = 5^\circ$, говорит также о низкой эффективности $J \times B$ нагрева при интенсивностях $I_L \leq 10^{19}$ Вт/см².

Электроны рециркуляции являются источником вторичного излучения позади тонкопленочных мишеней. Моделирование с помощью пакета Casino рассеяния горячих электронов с начальной энергией 1 МэВ при пробеге сквозь объем материала толщиной 2 мм показывает, что менее 50 процентов исходного количества электронов обладают энергией от 0.2 до 0.4 МэВ и не могут вносить существенный вклад в генерацию ТГц излучения [41].

Характер зависимости выхода ТГц излучения от интенсивности лазерного импульса существенно меняется при изменении интенсивности за счет варьирования начальной длительности импульса, определяемой расстоянием между решетками компрессора (рис. 4а). Обнаружено, что в диапазоне интенсивностей $0.7 \cdot 10^{19} - 2 \cdot 10^{19}$ Вт/см² при регистрации в направлении зеркального отражения и $0.1 \cdot 10^{19} - 2 \cdot 10^{19}$ Вт/см² для наблюдения от задней поверхности энергия ТГц импульса W_{THz} практически не зависит от интенсивности при фиксированной энергии лазерных импульсов и спадает при дальнейшем уменьшении интенсивности по закону $W_{THz} \sim I_L^\alpha$ с $\alpha \approx 1$. Такое медленное спадание ТГц сигнала может объясняться генерацией большего количества горячих электронов при увеличении длительности импульса из-за chirpирования [47], что компенсирует уменьшение пиковой интенсивности лазерного импульса. Обоснование более острой зависимости от длительности импульса для ТГц сигнала от передней поверхности мишени требует дополнительных исследований.

Спектр генерируемого ТГц излучения (рис. 4б) восстанавливался по методу, подробно изложено-

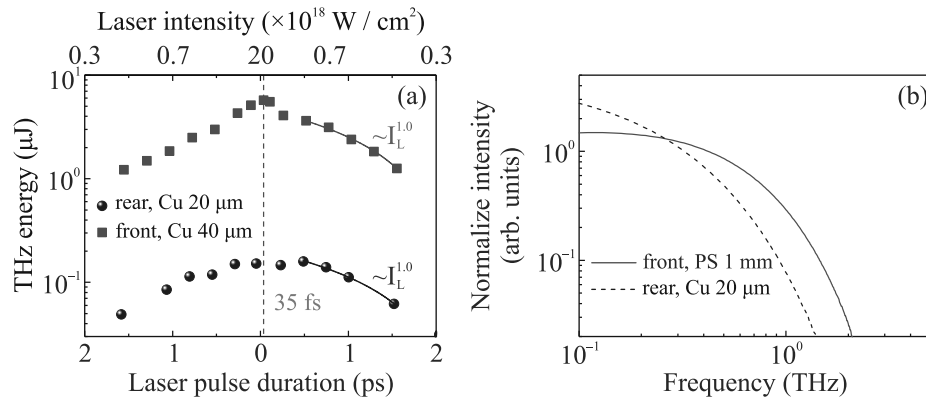


Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость энергии ТГц импульсов от начальной длительности (чирпа) лазерного импульса для медной фольги толщиной 40 мкм при отражении от передней поверхности мишени (квадраты) и для фольги толщиной 20 мкм при регистрации сигнала на задней стороне мишени (кружки, угол падения 25°) при энергии импульсов 250 мДж. Использован логарифмический масштаб только по оси ординат. Сплошные кривые – аппроксимация экспериментальных данных степенной функцией. Вертикальной штриховой прямой указана минимальная длительность лазерных импульсов 35 фс. (b) – Спектр ТГц излучения, генерируемого от передней поверхности толстой мишени из полистирола (сплошная зеленая кривая) и от медной фольги толщиной 20 мкм позади мишени (синяя штриховая кривая, угол падения 25°)

му в работе [48], на основании измерения энергии ТГц сигнала, проходящего через набор различных фильтров, заранее калиброванных в ТГц диапазоне частот. Строилась зависимость, которая наилучшим образом минимизировала невязку реального сигнала после фильтра и рассчитанного численно. Видно, что спектр ТГц излучения лежит в области < 3 ТГц (рис. 4b) для сигнала от передней поверхности. Методом прямой регистрации сигнала электромагнитного излучения коаксиально-волноводным переходом, подключенным к осциллографу с полосой пропускания до 23 ГГц, зарегистрирована низкочастотная составляющая сигнала электромагнитного излучения в спектральной области вплоть до 5 ГГц.

4. Заключение. Таким образом, в данной работе экспериментально исследована генерация импульсов ТГц излучения в направлении зеркального отражения при облучении поверхности толстых диэлектрических мишеней лазерными импульсами субрелятивистской и релятивистской интенсивности под углом падения 45° . Проведено сравнение с мишенями из тонких металлических фольг различной толщины. Зависимость энергии ТГц импульса W_{THz} от интенсивности аппроксимируется степенной функцией $W_{\text{THz}} \sim I_L^\alpha$. При фиксированном значении длительности и переменной энергии лазерного импульса показатель степени лежит в интервале $\alpha \approx 1.5 \dots 2.8$, при фиксированном значении энергии и изменении длительности $\alpha \approx 1$. Выполнено сравнение эффективности генерации ТГц излучения при использовании медных фольг разной тол-

щины и толстых мишеней. Показано, что наибольшая энергия терагерцовых импульсов в схеме “на отражение” достигает 7 мДж в спектральной области < 3 ТГц при лазерных интенсивностях на уровне $2 \cdot 10^{19}$ Вт/см 2 и наблюдается при использовании оптических стекол в качестве мишеней. Использование оптических стекол в качестве мишеней упрощает методику проведения эксперимента: облегчает подготовку поверхности; позволяет избежать использования лентопротяжного механизма, что повышает точность позиционирования мишени в фокусе пучка; уменьшает загрязнение оптических элементов в камере взаимодействия из-за распыления материала мишени. Такой источник ТГц излучения может быть удобен в спектроскопических приложениях типа “накачка-зондирование”, в которых необходима временная синхронизация ТГц импульсов с исходными лазерными импульсами, а также пучками горячих электронов и излучением высоких гармоник.

Авторы выражают глубокую благодарность профессору А. М. Жёлтикову за всестороннюю поддержку. Н. В. Якушкин является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств гранта Российского научного фонда 22-22-00955.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

1. P.D. Maker, R.W. Terhune, and C.M. Savage, Proc. 3rd Int. Quantum Electr. Conf. Paris (1963); Dunod (Paris) (1964), v. II, p. 1559.
2. N.G. Basov, V.A. Boiko, V.A. Dement'ev, O.N. Krokhin, and G.V. Sklizkov, JETP **24**, 659 (1967).
3. J.F. Ready, *Effects of High Power Laser Radiation*, Academic Press, N.Y. (1971).
4. P. Gibbon, *Short pulse laser interactions with matter: an Introduction*, Imperial College Press, London (2005).
5. F. Brunel, Phys. Rev. Lett. **59**, 52 (1987).
6. P. Gibbon, Phys. Rev. Lett. **73**, 664 (1994).
7. D.W. Forslund, J.M. Kindel, K. Lee, E.L. Lindman, and R.L. Morse, Phys. Rev. A **11**, 679 (1975).
8. W.L. Kruer and K. Estabrook, Phys. Fluids **28**, 430 (1985).
9. D.W. Forslund, J.M. Kindel, and K. Lee, Phys. Rev. Lett. **39**, 284 (1977).
10. S.C. Wilks, W.L. Kruer, M. Tabak, and A.B. Langdon, Phys. Rev. Lett. **69**, 1383 (1992).
11. T. Kluge, T. Cowan, A. Debus, U. Schramm, K. Zeil, and M. Bussmann, Phys. Rev. Lett. **107**, 205003 (2011).
12. M. Schnürer, M.P. Kalashnikov, P.V. Nickles, Th. Schlegel, W. Sandner, N. Demchenko, R. Nolte, and P. Ambrosi, Phys. Plasmas **2**, 3106 (1995).
13. H. Schwoerer, P. Gibbon, S. Düsterer, R. Behrens, C. Ziener, C. Reich, and R. Sauerbrey, Phys. Rev. Lett. **86**, 2317 (2001).
14. C. Züllick, B. Hou, F. Dollar, A. Maksimchuk, J. Nees, A.G.R. Thomas, Z. Zhao, and K. Krushelnick, New J. Phys. **15**, 123038 (2013).
15. D. von der Linde, T. Engers, G. Jenke, P. Agostini, G. Grillon, E. Nibbering, A. Mysyrowicz, and A. Antonetti, Phys. Rev. A **52**, R25(R) (1995).
16. F. Quéré, C. Thauray, P. Monot, S. Dobosz, P. Martin, J.-P. Geindre, and P. Audebert, Phys. Rev. Lett. **96**, 125004 (2006).
17. A. Tarasevitch, K. Lobov, C. Wünsche, and D. von der Linde, Phys. Rev. Lett. **98**, 103902 (2007).
18. O. Jahn, V.E. Leshchenko, P. Tzallas, A. Kessel, M. Krüger, A. Münzer, S.A. Trushin, G.D. Tsakiris, S. Kahaly, D. Kormin, L. Veisz, V. Pervak, F. Krausz, Z. Major, and S. Karsch, Optica **6**, 280 (2019).
19. A.V. Mitrofanov, D.A. Sidorov-Biryukov, M.V. Rozhko, S.V. Ryabchuk, A.A. Voronin, and A.M. Zheltikov, Opt. Lett. **43**, 5571 (2018).
20. Y.T. Li, C. Li, M.L. Zhou et al. (Collaboration), Appl. Phys. Lett. **100**, 254101 (2012).
21. G.-Q. Liao, Y.-T. Li, C. Li, S. Mondal, H.A. Hafez, M.A. Fareed, T. Ozaki, W.-M. Wang, Z.-M. Sheng, and J. Zhang, Phys. Plasmas **23**, 013104 (2016).
22. G.-Q. Liao, Y.-T. Li, C. Li et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **114**, 255001 (2015).
23. М.М. Назаров, П.А. Щеглов, А.А. Гарматина, М.В. Чашин, З.Ч. Маргушев, К.А. Бжеумихов, А.В. Митрофанов, Д.А. Сидоров-Бирюков, А.М. Жёлтиков, В.М. Гордиенко, В.Я. Панченко, Квантовая электроника **52**, 811 (2022).
24. A. Poyé, S. Hulin, M. Bailly-Grandvaux, J.-L. Dubois, J. Ribolzi, D. Raffestin, M. Bardon, F. Lubrano-Lavaderci, E. D'Humières, J. J. Santos, Ph. Nicolaï, and V. Tikhonchuk, Phys. Rev. E **91**, 043106 (2015).
25. P. Rączka, J. Cikhardt, M. Pfeifer, J. Krása, M. Krupka, T. Burian, M. Krūs, T. Pisarczyk, J. Dostál, and R. Dudzák, Plasma Phys. Contr. Fusion **63**, 085015 (2021).
26. F. Consoli, V.T. Tikhonchuk, M. Bardon et al. (Collaboration), High Power Laser Sci. Eng. **8**, e22 (2020).
27. Z. Jin, H.B. Zhuo, T. Nakazawa, J.H. Shin, S. Wakamatsu, N. Yugami, T. Hosokai, D.B. Zou, M.Y. Yu, Z.M. Sheng, and R. Kodama, Phys. Rev. E **94**, 033206 (2016).
28. S. Herzer, A. Woldegeorgis, J. Polz, A. Reinhard, M. Almassarani, B. Beleites, F. Ronneberger, R. Grosse, G.G. Paulus, U. Hübner, New J. Phys. **20**, 063019 (2018).
29. A. Woldegeorgis, S. Herzer, M. Almassarani, S. Marathapalli, and A. Gopal, Phys. Rev. E **100**, 053204 (2019).
30. G. Liao, Y. Li, H. Liu et al. (Collaboration), Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A. **116**, 3994 (2019).
31. A. D'Arco, M. Di Fabrizio, V. Dolci, M. Petrarca, and S. Lupi, Condens. Matter **5**, 25 (2020).
32. X. Fu, Y. Liu, Q. Chen, Y. Fu, and T.J. Cui, Front. Phys. **10**, 869537 (2022).
33. G. Vampa, T.J. Hammond, M. Taucer et al. (Collaboration), Nat. Photonics **12**, 465 (2018).
34. E.A. Nanni, W.R. Huang, K.H. Hong, K. Ravi, A. Fallahi, G. Moriena, R.J. Dwayne Miller, and F.X. Kärtner, Nat. Commun. **6**, 8486 (2015).
35. D.B. Milošević, Phys. Rev. A **105**, 053111 (2022).
36. H.A. Hafez, X. Chai, A. Ibrahim, S. Mondal, D. Férachou, X. Ropagnol, and T. Ozaki, J. Opt. **18**, 093004 (2016).
37. P. Salén, M. Basini, S. Bonetti, J. Hebling, M. Krasilnikov, A.Y. Nikitin, G. Shamuilov, Z. Tibai, V. Zhaunerchyk, and V. Goryashko, Phys. Rep. **836**, 1 (2019).
38. P.B. Glek and A.M. Zheltikov, J. Appl. Phys. **131**, 103104 (2022).
39. P.B. Glek, A.A. Voronin, V.Ya. Panchenko, and A.M. Zheltikov, Laser Phys. Lett. **17**, 055401 (2020).
40. X.-B. Wang, G.-Y. Hu, B.-F. Shen, H.-B. Tang, Z.-M. Zhang, and Yu.-Q. Gu, AIP Adv. **12**, 055002 (2022).
41. P.B. Glek and A.M. Zheltikov, Sci. Rep. **12**, 7660 (2022).

42. A. Tarasevitch, C. Dietrich, C. Blome, K. Sokolowski-Tinten, and D. von der Linde, *Phys. Rev. E* **68**, 026410 (2003).
43. M. Hashida, A.F. Semerok, O. Gobert, G. Petite, Y. Izawa, and J.F. Wagner, *Appl. Surf. Sci.* **197**, 862 (2002).
44. K. Adumi, K.A. Tanaka, T. Matsuoka, T. Kurahashi, T. Yabuuchi, Y. Kitagawa, R. Kodama, K. Sawai, K. Suzuki, K. Okabe, T. Sera, T. Norimatsu, and Y. Izawa, *Phys. Plasmas* **11**, 3721 (2004).
45. M. Lenzner, J. Krüger, S. Sartania, Z. Cheng, C. Spielmann, G. Mourou, W. Kautek, and F. Krausz, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4076 (1998).
46. C. Bellei, J.R. Davies, P.K. Chauhan, and Z. Najmudin, *Plasma Phys. Control. Fusion* **54**, 035011 (2012).
47. E. Yazdani, R. Sadighi-Bonabi, H. Afarideh, Z. Riazi, and H. Hora, *J. Appl. Phys.* **116**, 103302 (2014).
48. M.M. Nazarov, P.A. Shcheglov, V.V. Teplyakov, M.V. Chashchin, A.V. Mitrofanov, D.A. Sidorov-Biryukov, V.Y. Panchenko, and A.M. Zheltikov, *Opt. Lett.* **46**, 5866 (2021).