

Концентрация и распространение сверхсильных лазерно-генерируемых терагерцевых полей на микропроволочной мишени

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

Воздействие мощного короткого лазерного импульса установки XCELS на твердотельные металлические мишени разных конструкций и размеров дает возможность получать самые мощные и обладающие рекордно высокой энергией терагерцевые (ТГц) импульсы. Их дальнейшее применение и использование связано с необходимостью фокусировки и транспортировки, что требует развития соответствующих элементов управления получаемыми мощными ТГц импульсами. В этой связи интерес представляет использование мишеней, которые, с одной стороны, являются элементом источника излучения, а с другой стороны способны коллимировать и транспортировать энергию ТГц излучения. На этом пути перспективной выглядит мишень в виде тонкой проволоки. Проведено численное моделирование процесса генерации ТГц импульса при взаимодействии лазерных импульсов установки XCELS с металлической мишенью цилиндрической формы (микропроволокой). Показано, что ТГц излучение генерируется в уникальной форме, как униполярный импульс, а микропроволочная мишень позволяет концентрировать значительную часть излучения у своей поверхности и транспортировать его, также в форме униполярного приповерхностного импульса, со скоростью света вдоль проволоки на большие расстояния со слабым затуханием.

Ключевые слова: мощные терагерцевые приповерхностные импульсы, транспортировка терагерцевого излучения, микропроволочные лазерные мишени.

1. Введение

Терагерцевое (ТГц) излучение является инструментом, широко используемым в различных областях науки и технологий, начиная от фундаментальных исследований и заканчивая применениями в коммуникациях [1] и в сфере безопасности [2]. Терагерцевые технологии имеют большую и развитую элементную базу и используются в большом числе готовых приборов [2]. При этом в последние годы все отчетливее прослеживается тенденция в получении все более мощных широкополосных ТГц импульсов, и прорывной прогресс связывают с использованием мощных короткоимпульсных лазеров.

Одна из областей новых ТГц технологий связана с генерацией сверхмощных импульсов с ультрашироким спектром частот. За последние десятилетия было создано много источников достаточно мощного ТГц излучения, использующих, например, метод оптического выпрямления, где активной средой являются органические кристаллы [3], оптическое выпрямление с наклонным волновым фронтом на кристаллах LiNbO_3 [4], лазер на свободных электронах [5] и ускоритель элементарных частиц [6]. Источником мощного излучения может быть и плазма, как низкоплотная (газовая [7]), так и более плотная, образующаяся при облучении жидких [8] или твердотельных

[9] мишеней. Однако наиболее мощный источник ТГц излучения, с перспективой постоянного повышения его яркости, связывают сейчас с взаимодействием высокоинтенсивных (с релятивистской интенсивностью излучения, превышающей 10^{18} Вт/см²) ультракоротких лазерных импульсов с твердыми телами [9], обеспечивающим генерацию терагерцевых ультраширокополосных импульсов. Именно в такой схеме достигаются рекордные поля и энергии ТГц импульсов, а также снимаются обычно присутствующие в других схемах ограничения, препятствующие увеличению мощности излучения с увеличением мощности драйвера. В этой связи использование лазерной системы XCELS ожидаемо должно позволить получить рекордные по мощности и интенсивности ТГц импульсы.

Для увеличения интенсивности ТГц излучения можно использовать линзы, коллиматоры, компрессоры. Однако подобные элементы должны быть способны работать с высокоинтенсивными и мощными импульсами излучения, не вносить в них искажения, слабо поглощать, а также иметь высокую среднюю наработку на отказ и сравнительно низкую стоимость. Это заставляет думать и о других способах концентрации ТГц энергии, желательнее наиболее простых и безотказных. Здесь мы обращаем внимание на возможность продвижения в этом направлении с использованием геометрии источника для решения задач коллимации и волноводной транспортировки ТГц излучения на расстоянии от области генерации в десятки и сотни его длин волн. Именно использование микропроволочной мишени в такой цилиндрической геометрии позволяет, с одной стороны, за счет геометрического фактора собрать существенную часть генерируемого ТГц излучения вблизи поверхности проволоки, а с другой – направить мощное излучение в виде электромагнитного импульса вдоль проволоки в желаемом направлении. Для

А.С.Куратов, А.В.Брантов, В.Ю.Быченков. Всероссийский НИИ автоматизации им. Н.Л.Духова, Россия, 127030 Москва, Сущевская 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, bychenkovvy@lebedev.ru

этого требуется многоканальный лазер, радиально облучающий несколькими пучками проволоку микронного диаметра с разных сторон (по окружности) и формируя фокальный пояс вокруг мишени шириной порядка поперечного размера пучка. Такая геометрия облучения вполне реализуема для лазерной инфраструктуры XCELS.

Поля, которые образуются на поверхности проволоки при воздействии лазерных импульсов релятивистской интенсивности, могут достигать очень высоких значений. Так, для лазерного импульса интенсивностью $\sim 10^{18}$ Вт/см² получались поверхностные поля ~ 0.2 ГВ/м [10]. Также были предсказаны рост пикового поля генерируемой поверхностной волны и коэффициента конверсии лазерного излучения в поверхностную волну с увеличением энергии лазера [11]. Поля ~ 90 ГВ/м были достигнуты на поверхности проволоки при интенсивностях лазерного излучения $\sim 10^{19}$ Вт/см² [12]. Для изучения и оценки возникших поверхностных полей активно применяется протонография [13, 14], причем с использованием ускоренных протонов, образующихся под действием того же самого лазерного импульса.

Генерация сильных ТГц полей сопровождается возникновением больших поверхностных токов. Уже в первых экспериментах по взаимодействию мощного лазерного излучения с проволочными мишенями в работе [15] было показано, что максимальная амплитуда тока на поверхности проволоки может достигать $\sim 10^4$ А, однако в ней не уделялось достаточного внимания вопросам затухания поверхностных токов и полей, а использованное двумерное моделирование не позволяло учесть геометрического фактора проволоки. В недавних работах [16, 17] предприняты попытки теоретически описать движения и затухания токов, возникающих на поверхности мишени вблизи горячего пятна. Теоретическое описание токов в цилиндрической мишени при воздействии интенсивного лазерного импульса было проведено в [18].

Генерируемые импульсы ТГц излучения могут быть использованы для ускорения высокоэнергетических частиц, например с использованием катушки из проволоки с бегущей поверхностной ТГц волной, которая создавала бы ускоряющее поле для ионов [19, 20]. Проволоки могут служить направляющими для движения частиц, что уже было продемонстрировано в ряде экспериментов [21 – 23], где лазерно-нагретые электроны, скользящие вдоль облучаемой проволоки, регистрировались вдали от области воздействия лазерного импульса. Возможность захвата электронов полями вблизи проволоки была показана численно [24]. Отметим также теоретическое и численное исследование лазерной генерации электронов и их влияние на распространение и излучение поверхностных электромагнитных волн [25].

Увеличения локального ТГц поля можно достигать, изменяя не только параметры лазера, но и радиус цилиндрической мишени. Уменьшая радиус проволочной мишени вплоть до ее конического заострения, можно добиться существенного увеличения амплитуд поверхностных полей [26 – 28]. Кроме того, на острие проволоки возможно переизлучение значительной части энергии ТГц импульса, что позволит создавать направленные излучатели с управляемыми характеристиками или терагерцевые оптические приборы, способные манипулировать объектами по аналогии с оптическими пинцетами [29]. С этой целью можно решать инженерно-оптимизационную задачу о необходимой форме заостренного торца, кото-

рая будет обеспечивать излучение с наперед заданными характеристиками.

Подводя итог, можно сказать, что использование цилиндрических проволочных мишеней, симметрично облучаемых мощными лазерными импульсами установки XCELS, позволит не только создать рекордные по мощности импульсы ТГц диапазона частот, но и решить задачу коллимации и распространения ТГц излучения с концентрацией его энергии в пространстве. С другой стороны, подобная геометрия может обеспечивать получение высокоэнергетических частиц (электронов, протонов) вдали от фокального лазерного пятна, где генерируется ТГц импульс. Проволочные мишени могут также служить излучателями с заданными свойствами. Стоит отметить, что стоимость реализации такой схемы, даже при учете ее однократности (работа с экстремальными полями испаряет мишень), будет низкой по сравнению со стоимостью других оптических приборов ТГц диапазона.

2. Постановка эксперимента

Метод концентрации лазерно-генерируемых терагерцевых полей основан на использовании микропроволочной мишени диаметром 10–100 мкм, облучаемой ультракороткими интенсивными лазерными импульсами установки XCELS, которые ускоряют электроны, генерирующие ТГц излучение и его сильные приповерхностные поля, распространяющиеся вдоль проволоки. При этом необходимо по радиальным направлениям синхронно сфокусировать пучки импульсного излучения из каналов XCELS симметрично с нескольких сторон металлической проволоки в поверхностный пояс, ширина которого равна диаметру фокального пятна лазерных пучков, в соответствии со схемой, представленной на рис.1. Чем больше лазерных каналов XCELS будет использовано, тем более мощное ТГц излучение и его более сильное поле у поверхности проволоки могут быть получены, хотя допускается использование всего одного канала XCELS с разбиением его на несколько лазерных пучков меньшей мощности. Цель эксперимента – измерения амплитуды и формы распространяющегося со скоростью света импульса электромагнитного поля, возникающего у поверхности микропроволоки, в зависимости от расстояния от области взаимодействия лазер–мишень. Также ожидается, что вдоль проволоки будет распространяться ступок электронов (как уже показали эксперименты с короткоимпульсными лазерами малой энергетики [22]), удерживаемый сильными приповерхностными полями, который может быть зарегистрирован на метровом расстоянии от области взаимодействия. Усиление поля ТГц импульса с помощью конического заострения конца проволоки может приводить к вырыванию и ускорению ионов (прежде всего протонов от контаминанта на металлической поверхности), энергия которых достигнет мультимегаэлектронвольтового уровня [30].

Современные технологические возможности по обработке сверхтонких проволочек, вероятно, позволят проводить эксперименты не только с обычными цилиндрическими проволочками, но и с проволочками, имеющими различную геометрическую и/или конструкционную формы, что позволит создавать ТГц пинцеты ближнего сверхсильного поля и направленные мощные ТГц излучатели. На длинных (метровых) проволоках могут быть проведены эксперименты по изучению их волноводных свойств.

Достижение режима устойчивого распространения сильных полей на большие расстояния от лазерной системы позволит создать инструментарий инновационной сканирующей ТГц микроскопии и, возможно, электронной микроскопии, фундаментальные основы которых могут быть заложены в предлагаемых экспериментах на установке XCELS. Для этого интересными и важными представляются исследования распространения ТГц импульсов и захваченных электронных сгустков на проволочках с изгибами, что позволит осуществлять их транспортировку в желаемое место.

3. Моделирование эксперимента

Воздействие мощного лазерного импульса на твердотельную мишень приводит к образованию плазмы и нагреву/ускорению электронов до высоких энергий. Для мощного лазерного импульса с пиковой мощностью 10 ПВт установки XCELS ($\mathcal{E}_{\text{las}} \sim 300$ Дж, $\tau_{\text{las}} \sim 30$ фс), действие которого представляет собой результат облучения микропроволочки несколькими радиально сходящимися лазерными пучками, образованными в результате расщепления одного пучка (канала) установки, число горячих электронов N_h можно оценить из баланса энергии $N_h = \eta \mathcal{E}_{\text{las}} / T_h$, где η – коэффициент поглощения лазерного импульса, составляющий, как правило, 10%–40%. Температуру горячих электронов T_h приближенно можно оценить из пондеромоторного скейлинга, который в ультрарелятивистском случае дает $T_h = mc^2 a_0$ (здесь a_0 – безразмерная амплитуда электромагнитного поля лазерного импульса). При $a_0 \sim 10$ –15, достигаемых при фокусировке пучка установки XCELS в пятно размером 30–50 мкм, получается $\sim 10^{14}$ горячих электронов (при $\eta = 0.3$). Наиболее энергетичные быстрые электроны способны преодолеть возникающий кулоновский барьер и улететь от мишени, что приводит к генерации переходного излучения. Число улетевших быстрых электронов обычно составляет 10%–20% от общего числа горячих электронов, в результате чего заряд, покидающий мишень, равен 1–2 мКл.

Было проведено моделирование генерации переходного излучения при вылете пучка электронов из металлической/плазменной мишени – проволоки (из ее середины). Для этого использовался метод конечных разностей во временной области, реализованный с помощью кода VSim, как в работе [16]. Размер области моделирования составлял $600 \times 600 \times 600$ ячеек ($\Delta x = \Delta y = \Delta z = 1$ мкм, $\Delta t = 1$ фс). В центре области моделирования располагалась металлическая/плазменная цилиндрическая мишень диаметром $2R_0 = 25$ мкм, которая в моделировании описывалась моделью Друде с диэлектрической проницаемостью, зависящей от частоты. Проводимость мишени и частота электрон-ионных столкновений соответствовали типичному металлу: $\sigma = 10^8 \text{ м}^{-1} \cdot \text{Ом}^{-1}$, $\nu = 10^{13} \text{ с}^{-1}$. Время расчета равнялось времени, которое необходимо излучению, чтобы дойти до границы области моделирования. Предполагалось, что отрицательный заряд (электронный сгусток) вылетал осесимметрично во всех направлениях с постоянной скоростью из горячей области, имея гауссов профиль плотности. Пространственная форма заряда представляла собой тор с увеличивающимся внешним радиусом $R = R_0 + vt$, где $v = 0.995c$ – скорость движения пучка электронов, отвечающая характерной температуре $T_h \sim 5$ МэВ. Общий вылетевший заряд был постоянным, однако плотность заряда уменьшалась (за счет увеличе-

ния внешнего радиуса тора). Внутренний радиус тора в моделировании отвечал продольному размеру пучка электронов, определяемому длительностью лазерного импульса $\sim c\tau_{\text{las}}$, и составлял 10 мкм. Ширина тора соответствовала ширине нагретой поверхности, определяемой как длительностью лазерного импульса, так и радиусом R_{las} пятна фокусировки импульса XCELS, $R_{\text{las}} + 2c\tau_{\text{las}}$ [16, 17], и была принята равной 50 мкм. Покидающий мишень заряженный сгусток имел полный заряд $Q \sim 1$ мКл, что соответствует по порядку величины ожидаемому заряду быстрых электронов, вылетающих из облучаемого пучками XCELS фокального пояса на проволочной мишени.

Рисунок 1 качественно представляет собой общую схему, использовавшуюся в моделировании, где направление вылетающего тороидального заряженного сгустка показано тонкими стрелками. Объемное переходное излучение ТГц диапазона иллюстрируется расширяющейся сферической оболочкой, в которой у поверхности проволоки возникает концентрация энергии поля, так что вдоль поверхности проволоки со скоростью света бежит униполярный электромагнитный импульс (выделен бордовым цветом) и распространяется вдоль проволоки (желтая стрелка) от места вылета электронного кольца. Конечно, присутствует и собственное кулоновское поле летящего заряда (не представлено на рисунке), которое уменьшается гораздо быстрее, чем поле излучения (обратно пропорционально квадрату расстояния). Моделирование было направлено на изучение электромагнитных полей вблизи поверхности и во всей расчетной области.

Заметим, что для полного количественного описания генерации приповерхностных импульсов требуется проведение кинетического моделирования отклика плазмы, включающего нелинейные эффекты взаимодействия плазма(металл) – поле, что в принципе возможно при наличии больших суперкомпьютерных ресурсов с использованием, например, трехмерного кода частица-в-ячейке. В настоящий момент подобное

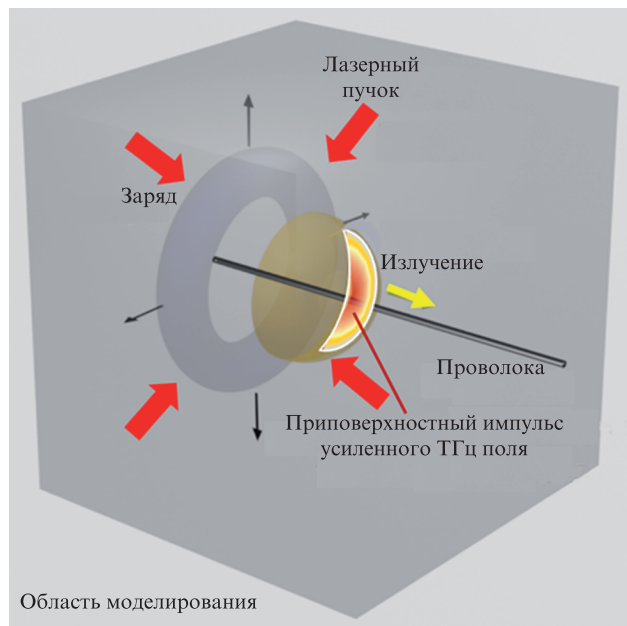


Рис.1. Схема лазерной генерации ТГц импульса и соответствующей численной модели.

моделирование с академическими компьютерными ресурсами доступно только для описания начальной стадии возбуждения поверхностных полей и только для искусственных параметров плазменной мишени без учета столкновения частиц [24]. Поэтому проведенное исследование, подобного которому еще не проводилось, ставящее своей целью качественно оценить масштаб возникающих приповерхностных полей, их частоту, форму и показать возможность их транспортировки на большие расстояния от области взаимодействия, основывается на технически доступной модели в пренебрежении нелинейными эффектами.

В целом, проведенное моделирование решало следующие задачи. Во-первых, оно оценивало эффект усиления поля у поверхности проволочной мишени и определяло пространственное распределение энергии распространяющегося вдоль поверхности проволоки электромагнитного сгустка. Во-вторых, характеризовало волноводные свойства микропроволоки: затухание приповерхностной волны и влияние на нее изгиба проволоки. Для иллюстрации распространения по изгибу было проведено дополнительное численное исследование. Моделировалась область размером $600 \times 400 \times 400$ ячеек, в которой располагалась искривленная проволока. Заряд вылетал на расстоянии 20 мкм по оси x (ось начального неизогнутого участка проволоки) от начала координат. Проволока имела характеристики, аналогичные используемым в основном моделировании, а также имела два изгиба на расстояниях от места вылета заряда ~ 145 мкм и ~ 207 мкм, отвечающих углам (относительно оси x) $\sim 30^\circ$ и 90° соответственно. Отметим, что в дальнейшем представляется целесообразным проведение дополнительных расчетов с целью исследования процесса трансформации приповерхностного ТГц импульса в вакуумное излучение на конце проволоки.

4. Результаты моделирования

Моделирование показало, что в результате вылета быстрых электронов из горячего пятна, находящегося на проволоке, формируется переходное излучение с двумя характерными направлениями распространения максимума поля. Одно направление практически совпадает с направлением вылета заряда (классическое излучение вдоль направления движения ультрарелятивистской ча-

стицы), а другое отвечает концентрации полей на поверхности проволоки. Отметим, что в направлении вылета заряда с ультрарелятивистской скоростью довольно сложно разделить собственное поле заряда и поле излучения [31], которое имеет максимальную амплитуду под углом $\theta \sim 1/\gamma$ по отношению к оси движения заряда, где $\gamma = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$ – гамма-фактор движущегося заряда. Так, для скорости $v = 0.995c$ имеем $\theta \sim 5^\circ$. Второе направление, отвечающее максимальной амплитуде излучаемого поля, связано с геометрической концентрацией энергии вдоль проволоки.

Два направления максимума поля хорошо видны на рис.2, где показана амплитуда нормированного электрического поля в момент времени, когда заряд удалился от проволоки на расстояние ~ 150 мкм. Поле нормировано на величину $Q/(S_q \epsilon_0)$ (Q – общий вылетевший заряд, S_q – площадь поверхности проволоки, из которой вылетает заряд, ϵ_0 – электрическая постоянная), что для заряда 1 мКл отвечает величине 3×10^{13} В/м. На рис.2,а показана общая геометрия эксперимента в сечении: проволока, вылетающий заряд, а также распределение нормированной амплитуды электрического поля. Штриховой линией обозначена плоскость, перпендикулярная оси проволоки, поле на которой показано на рис.2,б. Представленное сечение явно указывает на то, что электрическое поле максимально на поверхности проволоки и падает по мере удаления от поверхности в вакуум. Отметим, что величины наблюдаемых полей много больше амплитуды классической поверхностной волны, которая определяется диэлектрической проницаемостью среды [16]. Кроме того, видно, что поле вблизи поверхности проволоки по крайней мере не меньше полей вблизи самого вылетевшего заряда.

Это подтверждает рис.3, где показаны зависимости от времени максимумов нормированных амплитуд электрических полей, соответствующих двум описанным выше направлениям. Поля нормированы на одну величину, и в первый представленный момент времени они для разных направлений совпадают по величине. Однако с удалением заряда от проволоки амплитуда электромагнитного импульса, бегущего вдоль поверхности проволоки, начинает превышать амплитуды полей, летящих вместе с зарядом. Это связано, в первую очередь, с убыванием полей в вакууме в соответствии с геометрическим фактором $1/r$. Действительно, по мере увеличения объема, занимаемого

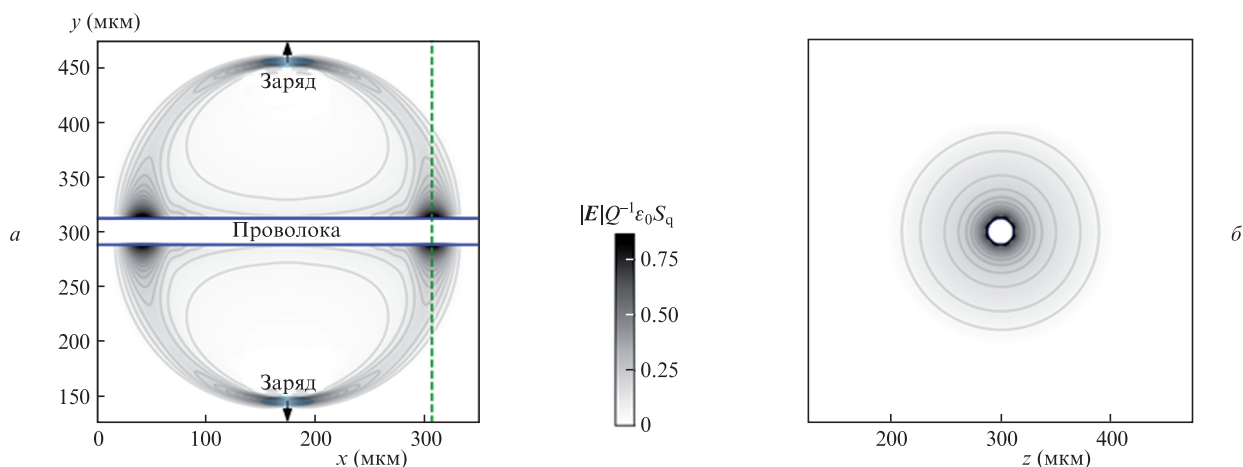


Рис.2. Распределения амплитуд электрического поля в двух плоскостях (а, б) для момента времени, когда заряд находится на расстоянии ~ 150 мкм от проволоки. Штриховой линией на рис.а показано сечение, отвечающее рис.б.

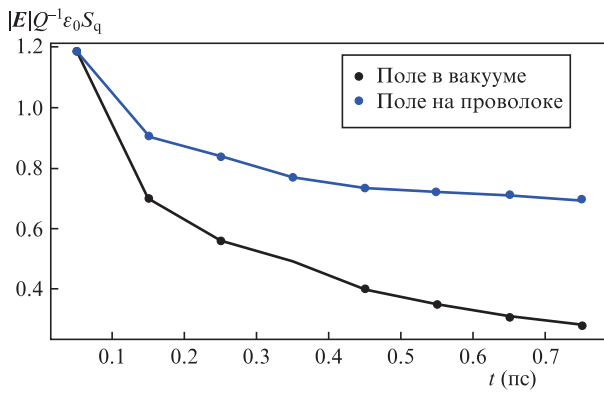


Рис.3. Динамика изменения амплитуд электрического поля, распространяющегося в вакууме, и приповерхностного поля, распространяющегося вдоль проволоки.

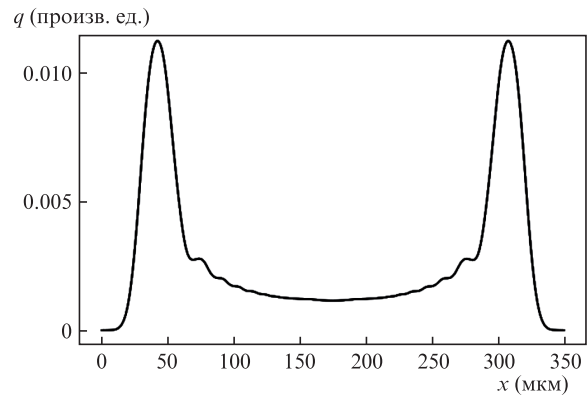


Рис.4. Нормированное распределение поверхностного заряда на поверхности проволоки в момент времени, соответствующий рис.2.

улетевшим зарядом, даже локальные поля собственного заряда вдоль выделенного направления начинают уменьшаться (рис.3). Начальное уменьшение мощных приповерхностных полей на временах проведенного моделирования связано с переходными процессами перераспределения заряда и формирования двух волн, бегущих симметрично в разные стороны проволоки от горячего пятна и

поддерживаемых положительным индуцированным зарядом на поверхности металлической/плазменной проволоки [16]. В рассматриваемом случае размер зоны формирования переходного излучения оказывается сопоставимым с размером области моделирования [32]. Затухание же устоявшегося приповерхностного импульса после процесса генерации и отвечающего расчетам падения его

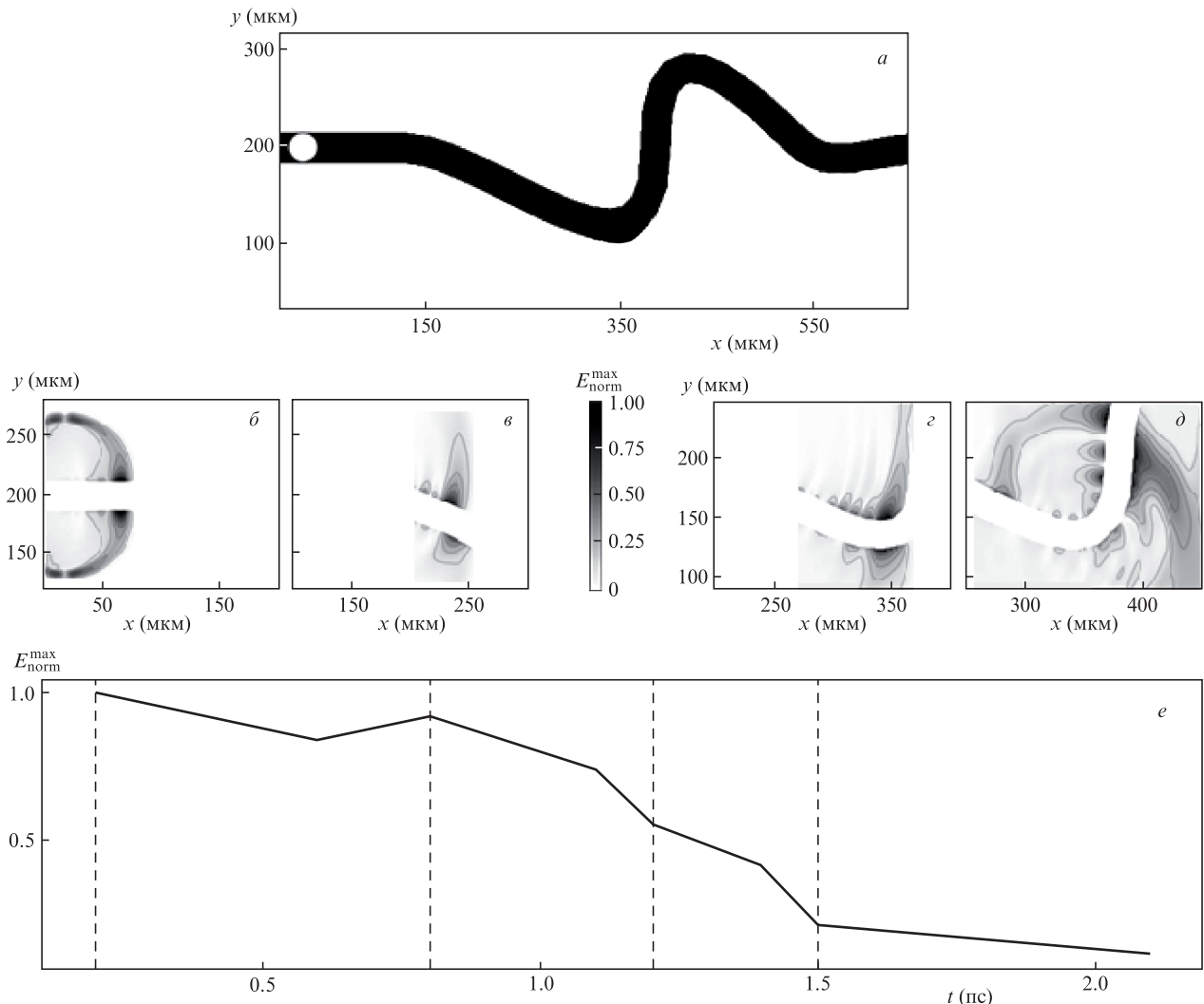


Рис.5. Эволюция электромагнитной волны вдоль изогнутой проволоки, представленной на рис.а. На рис.б–д показаны распределения амплитуд электрического поля у поверхности проволоки в моменты времени, отмеченные на рис.е штриховыми линиями. На рис.е представлено изменение во времени амплитуды электрического поля.

амплитуды на 40% может происходить на достаточно больших расстояниях и связано, видимо, только с омическими потерями. Так, оценивая коэффициент затухания поля δ поверхностного импульса шириной λ по омическим потерям как $\sqrt{\omega/2\pi\sigma}/4\lambda$ [33], получаем $\delta \approx 0.07 \text{ см}^{-1}$, что отвечает падению амплитуды поля в e раз на длине $\sim 14 \text{ см}$. Поле приповерхностного импульса, бегущего со скоростью света вдоль проволоки, поддерживается поверхностными токами, связанными с зарядкой мишени. Действительно, вылетающий из проволоки заряд является причиной возникновения заряда противоположного знака в самой проволоке, т. к. система в начальный момент времени была нейтральной. Положительный заряд будет двигаться вместе с полем вдоль проволоки [13]. Со временем происходит его расплывание, поскольку в пределе $t \rightarrow \infty$ заряд должен распределиться по проволоке таким образом, чтобы создавать во всех точках поверхности одинаковый потенциал. Именно начальное расплывание заряда, видимо, является причиной уменьшения амплитуды поля поверхностных импульсов. На рис.4 показан нормированный наведенный заряд на поверхности проволоки в момент вылета пучка электронов из мишени на расстояние $\sim 150 \text{ мкм}$. Хорошо видно, что положения максимумов наведенного заряда в точности совпадают с положениями электромагнитных импульсов, распространяющихся вдоль проволоки.

Результаты моделирования с мишенью в виде изогнутой проволоки приведены на рис.5. На рис.5, б–д представлены распределения модулей электрического поля в различные моменты времени: сразу после генерации, после преодоления импульсом первого изгиба (30°), в момент второго изгиба (90°), после второго изгиба соответственно. На рис.5, е показано изменение нормированной максимальной амплитуды поля с течением времени. Можно сделать вывод, что при прохождении импульсом изгибов с большими углами форма и амплитуда импульса меняются, что, видимо, связано с переизлучением (и/или перераспределением) значительной части энергии. В то же время при достаточно плавном изгибе проволоки (по крайней мере до 30°) изменения формы и амплитуды импульса не так существенны, что открывает реальную возможность управлять направлением распространения мощных терагерцевых импульсов.

5. Требования к эксперименту

Для получения максимально интенсивных ТГц импульсов необходимо вырвать как можно больше электронов с поверхности мишени. Для этого требуется согласовать одновременное попадание импульсов из всех каналов системы XCELS в одно место на поверхность проволоки с разных сторон, добившись по мере возможности симметричного облучения мишени. При этом, конечно, выход ТГц излучения будет существенно выше, чем в моделировании, соответствующем использованию одного канала с распределением его энергии по окружности вокруг проволоки. В принципе, требование полной симметрии облучения не является критическим, т. к. мощные приповерхностные импульсы наблюдались при воздействии на тонкие проволоки лишь одного лазерного импульса. Стоит отметить, что варьирование времен прихода импульсов на мишень и условий фокусировки лазерных пучков управляет длительностью и спектром результирующего ТГц импульса.

Диаметр проволоки влияет на амплитуду поля, возникающего на поверхности, за счет геометрического фактора, поэтому чем тоньше проволока, тем больших полей можно ожидать. Оптимальным размером проволоки для всех планируемых мультипетаваттных каналов инфраструктуры XCELS будет проволока радиусом 100–200 мкм. Это позволит создать горячую область, которая просуществует достаточно для генерации времени, а образованные приповерхностные поля, распространяющиеся вдоль проволоки, будут иметь рекордную напряженность. Чтобы не разрушить мишень до прихода основного импульса необходимо обеспечить контраст по интенсивности на наносекундных временах лучше 10^{-8} для медной проволоки и лучше 10^{-7} для вольфрамовой проволоки. В принципе возможно использование и более тонких проволок (диаметром порядка диаметра пятна фокусировки 10–50 мкм) при условии достижения более высокого контраста лазерного излучения.

Отдельно стоит вопрос о возможности надежной фиксации такой проволоки внутри вакуумной камеры и вывода проволоки из камеры, для чего могут использоваться стекла из полиметилметакрилата [10]. Последнее поможет измерить поля вдали от области взаимодействия. Для измерения полей как вдали от мишени, так и вблизи поверхности проволоки можно использовать ТГц спектроскопию во временной области [11].

6. Заключение

В работе продемонстрированы перспективы использования цилиндрических мишеней для лазерно-плазменной генерации сконцентрированных электромагнитных импульсов ТГц диапазона. Показаны возможности коллимации и транспортировки излучения с малыми потерями на значительные расстояния от области взаимодействия. Продемонстрировано, что максимум поля вблизи проволоки вдали от области взаимодействия много больше полей, движущихся с зарядом улетающих электронов, что связано с геометрией задачи, приводящей к уменьшению полей в вакууме и к слабому затуханию импульса, бегущего вдоль проволоки. Установка XCELS обладает рекордными показателями по мощности и энергии лазерного излучения, что позволяет ожидать больших зарядов вылетающих из мишени ускоренных электронов. Как показало проведенное моделирование, для полного заряда улетевшего сгустка электронов порядка единиц мкКл, что вполне реально и является умеренной оценкой даже при использовании одного канала установки XCELS, возникающие на поверхности проволоки поля будут иметь рекордные пиковые значения $10^3\text{--}10^4 \text{ ГВ/м}$. Использование всех планируемых 12 каналов установки XCELS позволит на порядок увеличить заряд улетающих электронов и тем самым существенно увеличить амплитуду и полную энергию генерируемых приповерхностных электромагнитных импульсов. Проведение подобного выполненному более детальному численному расчету, адаптированного к реальному дизайну эксперимента, возможно на этапе планирования последнего.

Подводя итог, можно сделать вывод, что цилиндрические мишени являются хорошими многофункциональными элементами, которые, помимо непосредственного участия в генерации, коллимации и транспортировке ТГц излучения, могут быть элементами сложных систем диагностики и ускорения частиц.

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

1. Chen Z., Ma X., Zhang B., Zhang Y., Niu Z., Kuang N., Chen W., Li L., Li S. *China Commun.*, **16** (2), 1 (2019).
2. <https://terasense.com/products/body-scanner/>.
3. Vicario C., Ovchinnikov A.V., Ashitkov S.I., Agranat M.B., Fortov V.E., Hauri C.P. *Opt. Lett.*, **39**, 6632 (2014).
4. Fülöp A., Ollmann Z., Lombosi Cs., Skrobo C., Klingebie S., Pálfalvi L., Krausz F., Karsch S., Hebling J. *Opt. Express*, **22**, 20155 (2014).
5. Kulipanov G.N., Gavrilov N.G., Knyazev B.A., Kolobanov E.I., Kotenkov V.V., Kubarev V.V., Matveenko A.N., Medvedev L.E., Miginsky S.V., Mironenko L.A., Ovchar V.K., Popik V.M., Salikova T.V., Scheglov M.A., Serednyakov S.S., Shevchenko O.A., Skirsky A.N., Tcheskidov V.G., Vinokurov N.A. *Terahertz Sci. Technol.*, **1**, 107 (2008).
6. Wu Z., Fisher A.S., Goodfellow J., Fuchs M., Daranciang D., Hogan M., Loos H. *Rev. Sci. Instrum.*, **84**, 022701 (2013).
7. Kim K., Taylor A., Glowina J., Rodriguez G. *Nat. Photon.*, **2**, 605 (2008).
8. Dey I., Jana K., Fedorov V., Koulouklidis A., Mondal A., Shaikh M., Sarkar D., Lad A., Tzortzakis S., Couairon A., Kumar G. *Nat. Commun.*, **8**, 1184 (2017).
9. 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).
10. Tokita S., Sakabe S., Nagashima T., Hashida M., Inoue S. *Sci. Rep.*, **5**, 8268 (2015).
11. Teramoto K., Tokita S., Terao T., Inoue S., Yasuhara R., Nagashima T., Kojima S., Kawanaka J., Mori K., Hashida M., Sakabe S. *Appl. Phys. Lett.*, **113**, 051101 (2018).
12. Zeng Y., Zhou C., Song L., Lu X., Li Z., Ding Y., Bai Y., Xu Y., Leng Y., Tian Y., Liu J., Li R., Xu Z. *Opt. Express*, **28** (10), 15258 (2020).
13. Borghesi M., Toncian T., Fuchs J., Cecchetti C.A., Romagnani L., Kar S., Quinn K., Ramakrishna B., Wilson P.A., Antici P., Audebert P., Brambrink E., Pipahl A., Jung R., Amin M., Willi O., Clarke R.J., Notley M., Mora P., Grismayer T., D'Humieres E., Sentoku Y. *Eur. Phys. J. Special Topics*, **175**, 105 (2009).
14. Ahmed H., Kar S., Cantono G., Nersisyan G., Brauckmann S., Doria D., Gwynne D., Macchi A., Naughton K., Willi O., Lewis C.L.S., Borghesi M. *Nucl. Instrum. Methods A*, **829**, 172 (2016).
15. 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).
16. Brantov A.V., Kuratov A.S., Aliev Yu.M., Bychenkov V.Yu. *Phys. Rev. E*, **102**, 021202 (2020).
17. Brantov A.V., Kuratov A.S., Bychenkov V.Yu. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **62**, 094003 (2020).
18. Li Z., Zheng J. *Phys. Plasmas*, **14**, 054505 (2007).
19. Kar S., Ahmed H., Prasad R., Cerchez M., Brauckmann S., Aurand B., Cantono G., Hadjisolomou P., Lewis C., Macchi A., Nersisyan G., Robinson A., Schroer A., Swantusch M., Zepf M., Willi O., Borghesi M. *Nat. Commun.*, **7**, 10792 (2016).
20. Ahmed H., Kar S., Giesecke A. L., Doria D., Nersisyan G., Willi O., Lewis C.L.S., Borghesi M. *High Power Laser Sci. Eng.*, **5**, e4, 5 (2017).
21. Maksimchuk A., Belancourt P., Manuel M., Willingale L., Thomas A., Drake R., Krushelnick K., Brantov A., Bychenkov V. The DPP-13 Meeting APS, BAPS.2013.DPP.PO6.5, meetings.aps.org/link/BAPS.2013.DPP.PO6.5 (2015).
22. Nakajima H., Tokita S., Inoue S., Hashida M., Sakabe S. *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 155001 (2013).
23. Nakajima K. *Light: Sci. Applicat.*, **6**, e17063 (2017).
24. Куратов А.С., Брантов А.В., Быченков В.Ю. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, **45** (11), 28 (2018) [*Bull. Lebedev Phys. Inst.*, **45** (11), 346 (2018)].
25. Zhuo H.B., Zhang S.J., Li X.H., Zhou H.Y., Li X.Z., Zou D.B., Yu M.Y., Wu H.C., Sheng Z.M., Zhou C.T. *Phys. Rev. E*, **95**, 013201 (2017).
26. Astley V., Mendis R., Mittleman D. *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 031104 (2009).
27. He X. *J. Opt. Soc. Am. B*, **26** (9), A23 (2009).
28. Liang H., Ruan S., Zhang M. *Opt. Express*, **16**, 18241 (2008).
29. Bustamante C.J., Chemla Y.R., Liu S., Wang M.D. *Nat. Rev. Meth. Primers*, **1**, 25 (2021).
30. Максимчук А.М. Частное сообщение, 2016.
31. Kuratov A.S., Brantov A.V., Kovalev V.F., Bychenkov V.Yu. *Phys. Rev. E*, **106**, 035201 (2022).
32. Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. *Переходное излучение и переходное рассеяние (некоторые вопросы теории)* (М.: Наука, 1984).
33. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982).