

# Лазерный источник сверхмощного терагерцевого излучения

А.С.Куратов, А.В.Брантов, В.Ф.Ковалев, В.Ю.Быченков

*Сверхмощные источники излучения терагерцевого (ТГц) диапазона востребованы в различных областях науки и техники, что является мотивацией для проведения соответствующих работ на инфраструктуре XCELS. С этой целью дается расчетно-теоретическое обоснование возможности достижения рекордных параметров лазерно-иницированных ТГц импульсов, генерируемых при взаимодействии лазерного пучка XCELS с плоской металлической мишенью (фольгой). Такие импульсы возникают вследствие переходного излучения электронов, ускоренных полем лазерного импульса, покидающих мишень с ее тыльной стороны. При этом происходит генерация уникальных (униполярных) интенсивных импульсов ТГц излучения в вакуум, мощность и энергия которых ограничена только мощностью исходного лазерного импульса. Теоретически и с использованием численного моделирования показано, каким образом взаимодействие с мишенью лазерного импульса установки XCELS позволит получать высокоинтенсивные ТГц импульсы рекордных мощности (10–50 ТВт) и энергии (1–5 Дж), распространяющиеся как в окружающем пространстве, так и по поверхности проводящей мишени.*

**Ключевые слова:** лазерное ускорение пучков электронов, переходное излучение, мощные ТГц униполярные импульсы.

## 1. Введение

Исследование вторичного излучения, возникающего при взаимодействии мощных лазерных импульсов с плазмой, в последние годы привлекает все большее внимание [1]. Уникальная возможность создавать контролируемые сильные низкочастотные электромагнитные импульсы в малых объемах может быть использована в целом ряде практических приложений в ТГц физике [2], медицине и биологии [3], материаловедении [4, 5], в физике ускорения заряженных частиц [6]. Высокоинтенсивные ТГц импульсы могут использоваться в ТГц коммуникации для обнаружения различных опасных и/или запрещенных веществ, в медицинской диагностике ряда заболеваний, для исследования метаматериалов и динамического управления их свойствами [4]. Такой источник также важен и для решения ряда задач в инновационной индустрии, например для изменения свойств материалов. На этом пути особый интерес связан с генерацией квазиуниполярных мощных импульсов, позволяющих статическим электрическим полем воздействовать на ионы вещества, переме-

щая их на новые позиции и, таким образом, меняя свойства материала [7].

Преимуществом источника ТГц излучения, основанного на взаимодействии лазерного импульса малой длительности и высокой мощности с плазменными/металлическими мишенями [8, 9], является отсутствие естественных ограничений на мощность выходного сигнала. Основным механизмом генерации низкочастотного излучения обычно связывают с переходным излучением релятивистских лазерно-ускоренных электронов [1, 8–11], покидающих мишень и приводящих к ее зарядке [1, 11]. При этом возникает униполярный электромагнитный импульс ТГц диапазона (параметры импульса определяются параметрами пучка быстрых ускорившихся электронов и, следовательно, – лазера), распространяющийся от горячей области (область вылета высокоэнергетических электронов) в виде сферической волны со скоростью света [12]. Импульс переходного излучения сопровождается поляризационной волной, двигающейся по границе раздела мишень – вакуум [11] и имеющей перспективы использования для передачи информации по волноводным системам. Несмотря на то что число быстрых электронов, способных преодолеть кулоновский барьер и улететь от мишени, много меньше полного числа нагретых лазерным импульсом электронов, теоретические оценки и экспериментальные данные позволяют предположить довольно высокий коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию ТГц излучения (от ~0.1% [10] до нескольких процентов [8, 12]), что дает возможность ожидать получения выходного излучения с энергией 1–3 Дж для лазерной системы с энергией импульсов ~300 Дж. Генерацию подобных униполярных импульсов ТГц диапазона рекордной мощности невозможно получить никакими другими методами. Обоснование возможности получения мощных униполярных импульсов с ис-

**А.С.Куратов, А.В.Брантов, В.Ю.Быченков.** Всероссийский НИИ автоматики им. Н.Л.Духова, Россия, 127030 Москва, Сушевская ул., 22; Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: kuratov.andrew@yandex.ru, brantovav@lebedev.ru, bychenkovyu@lebedev.ru

**В.Ф.Ковалев.** Всероссийский НИИ автоматики им. Н.Л.Духова, Россия, 127030 Москва, Сушевская ул., 22; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; Институт прикладной математики им. М.В.Келдыша РАН, Россия, 125047 Москва, Миусская пл., 4

Поступила в редакцию 30 ноября 2022 г.

пользованием установки XCELS и является целью настоящей работы.

## 2. Постановка эксперимента

В основе предлагаемого источника ТГц излучения лежит взаимодействие короткого (25 фс) и мощного (10–15 ПВт) лазерного импульса установки XCELS с металлическими мишенями толщиной в десятки микрон. В результате нагрева мишени наиболее высокоэнергетические электроны формируют пучки, летящие за мишень, покидающие ее с тыльной стороны и приводящие к переходному излучению, как правило, в ТГц области частот. Схема генерации излучения приведена на рис.1. В используемой модели, предполагается нормальное или близкое к нормальному падение лазерного импульса на мишень, хотя эта модель допускает расширение области применимости на конечные углы падения. Поскольку энергия генерируемого излучения напрямую зависит от числа ускоренных электронов, предлагается фокусировать лазерный пучок в достаточно большое пятно диаметром 50–100 мкм, чтобы значительно увеличить область взаимодействия. При этом интенсивность лазерного излучения будет релятивистской, что позволит ускорять электроны до значительных релятивистских энергий. Перспективным выглядит также использование мишеней с низкоплотной плазмой (преплазмой) на облучаемой стороне, что может значительно увеличить число генерируемых быстрых электронов, способных покинуть мишень. Важным условием является использование металлической мишени с высокой проводимостью, позволяющей поддерживать эффективную генерацию низкочастотного излучения. Для увеличения области взаимодействия возможно использование нескольких импульсов инфраструктуры XCELS. Наибольший размер области взаимодействия (фактически максимальный поперечный размер пучка электронов, покидающих мишень) будет в данном случае определять характерные частоты, на которых происходит

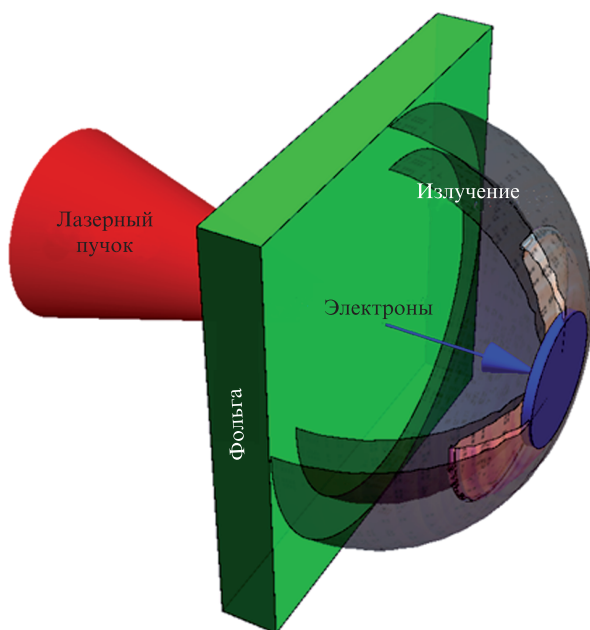


Рис.1. Схема генерации терагерцевого переходного излучения при взаимодействии металлической фольги с мощным лазерным импульсом.

высокочастотная отсечка спектра генерируемого широкополосного ТГц вторичного излучения.

## 3. Моделирование эксперимента

Для параметров лазерного импульса установки XCELS было проведено моделирование генерации импульсов ТГц излучения. Его источником служил формирующийся при взаимодействии лазерного импульса с металлической мишенью пучок лазерно-нагретых электронов, покидающих мишень с ее тыльной стороны по нормали со скоростью, близкой к скорости света. Для нахождения пространственно-временных распределений электромагнитных полей, возбуждаемых таким пучком электронов, численно решалась система уравнений Максвелла. Моделирование проводилось методом конечных разностей во временной области, что соответствует численному решению «роторных» уравнений Максвелла. Область моделирования состояла из  $600 \times 600 \times 300$  ячеек, треть области вдоль оси  $z$  занимала проводящая мишень с нормалью к поверхности раздела, направленной вдоль оси  $z$ . Мишень моделировалась вспомогательными дифференциальными уравнениями и имитировала металлическую среду, диэлектрическая проницаемость которой определялась формулой Друде с характерной проводимостью  $\sigma = 10^{18} \text{ с}^{-1}$ . Шаги по времени и координате равнялись соответственно  $\Delta t = 1 \text{ фс}$  и  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 1 \text{ мкм}$ . Из центра границы раздела металл–вакуум вылетал объемный заряд отрицательного знака с поперечным размером  $r_0 = \sqrt{x_0^2 + y_0^2} = 100 \text{ мкм}$  и продольным размером  $ct_0 = 8 \text{ мкм}$ . Было использовано два варианта моделирования с идентичными параметрами, различающиеся только скоростями вылета заряда. В первом варианте численного моделирования заряд вылетал со скоростью  $v = 0.5c$  (слабый релятивизм), а во втором с  $v = 0.99c$  (ультрарелятивизм).

Результаты численного моделирования сравнивались с результатами, следующими из аналитической теории. При ее построении учитывалось, что для рассматриваемой здесь экспериментальной ситуации поперечный размер (радиус)  $r_0$  вылетающего из мишени (фольги) пучка электронов, определяемый пятном фокусировки лазерного импульса, оказывается много больше его продольного размера  $ct_0$ , определяемого длительностью  $t_0$  лазерного импульса, т.е.  $ct_0 \ll r_0$ . Строгий математический анализ показывает, однако, что характерным параметром задачи является не отношение  $ct_0/r_0$ , а  $\gamma ct_0/r_0$ , где  $\gamma$  – гамма-фактор пучка электронов. Именно в условиях малости этого параметра ( $\gamma ct_0/r_0 \ll 1$ ) можно пренебречь конечной длительностью пучка электронов и считать, что электроны мгновенно покидают мишень. Дополнительным существенным упрощением модели при построении аналитического решения является предположение об идеально проводящей среде, которое оправдывается в реальности высокой проводимостью металла/плазмы для рассматриваемого низкочастотного излучения. В этих условиях теоретическое исследование свелось к решению начальной задачи для уравнений Максвелла в полубесконечном пространстве с заданным источником в виде тока быстрых электронов.

## 4. Результаты моделирования

Аналитическая модель описания генерации переходного излучения основана на точном решении начальной

задачи для уравнений Максвелла для среды с идеальной проводимостью. В этом случае с использованием метода изображений (зеркальных отображений) можно написать решение для электромагнитных полей в вакууме, возникающих при мгновенном вылете из мишени (занимает полупространство  $z < 0$ ) пучка электронов (с зарядом  $Q$ ) с постоянной скоростью  $v$  и с гауссовым распределением плотности, в следующем виде:

$$E_z = -\frac{1}{c} \partial_t (A_z^+ + A_z^-) - \frac{c}{v} \partial_z (A_z^+ - A_z^-),$$

$$E_\rho = -\frac{c}{v} \partial_\rho (A_z^+ - A_z^-), \quad H_\phi = -\partial_\rho (A_z^+ + A_z^-).$$

(1)

Здесь использована цилиндрическая симметрия задачи,  $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ .

Векторный потенциал  $A_z^\pm$ , удовлетворяющий волновому уравнению с источником в виде тока вылетевших электронов

$$j = Qv\delta(z - vt)\theta(z)\exp\left(-\frac{\rho^2}{r_0^2}\right)/(\pi r_0^2),$$

где  $\delta(z)$  – дельта-функция Дирака, а  $\theta(z)$  – функция Хевисайда, находится с помощью выражения для запаздывающих потенциалов, которое после снятия интегрирования по времени может быть записано в виде

$$A_z^\pm = -\frac{Q\gamma v}{c} \int_0^\infty \rho' d\rho' \frac{N(\rho, \rho')\theta(\sqrt{c^2 t^2 - z^2} - \rho')}{\sqrt{\gamma^2 (vt \mp z)^2 + \rho'^2}},$$

$$N(\rho, \rho') = \frac{2}{r_0^2} I_0\left(\frac{2\rho\rho'}{r_0^2}\right) \exp\left(-\frac{\rho'^2 + \rho^2}{r_0^2}\right).$$

(2)

Здесь  $\gamma = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$  – гамма-фактор электронного пучка;  $I_0$  – модифицированная функция Бесселя. Данные выражения дают полное электромагнитное поле, состоящее из собственного поля летящего пучка электронов, а также собственного поля его отражения (моделирует наведенные поля, связанные с идеально проводящей поверхностью) и поля излучения. Разделение этих полей, происходящее в волновой зоне, связано с более быстрым убыванием собственного поля на больших ( $\propto 1/r^2$ ) расстояниях по сравнению с достаточно медленным ( $\propto 1/r$ ) убыванием генерируемого поля излучения. Расстояние до волновой зоны определяется характерной длиной волны излучения (т.е. поперечным размером пучка  $r_0$ ), а также энергией электронов пучка. Так, в случае вылета релятивистского пучка электронов поле излучения становится сравнимым с собственным полем на расстоянии  $r \sim \gamma^2 r_0$  [13], отсчитываемом вдоль направления распространения максимальной энергии излучения  $\theta \sim 1/\gamma$ , и только на больших расстояниях от области взаимодействия (области вылета пучка) поле излучения начинает доминировать. Это хорошо видно из рис.2, где магнитное поле представлено в случае как вылета пучка электронов со

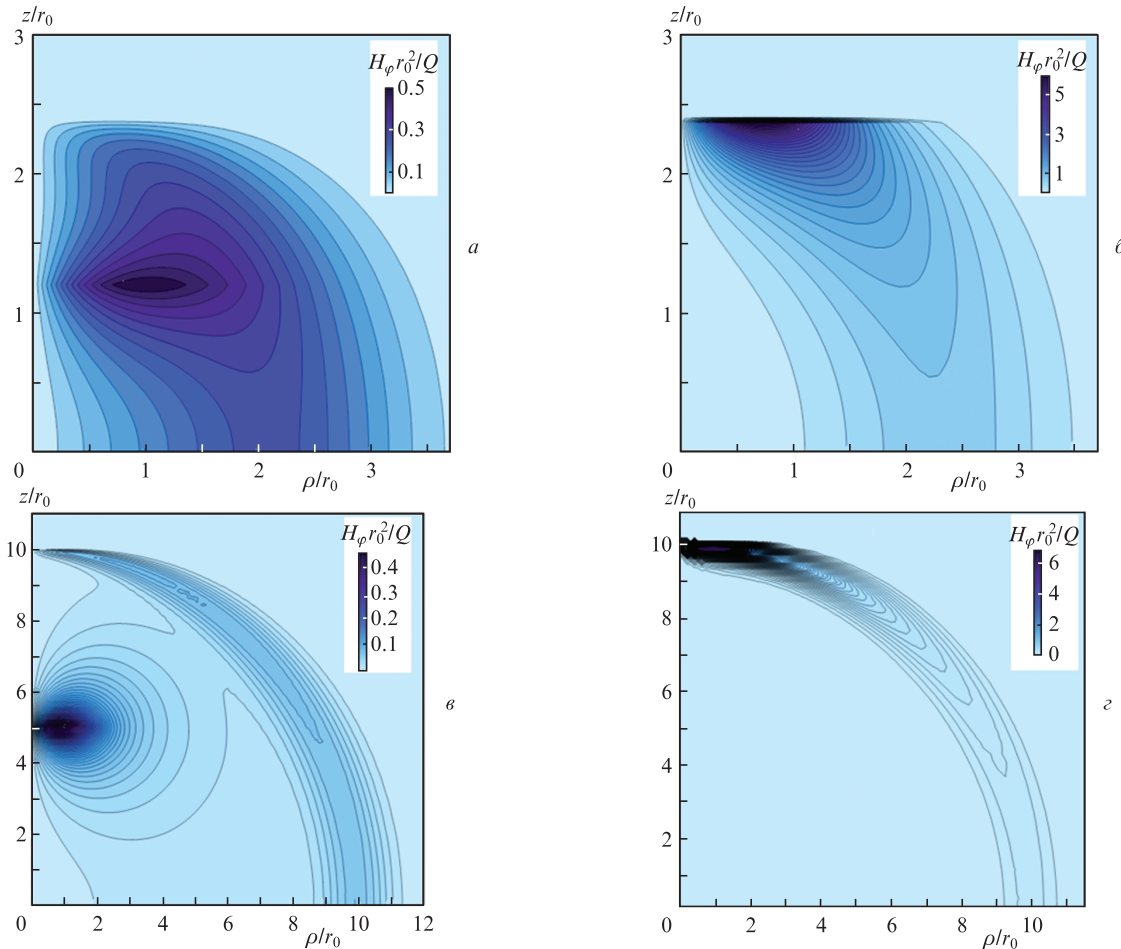


Рис.2. Распределения магнитного поля при вылете из идеального проводника пучка электронов со скоростью  $0.5c$  ( $a, b$ ) и  $0.99c$  ( $c, d$ ) в моменты времени  $t = 2.4r_0/c$  ( $a, b$ ) и  $t = 10r_0/c$  ( $c, d$ ).

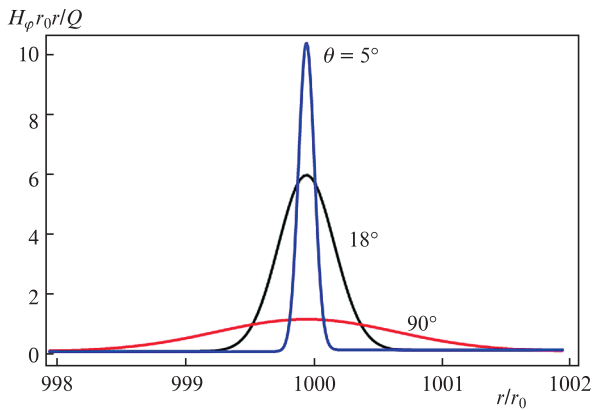


Рис.3. Импульсы магнитного поля излучения на расстоянии  $r = 1000r_0$  от мишени при вылете из идеального проводника пучка электронов со скоростью  $0.95c$  для углов наблюдения, отвечающих направлениям: вдоль мишени ( $90^\circ$ ), наибольшей энергии излучения  $\sim 1/\gamma$  ( $18^\circ$ ) и вблизи прямой вылета электронов ( $5^\circ$ ).

скоростью  $0.5c$ , так и ультрарелятивистского сгустка электронов, движущегося со скоростью  $0.99c$ . В первом случае поле излучения, распространяющееся со скоростью света, уже отделилось от собственного кулоновского поля пучка электронов, тогда как во втором случае такого разделения пока нет. Импульс излучения имеет гауссов профиль с характерным размером, который изменяется от  $r_0$  до 0 с уменьшением расстояния до оси пучка (рис.2,а и рис.3). При этом магнитное поле с уменьшением угла наблюдения растет, достигая максимума вблизи направления распространения пучка. Отметим, что максимум магнитного поля в рассматриваемом случае не совпадает с максимумом излучаемой энергии и достигается при углах, много меньших  $1/\gamma$  (отвечают направлению максимума излучаемой энергии), когда поперечный размер излучаемого импульса становится очень малым (рис.3). Можно показать, что полная энергия излучения  $W$  в рассматриваемом случае пропорциональна энергии электронов,  $W = \sqrt{\pi/2} \gamma Q^2 / r_0$  [10]. Напомним, что для ультрарелятивистских электронов с  $\gamma \sim r_0 / ct_0 \gg 1$  рассматриваемое приближение оказывается неприменимым и необходимо учитывать конечную длительность электронного пучка, которая и определяет энергию излучения в противоположном предельном случае  $\gamma ct_0 / r_0 \gg 1$ ,  $W = Q^2 / (\pi ct_0) [3 \ln(\gamma ct_0 / r_0) - 1]$  [10, 12].

Учет конечной длительности электронного пучка и конечной диэлектрической проницаемости мишени в принципиальном плане не приводит к сильному изменению структуры возникающих полей (ср. рис.4 и 2). По-прежнему хорошо прослеживается формирование сферической волны поля излучения и наблюдается уменьшение характерного пространственного размера (ширины генерируемого импульса) по мере уменьшения расстояния до оси пучка электронов (рис.5,а). При этом за счет конечной длительности импульса формирование волны излучения происходит даже на меньших временных масштабах. Также хорошо видна униполярная структура импульса излучения, имеющего электрическое/магнитное поле только одного знака, и соответствующий этому полю широкополосный спектр с отсечкой на максимальной частоте, зависящей от угла наблюдения (рис.5,б). Заметим, что в электромагнитное поле, регистрируемое под малым углом к оси вылета (показано красным цветом на рис.5), существенный вклад вносит собственное

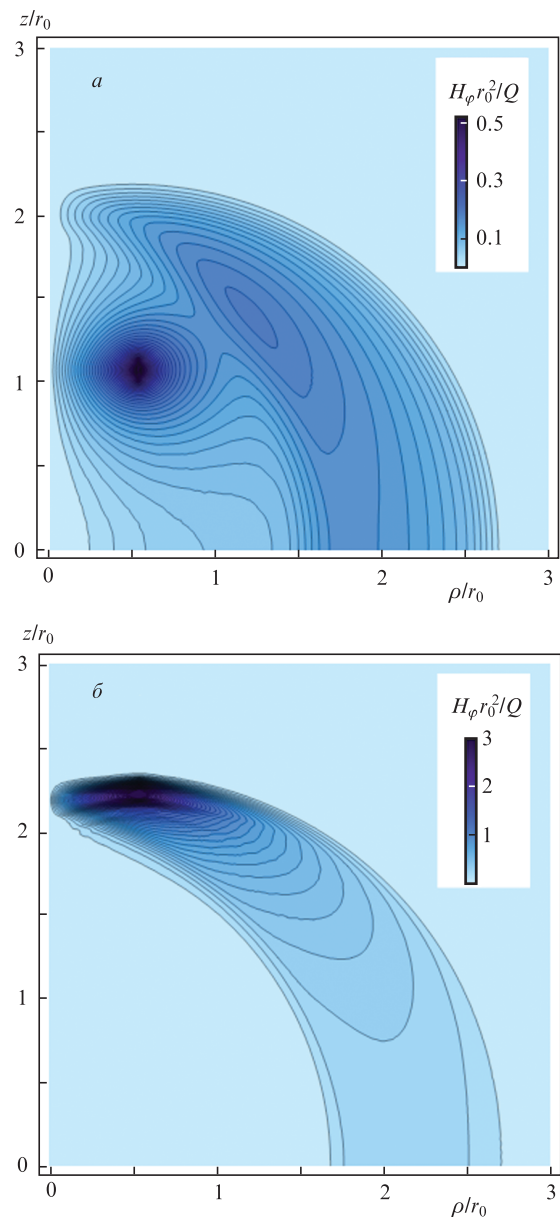


Рис.4. Распределения магнитного поля по результатам численного моделирования при вылете из металла пучка электронов со скоростями  $0.5c$  (а) и  $0.99c$  (б) в моменты времени  $800 \text{ фс}$  ( $2.4r_0/c$ ).

поле улетающего заряда, в то время как поля под большими углами отвечают в основном полям излучения. Магнитные и электрические поля заканчиваются на поверхности идеального проводника, т.е. на индуцированном поверхностном положительном заряде. Полная величина поверхностного заряда в точности равна заряду улетевших электронов, а его эволюция наиболее необычно выглядит в случае вылета релятивистского пучка электронов, когда поверхностный заряд распространяется вдоль мишени в виде так называемого поляризационного импульса со скоростью света с характерным размером, определяемым размером сгустка вылетевших электронов [11]. Отметим, что реально в вакуум вылетают электроны с разбросом по энергии, причем именно те, которые способны преодолеть кулоновский барьер и имеют энергию, равную двум-четырем характерным средним энергиям (температурам), т.е. практически все они движутся со скоростями, близкими к скорости света. Последнее снижает влияние разброса электронов по скоростям на ха-



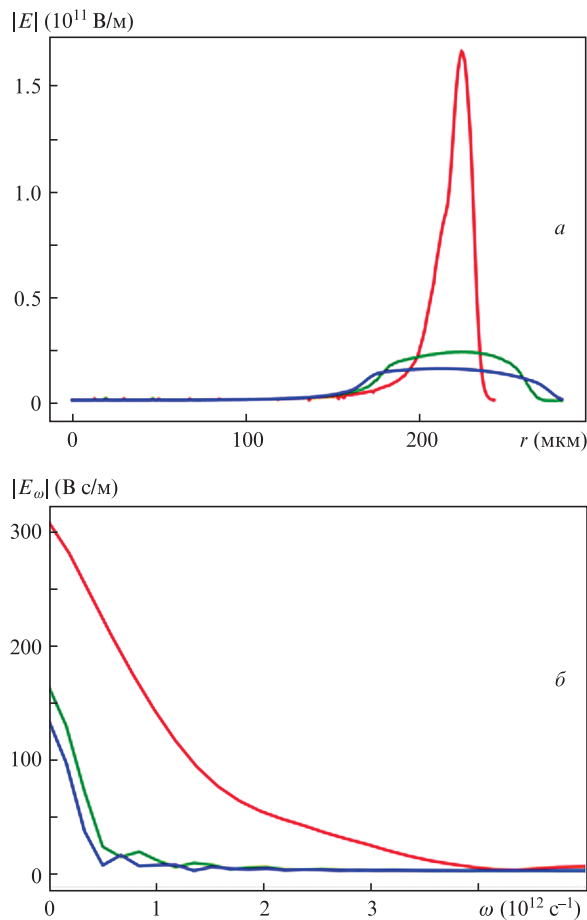


Рис. 5. Профили импульсов электрического поля (а) и соответствующие спектры излучения (б), генерируемые при вылете из мишени пучка электронов со скоростью  $0.99c$ , построенные для углов наблюдения  $10^\circ$  (красные кривые),  $50^\circ$  (зеленые кривые) и  $80^\circ$  (синие кривые) в моменты времени 800 фс.

характеристики генерируемого излучения. В практическом плане вследствие того, что энергетический спектр электронов характеризуется, как правило, экспоненциальным спаданием, минимальную энергию, необходимую для преодоления кулоновского барьера, можно оценочно считать энергией улетающего пучка электронов. Это подтверждается и проведенным ранее расчетом [12], модельно учитывающим возможный разброс электронов по энергиям, который показал, что картина переходного излучения не меняется существенным образом, сохраняя униполярный вид электромагнитного импульса и ультраширокий спектр излучения ТГц диапазона.

Полное число нагретых электронов обычно оценивается из баланса энергии в предположении, что  $10\% - 30\%$  всей энергии лазерного импульса,  $\mathcal{E}_{\text{las}} = mc^3 a_0^2 n_c t_0 r_0^2 / 2$ , переходит в энергию горячих электронов [14, 15],  $N_h = \eta \mathcal{E}_{\text{las}} / T_h$ , где  $a_0 = 0.85 \times 10^{-9} \lambda \sqrt{I}$  – безразмерная амплитуда лазерного поля ( $\lambda$  в мкм,  $I$  в Вт/см<sup>2</sup>);  $n_c$  – критическая концентрация;  $\eta$  – коэффициент поглощения; предполагается, что температура (средняя энергия) горячих электронов  $T_h$  определяется из стандартного, широко используемого пондеромоторного скейлинга:  $T_h = mc^2 \times (\sqrt{1 + a_0^2} - 1) \approx mc^2 a_0$  [16]. Так, для энергии импульса лазерного излучения 300 Дж и его интенсивности  $4 \times 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> ( $a_0 = 6$ ) при радиусе пятна фокусировки  $r_0 = 100$  мкм можно ожидать нагрева  $\sim 10^{14}$  электронов внутри фокального пятна при коэффициенте поглощения

$20\%$  ( $\eta = 0.2$ ). Потери только  $1\%$  от общего числа нагретых электронов приводят к полному заряду улетевших электронов  $0.1$  мКл, что позволяет оценить полную энергию излучения  $W \approx a_0 Q^2 / r_0 \approx 5$  Дж. Это отвечает коэффициенту конверсии энергии лазерного импульса в энергию ТГц излучения  $\sim 1.5\%$ . При этом на расстоянии порядка  $10$  см от области взаимодействия можно ожидать электрических полей импульса ТГц излучения на уровне нескольких ГВ/м в направлении максимальной излучаемой энергии (под углом  $10^\circ$  к направлению распространения лазерного импульса и пучка электронов). Длительность низкочастотного импульса излучения в данном направлении можно оценить в  $60$  фс. Отметим, что характерная частота меняется в зависимости от направления регистрации излучаемого импульса от  $0.5$  ТГц для поперечного излучения до  $2$  ТГц для направления максимально излучаемой энергии (почти продольного излучения под углом  $10^\circ$ ).

## 5. Требования к эксперименту

Генерация низкочастотных ТГц импульсов, связанная с переходным излучением быстрых электронов, практически всегда проявляется в лазерно-плазменном взаимодействии. Наилучших результатов можно достичь, с одной стороны, в случае наиболее эффективного ускорения электронов, а с другой – при пересечении этими электронами неразрушенной тыльной стороны металлической фольги и, вероятно, в условиях почти нормального падения лазерного импульса. Таким образом, желательно использовать мишень из тугоплавких, хорошо проводящих тяжелых металлов, которая не должна полностью прогореть или разлететься за время действия предимпульса и импульса лазерного излучения. Основного излучения следует ожидать под углами, близкими к направлению распространения лазерного импульса, т. к. в этом направлении ускоряются наиболее энергетичные электроны. Измерение низкочастотных полей следует проводить на значительных расстояниях от мишени (больше десятков сантиметров), где поле излучения будет превалировать над собственным полем электронного пучка, а амплитуда полей упадет до величин, не способных разрушить измеряющие приборы. Для сбора и детектирования ТГц излучения должны быть использованы средства ТГц оптики (ТГц зеркала и ТГц линзы), а также средства измерения поля и энергии ТГц излучения (пирозлектрические детекторы, болометры, системы, основанные на измерении поля при двулучепреломлении). Диагностика должна быть применима к импульсам терагерцевого ( $0.5 - 2$  ТГц) диапазона. Не исключено, что для детектирования генерируемых сильных полей излучения мог бы применяться метод пробных заряженных частиц (электронов, протонов), получаемых в том же самом лазерном импульсе (что решает проблему синхронизации), подобно тому, как это делалось для оценки сильных полей у поверхности мишени в работах [17, 18].

Отметим, что управление условиями фокусировки лазерного излучения позволит изменять характерную частоту генерируемого сверхширокополосного ТГц излучения.

## 6. Заключение

В работе продемонстрирована возможность использования коротких мощных лазерных импульсов, воздей-

ствующих на металлические мишени, для генерации низкочастотных ТГц униполярных импульсов, возникающих вследствие переходного излучения электронов, ускоренных лазерным импульсом и вылетающих из мишени. Полученное точное аналитическое решение в реальном пространстве начальной задачи для уравнений Максвелла описывает возникающие при мгновенном вылете из идеального проводника гауссова пучка релятивистских электронов электромагнитные поля, демонстрируя униполярную форму распространяющегося импульса поля излучения. Проведенные оценки позволяют предсказать высокий коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в энергию ТГц импульса, имеющего рекордные электрическое и магнитное поля для планируемых параметров лазерного импульса установки XCELS.

Экспериментальная реализация генерации ТГц излучения на установке XCELS позволит получать уникальные униполярные импульсы с рекордной энергией 1–5 Дж и мощностью 10–50 ТВт в диапазоне частот до 2 ТГц, что недостижимо с использованием традиционных методов. Заметим, что уменьшение размера пятна фокусировки и увеличение интенсивности лазерного импульса на мишени приводит к увеличению характерной частоты отсечки спектра генерируемого излучения, которая будет определяться в основном длительностью лазерного импульса и составлять ~6 ТГц, практически не меняя мощность и энергию генерируемого ТГц импульса. Получение таких импульсов представляет интерес как для фундаментальных задач релятивистской ТГц оптики, так и для практических задач по управлению свойствами материалов.

Работа поддержана Комплексной программой развития атомной науки, техники и технологий до 2024 года, проект ИПФ РАН 075-03-2022-047.

1. Consoli F., Tikhonchuk V.T., Bardon M., Bradford P., Carroll D.C., Cikhart J., Cipriani M., Clarke R.J., Cowan T., De Angelis R., De Marco M., Dubois J.-L., Etchessahar B., Garcia A.L., Hillier D.I., Honsa A., Jiang W., Kmetik V., Krasa J., LiY., Lubrano F., McKenna P., Metzkes-Ng J., Poye A., Prencipe I., Raczka P., Smith R.A., Vrana R., Woolsey N.C., Zemaityte E., Zhang Y., Zhang Z., Zielbauer B., Neely D. *High Power Laser Sci. Eng.*, **8**, e22 (2020).
2. Salen P., Basini M., Bonetti S., Hebling J., Krasilnikov M., Nikitin A.Y., Shamuilov G., Tibai Z., Zhaunerchyk V., Goryashko V. *Phys. Rep.*, **836–837**, 1 (2019).
3. Weightman P. *Phys. Biol.*, **9**, 053001 (2012).
4. Hafez H.A., Chai X., Ibrahim A., Mondal S., Féraçhou D., Ropagnol X., Ozaki T. *J. Opt.*, **18**, 093004 (2016).
5. Kampfrath T., Tanaka K., Nelson K.A. *Nat. Photonics*, **7**, 680 (2013).
6. Minty M.G., Zimmermann F. *Measurement and Control of Charged Particle Beams* (Berlin: Springer, 2003).
7. Li X., Qiu T., Zhang J., Baldini E., Lu J., Rappe A.M., Nelson K.A. *Science*, **364**, 1079 (2019).
8. Liao G-Q, Liu H., Scott G.G., Zhang Y.H., Zhu B.J., Zhang Z., Li Y.-T., Armstrong C., Zemaityte E., Bradford P., Rusby D.R., Neely D., Huggard P.G., McKenna P., Brenner C.M., Woolsey N.C., Wang W.-M., Sheng Z.-M., Zhang J. *Phys. Rev. X*, **10**, 031062 (2020).
9. Gopal A., Herzer S., Schmidt A., Singh P., Reinhard A., Ziegler W., Brommel D., Karmakar A., Gibbon P., Dillner U., May T., Meyer H-G., Paulus G.G. *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 074802 (2013).
10. Куратов А.С., Брантов А.В., Алиев Ю.М., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **46**, 1023 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 1023 (2016)].
11. Brantov A.V., Kuratov A.S., Aliev Yu.M., Bychenkov V.Yu. *Phys. Rev. E*, **102**, 021202 (2020).
12. Kuratov A.S., Brantov A.V., Kovalev V.F., Bychenkov V.Yu., *Phys. Rev. E*, **106**, 035201 (2022).
13. Бологовский Б.М., Серов А.В. *УФН*, **179**, 517 (2009) [*Phys. Usp.*, **52**, 487 (2009)].
14. Ping Y., Shepherd R., Lasinski B.F., Tabak M., Chen H., Chung H.K., Fournier K.B., Hansen S.B., Kemp A., Liedahl D.A., Widmann K., Wilks S.C., Rozmus W., Sherlock M. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 085004 (2008).
15. Brantov A.V., Govras E.A., Bychenkov V.Yu., Rozmus W. *Phys. Rev. ST Acc. Beams*, **18**, 021301 (2015).
16. Gibbon P. *Short Pulse Laser Interaction with Matter* (London: Imperial College Press, 2005).
17. Quinn K., Wilson P.A., Cecchetti C.A., Ramakrishna B., Romagnani L., Sarri G., Lancia L., Fuchs J., Pipahl A., Toncian T., Willi O., Clarke R.J., Neely D., Notley M., Gallegos P., Carroll D.C., Quinn M.N., Yuan X.H., McKenna P., Liseykina T.V., Macchi A., Borghesi M. *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 194801 (2009).
18. Inoue S., Tokita S., Otani K., Hashida M., Sakabe S. *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 031501 (2011).