

Генерация интенсивного когерентного электромагнитного излучения при взаимодействии мультитераваттного лазерного импульса с нанопроволочной мишенью*

В.В.Кулагин, В.Н.Корниенко, В.А.Черепенин, Д.Н.Гупта, Х.Сак

Исследована генерация когерентного излучения ИК и терагерцевого диапазонов при распространении мультитераваттного лазерного импульса вдоль нанопроволочной мишени. В процессе взаимодействия плотные сгустки электронов вытесняются из мишени и ускоряются в лазерном поле, генерируя при этом интенсивное электромагнитное излучение. В зависимости от длительности и формы лазерного импульса могут быть реализованы три режима взаимодействия. В первом режиме, когда лазерный импульс достаточно длинный (десятки и сотни фемтосекунд), электроны вытесняются из мишени лишь частично. Характеристики низкочастотной части спектра формируемого излучения определяются в этом случае длительностью лазерного импульса, а также его амплитудой и параметрами мишени (геометрическими размерами и концентрацией электронов в ней). Во втором режиме лазерный импульс имеет большую амплитуду и крутой фронт (амплитуда первой полуволны порядка максимальной амплитуды импульса), в результате большая часть электронов вытесняется из мишени уже в начальный момент взаимодействия. В этом режиме могут формироваться унipoлярные и биполярные импульсы с длительностью в десятки периодов лазерного поля. Изменение длины мишени позволяет управлять периодом осцилляций поля и их числом в формируемом излучении. В промежуточном режиме коротких лазерных импульсов с недостаточно крутым фронтом могут возникать колебания сформированных сгустков электронов в макроскопическом кулоновском поле притяжения заряженной мишени, что приводит к появлению излучения с частотой, в несколько раз меньшей частоты лазерного излучения. При этом импульсы генерируемого излучения содержат несколько периодов поля с уменьшающейся амплитудой и увеличивающейся частотой. С помощью численного моделирования в трех режимах взаимодействия найдены характеристики ИК и терагерцевого излучения, в частности определены формы импульсов, диапазоны генерируемых частот, амплитуды и угловые распределения излучения. Показано, что амплитуда формируемого импульса может достигать субрелятивистских и релятивистских значений (напряженность поля более 1 ТВ/м при частоте, в десять раз меньшей частоты лазерного излучения), а эффективность преобразования по энергии может быть порядка одного процента.

Ключевые слова: взаимодействие мощных лазерных импульсов с веществом, ускорение электронов лазерными импульсами, генерация терагерцевого и ИК излучения, наноразмерные мишени.

1. Введение

Развитие методов генерации излучения терагерцевого и ИК диапазонов имеет большое значение для многих областей науки и техники [1–3], в числе которых визуализация внутренней структуры объектов, удаленное электромагнитное зондирование, биомедицинская диагностика, исследование характеристик материалов, терагерцевая

спектроскопия, в том числе нелинейная, ускорение электронов и ионов и др. Для формирования терагерцевых и ИК полей с большой напряженностью наиболее перспективным является использование в качестве рабочей среды плазмы, т. к. в данном случае не возникает ограничений, связанных с пробоем, при этом мощные лазерные импульсы – отличный вариант для возбуждения плазмы. Терагерцевое излучение было впервые экспериментально зарегистрировано при исследовании распространения лазерного импульса в плазме еще в 1993 г. [4]. С тех пор предложено и изучено большое количество различных схем [5–21] на основе твердотельных и газовых мишеней, которые мощный лазерный импульс ионизует, взаимодействуя затем с образующейся плазмой.

В настоящее время нанопленки стали одним из традиционных видов твердотельных мишеней, широко используемых в лазерно-плазменных экспериментах. Толщина нанопленок может составлять единицы нанометров, а поперечные размеры существенно превышать диаметр лазерного пучка и достигать сотен микрометров. Если достаточно мощный неадиабатический лазерный импульс падает на такую мишень по нормали, то могут происходить синхронное вытеснение всех электронов из нанопленки и их ускорение под действием продольной (вдоль оси лазерного пучка) компоненты силы Лоренца [22, 23]. Первые эксперименты убедительно продемонстрировали формирование релятивистских электронных

* Доложено на 4-й международной конференции Ultrafast Optical Science (Россия, Москва, ФИАН, 28 сентября–2 октября 2020 г.).

В.В.Кулагин. Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Университетский просп., 13; Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, 125009 Москва, ул. Моховая, 11; e-mail: victorvkulagin@yandex.ru

В.Н.Корниенко, В.А.Черепенин. Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, 125009 Москва, ул. Моховая, 11

D.N.Gupta. Department of Physics and Astrophysics, University of Delhi, Delhi-110007, India

H.Suk. Department of Physics and Photon Science, Gwangju Institute of Science and Technology, 123 Cheomdangwagi-ro, Buk-gu, Gwangju, 61005, South Korea; e-mail: hysuk@gist.ac.kr

Поступила в редакцию 14 декабря 2020 г., после доработки – 15 февраля 2021 г.

сгустков при взаимодействии мощных лазерных импульсов с нанопленками [24–26].

Генерация когерентных терагерцевых и ИК релятивистских импульсов при нормальном падении мощного неадиабатического лазерного импульса на полосу нанопленки ограниченной ширины исследовалась в [13, 16, 19]. В процессе взаимодействия лазерного импульса с твердотельной мишенью плотные сгустки электронов вытесняются из мишени и ускоряются в лазерном поле, генерируя при ускорении интенсивное электромагнитное излучение. Концентрация электронов в формируемых сгустках и их полный заряд растут с увеличением плазменной частоты мишени, что приводит к увеличению максимальной амплитуды излучения. Поэтому субрелятивистские интенсивности терагерцевого и ИК излучения могут быть получены только при использовании твердотельных мишеней.

Для повышения эффективности генерации терагерцевого и ИК излучения вытесняемыми электронными сгустками поперечный размер нанопленки должен быть сравним с диаметром лазерного пучка или быть меньше его [19]. Это условие может быть выполнено не только для полосок нанопленки ограниченной ширины, но и при использовании мишеней с ограниченными размерами, в частности нитевидных мишеней (наностержней, нанотрубок, нанопроволок).

В настоящей работе исследовалась генерация когерентного терагерцевого и ИК излучения, возникающего при распространении релятивистских лазерных импульсов вдоль нитевидной мишени, имеющей в этом направлении протяженность, сравнимую с длиной волны λ лазерного излучения или превышающую ее, и размеры, значительно меньшие λ , в поперечном направлении. Аналогично случаю нормального падения лазерного импульса на нанопленку, физический механизм генерации излучения с частотой, меньшей частоты излучения лазерного импульса (ИК и терагерцевый диапазоны), может быть связан с частичным или полным вытеснением электронных сгустков из нитевидной мишени и дальнейшим их ускорением в продольном направлении полем лазерного импульса. При достижении лазерным полем достаточно большой амплитуды электроны преодолевают кулоновский барьер мишени и начинают ускоряться в направлении, перпендикулярном оси лазерного пучка, излучая при этом дипольную волну. При переходе в релятивистский режим продольный импульс становится больше поперечного, и возникает движение электронного сгустка как целого также и в направлении распространения лазерного импульса [27], в результате траектория сгустка отклоняется от перпендикулярного направления в сторону оси лазерного пучка. Вектор полного импульса и диаграмма направленности излучения сгустка тоже меняют направление, а релятивистский эффект Доплера разрушает симметрию дипольной диаграммы направленности, что приводит к увеличению интенсивности излучения сгустка в направлении движения. Такой процесс повторяется в каждом полупериоде лазерного импульса, в результате формируется неоднородная волна. Время ускорения электронных сгустков зависит от параметров лазерного излучения и мишени и может быть намного больше периода лазерного поля. Излучение одиночного электрона, ускоряемого мощным лазерным импульсом, рассматривается, например, в [28, 29], а эмиссия плотных электронных сгустков из наноразмерных мишеней под действием

короткого релятивистского лазерного импульса и их дальнейшее ускорение лазерным полем исследуются в [30, 31]. Генерация терагерцевого излучения с помощью проволочной мишени в случае слабoreлятивистских лазерных импульсов изучалась в [32, 33].

Эффективность взаимодействия с нитевидными мишенями может быть значительно выше, чем с тонкими пленками в режиме нормального падения на них лазерного импульса, т. к. при увеличении толщины пленки (либо концентрации электронов в ней) коэффициент отражения лазерного импульса увеличивается и, следовательно, коэффициент прохождения его через пленку снижается, т. е. напряженность лазерного поля и время его взаимодействия с электронами плазмы уменьшаются. Для нитевидной мишени вытесненные электроны и лазерный импульс некоторое время распространяются в одном направлении, что увеличивает время их взаимодействия при слабо изменяющейся амплитуде поля.

С помощью численного моделирования показано, что в зависимости от длительности и формы лазерного импульса могут быть реализованы три режима взаимодействия. В первом режиме, когда лазерный импульс достаточно длинный (от десятков до сотен фемтосекунд), электроны вытесняются из мишени лишь частично, причем в оптимальном случае вытеснение происходит во время всего действия лазерного импульса. От мишени в каждом направлении распространяется униполярный импульс, низкочастотная компонента его спектра может в определенном приближении рассматриваться как результат выпрямления оптического поля при его взаимодействии с мишенью (ниже для удобства будем называть этот случай режимом выпрямления оптического поля). Характеристики низкочастотной части спектра зависят от длительности лазерного импульса и его амплитуды, а также от параметров мишени (геометрических размеров и концентрации электронов в ней).

Во втором режиме неадиабатический лазерный импульс имеет большую амплитуду и крутой фронт (амплитуда первой полуволны порядка максимальной амплитуды импульса), в результате большая часть электронов вытесняется из мишени уже в начальный момент взаимодействия, а общая длительность лазерного импульса не играет существенной роли (режим неадиабатического лазерного импульса). За счет большого числа электронов в вытесняемом сгустке в этом режиме могут формироваться униполярные и биполярные импульсы излучения с длительностью в десятки периодов лазерного поля и релятивистской амплитудой. Наконец, в промежуточном режиме коротких лазерных импульсов с недостаточно крутым фронтом некоторые сформированные сгустки электронов возвращаются к мишени, и могут возникать их колебания в кулоновском поле притяжения ионов, что приводит к генерации излучения с частотой, в несколько раз меньшей частоты лазерного излучения. При этом импульсы излучения содержат несколько периодов поля с уменьшающейся амплитудой и увеличивающейся частотой. Поскольку такое излучение возникает при кулоновской релаксации системы, возмущенной лазерным импульсом, к состоянию равновесия, будем далее называть его кулоновским релаксационным излучением. Найдены характеристики ИК и терагерцевого излучения в трех режимах взаимодействия, в частности определены характерные формы импульсов, диапазоны формируемых частот, амплитуды и угловые распределения излучения.

2. Взаимодействие мощного лазерного импульса с нитевидной мишенью в режиме выпрямления оптического поля

Генерация электромагнитного излучения при распространении мультитераваттного лазерного импульса вдоль нитевидной мишени исследовалась с помощью двумерного (2D3V) численного моделирования с применением полностью релятивистского кода ХООРИС [34]. Гауссов лазерный импульс (рис.1,а) с длиной волны $\lambda = 1$ мкм был поляризован линейно по оси y , имел длительность 10 периодов лазерного излучения (здесь и ниже указана полная длительность по уровню e^{-1} от максимума амплитуды поля) и распространялся слева направо вдоль оси x (ось пучка проходит через центр мишени с координатой $y = 55\lambda$). Распределение поля в поперечном направлении было гауссовым при диаметре пучка 20λ (по уровню $1/e$ для поля), а его безразмерная амплитуда $a_0 = 10$ (интенсивность 1.4×10^{20} Вт/см²). Безразмерная амплитуда поля здесь и далее определяется в соответствии с выражением $a_0 = eE_0/(m\omega c)$, где E_0 – размерная амплитуда лазерного импульса; ω – частота лазерного излучения, соответствующая длине волны λ ; e и m – абсолютная величина заряда и масса покоя электрона; c – скорость света в вакууме. Для удобства сравнения аналогичная нормировка применяется и к генерируемому полю, в частности к компоненте B_z . Левый край мишени располагался в точке с координатами $x = 40\lambda$, $y = 55\lambda$, ширина мишени (размер вдоль оси y) была равна 0.02λ (20 нм), длина – 0.5λ (размер вдоль оси x), начальная концентрация электронов $n = 100n_{cr}$, где $n_{cr} = (m\omega^2)/(4\pi e^2)$ – критическая концентрация. При моделировании предполагалось, что мишень переходит в ионизованное состояние в момент прихода лазерного импульса (поскольку $a_0 \gg 1$), при этом плазма является холодной и бесстолкновительной. Масса ионов m_i при моделировании была взята равной $1840m$. По осям x и y ячейка имела размер $1.15 \times 10^{-2}\lambda$, причем в каждой ячейке находилось 2000 частиц. Размер окна моделирования на рис.1 составлял $80\lambda \times 110\lambda$, а в остальных случаях – $60\lambda \times 60\lambda$. В численном моделировании использовалась технология движущегося окна.

Характерный вид компоненты B_z поля при распространении мощного лазерного импульса вдоль нитевидной твердотельной мишени представлен для двух моментов времени на рис.1. От мишени после взаимодействия расходится сферическая волна (цилиндрическая при двумерном моделировании), параметры которой (амплитуда, длительность и форма импульса) меняются вдоль ее фронта, часть электронов мишени унесена лазерным импульсом. Амплитуда лазерного импульса вблизи оси незначительно уменьшается за счет потерь энергии на ускорение электронов мишени и отражение от нее. Форма импульсов, распространяющихся вдоль оси y (вверх и вниз), показана на рис.2. Эти импульсы немного различаются, т. к. соответствуют разным полупериодам лазерного поля (положительным и отрицательным), и являются униполярными импульсами, длительность которых определяется длительностью лазерного импульса. В импульсах излучения присутствует также высокочастотная составляющая на частоте лазерного поля, т. к. оно поляризовано в данном случае вдоль оси y . Для поляризации лазерного поля вдоль оси z излучаемые импульсы будут аналогичны (не считая обратной полярности), при этом частота высокочастотной составляющей составит 2ω . Поскольку в результате взаимодействия лазерного излучения с мишенью в каждом направлении распространяется униполярный импульс, можно сказать, что осуществляется выпрямление оптического поля. Ниже данное утверждение будет подкреплено качественными соображениями. При иных значениях параметров системы импульсы излучения могут содержать также и короткие выбросы противоположной полярности (см., напр., правый импульс на рис.2,а и б, где виден короткий одиночный импульс положительной полярности), т. е. быть биполярными. Наличие обратных выбросов связано с возвратом части ускоренных электронных сгустков к мишени раньше, чем закончится лазерный импульс.

Формы импульсов, распространяющихся под углами 90° (правый импульс на рис.2,а и б) и 45° к оси x , представлены на рис.3. Импульсы похожи по форме, но их амплитуды различаются в 2.5 раза (импульс, распространяющийся под углом 45° , имеет большую амплитуду).

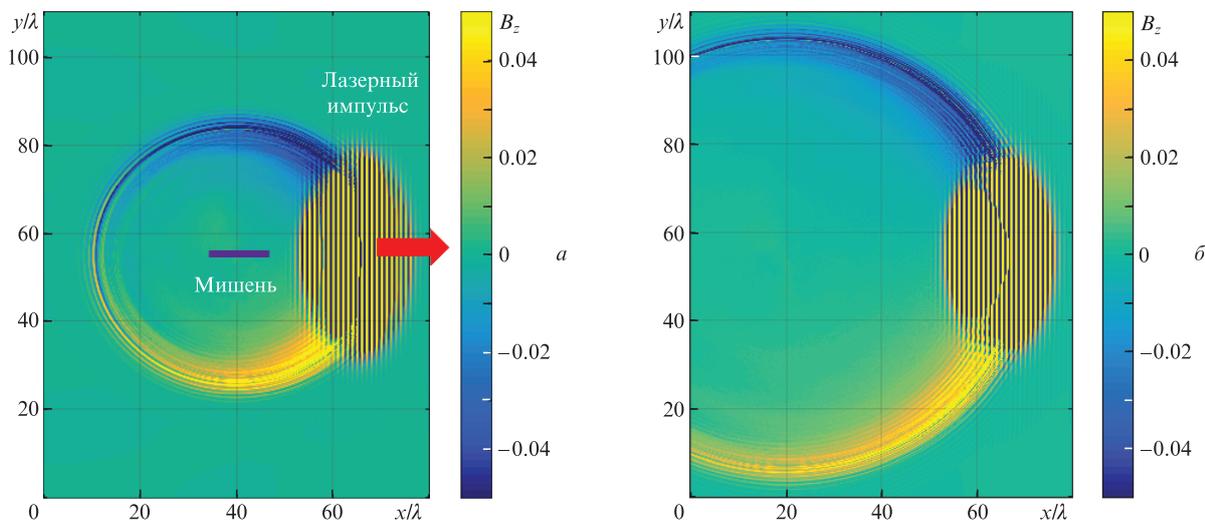


Рис.1. Взаимодействие мощного гауссова лазерного импульса с нитевидной твердотельной мишенью (контраст изображения увеличен для лучшей видимости формируемого поля): пространственные распределения безразмерной компоненты B_z поля через 40 (а) и 60 (б) периодов лазерного излучения после начала взаимодействия. Цветные варианты рис.1, 5, 6, 9–12 помещены на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

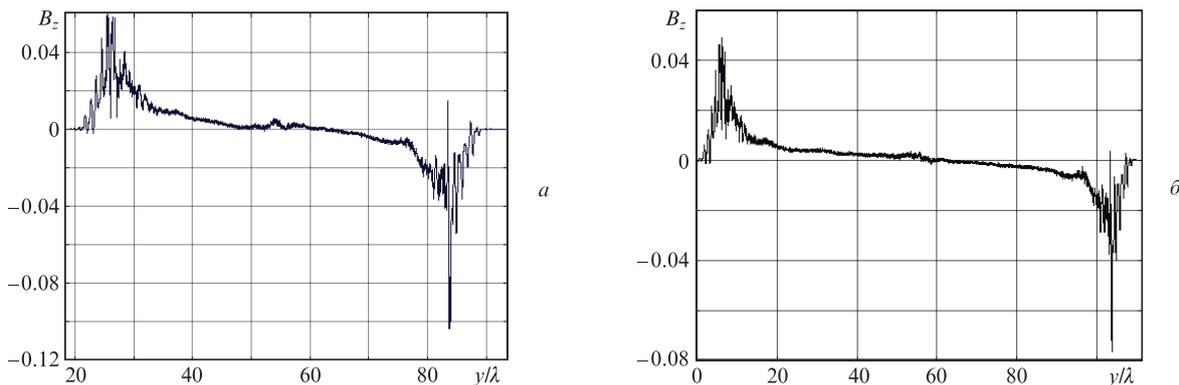


Рис.2. Поле B_z вдоль прямой, проходящей через середину мишени параллельно оси y , через 40 (а) и 60 (б) периодов после начала взаимодействия. Мишень располагается в точке $y = 55\lambda$.

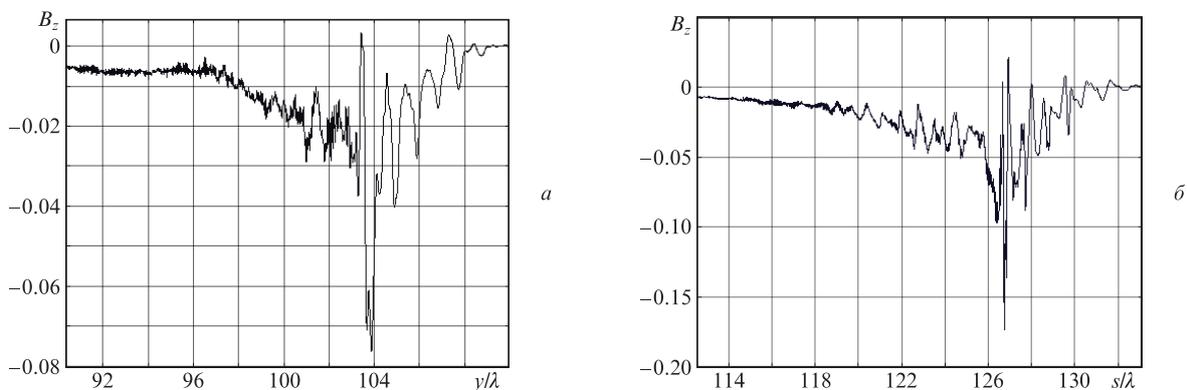


Рис.3. Формы импульсов (компонента B_z) для углов 90° (а) и 45° (б) относительно направления распространения лазерного импульса (после 60 периодов от начала взаимодействия; s – координата вдоль прямой, проходящей через центр мишени под определенным положительным углом к оси x , отсчитываемая от нижнего конца прямой).

При этом полные длины импульсов сравнимы: 12λ для 90° и 14λ для 45° . Низкочастотные части спектров \bar{B}_z этих импульсов показаны на рис.4. Спектры также имеют близкие характеристики: ширина спектра по уровню $1/e$ составляет 22 ТГц для 45° и 25 ТГц для 90° . В обоих случаях максимальные спектральные амплитуды достигаются для низкочастотных компонент. Параметры импульсов изменяются вдоль фронта генерируемой волны (зависят от угла, отсчитываемого от направления распространения лазерного импульса) вследствие релятивистского движения и изменения направления скорости формирующих их сгустков электронов при ускорении лазерным

полем после вылета из мишени, а также релятивистской трансформации угловых характеристик излучения сгустков.

Начальный момент взаимодействия лазерного импульса с мишенью представлен на рис.5. На рис.5,а (после 10 периодов лазерного поля от начала взаимодействия) видны несколько сгустков электронов, вылетевших из мишени. Каждый сгусток сформирован своим полупериодом лазерного импульса, поэтому сгустки, вылетающие в положительном (отрицательном) направлении оси y следуют с периодом, равным периоду поля. Излучение в положительном (отрицательном) направлении оси y фор-

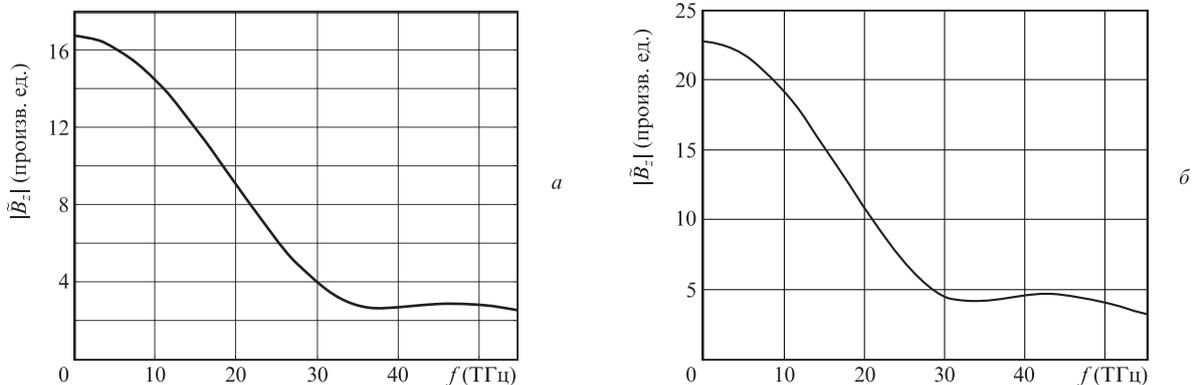


Рис.4. Спектры $|\bar{B}_z(f)|$ импульсов для углов 90° (а) и 45° (б) относительно направления распространения лазерного импульса (f – спектральная частота).

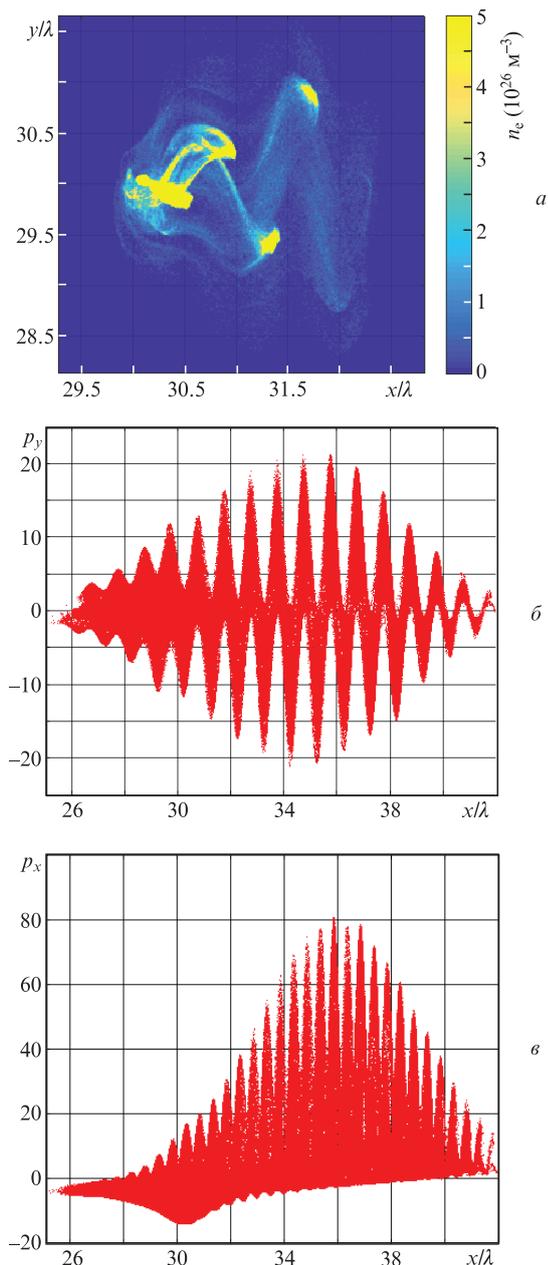


Рис.5. Концентрация электронов n_e через 10 периодов лазерного поля от начала взаимодействия (контраст изображения увеличен) (а), а также распределения поперечного импульса p_y электронов вдоль оси x (б) и продольного импульса p_x вдоль той же оси (в) через 20 периодов лазерного поля от начала взаимодействия (импульсы нормированы на mc).

мируется обоими группами сгустков, при этом вклад сгустков, вылетающих в том же направлении, наибольший (вследствие релятивистского доплеровского преобразования амплитуды излучения). Распределения вдоль оси x поперечного (p_y) и продольного (p_x) импульсов вылетевших электронов через 20 периодов лазерного поля от начала взаимодействия приведены на рис.5,б и в. Сравнение этих рисунков показывает, что продольный импульс p_x приблизительно пропорционален квадрату поперечного импульса p_y . Качественно это можно объяснить следующим образом. После вылета из мишени каждый сгусток попадает в поле практически плоской лазерной волны, т. к. смещение сгустков по оси y значительно меньше диаметра лазерного пучка. Для одиночного элек-

трона в поле плоской волны продольный импульс p_x пропорционален квадрату поперечного импульса p_y [27]. Поперечный импульс электрона полностью определяется векторным потенциалом волны, в результате продольный импульс p_x электрона оказывается пропорциональным квадрату поля лазерного импульса и превышает p_y при $a_0 \gg 1$, при этом скорость изменения p_x также намного больше скорости изменения p_y . Тогда при ускорении электрона волной генерируемое им вдоль оси y поле излучения определяется в основном продольным импульсом p_x , т. е. тоже пропорционально квадрату поля лазерного импульса. Таким образом, взаимодействие в целом допустимо приближенно характеризовать как выпрямленное оптическое поле. Этот эффект, проявляемый наиболее отчетливо при анализе движения одиночного электрона в поле плоской волны, при наличии мишени осложняется присутствием других электронов и кулоновской силой притяжения ионов (см. рис.3,а, 5,б и в).

Характеристики низкочастотной части формируемого излучения зависят в этом режиме от зарядов сгустков электронов, которые определяются длительностью и амплитудой лазерного импульса, а также концентрацией электронов в мишени и ее геометрическими размерами. При увеличении амплитуды лазерного импульса амплитуда генерируемого импульса тоже увеличивается, но его длительность уменьшается. Это связано с более ранним образованием вылетающих сгустков, т. к. они начинают формироваться при определенной амплитуде полуволны лазерного импульса, а при гауссовой форме импульса до прихода формирующей полуволны всегда пройдут несколько более слабых полуволн. При истощении мишени (вылете из нее всех электронов) излучение существенно ослабляется, в итоге длительность формируемого импульса уменьшается. Таким образом, в данном режиме важно согласовать амплитуду лазерного импульса с концентрацией электронов в мишени для получения импульса излучения с наибольшими длительностью и амплитудой.

3. Излучение, возникающее при кулоновских релаксационных колебаниях сгустка электронов после возбуждения мишени коротким лазерным импульсом

Еще один механизм генерации излучения, низкочастотного по сравнению с частотой лазерного поля, представлен на рис.6. Гауссов импульс имеет полную длительность в два периода лазерного излучения, его амплитуда $a_0 = 20$, а длина мишени составляет 2λ , остальные параметры такие же, как и для рис.1. Левый край мишени располагается в точке с координатами $x = 30\lambda$, $y = 30\lambda$. Пространственное распределение компоненты B_z и поле вдоль прямой, проходящей через середину мишени параллельно оси y , приведены на рис.6,а (в правой части виден лазерный импульс, прошедший через мишень) и рис.6,б соответственно.

В этом промежуточном режиме коротких лазерных импульсов с недостаточно крутым фронтом сгустки электронов, вылетевшие из мишени на начальном этапе взаимодействия, через некоторое время отстают от лазерного импульса и ускоряются в отрицательном направлении оси x под действием макроскопического кулоновского поля заряженной мишени, которое определяется пространственными распределениями ионов и вернувшихся

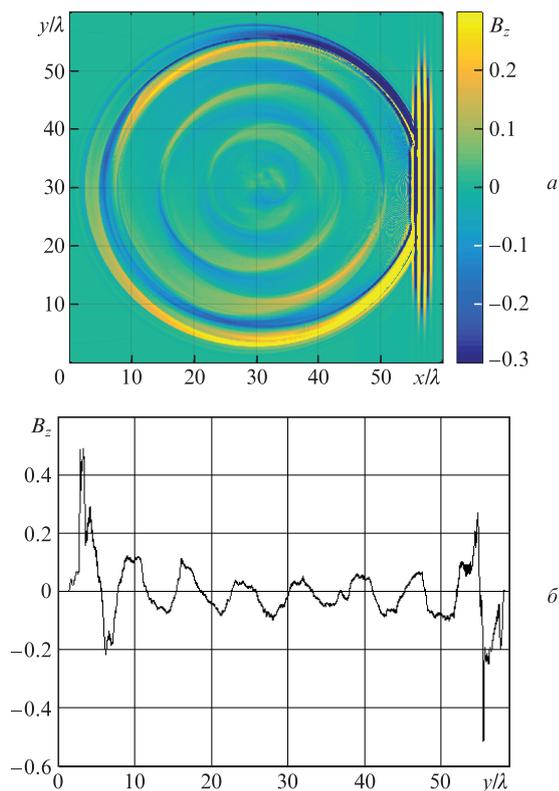


Рис.6. Пространственное распределение компоненты B_z (а) и поле вдоль прямой, проходящей через середину мишени параллельно оси y (б), через 30 периодов лазерного поля после начала взаимодействия (контраст изображения увеличен).

низкоэнергетичных электронов. При приближении к мишени сгустки электронов могут набирать релятивистскую энергию, в результате они пролетают через область расположения ионов и начинают осциллировать около нее вдоль оси x . Форма и размеры сгустка электронов постоянно меняются в процессе движения, максимальный размер в течение первого периода осцилляций составляет до 0.5 мкм по оси y и до 1.5 мкм по оси x , при этом максимальные отклонения центра сгустка от центра мишени равны не более 0.3 мкм по оси y и не более 1.1 мкм по оси x . Следует отметить, что за один период осцилляций сгусток может несколько раз пересекать горизонтальную ось. При таких осцилляциях скорость сгустка вдоль горизонтальной оси приближается к скорости света в определенные моменты времени, что и приводит к характерной картине излучения, представленной на рис.6. Если же в осцилляциях участвуют два или более электронных сгустка, картина излучения может быть существенно более сложной.

Первый период излучения с большой амплитудой в положительном и отрицательном направлениях оси y связан с начальным вытеснением сгустков электронов из мишени и возвратом к ней, а остальные полупериоды – с осцилляциями сгустков в кулоновском поле мишени. Начальная амплитуда поля, генерируемого при осцилляции электронных сгустков, оказывается порядка 0.1, затем амплитуда снижается, и период осцилляций также несколько уменьшается. Общая длительность импульса излучения определяется временем распада электронного сгустка. Необходимо отметить, что аналогичный механизм генерации низкочастотного излучения может быть реализован и для нанопленочных мишеней [13].

Формы импульсов, распространяющихся под различными углами к оси x , показаны на рис.7. Уменьшение длительности и увеличение амплитуды отрицательных полувольт для угла 45° и положительных полувольт для угла 135° связано с релятивистским эффектом Доплера [27]. Так, полуволна при значениях s/λ от 60 до 65 на рис.7,в (угол 135°) генерируется во время релятивистского движения сгустка вправо (в положительном направлении оси x), а полуволна при s/λ от 58 до 60 – влево (в отрицательном направлении оси x). При углах, близких к 90° относительно оси x , релятивистское доплеровское преобразование не играет существенной роли, поэтому длительности отрицательных и положительных полувольт излучения близки (рис.7,б). Таким образом, в целом излучаемое поле имеет сильную фазовую модуляцию и широкий частотный спектр (рис.8), т.е. излучение сильно отличается от гармонического, особенно это выражено для углов 45° и 135° . Максимум спектра излучения для всех углов приходится примерно на 43 ТГц для выбранных па-

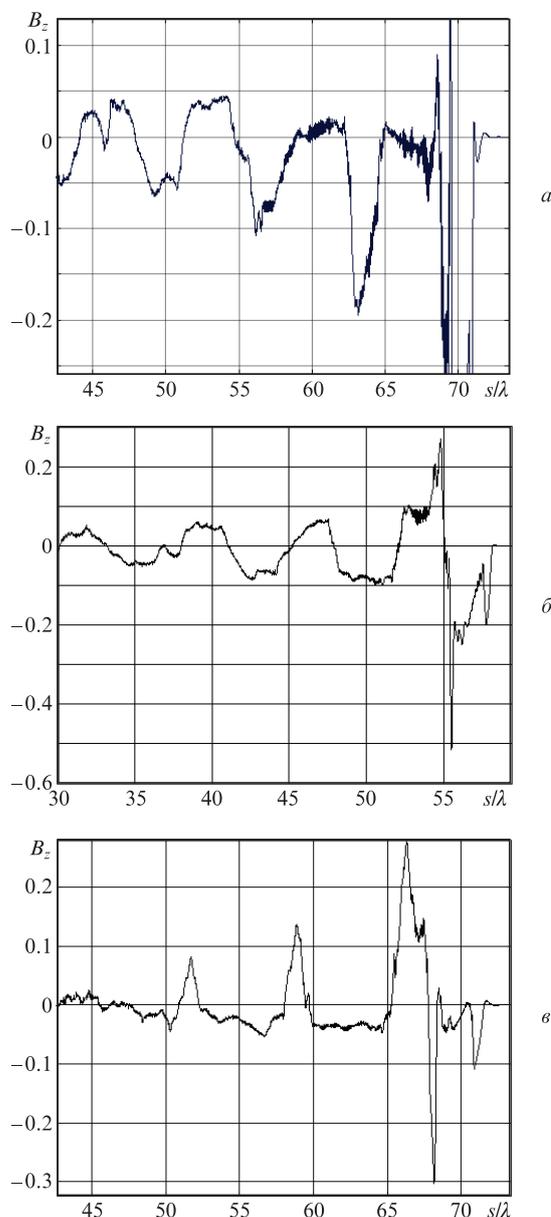


Рис.7. Формы импульсов, распространяющихся под углами 45° (а), 90° (б) и 135° (в) к оси x .

раметров моделирования, длина волны оказывается порядка семи длин волн лазерного излучения. В спектре излучения отношение интенсивностей второй и первой гармоник является наибольшим для угла 135° . Максимальная амплитуда кулоновского релаксационного излучения также наибольшая в данном направлении, а длительности положительных полуволн – наименьшие. Это связано с тем, что первое после возбуждения возвращение электронных сгустков к начальному положению мишени происходит при движении в отрицательном направлении оси x , т. к. лазерный импульс движется вправо. При первом возвращении сгустки еще относительно плотные и компактные, а амплитуда их колебаний наибольшая, затем размеры сгустков растут, а концентрация электронов в них падает, амплитуда колебаний также уменьшается, уменьшается и амплитуда излучения. Наименьшие уровни гармоник и амплитуда импульсов фиксируются при угле 90° . Следует отметить, что, учитывая величину пери-

ода, максимальная амплитуда релаксационного излучения оказывается в этом случае субрелятивистской.

4. Взаимодействие мощного неадиабатического лазерного импульса с нитевидной мишенью

В этом режиме неадиабатический лазерный импульс имеет большую амплитуду и крутой фронт, в результате большая часть электронов вытесняется из мишени уже в начальный момент взаимодействия и уносится лазерным импульсом. Пространственное распределение компоненты B_z через 20 периодов лазерного поля после начала взаимодействия представлено на рис.9,а, а поле вдоль прямой, проходящей через середину мишени параллельно оси y , – на рис.9,б. Гауссов импульс лазерного излучения имеет крутой фронт с амплитудой первого полупериода поля порядка максимальной амплитуды импульса (длительность фронта намного меньше длительности спада импульса), общая длительность составляет три периода лазерного излучения. Поле поляризовано вдоль оси z , безразмерная амплитуда равна 20, остальные параметры такие же, как и для рис.1. Левый край мишени располагается в точке с координатами $x = 30\lambda$, $y = 30\lambda$, ее длина составляет 0.5λ . При таких параметрах формируется униполярный импульс с амплитудой ~ 0.2 и полной длиной $\sim 5\lambda$, аналогичный биполярным импульсам, формируемым при нормальном падении неадиабатического лазерного импульса на полосу нанопленки ограниченной ширины [19].

На рис.10 приведено распределение концентрации электронов через 20 периодов лазерного поля от начала взаимодействия. Справа виден плотный сгусток вылетев-

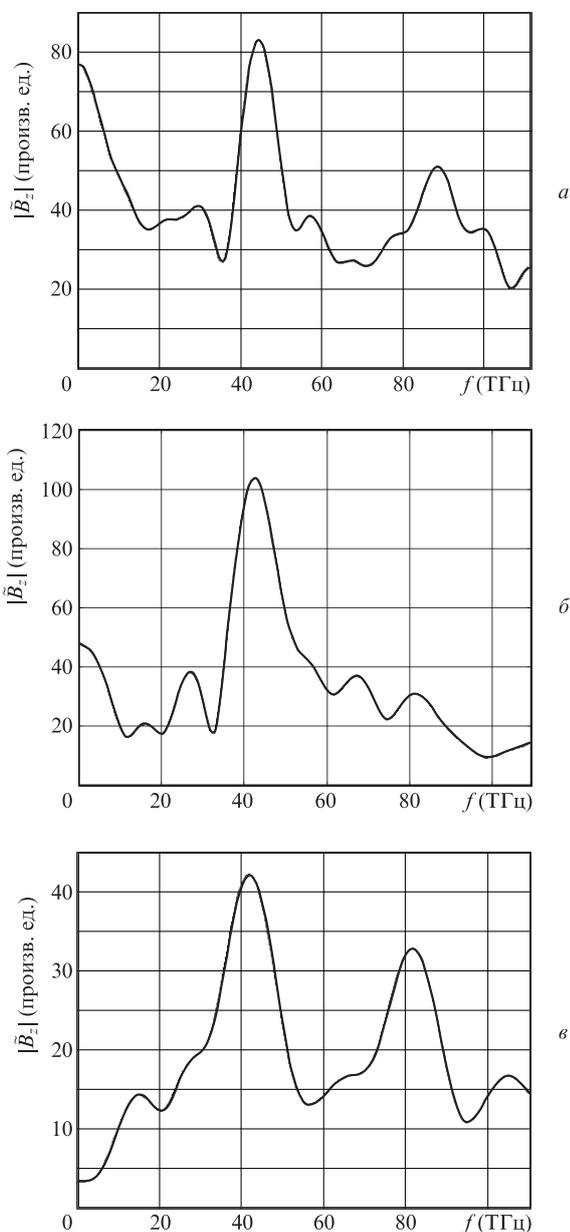


Рис.8. Спектры $|\bar{B}_z(f)|$ импульсов, распространяющихся под углами 45° (а), 90° (б) и 135° (в) к оси x .

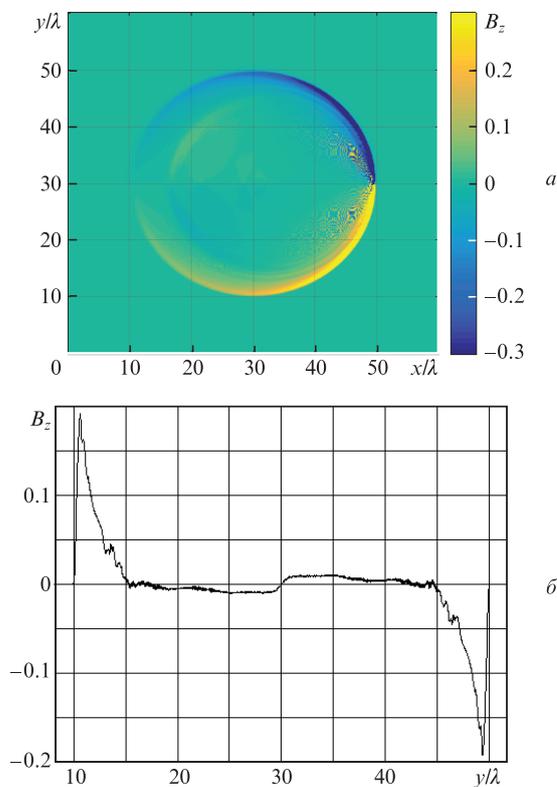


Рис.9. Пространственное распределение компоненты B_z (а) и поле вдоль прямой, проходящей через середину мишени параллельно оси y (б), через 20 периодов лазерного поля после начала взаимодействия.

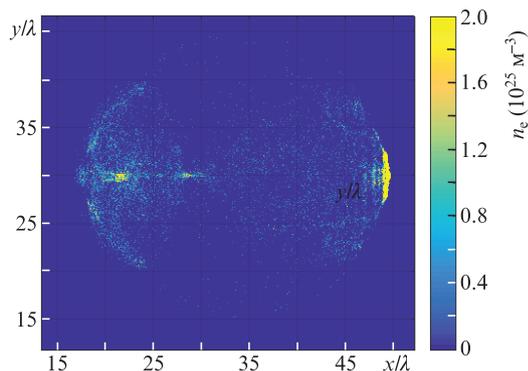


Рис.10. Концентрация электронов n_e через 20 периодов лазерного поля от начала взаимодействия, соответствующая рис.9,а (контраст изображения увеличен).

ших электронов, который продолжает движение вправо вместе с лазерным импульсом. Слева также виден несколько менее плотный сгусток, который сформирован электронами, повернувшимися назад за счет действия силы кулоновского притяжения ионов. Ионы мишени располагаются вблизи точки $x = 30\lambda$, где концентрация электронов невелика. Максимальная концентрация электронов в сгустке, сопровождающем лазерный импульс, оказывается почти на два порядка больше концентрации в других сгустках в этот момент времени и составляет порядка $2 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$, т.е. лазерный импульс уносит большинство электронов мишени.

Увеличение длины мишени в общем случае приводит к появлению двух источников излучения, располагающихся вблизи концов мишени. Пространственное распределение компоненты B_z через 20 периодов лазерного поля после начала взаимодействия для такого случая представлено на рис.11 (справа виден лазерный импульс). Длина мишени равна 5λ , лазерный импульс имеет полную длительность в два периода лазерного излучения, а остальные параметры такие же, как и для рис.1. Поле излучения образуется в результате суперпозиции двух цилиндрических волн с осями, смещенными на длину мишени и обычно имеет сложную структуру. При еще большем увеличении длины мишени и при фиксированной амплитуде лазерного импульса качественно структура поля сохраняется. Однако число ускоряемых сгустков увеличивается, часть из них замедляется и поворачивает назад, что приводит к хаотической генерации коротких импульсов с обратной полярностью. В результате поле излуче-

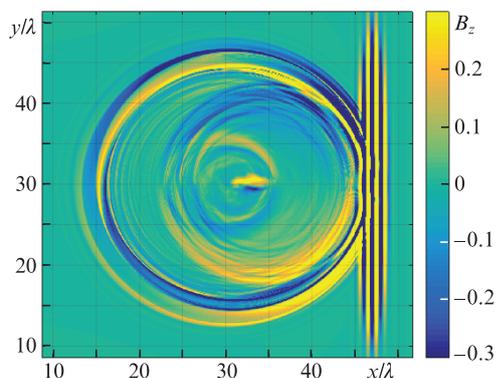


Рис.11. Пространственное распределение компоненты B_z через 20 периодов лазерного поля после начала взаимодействия (контраст изображения увеличен).

ния в каждом направлении принимает вид случайной последовательности коротких импульсов излучения. Возможность эффективного применения таких полей требует отдельного исследования.

Вместе с тем согласованным выбором длины мишени и амплитуды лазерного импульса удается синхронизовать импульсы излучения левого и правого концов мишени. При этом импульсы складываются когерентно, что приводит к увеличению как максимальной амплитуды излучения, так и его длительности. Пространственное распределение компоненты B_z для такого случая приведено на рис.12,а, а поле вдоль прямой, проходящей через середину мишени параллельно оси y , – на рис.12,б. Длина мишени равна 2λ , остальные параметры такие же, как и для рис.9. При этом максимальная амплитуда излучения увеличилась более чем в два раза и составляет 0.45 (напряженность поля в размерных единицах равна $\sim 1.5 \text{ ТВ/м}$ на расстоянии 20 мкм от мишени), период приблизительно соответствует 5λ , импульс стал биполярным и содержит два периода колебаний. При таких параметрах это уже импульс релятивистского излучения, его эффективная безразмерная амплитуда, рассчитанная с учетом реальной частоты излучения, составляет 2.25, т.е. коэффициент преобразования по эффективной безразмерной амплитуде оказывается более 11% ($2.25/20$). Величина безразмерной амплитуды играет большую роль при воздействии импульсов излучения на заряженные частицы. Коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию генерируемого излучения (энергетическая эффективность процесса) составляет в этом случае $\sim 0.7\%$. Энергия лазерного импульса, использованная при моделировании, равна 8.6 Дж (требуемая пиковая мощность

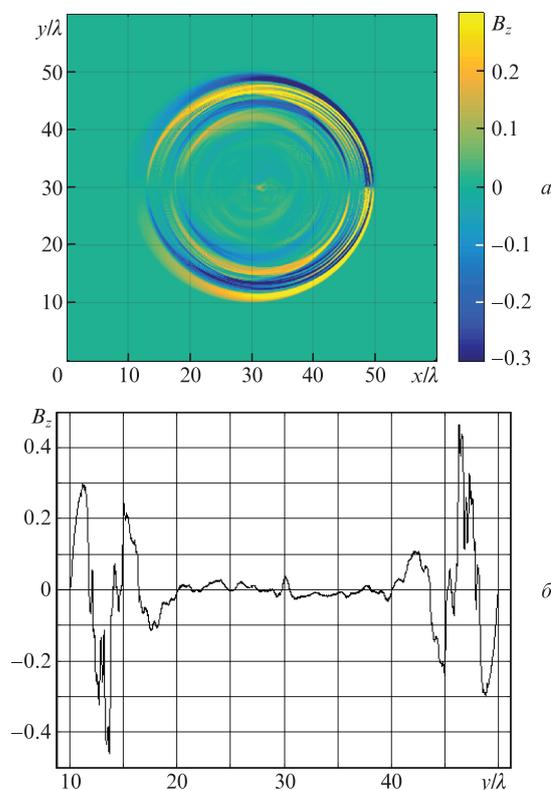


Рис.12. Пространственное распределение компоненты B_z (а) и поле вдоль прямой, проходящей через середину мишени параллельно оси y (б), через 20 периодов лазерного поля после начала взаимодействия.

лазерного импульса составляет ~ 850 ТВт), поэтому энергия сформированного излучения достигает 60 мДж. Дальнейшее согласованное увеличение амплитуды лазерного импульса и длины мишени приводит к росту амплитуды излучения и его периода. Например, увеличивая амплитуду лазерного импульса до 50, а длину мишени до 5λ , можно получить импульсы излучения с амплитудой 0.7 и периодом 10λ , при этом форма импульса приблизительно соответствует рис.12,б. Здесь коэффициент преобразования по эффективной безразмерной амплитуде достигает 14%, а коэффициент конверсии по энергии оказывается равным $\sim 0.4\%$. Еще больше увеличить амплитуду терагерцевого и ИК излучения можно, применяя фокусировку генерируемых импульсов [19]. Кроме того, поскольку импульсы излучения формируются фронтом лазерного импульса, его длина может быть уменьшена по сравнению с использованной в моделировании (3λ). Диаметр лазерного пучка также может быть уменьшен до четырех-пяти длин волн, что приведет к дальнейшему росту энергетической эффективности генерации.

Анализ рис.9 и 12 показывает, что увеличение длины мишени при неизменной амплитуде лазерного импульса превращает униполярный импульс в биполярный, кроме того, увеличивается число периодов генерируемого излучения. Это связано с тем, что низкочастотное излучение формируется в основном на концах мишеней, поэтому левый и правый концы излучают с временной задержкой, требуемой лазерному импульсу для прохождения длины мишени, в результате возникают повторные импульсы излучения. К сожалению, резервы использования такого подхода при увеличении длины мишени ограничены, т. к. необходимые амплитуды лазерного импульса быстро становятся слишком большими, например для мишени длиной 10λ требуется $a_0 = 100$ (частота излучения составляет при этом 15 ТГц, а период – 20λ).

Таким образом, за счет большого числа электронов в вытесняемом сгустке при взаимодействии мощного неадиабатического лазерного импульса с нитевидной мишенью могут формироваться униполярные и биполярные импульсы излучения с длительностью в десятки лазерных периодов и релятивистской амплитудой. При этом характеристики излучения определяются в основном амплитудой полуволны, вытесняющей большую часть электронов, и слабо зависят от общей длительности лазерного импульса. Кроме того, изменение длины мишени позволяет управлять значением периода и числом осцилляций формируемого излучения.

5. Обсуждение результатов и выводы

Для продольной схемы взаимодействия мощных лазерных импульсов с нитевидной мишенью характерно существенное увеличение времени взаимодействия вытесняемых из мишени электронных сгустков и лазерного импульса по сравнению со случаем его нормального падения на мишень из нанопленки. Экспериментальная реализация рассмотренной схемы требует решения вопроса о закреплении мишени нужным образом. Действительно, мишень располагается на оси лазерного пучка, поэтому наличие каких-либо поддерживающих ее элементов может существенно изменить характер взаимодействия. Необходимо, однако, учесть, что при двумерном моделировании мишень предполагается бесконечной вдоль оси z . Следовательно, в эксперименте могут быть использова-

ны полоски нанопленки с шириной, равной длине нитевидной мишени в двумерном моделировании. При этом полоска нанопленки должна располагаться вдоль оси z , а падение лазерного импульса должно быть скользящим. Полученные результаты моделирования могут применяться в эксперименте, если лазерный пучок имеет эллиптическое сечение, длина большой оси которого намного больше ширины нанопленки (размера вдоль оси x), либо для обычного лазерного пучка с круговым сечением, диаметр которого намного больше ширины нанопленки.

Таким образом, в настоящей работе исследована генерация когерентного излучения ИК и терагерцевого диапазонов при распространении мультитераваттного лазерного импульса вдоль нанопроволочной мишени. В процессе взаимодействия плотные сгустки электронов вытесняются из мишени и ускоряются в лазерном поле, генерируя при этом интенсивное электромагнитное излучение. Показано, что в зависимости от длительности и формы лазерного импульса могут быть реализованы три режима взаимодействия.

В первом режиме – режиме выпрямления оптического поля – лазерный импульс может быть достаточно длинным (десятки и сотни фемтосекунд), и электроны вытесняются из мишени лишь частично. В этом случае формируемое излучение имеет вид униполярных импульсов, а характеристики низкочастотной части их спектра определяются длительностью лазерного импульса, а также его амплитудой и параметрами мишени. Во втором режиме неадиабатический лазерный импульс имеет большую амплитуду и достаточно крутой фронт (амплитуда первой полуволны порядка максимальной амплитуды импульса). В результате большая часть электронов вытесняется из мишени уже на начальном этапе взаимодействия. В этом режиме могут формироваться релятивистские униполярные и биполярные импульсы с длительностью в десятки периодов лазерного поля. Изменение длины мишени позволяет управлять значением периода и числом периодов формируемого импульса. Наконец, в промежуточном режиме коротких лазерных импульсов с недостаточно крутым фронтом могут возникать релаксационные колебания сформированных сгустков электронов в макроскопическом кулоновском поле заряженной мишени после ее возбуждения, что приводит к появлению кулоновского релаксационного излучения с частотой, в несколько раз меньшей частоты лазерного излучения. При этом импульсы генерируемого излучения содержат несколько периодов поля с уменьшающейся амплитудой и увеличивающейся частотой.

С помощью численного моделирования найдены характеристики ИК и терагерцевого излучения в трех режимах взаимодействия, в частности определены формы импульсов, диапазоны генерируемых частот, амплитуды и угловые распределения излучения. Показано, что амплитуда формируемого импульса может достигать субрелятивистских и релятивистских значений (напряженность поля в размерных единицах равна ~ 1.5 ТВ/м на расстоянии 20 мкм от мишени), а эффективность конверсии по энергии может составлять примерно $0.5\% - 0.7\%$. Более детальные исследования излучения в трех режимах будут представлены в последующих публикациях.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и ДНТ в рамках научного проекта № 19-52-45035-Инд-а. Д.Н.Гупта благодарен Департаменту науки и технологии правительства Индии за финансовую поддержку

в рамках совместного проекта ДНТ-РФФИ 2020 № INT/RUS/RFBFR/394. Х.Сак благодарит за поддержку Национальный исследовательский фонд Кореи (проект NRF-2017R1A2B3010765).

1. Ferguson B., Zhang X.C. *Nat. Mater.*, **1**, 26 (2002).
2. Williams G.P. *Rep. Prog. Phys.*, **69**, 301 (2006).
3. Reimann K. *Rep. Prog. Phys.*, **70**, 1597 (2007).
4. Hamster H., Sullivan A., Gordon S., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 2725 (1993).
5. Carr G.L., Martin M.C., McKinney W.R., et al. *Nature*, **420**, 153 (2002).
6. Sheng Z.-M., Mima K., Zhang J., Sanuki H. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 095003 (2005).
7. Wu H.-C., Sheng Z.-M., Zhang J. *Phys. Rev. E*, **77**, 046405 (2008).
8. Jahangiri F., Hashida M., Nagashima T., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 261503 (2011).
9. Wu H.-C., Meyer-ter-Vehn J., Ruhl H., Sheng Z.-M. *Phys. Rev. E*, **83**, 036407 (2011).
10. Li Y.T., Li C., Zhou M.L., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 254101 (2012).
11. Gopal A., Herzer S., Schmidt A., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 074802 (2013).
12. Урюпин С.А., Фролов А.А. *Квантовая электроника*, **43**, 1132 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 1132 (2013)].
13. Кулагин В.В., Корниенко В.Н., Черепенин В.А. *Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та*, № 4, 144337 (2014).
14. Куратов А.С., Брантов А.В., Алиев Ю.М., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **46**, 1023 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 1023 (2016)].
15. Gupta D.N., Kulagin V.V., Suk H. *Opt. Commun.*, **401**, 71 (2017).
16. Кулагин В.В., Корниенко В.Н., Черепенин В.А., Гупта Д.Н. *Журн. радиоэлектроники*, № 1 (2017); <http://jre.cplire.ru/jre/jan17/15/text.pdf>.
17. Куратов А.С., Брантов А.В., Алиев Ю.М., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **48**, 653 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 653 (2018)].
18. Brantov A.V., Kuratov A.S., Maksimchuk A., Aliev Yu.M., Bychenkov V.Yu. *EPJ Web Conf.*, **195**, 03002 (2018).
19. Кулагин В.В., Корниенко В.Н., Черепенин В.А., Гупта Д.Н., Сак Х. *Квантовая электроника*, **49**, 788 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 788 (2019)].
20. Hu K., Yi L. *Phys. Rev. A*, **102**, 023530 (2020).
21. Chand G.M., Gopal K., Gupta D.N., Kulagin V.V., Suk H. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **48**, 3727 (2020).
22. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Hur M.S., Suk H. *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 124801 (2007).
23. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Gulyaev Y.V., et al. *Phys. Rev. E*, **80**, 016404 (2009).
24. Kiefer D., Henig A., Jung D., et al. *Eur. Phys. J. D*, **55**, 427 (2009).
25. Paz A., Kuschel S., Rodel C., et al. *New J. Phys.*, **14**, 093018 (2012).
26. Kiefer D., Yeung M., Dzelzainis T., et al. *Nat. Commun.*, **4**, 1763 (2013).
27. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория поля* (М.: Наука, 1988).
28. Hartemann V., Troha A.L., Luhmann N.C., Toffano Z. *Phys. Rev. E*, **54**, 2956 (1996).
29. Hartemann V. *Phys. Plasmas*, **5**, 2038 (1998).
30. Bulanov S.S., Maksimchuk A., Krushelnick K., et al. *Phys. Lett. A*, **374**, 476 (2010).
31. Di Lucchio L., Gibbon P. *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams*, **18**, 023402 (2015).
32. Zhuo H.B., Zhang S.J., Li X.H., et al. *Phys. Rev. E*, **95**, 013201 (2017).
33. Tian Y., Liu J., Bai Y., et al. *Nat. Photonics*, **11**, 242 (2017).
34. Verboncoeur J.P., Langdon A.B., Gladd N.T. *Comput. Phys. Commun.*, **87**, 199 (1995).