

Генерация мощного излучения терагерцевого диапазона с помощью интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов

Н.Д.Бухарский, Р.К.Куликов, Ф.А.Корнеев

Рассмотрен процесс генерации сверхмощного контролируемого излучения терагерцевого диапазона разрядными токами, возбуждаемыми при облучении мультипетаваттными лазерными импульсами протяжённой мишени заданной геометрии. Показано, что использование нескольких лазерных импульсов позволяет пропорционально увеличить интенсивность излучаемых терагерцевых импульсов при коэффициенте преобразования излучения порядка нескольких процентов. Предложена схема интерференционного усиления терагерцевых импульсов в заданном направлении при синхронном облучении нескольких идентичных мишеней.

Ключевые слова: терагерцевое излучение, фемтосекундные лазерные импульсы, разрядные токи.

1. Введение

Разработка методов генерации мощного терагерцевого излучения, т. е. электромагнитного излучения в диапазоне частот 0.1–30 ТГц, и его использование для фундаментальных исследований, диагностики и высокотехнологичных приложений является актуальным направлением современной физики [1]. Источники такого излучения востребованы в широком круге научно-исследовательских и прикладных задач. Тот факт, что данное излучение не является ионизирующим и в то же время способно возбуждать переходы между различными колебательными и вращательными уровнями биологических молекул, делает его крайне привлекательным в медицинской диагностике и спектроскопии [2]. Излучение данного диапазона можно использовать для неразрушающей диагностики в системах безопасности [3]. Активно обсуждается применение ТГц излучения для создания систем высокоскоростной беспроводной передачи данных [4], а также для исследования свойств вещества и управления ими [5]. При этом во многих задачах ключевую роль играет большая мощность терагерцевого излучения. В этом контексте наиболее перспективными являются схемы генерации ТГц излучения на основе лазерно-плазменного взаимодействия, поскольку они характеризуются почти полным отсутствием ограничений на максимальную выходную мощность ТГц излучения [6], возникающих при использовании других методов из-за эффекта насыщения, а также опасности повреждения генерирующей среды.

В настоящей работе рассматривается перспективный метод генерации ТГц излучения на основе возбуждения мощных импульсов тока в проводящих или ионизованных мишенях при их облучении фемтосекундными лазерными импульсами высокой интенсивности. При этом токи возбуждаются вследствие первичного нагрева лазерным импульсом электронов мишени, которые, покидая область взаимодействия, формируют в ней положительный электрический потенциал большой величины [7]. Возбуждённые таким образом импульсы тока в достаточно протяжённых мишенях распространяются в нестационарном режиме со скоростью, близкой к скорости света, и имеют конечную длительность. При выполнении некоторых условий для параметров взаимодействия и геометрии мишени разрядные импульсы могут служить источником мощного контролируемого излучения в терагерцевом диапазоне или же создавать квазистационарные магнитные поля, модифицируясь в замкнутый ток [8]. Использование фемтосекундных лазерных импульсов высокой интенсивности позволяет получать разрядный импульс большой мощности, а следовательно, и большую мощность создаваемого таким источником ТГц излучения. Наличие нескольких лазерных каналов, в свою очередь, даёт возможность одновременно возбудить несколько разнесённых в пространстве источников и добиться дополнительного увеличения амплитуды ТГц излучения в результате синфазного сложения полей от каждого из источников.

2. Предлагаемая постановка эксперимента

В качестве ТГц антенны в настоящей работе предлагаются мишени в виде тонких искривлённых проволок. Наиболее простой с геометрической точки зрения формой обладает кольцевая мишень. При её диаметре 50 мкм частота обхода разрядным импульсом периметра мишени составляет около 2 ТГц. На этой же частоте в соответствии с проведённым в работе [8] анализом ожидается получить максимум амплитуды излучаемого осциллирующим разрядным импульсом электромагнитного поля. В данной работе для создания разрядного импульса свободный конец мишени облучается импульсом лазерного

Н.Д.Бухарский, Ф.А.Корнеев. Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; Физический институт им. П.Н.Лебедева, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: n.bukharskii@gmail.com

Р.К.Куликов. Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46

Поступила в редакцию 30 ноября 2022 г.

излучения с длиной волны 910 нм, длительностью 25 фс и интенсивностью $\sim 7.5 \times 10^{22}$ Вт/см² при фокусировке в пятно диаметром 5 мкм (по уровню $1/e^2$ от максимума интенсивности).

Для генерации при помощи кольцевой мишени ТГц импульсов с длительностью более нескольких периодов необходимо создать оптимальные условия для замыкания электрического контура и многократных осцилляций разрядного импульса вдоль периметра мишени [8], что накладывает ряд ограничений на параметры лазерно-плазменного взаимодействия и достаточно сложно осуществить на практике. Этим проблемам можно избежать при переходе к иной геометрии, где разрядный импульс вместо многократных осцилляций в одном и том же участке провода распространяется вдоль протяжённой мишени, обладающей искривлённой периодической геометрией. Примером такой мишени является проволока, имеющая форму синусоиды, которая в общем случае описывается двумя параметрами – амплитудой a_1 и периодом a_2 . Соотношение этих параметров и, вообще говоря, форма проводника могут быть произвольными [9], однако стоит отметить, что при $a_1/a_2 \rightarrow 0$ мишень переходит в прямой провод, и спектрально-угловое распределение излучения существенно изменяется. В настоящей работе для иллюстрации возможности генерации сверхмощного терагерцевого излучения при помощи предложенной схемы рассматривается мишень с фиксированным отношением амплитуды к периоду, форма которой определяется единственным параметром a :

$$\begin{cases} y = y_0 + a \sin(x/a), \\ z = z_0, \end{cases} \quad (1)$$

где параметры y_0 и z_0 определяют положение мишени, параметр a – её характерные размеры (амплитуду и период синусоиды), а следовательно, и частоту создаваемого мишенью излучения. При $a \approx 20$ мкм характерная длина l_0 одного периода синусоиды вдоль поверхности провода составляет примерно 150 мкм, что так же, как и в предыдущем случае, соответствует ожидаемой частоте электромагнитного излучения $cl_0 \approx 2$ ТГц.

Кроме того, возможно использование кольцевых незамкнутых мишеней, позволяющих получить короткий однопериодный ТГц импульс с заданными свойствами. Такие мишени могут оказаться предпочтительными при формировании направленного излучения, т. к. допускают достаточно произвольное расположение в пространстве, а распространяющаяся по одиночному кольцу волна не взаимодействует с другими частями мишени вдоль направления распространения импульса.

3. Моделирование эксперимента

Для исследования процесса генерации ТГц излучения при облучении кольцевых и синусоидальных мишеней было проведено численное моделирование методом частиц в ячейках с использованием открытого кода Smilei [10]. Моделирование проводилось в два этапа.

На первом этапе определялись параметры создаваемого при облучении протяжённой мишени разрядного импульса. Для этого использовался упрощённый двумерный расчёт с мишенью в виде прямого провода диаметром 1 мкм. Мишень состояла из электронов и ионов с атомной массой $A = 197$, соответствующей золоту, и кон-

центрацией 5.90×10^{22} см⁻³, что отвечает значению твердотельной концентрации ионов для золота. Начальная концентрация электронов была равна нулю, т. е. мишень предполагалась неионизованной. Значения концентрации электронов и степени ионизации на последующих этапах моделирования рассчитывались при помощи модели полевой ионизации, реализованной в коде Smilei [11]. Размер одной ячейки в симуляции составлял примерно 18×18 нм. На каждую ячейку приходилось по 10 частиц каждого вида. Расчётная область содержала 3072×768 ячеек и имела размер 55.40×13.85 мкм. Временное разрешение составляло 2.0×10^{-2} фс. Параметры лазерного импульса соответствовали описанным в разд.2 параметрам установки XCELS. Импульс направлялся на свободный конец мишени под углом 45° к её поверхности для обеспечения близких к оптимальным условий поглощения лазерной энергии. Кроме того, была рассмотрена возможность создания разрядной волны при синхронном облучении свободного конца мишени двумя и четырьмя лазерными импульсами с одинаковыми параметрами.

На втором этапе из результатов расчётов с прямым проводом извлекался временной и пространственный профили электрического тока. Затем эти профили использовались для расчёта трёхмерных распределений электромагнитных полей с использованием встроенного в Smilei решателя электромагнитного поля. Поскольку в данном расчёте отсутствовала плазма, снимались необходимые для корректного описания её динамики требования на минимальное пространственное разрешение, $dx \lesssim r_D$, где r_D – дебаевский радиус. По этой причине размер ячейки был увеличен до 2.5 мкм, а размер расчётной области – до $1.28 \times 1.28 \times 1.28$ мм, что позволило исследовать трёхмерные распределения электромагнитных полей в волновой зоне для мишеней с характерным размером 100 мкм.

Кроме того, при анализе свойств излучения, сформированного несколькими мишенями, были проведены полуаналитические расчёты с использованием на заключительном шаге численного интегрирования на языке Python. В качестве источника на этом этапе использовался распространяющийся по заданной траектории импульс тока, а вычисление плотности энергии проводилось в волновой зоне.

4. Результаты моделирования

В рамках выполнения первого этапа моделирования эксперимента было проведено три симуляции, в которых рассматривалось взаимодействие с протяжённой мишенью одного, двух и четырёх лазерных импульсов соответственно. Различные комбинации облучающих импульсов позволяют контролировать амплитуду возбуждаемого разрядного импульса. При этом в случае использования нескольких импульсов предполагалось, что лазерные импульсы облучают свободный конец мишени синхронно, без какой-либо задержки между их максимумами. Результаты моделирования в случае одного лазерного импульса представлены на рис.1 в виде пространственных распределений компоненты магнитного поля B_z . Видно, что лазерный импульс, направляемый на левый конец мишени (рис.1,а), частично отражается от её поверхности (рис.1,б) и частично поглощается, создавая разрядную волну, распространяющуюся вдоль поверхно-

сти мишени независимо от лазерного импульса, который к этому моменту почти полностью уходит из расчётной области (рис.1,а,б,в). При этом ввиду использования фемтосекундного лазерного драйвера разрядный импульс имеет достаточно малую длительность и таким образом является достаточно локализованным на масштабах порядка размера мишени. Аналогичные результаты были получены для случаев двух и четырёх лазерных импульсов. В результате облучения свободного конца мишени также формировался короткий разрядный импульс, распространяющийся вдоль поверхности мишени. Длительность разрядного импульса во всех трёх случаях оказалась приблизительно одинаковой и на уровне половины своего максимума составила $\sim 31-35$ фс. Полученные из расчётов скорости распространения фронта разрядного импульса также оказались близки и составили около $0.98c$, где c – скорость света. Основное отличие между результатами трёх проведённых расчётов заключалось в различных значениях амплитуд индуцируемой лазерным излучением разрядной волны, что можно видеть на рис.2, где представлены пространственные распределения компоненты магнитного поля B_z в момент времени 169 фс. Амплитуды разрядной волны при использовании одного, двух и четырёх лазерных импульсов соотносятся приблизительно как $1:\sqrt{2}:2$, т.е. зависимость амплитуды разрядной волны A_{\max} от энергии падающего на мишень лазерного излучения E_{las} имеет вид $A_{\max} \sim \sqrt{E_{\text{las}}}$, а следовательно, плотность энергии электрического или магнитного поля разрядной волны $w \sim A^2$ оказывается прямо пропорциональной энергии лазерного излучения: $w \sim E_{\text{las}}$. На основе полученных на данном этапе результатов можно сделать вывод, что лазерные импульсы с параметрами, описанными в разд.2, можно использовать для возбуждения мощных разрядных импульсов малой длительности, которые, в свою очередь, способны испу-

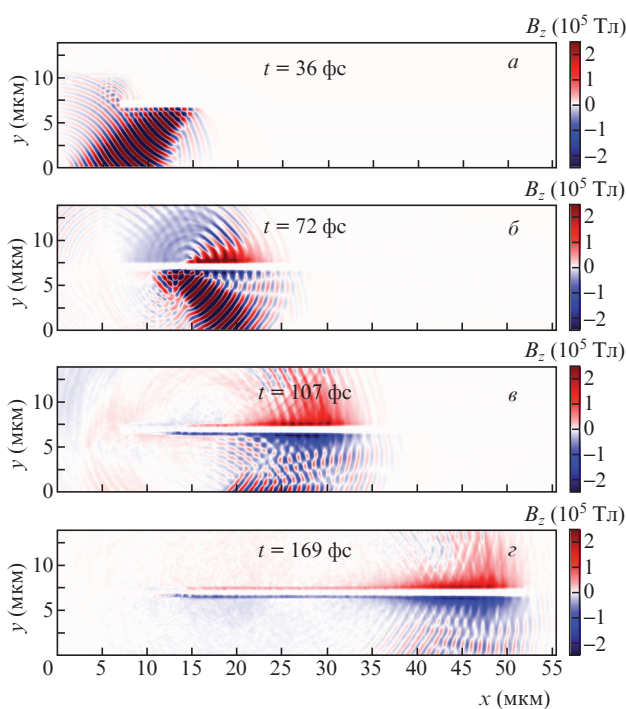


Рис.1. Результаты двумерного моделирования кодом типа «частицы в ячейках» процесса формирования и распространения разрядного импульса вдоль протяжённой мишени: распределение компоненты магнитного поля B_z в различные моменты времени.

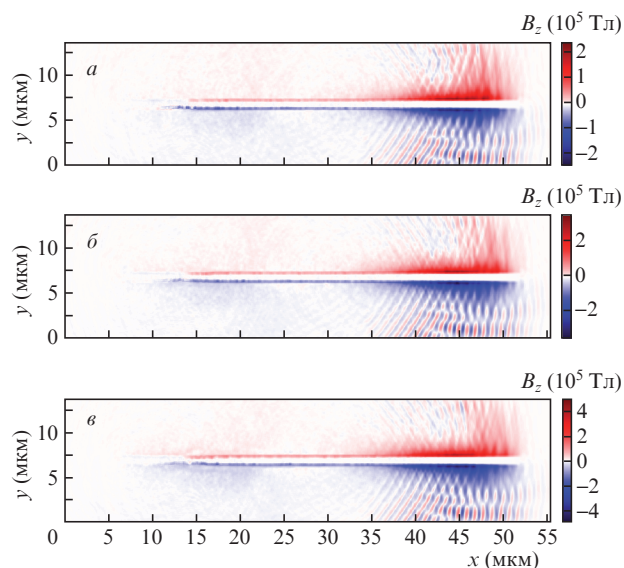


Рис.2. Результаты двумерного моделирования кодом «частицы в ячейках» процессов формирования и распространения разрядного импульса вдоль прямой протяжённой мишени: пространственные распределения компоненты магнитного поля B_z в момент времени 169 фс при использовании одного (а), двух (б) и четырёх (в) лазерных импульсов.

скают электромагнитное излучение в ТГц диапазоне при переходе от прямого провода к протяжённой мишени сложной геометрии.

Полученные для мишени в форме синусоиды распределения электромагнитных полей в волновой зоне представлены на рис.3. Приведены распределения двух компонент излучаемой электромагнитной волны. В направлении распространения разрядного импульса одной из перпендикулярных вектору распространения волны компонент является B_z (рис.3,а), в то время как под углом 90° к этому направлению одной из основных компонент является B_x (рис.3,б). В обоих случаях наблюдаемые распределения представляют собой распределения полей в электромагнитной волне с характерным чередованием максимумов и минимумов как при переходе к другой точке пространства в фиксированный момент времени, так и в фиксированной точке пространства в последовательные моменты времени. На рис.3,б также можно видеть постепенное перемещение источника вдоль провода ввиду небольших расстояний до точки наблюдения по сравнению с длиной мишени вдоль оси x . Кроме того, можно заметить некоторую асимметрию распределений вдоль оси x , которая является следствием эффекта Доплера, связанного с высокой скоростью распространения разрядного импульса вдоль мишени. В результате этого эффекта частота электромагнитного излучения вдоль направления распространения разрядного импульса увеличивается, а поля проходят через череду максимумов и минимумов несколько быстрее, чем ожидается в соответствии с основной частотой c/l_0 , определяемой размером мишени l_0 . Стоит отметить, что скорость распространения разрядного импульса вдоль мишени и связанный с ней доплеровский сдвиг в направлении распространения можно контролировать за счёт вариации соотношения амплитуды и периода мишени, что открывает возможность получения ТГц излучения в широкой полосе частот при фиксированной геометрии источника и варьируемом направлении наблюдения [9].

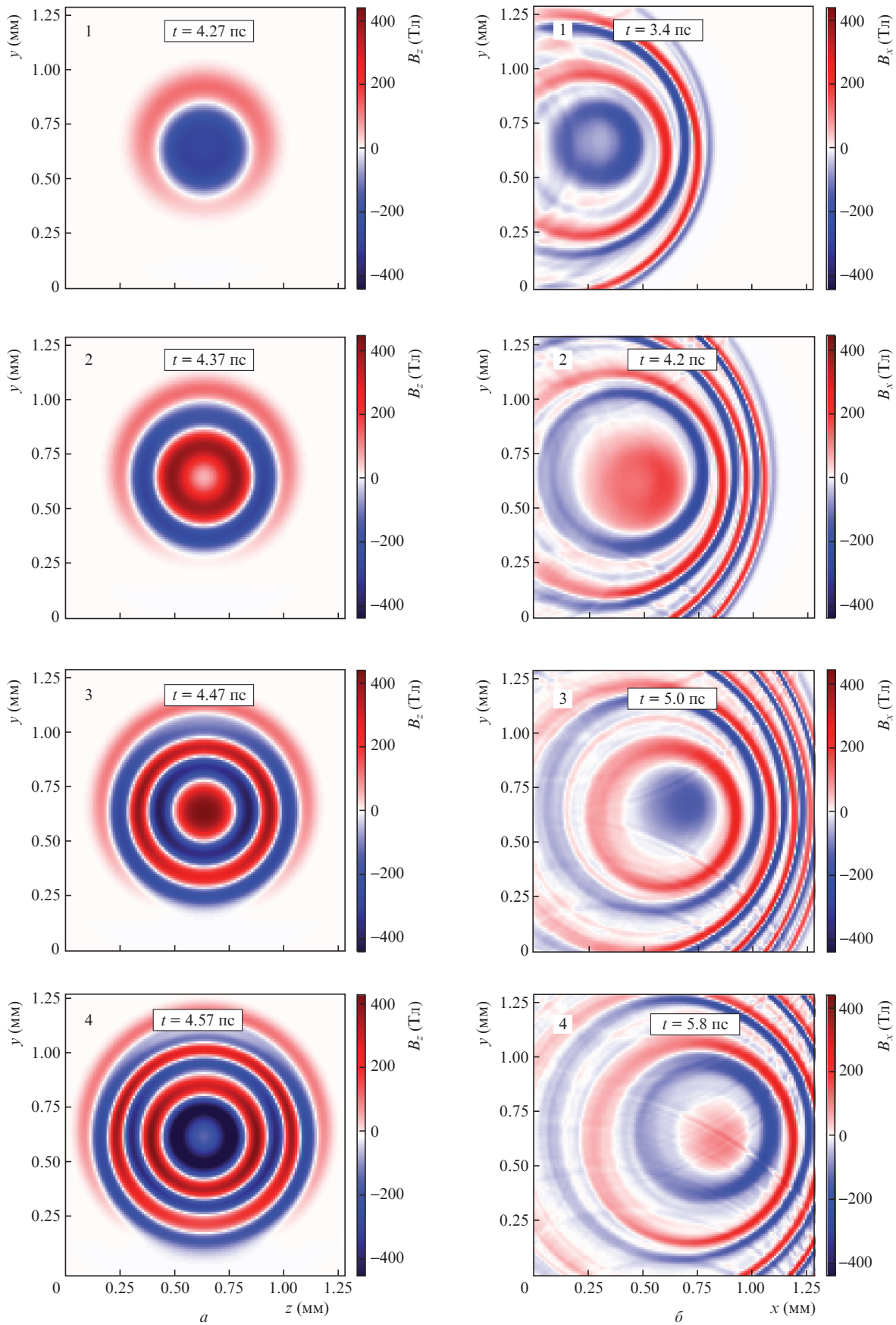


Рис.3. Распределения в волновой зоне электромагнитных полей, излучаемых синусоидальной мишенью: распределения в различные моменты времени компоненты B_z вдоль направления распространения разрядного импульса в плоскости $x = 1.28$ мм (а) и компоненты B_x под углом 90° к направлению распространения разрядного импульса в плоскости $z = 1.28$ мм (б).

Полученная при расчёте амплитуда магнитного поля на гранях расчётной области, удалённых на 0.64 мм от источника излучения, составляет ~ 400 Тл, а амплитуда электрического поля – 5×10^{10} В/м. Ожидается, что при дальнейшем удалении от источника амплитуда будет уменьшаться как $1/r$. Так, например, на параболическом зеркале, которое можно использовать для коллимации и фокусировки ТГц излучения, при фокусном расстоянии $f_{\text{mir}} = 15$ см и расположении источника в фокусе параболы амплитуда электрического поля на поверхности зеркала составит 2×10^8 В/м. При диаметре зеркала $d_{\text{mir}} = 5$ см такое значение поля соответствует собираемой им мощности излучения 10^{11} Вт, а излучаемая за один период энергия, собираемая зеркалом, составляет десятки мДж. Полная мощность излучения может превышать 1 ТВт, а полная излучаемая энергия достигать сотен мДж за один период и 1–10 Дж за 10 периодов. Согласно последней оценке полная эффективность преобразования лазерной энергии в энергию ТГц излучения должна составить несколько процентов. Данные оценки выполнены в предположении постоянной амплитуды разрядного импульса на протяжении первых 10 периодов. В действительности часть энергии разрядного импульса может расходоваться на излучение, а также нагрев мишени и другие диссипативные процессы, в результате чего разрядный импульс будет испытывать существенное затухание до прохождения им первых 10 периодов мишени, и излучаемая им мощность может снижаться.

При использовании нескольких лазерных драйверов появляется дополнительная возможность контролировать пространственное распределение создаваемого мишенями излучения. При оптимальном расположении источников друг относительно друга в определённых точках пространства за счёт интерференции ТГц волн от каждого из источников поток энергии электромагнитного поля в заданном направлении может увеличиться. В расчётах возможность достижения больших значений плотности энергии в результате сложения колебаний от нескольких источников исследована на примере кольцевой антенны. Был проведён как численный расчёт с использованием встроенного в Smilei решателя электромагнитного поля, так и полуаналитические расчёты с использованием языка программирования Python, позволяющие рассмотреть пространственные масштабы большей величины. В полуаналитических расчётах использовался импульс тока вида $j \sim \exp\{-[(\varphi - \omega t)/w]^2\}$ с $w = 0.1$, распространяющийся со скоростью света по окружности заданного радиуса. Вычисления плотности энергии выполнялись с использованием выражения для модуля вектора Пойнтинга $|\mathbf{S}| = \frac{c}{4\pi} H^2$ в предположении, что точка наблюдения находится в волновой зоне, где поле в малой области пространства можно рассматривать как поле плоской волны. Магнитное поле H вычислялось на пространственной сетке размером 1×1 см с шагом 100 мкм. Шаг по времени составлял 0.1 периода оборота разрядного импульса по периметру кольца. Результаты численного и полуаналитических расчётов представлены на рис.4.

На рис.4,а приведено полученное численно с помощью решателя электромагнитного поля кода Smilei распределение плотности энергии излучаемого мишенью электромагнитного поля на стенке расчётной области, удалённой на расстояние 0.64 мм от мишени, расположенной в центре расчётной области. Данная величина

определялась как интеграл от проекции вектора Пойнтинга по времени:

$$\frac{dW}{dS} = \int_0^{T_{\text{sim}}} \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) \mathbf{n} dt,$$

где T_{sim} – конечный момент времени в симуляции; μ_0 – магнитная постоянная; \mathbf{E} и \mathbf{B} – векторы электрического поля и магнитной индукции на стенке расчётной области, полученные в симуляции; \mathbf{n} – вектор нормали к стенке. Диаметр мишени в данном расчёте составлял 50 мкм. Видно, что для одиночной кольцевой мишени распределение имеет слабо выраженный пик вдоль оси мишени и медленно спадает при удалении от этой оси.

Полуаналитические расчёты позволяют рассмотреть распределение плотности энергии на большем удалении от мишени и в большей области пространства. Диаметр мишени в этой группе расчётов составлял 200 мкм. Распределение, соответствующее случаю одной мишени, расположенной в центре расчётной области, представлено на рис.4,б. Центральная часть данного распределения имеет пологий профиль, что согласуется с полученным в численном расчёте результатом.

Таким образом, можно заключить, что при использовании одной мишени излучаемая разрядным импульсом энергия распространяется в широком диапазоне углов, и на детектор приходит лишь часть этой энергии, которая определяется угловым размером детектора. При использовании двух мишеней распределение плотности энергии в пространстве существенным образом изменяется (рис.4,в). В результате интерференции ТГц волн образуется область пространства, где плотность энергии возрастает примерно в четыре раза, при том, что суммарная лазерная энергия возрастает только в два раза. Эта область имеет форму полосы, ориентация которой определяется взаимным расположением мишеней. При расположении мишеней в горизонтальной плоскости $x = x_0$ полоса ориентирована вертикально (рис.4,в). При использовании четырёх мишеней, расположенных в вершинах квадрата, область конструктивной интерференции в центре приобретает форму пятна, размер которого определяется расстоянием между источниками (рис.4,г–е). При расположении детектора в центре этого пятна измеренный им поток энергии возрастает более чем в 10 раз при увеличении суммарной вложенной энергии лазера в четыре раза. Таким образом, перераспределение потока энергии в пространстве в результате интерференции колебаний от нескольких источников позволяет в несколько раз увеличить поток энергии в определённой области пространства без использования дополнительных средств для коллимации и фокусировки электромагнитного излучения в виде параболических зеркал и линз. При этом вариацией расстояния между источниками также возможно контролировать размер области интерференционного максимума, подбирая его исходя из требований конкретного эксперимента. Кроме того, параметры максимума конструктивной интерференции можно дополнительно контролировать с помощью ориентации мишеней. В качестве примера был рассмотрен случай четырёх кольцевых мишеней, расположенных в вершинах основания правильной четырёхугольной пирамиды. Оси мишеней были ориентированы на вершину пирамиды. Тогда при должной синхронизации в области вершины пирамиды может

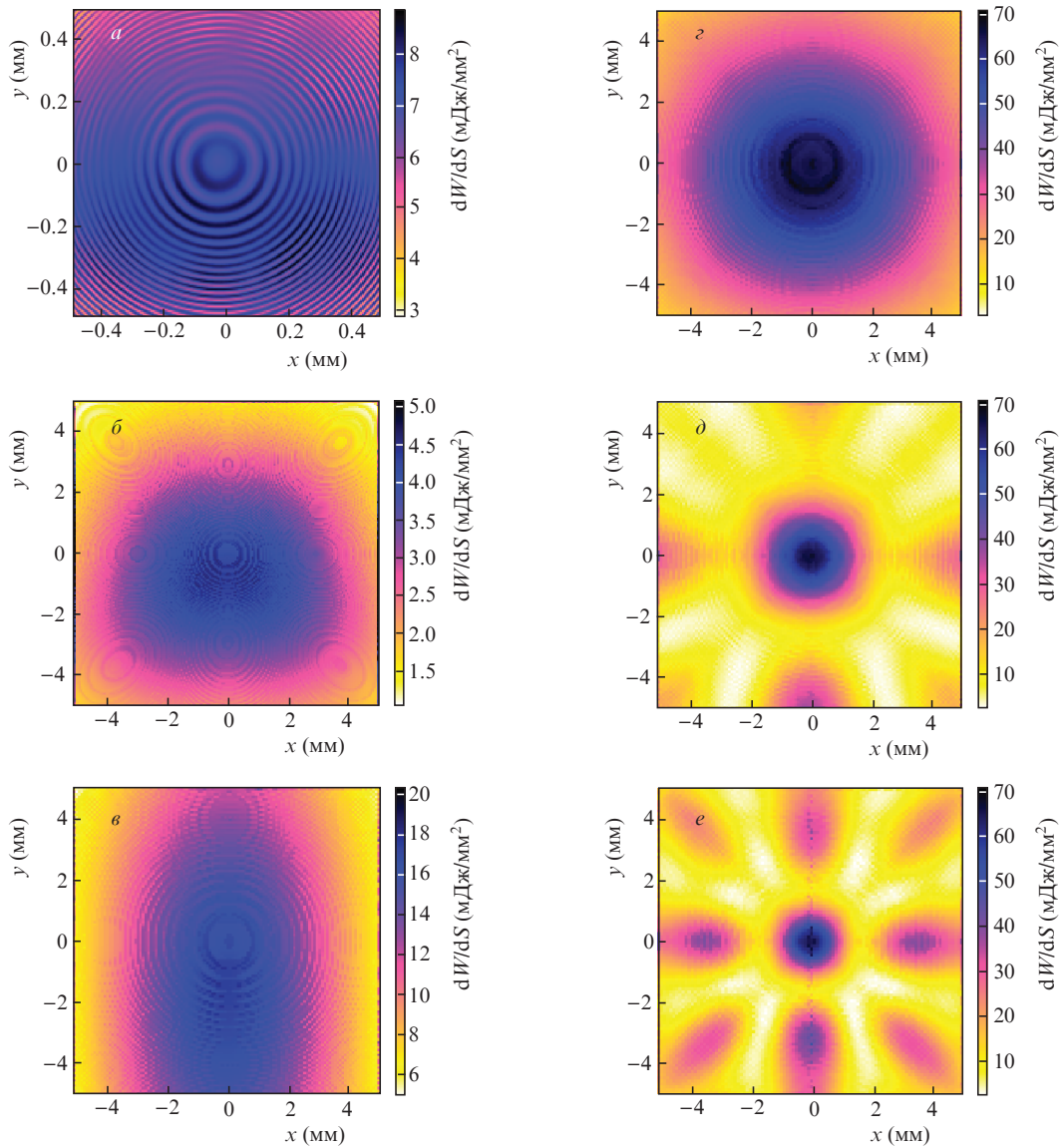


Рис.4. Рассчитанное численно распределение плотности энергии электромагнитного поля в удалённой на 0.64 мм от мишени плоскости для одиночной кольцевой мишени диаметром ~ 50 мкм, расположенной в центре расчётной области (а). Распределения плотности энергии электромагнитного поля на расстоянии 1 см от мишени, полученные по полуаналитической модели для кольцевой мишени диаметром 200 мкм: одиночная кольцевая мишень, расположенная в центре расчётной области (б); две кольцевые мишени, расположенные в точках с координатами $(x_0 - \Delta, y_0, z_0)$ и $(x_0 + \Delta, y_0, z_0)$, где $\Delta = 157$ мкм (в); четыре кольцевые мишени, расположенные в вершинах квадрата с координатами $(x_0 - \Delta, y_0 - \Delta, z_0)$, $(x_0 - \Delta, y_0 + \Delta, z_0)$, $(x_0 + \Delta, y_0 + \Delta, z_0)$ и $(x_0 + \Delta, y_0 - \Delta, z_0)$, где $\Delta = 157$ (г), 471 (д) и 785 мкм (е).

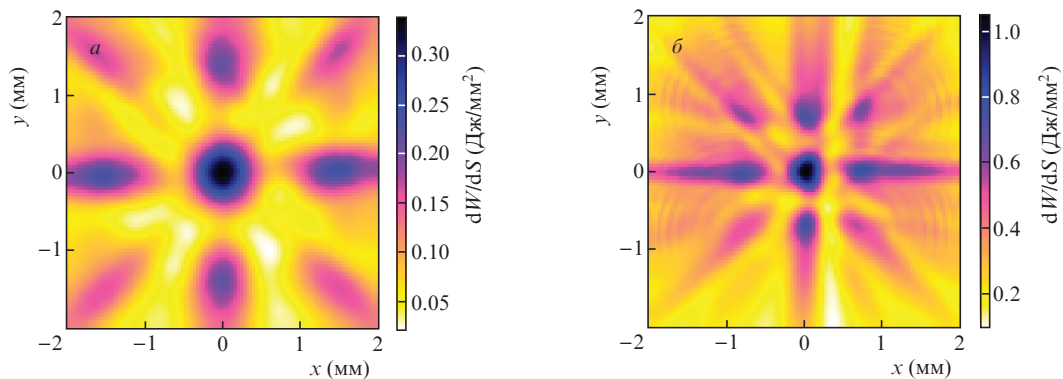


Рис.5. Рассчитанные численно распределения плотности энергии электромагнитного поля для четырёх кольцевых мишеней диаметром 200 мкм, расположенных в вершинах основания пирамиды – квадрата с координатами $(x_0 - \Delta, y_0 - \Delta, z_0)$, $(x_0 - \Delta, y_0 + \Delta, z_0)$, $(x_0 + \Delta, y_0 + \Delta, z_0)$ и $(x_0 + \Delta, y_0 - \Delta, z_0)$ – и ориентированных симметрично в вершину пирамиды с высотой $\Delta\sqrt{2} \operatorname{ctg}\alpha$, где α – угол между высотой пирамиды и осью мишени, при $\Delta = 785$ мкм, $\alpha = 15^\circ$ (а) и $\Delta = 785$ мкм, $\alpha = 30^\circ$ (б). Распределения получены в плоскости, параллельной основанию пирамиды и содержащей её вершину – точку пересечения осей кольцевых мишеней.

достигаться максимум интерференции. На рис.5 представлены распределения плотности полной энергии излучения для двух различных взаимных ориентаций мишеней. Стоит отметить, что чем меньше высота такой пирамиды, т. е. чем ближе к плоскости расположения мишеней точка пересечения их осей, тем больше оказывается плотность потока энергии в центре этой области при фиксированном расстоянии между центрами мишеней.

5. Требования к эксперименту

Для получения в эксперименте ТГц излучения с параметрами, приведёнными в данной работе, параметры лазерного излучения должны соответствовать описанным в разд.2, т. е. лазерный импульс должен иметь длительность ~ 25 фс и интенсивность около 7.5×10^{22} Вт/см² при фокусировке излучения в пятно диаметром 5 мкм (по уровню $1/e^2$ от максимума интенсивности). Возможно использование импульсов другой интенсивности того же порядка величины с соответствующим изменением полезного сигнала ТГц излучения. Характерный размер мишени в эксперименте может выбираться на основе желаемого значения основной частоты ТГц излучения. Для получения излучения с основной частотой 2 ТГц характерная длина периода мишени должна составлять 150 мкм, что соответствует диаметру кольцевой мишени ~ 50 мкм и характерному размеру $a = 20$ мкм для мишени в форме синусоиды. При этом характерный диаметр провода должен быть в несколько раз меньше данных величин и составлять ~ 5 мкм. Столь малые размеры накладывают высокие требования на точность и пространственное разрешение систем для изготовления мишеней. Кроме того, ввиду малого диаметра провода максимально допустимое смещение лазерного фокуса от оптимального положения, при котором лазерное излучение фокусируется на кончик мишени, также должно быть меньше характерного диаметра провода.

При использовании нескольких мишеней, каждая из которых облучается отдельным лазерным импульсом, для создания условий для конструктивной интерференции в желаемой точке пространства синхронизация времени прихода лазерных импульсов на мишени должна быть достаточно точной – максимально допустимое отклонение времени прихода лазерного импульса на мишень должно быть по крайней мере на порядок меньше периода колебаний ТГц излучения, что даёт для частоты 2 ТГц максимально допустимую погрешность синхронизации 50 фс.

При детектировании излучения следует обратить внимание на условия его распространения в мишенной камере. В случае сложной и громоздкой аппаратуры необходимо обеспечить ориентацию генерируемого излучения, допускающую его невозмущённое попадание на детектор. Следует также проявить осторожность при использовании стандартных детекторов ТГц излучения, рассчитанных на определённую мощность сигнала, и обеспечить достаточное количество поглощающих фильтров в

случае ожидаемого превышения допустимой мощности излучения. В качестве диагностики распространения импульса по протяжённой мишени хорошо зарекомендовала себя протонная радиография [12], использование которой также желательно при проведении предлагаемого эксперимента.

6. Заключение

Продемонстрирована возможность оптической генерации вторичного ТГц излучения субтераваттного – тераваттного уровня мощности в волновой зоне при облучении тонких проволок заданной геометрии. Под действием фемтосекундного лазерного драйвера создаётся мощный разрядный импульс тока, распространяющийся вдоль поверхности мишени. Частотные характеристики создаваемого мишенями электромагнитного излучения определяются их размерами, что позволяет оптимизировать эти характеристики для конкретных прикладных и фундаментальных задач. Наличие нескольких лазерных каналов установки XCELS даёт возможность одновременно возбуждать два и более источника. В этом случае можно также контролировать пространственное распределение потока энергии электромагнитного излучения. При создании необходимых для конструктивной интерференции условий появляется возможность сосредоточить поток в малой области пространства и увеличить его в несколько раз, что делает схему с несколькими источниками привлекательной для ряда прикладных и исследовательских задач, где требуется обеспечить высокую плотность энергии ТГц излучения, направленную в малый телесный угол.

Работа частично поддержана программой «Приоритет 2030» НИЯУ МИФИ». Авторы выражают благодарность Межведомственному суперкомпьютерному центру РАН и высокопроизводительному вычислительному центру НИЯУ МИФИ за предоставленные ресурсы.

1. Dhillon S.S., Vitiello M.S., Linfield E.H., et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **50**, 043001 (2017).
2. Amini T., Jahangiri F., Ameri Z., Hemmatian M.A. *J. Lasers Med. Sci.*, **12**, e92 (2021).
3. Kawase K., Ogawa Yu., Watanabe Yu., Inoue H. *Opt. Express*, **11** (20), 2549 (2003).
4. Kleine-Ostmann T., Nagatsuma T.J. *Infrared Millim. Terahertz Waves*, **32**, 143 (2011).
5. Salén P., Basini M., Bonetti S., et al. *Phys. Rep.*, **836 – 837**, 1 (2019).
6. Liao G.-Q., Li Y.-T. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **47** (6), 3002 (2019).
7. Quinn K., Wilson P.A., Cecchetti C.A. *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 194801 (2009).
8. Bukharskii N., Kochetkov Iu., Korneev Ph. *Appl. Phys. Lett.*, **120**, 014102 (2022).
9. Bukharskii N., Korneev Ph. ArXiv:2210.14166 (2022).
10. Derouillat J., Beck A., Pérez F., et al. *Comput. Phys. Commun.*, **222**, 351 (2018).
11. Nuter R. et al. *Phys. Plasmas*, **19**, 033107 (2011).
12. Ehret M., Bailly-Grandvaux M., Korneev Ph., et al. *Phys. Plasmas*, **30**, 013105 (2023).