

УДК 537.5

**ГЕНЕРАЦИЯ МОЩНЫХ ИМПУЛЬСОВ ТЕРАГЕРЦЕВОГО И
ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
МУЛЬТИТЕРАВАТТНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПОЛЕЙ С МИШЕНЯМИ
ОГРАНИЧЕННЫХ РАЗМЕРОВ**

В. В. Кулагин^{1,2}, В. Н. Корниенко², В. А. Черепенин², Д. Н. Гупта³

¹Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова (ГАИШ МГУ),
119991 Москва, Ленинские горы, дом 1, стр.18

²Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
125009 Москва, Моховая, 11-7

³Университет Дели, Дели, Индия

Статья поступила в редакцию 23 декабря 2016 г.

Аннотация. Исследованы процессы генерации излучения инфракрасного и терагерцевого диапазонов, возникающего при синхронном ускорении электронов мишени ограниченных размеров под действием сверхмощного лазерного импульса с крутым фронтом. Изучены условия, приводящие к формированию дипольных и квазидипольных импульсов, а также определены возможные характеристики импульсов, такие как форма, амплитуда и длительность в зависимости от параметров мишени и лазерного импульса. Для лазерного импульса с амплитудой, недостаточной для вытеснения всех электронов из мишени, генерируется цуг колебаний, содержащий как низкочастотную составляющую, так и компоненту с частотой порядка частоты лазера, причем длительность цуга определяется длительностью лазерного импульса.

Ключевые слова: взаимодействие лазерного излучения с веществом, ускорение электронов лазерными импульсами, генерация терагерцевого и инфракрасного излучения.

Abstract: The processes for generation of radiation in the infrared and terahertz bands that occur during a synchronous acceleration of the electrons of the limited size target under the action of a high-power laser pulse with a steep front are considered. Conditions leading to the formation of bipolar and quasi-unipolar pulses are studied, and possible pulse characteristics such as shape, amplitude and duration versus parameters of the target and the laser pulse are defined. For a laser pulse with the amplitude insufficient to displace all electrons from the target at once, a train of oscillations containing both low-frequency component and a component with frequency of the order of the laser frequency are generated, while the total duration of the radiation pulse is determined by the duration of the laser pulse.

Key words: interaction of laser radiation with matter, electron acceleration by laser pulses, generation of THz and infrared radiation.

1. Введение

Излучение терагерцевого диапазона имеет множество применений в науке и технике, и к настоящему времени предложено большое количество схем для генерации терагерцевых импульсов [1,2]. Широкое использование мультитераваттных лазерных систем в физических экспериментах дает возможность реализовать новые принципы генерации излучения терагерцевого и инфракрасного диапазонов, связанных с применением фемтосекундных лазерных импульсов. В процессе взаимодействия мощных лазерных импульсов с твердотельными мишенями при определенных условиях могут формироваться электронные сгустки с большим зарядом (до десятков нанокюлон), параметры которых можно контролировать изменением характеристик лазерного импульса и мишени. При последующем ускорении таких сгустков лазерным полем могут излучаться импульсы терагерцевого и инфракрасного диапазонов различной формы.

В случае использования нанопленки в качестве мишени при синхронном ускорении ее электронов сверхмощным лазерным импульсом с крутым

фронтом (неадиабатическим импульсом) может быть сформировано релятивистское электронное зеркало [3,4] - сгусток электронов с диаметром порядка диаметра лазерного импульса и толщиной в несколько нанометров. Действительно, при перпендикулярном падении неадиабатического лазерного импульса релятивистской амплитуды $a_0 \gg 1$ на нанопленку происходит синхронное продольное (по отношению к оси луча лазера) смещение всех электронов нанопленки под действием продольной компоненты силы Лоренца и вытеснение их из мишени (квазиодномерное взаимодействие). В результате сила Лоренца разгоняет электроны нанопленки до релятивистских скоростей. Ниже применяется нормировка амплитуды поля в соответствии с выражением $a_0 = \frac{eE_0}{mc\omega}$, где E_0 - размерная амплитуда лазерного импульса, либо амплитуда поля излучения, ω - частота лазерного импульса (длина волны λ), e и m – абсолютная величина заряда и масса электрона, c - скорость света в вакууме. Необходимым условием формирования одиночного сгустка электронов является превышение амплитудой лазерного импульса определенного порога, зависящего от толщины и материала нанопленки. Первые эксперименты по генерации релятивистских электронных зеркал показали перспективность такого подхода [5-7]. Из-за действия сильного кулоновского поля ионов, которые практически неподвижны в период взаимодействия фемтосекундного лазерного импульса и электронов нанопленки, часть электронов через некоторое время (так называемое время жизни) поворачивает назад, что приводит к деформации сгустка и снижению его плотности. Однако эффективность излучения при формировании релятивистских электронных зеркал из нанопленок оказывается низкой, так как обычно поперечный размер нанопленки намного больше диаметра лазерного импульса, и все поле, связанное с разделением зарядов, сконцентрировано между положительно и отрицательно заряженными слоями, соединяющимися на некотором расстоянии от оси лазерного импульса.

Аналогичные процессы ускорения электронов происходят и при взаимодействии мощных неадиабатических импульсов с мишенями

ограниченных размеров (менее диаметра луча лазера), в том числе, с наноразмерными мишенями [8]. Мишень может рассматриваться как наноразмерная, когда ее протяженность в одном (или более) направлениях меньше нескольких десятков нанометров. К наноразмерным мишеням относятся нанопленки (нанометровая толщина, другие размеры могут составлять сотни микрометров и более), наностержни или нанотрубки (нанометровый диаметр, длина может быть сотни микрометров), а также нанокластеры (все три измерения имеют размеры не более нескольких десятков нанометров). При этом плотность наноразмерных мишеней может быть порядка твердотельной плотности. Взаимодействие мощного лазерного импульса с наноразмерными мишенями уже не носит квазиодномерного характера, и трехмерные эффекты могут быть определяющими. Если при этом фронт импульса (или сам импульс) достаточно короткий (несколько периодов лазерного излучения), то процесс будет сильно нестационарным и с существенным разделением зарядов, при котором нарушается квазинейтральность плазмы. В этом случае могут формироваться сгустки электронов практически твердотельной плотности, которые достигают релятивистских скоростей за времена, значительно меньшие периода лазерного импульса, а их смещение по отношению к ионам мишени может быть существенно больше длины волны лазера. В ходе ускорения этих электронных сгустков и релаксации системы к равновесию после прохождения лазерного импульса и происходит генерация мощного излучения инфракрасного и терагерцевого диапазонов.

Характеристики такого излучения существенно различаются в зависимости от выбранных параметров системы – амплитуды и длительности лазерного импульса, формы мишени, начальной концентрации электронов в ней и т.д. Возможна как генерация одиночных импульсов (в том числе и квазиоднополярных, когда у импульса, содержащего порядка одного периода колебаний, амплитуда полуволны одной полярности значительно больше, чем амплитуда другой) с длительностью от долей периода лазерного поля до

десятков периодов, так и генерация цуга периодического излучения, частота и длительность которого зависят от параметров системы. Из-за большого заряда электронных сгустков, возможного в случае твердотельных мишеней, могут быть даже получены релятивистские амплитуды импульсов [8], что имеет существенное значение для их использования в различных экспериментах и приложениях. Характеристики излучения электронного сгустка существенным образом зависят также от точки наблюдения. На начальном этапе ускорения, когда скорости электронов еще субрелятивистские, наибольшую интенсивность поле излучения имеет в направлении, перпендикулярном к направлению волнового вектора лазерного импульса, причем частоты принадлежат к инфракрасному и терагерцевому диапазонам. Затем, при достижении релятивистской скорости в процессе ускорения, электроны сгустка излучают синхронно в направлении, близком к направлению своего движения, которое практически совпадает с волновым вектором ускоряющего лазерного импульса для больших амплитуд поля. Исследованию характеристик инфракрасного и терагерцевого излучения и посвящена настоящая статья.

Вакуумное ускорение электронов лазерным полем при взаимодействии мощных лазерных импульсов с мишенями исследовалось ранее в литературе (см., например, [9-11]). Для одиночного свободного электрона в поле плоской электромагнитной волны задача имеет аналитическое решение [12]. Излучение одиночного электрона при таком ускорении исследовалось в [13-16], причем основной упор делался на анализе характеристик высокочастотного (по сравнению с частотой лазерного поля) излучения, формируемого в направлении движения релятивистского электрона. В нашем случае имеется несколько отличий в постановке задачи. Во-первых, исследуется когерентное излучение сгустка электронов, которое существует только в течение ограниченного времени после формирования сгустка. Во-вторых, исследуется низкочастотное (по сравнению с частотой лазерного поля) излучение, которое формируется на начальном этапе ускорения сгустка в направлении, перпендикулярном к

направлению распространения лазерного импульса. Эти отличия и определяют оригинальность полученных результатов.

2. Генерация излучения при синхронном смещении электронов наноразмерной мишени под действием лазерного импульса

Представленные ниже данные получены в результате двумерного численного моделирования с помощью полностью релятивистского кода ХООРИС [17]. Поле излучения при взаимодействии гауссовского импульса с длиной волны $\lambda = 1$ мкм и длительностью 2 периода лазерного излучения (полная ширина по уровню $1/e$ для поля) с мишенью шириной 100 нм, толщиной 10 нм и с начальной концентрацией электронов $n = 70n_{cr}$, где $n_{cr} = \frac{m\omega^2}{4\pi e^2}$ - критическая концентрация, представлено на рис. 1. Лазерный импульс с безразмерной амплитудой, равной 10, распространяется вдоль оси x (ось луча проходит через $y=30\lambda$) и поляризован линейно вдоль оси z , диаметр пучка составляет 20λ . В центре рис. 1а в $x=20\lambda$, $y=30\lambda$ располагается мишень, которая после взаимодействия с лазерным импульсом оказалась заряжена положительно, так как электроны смещены вправо в результате действия продольной компоненты силы Лоренца (вблизи $x=20\lambda$, $y=30\lambda$ видно статическое поле мишени). На начальном этапе ускорения электроны имеют слабо-релятивистскую скорость вдоль оси x , при этом наибольшая амплитуда их поля излучения будет наблюдаться вдоль оси y . При увеличении скорости электронов направление наибольшей амплитуды излучения будет смещаться в сторону их движения, а длительность импульса излучения - сокращаться, что и видно из рис. 1.

Поле излучения представляет собой сферическую волну (цилиндрическую при двумерном моделировании), которая распространяется от мишени с уменьшением амплитуды. На рис. 1б,г показаны компоненты E_x поля вдоль прямой, проходящей через мишень параллельно оси y , для 20 и 30 периодов после начала взаимодействия. Ширина импульсов по половине высоты оказывается порядка двух периодов лазерного поля, причем форма импульса -

квазиоднополярная. Это связано с синхронным смещением электронов от положения равновесия в начале взаимодействия с лазерным импульсом. В результате в начальный момент все электроны излучают когерентно. Однако через некоторое время часть электронов поворачивает назад за счет действия кулоновских сил ионов, причем этот процесс уже несинхронный, так как сначала поворачивают ближние к ионам электроны в сгустке, где кулоновское поле сильнее, потом следующие и т.д. В результате формируются квазиоднополярные импульсы.

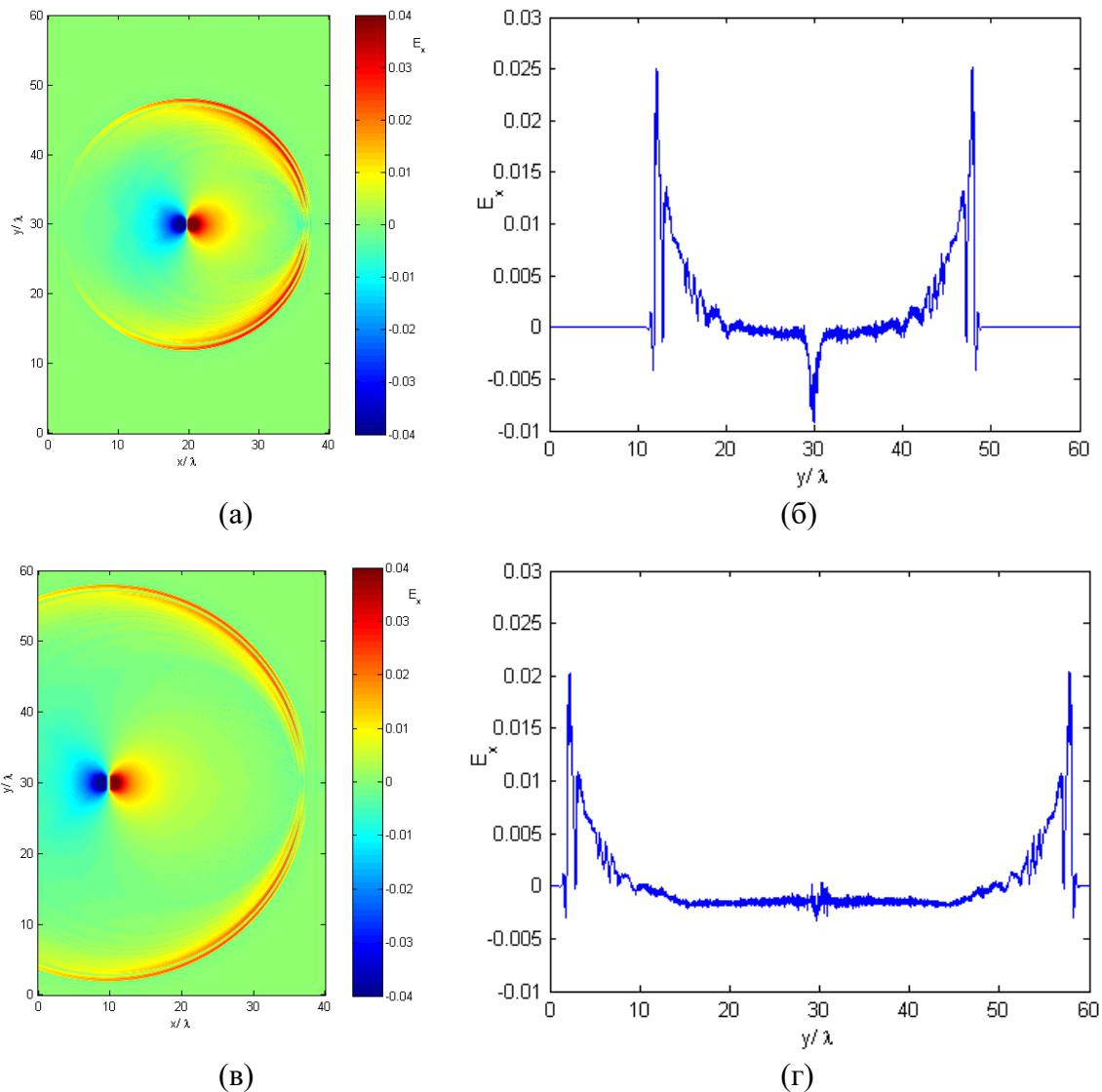


Рис. 1. Поле излучения при падении лазерного импульса на мишень через 20 (а,б) и 30 (в,г) периодов после начала взаимодействия: (а,в) - пространственное распределение компоненты E_x поля, (б,г) - компонента поля E_x вдоль прямой, проходящей через мишень параллельно оси y . Лазерный

импульс гауссовской формы с $a_0 = 10$ распространяется слева направо вдоль оси x (ось луча проходит через $y = 30\lambda$) и поляризован линейно по оси z , диаметр пучка составляет 20λ , длительность равна двум периодам лазерного излучения (полная ширина по уровню e^{-1}). Мишень шириной 100 нм (размер вдоль оси y) и толщиной 10 нм (вдоль оси x) имеет начальную концентрацию электронов $n = 70n_{cr}$ и располагается в $x = 20\lambda$, $y = 30\lambda$ на рис. (а) и в $x = 10\lambda$, $y = 30\lambda$ на рис. (б) (смещение мишени вызвано использованием «движущегося окна» в моделировании). Безразмерная амплитуда поля показана цветовой кодировкой (шкала справа от рисунков (а,в)).

3. Роль амплитуды и поляризации лазерного импульса

3.1. Зависимость формы излучения от амплитуды лазерного импульса

Импульсы низкочастотного излучения для разных амплитуд лазерного поля представлены на рис. 2 (компонента поля E_x , импульс распространяется в положительном направлении оси y). Максимальная амплитуда низкочастотного излучения существенно зависит от амплитуды лазерного поля, достигая 0.13 для безразмерной амплитуды лазерного поля, равной 20. Мощность требуемой лазерной системы составляет при этом всего несколько десятков тераватт. Увеличение амплитуды лазерного поля вызывает также более синхронное движение электронов на начальном этапе взаимодействия, в результате низкочастотный импульс по форме все более и более приближается к квазиоднополярному импульсу. При этом его характерная длительность (и, соответственно, его средняя частота) изменяется несильно.

Из рис. 2 видно, что, изменяя амплитуду лазерного импульса, можно формировать низкочастотное (по отношению к частоте лазера) излучение заданной амплитуды и мощности. Еще большего увеличения интенсивности излучения можно добиться, применяя его фокусировку (см. рис. 1).

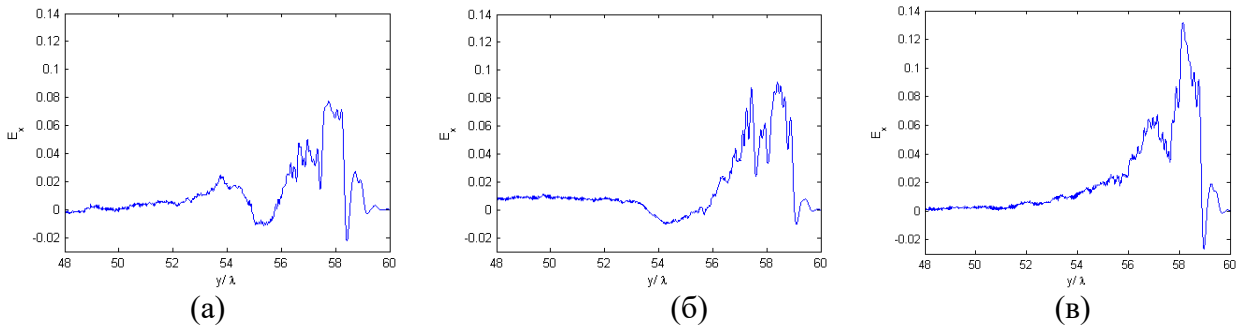


Рис. 2. Импульсы низкочастотного излучения для разных амплитуд лазерного импульса с поляризацией вдоль оси z . Компонента E_x поля импульса излучения, распространяющегося в положительном направлении оси y , для: а). $a_0 = 10$, б). $a_0 = 15.6$ и в). $a_0 = 20$. Диаметр пятна фокусировки равен 8 мкм, полная длина импульса по уровню $1/e$ составляет 3 мкм, форма пучка в продольном и поперечном направлении – гауссова. Толщина мишени - 10 нм, ширина мишени - 1 мкм, начальная концентрация электронов $n = 70n_{cr}$.

3.2. Зависимость формы излучения от поляризации лазерного импульса

Импульсы низкочастотного излучения для разных поляризаций лазерного поля представлены на рис. 3. Роль поляризации лазерного импульса исследована на примере точечной мишени, ширина и толщина которой значительно меньше длины волны лазера (вдоль оси z мишень имеет бесконечную протяженность, так как моделирования двумерные). На рис. 3а лазерный импульс поляризован вдоль оси y (эквивалентно взаимодействию импульса с нанокластером), а на рис. 3б – вдоль оси z (эквивалентно взаимодействию импульса с нанотрубкой). На рис. 3в импульсы излучения вверх и вниз (по рисунку) генерируются одними и теми же ускоряемыми вдоль оси x каждую половину периода электронными сгустками, поэтому имеют одинаковую форму и совпадают по времени, прошедшем от начала взаимодействия (см. рис. 3д,е), причем в этом случае имеется компонента излучения с частотой, приблизительно в два раза более высокой, чем частота лазера. Таким образом, для поляризации лазерного импульса вдоль оси z (рис.

Зг-е) при каждом полуцикле поля формируется короткий импульс излучения, а общий вид поля излучения напоминает квадрат поля лазерного импульса.

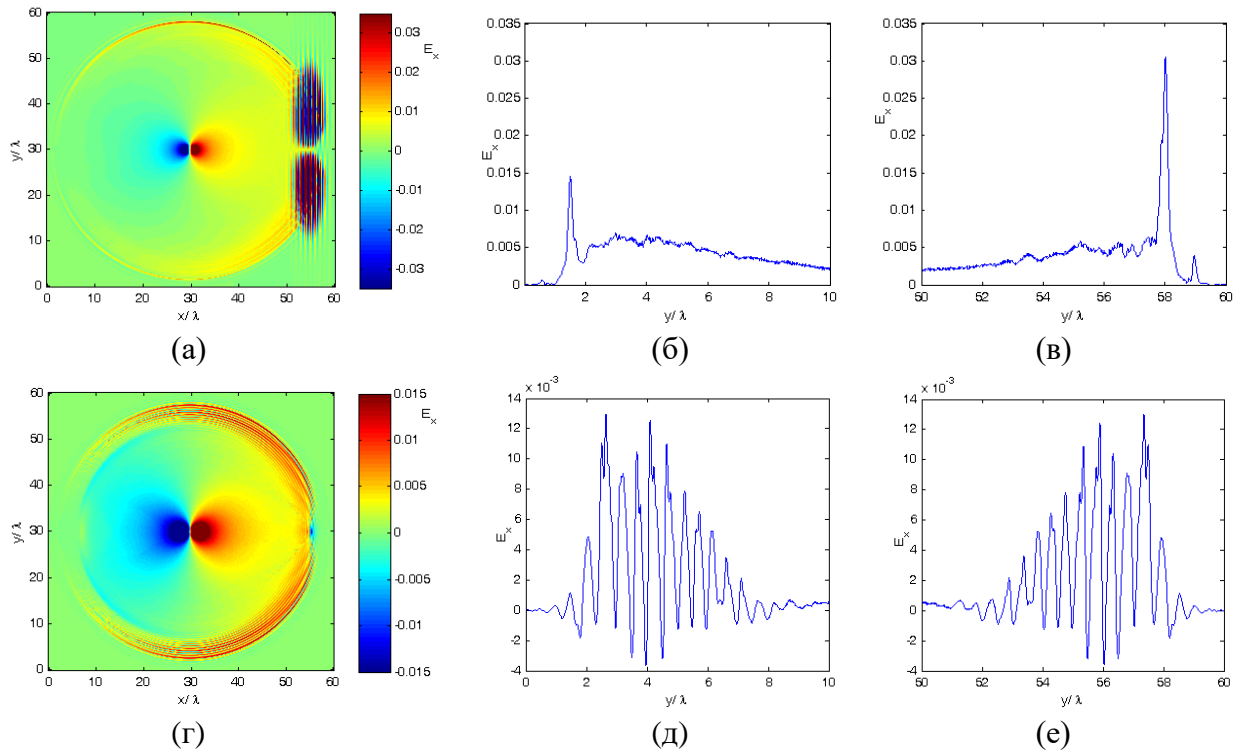


Рис. 3. Поле излучения при падении лазерных импульсов разной поляризации на мишень через 30 периодов после начала взаимодействия. Пространственное распределение компоненты E_x поля: (а) – лазерный импульс поляризован линейно по оси y (в правой части видно продольное поле лазерного импульса), (г) – импульс поляризован линейно по оси z ; (б,д) - форма импульса поля излучения, бегущего вниз вдоль прямой, проходящей через мишень параллельно оси y , (в,е) – то же для импульса, бегущего вверх. Лазерный импульс гауссовской формы с $a_0 = 10$ распространяется слева направо вдоль оси x (ось луча проходит через $y=30\lambda$), диаметр пучка составляет 20λ , длительность равна 4.8 периодам лазерного излучения (полная ширина по уровню e^{-1}). Мишень шириной 100 нм и толщиной 10 нм имеет начальную концентрацию электронов $n = 70n_{cr}$ и располагается в $x=30\lambda, y=30\lambda$.

Для поля лазера, поляризованного вдоль оси y , импульсы, идущие вверх, будут формироваться отрицательными полуволнами поля (электроны смещаются вперед и вверх), а импульсы, идущие вниз – положительными. Так

как лазерные импульсы имеют небольшую длительность, и огибающая меняется быстро, то будут различаться не только временные положения генерируемых импульсов, но и их амплитуды. Сдвиг во времени от начала взаимодействия для импульсов, идущих вверх и вниз, составляет половину периода (29 периодов от начала взаимодействия на рис. 3в и 28.5 на рис. 3б). Частота следования коротких импульсов, соответствующих начальному ускорению сгустков электронов, в излучении, идущем вверх и вниз, равна частоте лазера. Таким образом, импульсы излучения вверх и вниз (по рисунку) будут в этом случае существенно различаться (см. рис. 3б,в). Для обеих поляризаций лазерного импульса формируется низкочастотный пьедестал с длительностью порядка длительности лазерного импульса, т.е. эта компонента может принадлежать к инфракрасному или терагерцовому диапазонам.

Максимальная амплитуда поля излучения при поляризации лазерного импульса вдоль оси y (рис. 3в) в два с лишним раза больше, чем при поляризации лазерного импульса вдоль оси z (рис. 3е). Для случая лазерного импульса с поляризацией вдоль оси y соотношение амплитуды импульса и концентрации электронов в мишени таково, что уже за три полуцикла (см. рис. 3б,в) все электроны выталкиваются из мишени, поэтому больше коротких импульсов, соответствующих начальному ускорению электронов, не формируется. Необходимо отметить, что для большего значения концентрации электронов или для меньшей величины амплитуды лазерного импульса может быть получена качественно такая же форма импульса излучения, как и на рис. 3г-е, однако, временное несовпадение коротких импульсов, идущих вверх и вниз, и частота их следования останутся прежними.

4. Роль концентрации электронов и геометрии мишени

4.1. Зависимость формы излучения от концентрации электронов в мишени.

Излучаемое поле при различной начальной концентрации электронов в мишени показано на рис. 4 (30 периодов после начала взаимодействия). Лазерный импульс с безразмерной амплитудой, равной 10, поляризован

линейно по оси z , диаметр пятна фокусировки равен 8 мкм, полная длина импульса по уровню $1/e$ составляет 3 мкм, форма пучка в продольном и поперечном направлении – гауссовская.

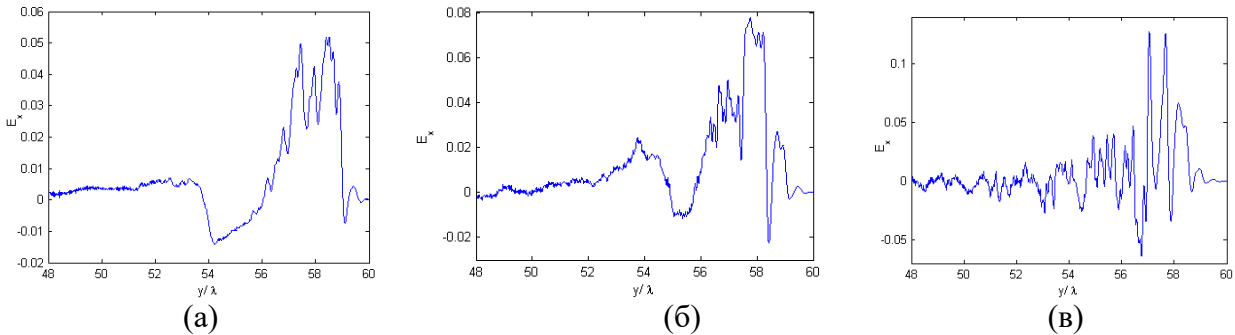


Рис. 4. Импульсы низкочастотного излучения для разной концентрации электронов в мишени (компонента E_x поля, импульс распространяется в положительном направлении оси y): а). $n = 45n_{cr}$, б). $n = 70n_{cr}$ и в). $n = 117n_{cr}$. Толщина мишени - 10 нм, ширина мишени - 1 мкм.

При увеличении концентрации электронов импульс излучения становится короче, а его эффективная частота увеличивается. Концентрация электронов мишени для случая на рис. 4в приближается к пороговому значению, когда синхронное движение электронов уже не формируется [1,2], поэтому форма импульса приближается к хаотической. Интересно отметить, что форма импульса излучения меняется несильно при одновременном изменении амплитуды лазерного поля и плотности мишени, но при условии сохранения их отношения постоянным (см. рис. 2б и 4а), хотя амплитуда излучения, конечно, оказывается больше для большей концентрации электронов. Таким свойством обладает и динамика релятивистских электронных зеркал [1,2]. Это свойство позволяет формировать импульсы излучения со схожей формой и различной амплитудой.

4.2. Зависимость формы излучения от толщины мишени

Форма низкочастотного излучения для разной толщины мишени при сохранении поверхностной плотности заряда представлена на рис. 5. Параметры лазерного импульса выбраны такими же, как и в п. 4.1. При

увеличение толщины мишени до определенного момента форма импульса излучения меняется слабо (см. рис. 5а и 5б). Переход к более толстым мишеням (рис. 5в) вызывает некоторое удлинение импульса, кроме того, его форма становится существенно двуполярной. Одновременно с этим доля энергии импульса, содержащаяся в высокочастотных компонентах, увеличивается. Это связано с нарушением синхронности движения электронов на начальном этапе ускорения для мишеней с увеличенной толщиной. В этом случае амплитуда излучения падает.

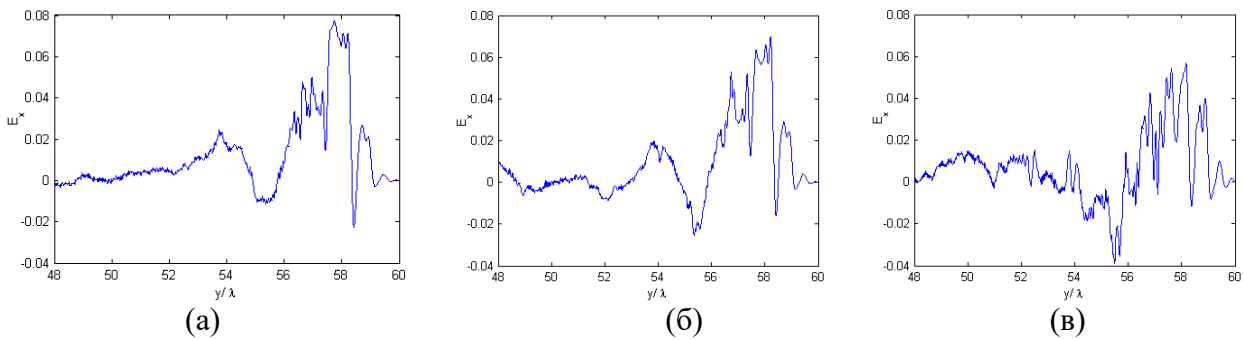


Рис. 5. Форма импульсов излучения для мишеней разной толщины, но с одинаковой поверхностной плотностью заряда (компонента E_x поля излучения, импульс распространяется в положительном направлении оси y): а). толщина мишени равна 10 нм, $n = 70n_{cr}$, б). 20 нм, $n = 35n_{cr}$ и в). 50 нм, $n = 14n_{cr}$. Ширина мишени - 1 мкм.

Таким образом, форма излучаемого поля практически не зависит от толщины мишени при фиксированной ширине и сохранении ее заряда, пока толщина остается существенно меньше длины волны. Кроме того, моделирования показывают, что диаметр лазерного импульса также не играет существенной роли при малых поперечных размерах мишени (значительно меньших диаметра импульса).

5. Заключение

В работе исследованы процессы генерации излучения инфракрасного и терагерцевого диапазонов, возникающего при синхронном ускорении электронов наноразмерной мишени под действием сверхмощного лазерного

импульса с крутым фронтом. Определены условия, приводящие к формированию двуполярных и квазиоднополярных импульсов, а также найдены возможные характеристики импульсов, в частности, форма, амплитуда и длительность в зависимости от параметров мишени (концентрация электронов и толщина) и лазерного импульса (амплитуда и поляризация). При этом форма импульсов меняется, а их амплитуда растет при увеличении концентрации электронов или амплитуды лазерного импульса. Показано, что форма импульса излучения меняется несильно при одновременном изменении амплитуды лазерного поля и концентрации электронов мишени, но при условии сохранения их отношения постоянным. Это дает возможность формировать импульсы со схожей формой и различной амплитудой. Для лазерного импульса с амплитудой, недостаточной для вытеснения всех электронов из мишени, генерируется цуг колебаний, содержащий как низкочастотную составляющую, так и компоненту с частотой порядка частоты лазера, причем длительность цуга определяется длительностью лазерного импульса. Для эффективного использования излучения инфракрасного и терагерцевого диапазонов может понадобиться его фокусировка, так как при генерации формируется сферическая или цилиндрическая волна в зависимости от формы мишени.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-52-45119-Инд-а).

Литература

1. Ferguson B., Zhang X. C. Materials for terahertz science and technology. *Nature Materials*, 2002, Vol. 1, pp. 26–33. DOI:10.1038/nmat708.
2. Williams G. P. Filling the THz gap—high power sources and applications. *Reports on Progress in Physics*, 2006, Vol. 69, pp. 301–326.
3. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Hur M.S., Suk H. Theoretical Investigation of Controlled Generation of a Dense Attosecond Relativistic Electron Bunch from the Interaction of an Ultrashort Laser Pulse with a Nanofilm. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, Vol. 99, p. 124801.

4. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Gulyaev Y.V. et al. Characteristics of relativistic electron mirrors generated by an ultrashort nonadiabatic laser pulse from a nanofilm. *Phys. Rev. E*, 2009, Vol. **80**, p. 016404.
5. Kiefer D., Henig A., Jung D. et al. First observation of quasi-monoenergetic electron bunches driven out of ultra-thin diamond-like carbon (DLC) foils. *Eur. Phys. J. D*, 2009, Vol. **55**, pp. 427-432.
6. Paz A., Kuschel S., Rodel C. et al. Thomson backscattering from laser-generated, relativistically moving high-density electron layers. *New J. of Physics*, 2012, Vol. **14**, p. 093018.
7. Kiefer D., Yeung M., Dzelzainis T. et al. Relativistic electron mirrors from nanoscale foils for coherent frequency upshift to the extreme ultraviolet. *Nature Commun.*, 2013, Vol. **4**, p. 1763. DOI: 10.1038/ncomms2775.
8. Кулагин В.В., Корниенко В.Н., Черепенин В.А. Генерация терагерцевых и инфракрасных релятивистских импульсов при взаимодействии мощного лазерного излучения с наноразмерными мишенями. // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2014. № 4. С. 144337.
DOI: <http://uzmu.phys.msu.ru/abstract/2014/4/144337>.
9. Popov K.I., Bychenkov V.Yu., Rozmus W. et al. Vacuum electron acceleration by tightly focused laser pulses with nanoscale targets. *Phys. Plasmas*, 2009, Vol. **16**, p. 053106.
10. Bulanov S.S., Bychenkov V.Yu., Krushelnick K. et al. Swarm of ultra-high intensity attosecond pulses from laser-plasma interaction. *Journal of Physics: Conference Series*, 2010, Vol. **244**, p. 022029.
11. Lucchio L. D., Gibbon P. Relativistic attosecond electron bunch emission from few-cycle laser irradiated nanoscale droplets. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 2015, Vol. **18**, p. 023402.
12. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Теория поля, М.: Наука, 1988. 578 с.
13. Hartemann F.V., Kerman A.K. Classical Theory of Nonlinear Compton Scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, Vol. **76**, p. 624-627.

14. Hartemann F.V., Troha A.L., Luhmann N.C., Jr. et al. Spectral analysis of the nonlinear relativistic Doppler shift in ultrahigh intensity Compton scattering. *Phys. Rev. E*, 1996, Vol. **54**, pp. 2956-2962.
15. Hartemann F.V. High-intensity scattering processes of relativistic electrons in vacuum. *Phys. Plasmas*, 1998, Vol. **5**, pp. 2037-2047.
16. Gao J. Thomson Scattering from Ultrashort and Ultraintense Laser Pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, Vol. **93**, p. 243001.
17. Verboncoeur J.P., Langdon A.B., Gladd N.T. An object-oriented electromagnetic PIC code. *Comput. Phys. Commun.*, 1995, Vol. **87**, p. 199-211.

Ссылка на статью:

В.В.Кулагин, В.Н.Корниенко, В.А.Черепенин, Д.Н.Гупта. Генерация мощных импульсов терагерцевого и инфракрасного диапазонов при взаимодействии мультитераваттных лазерных полей с мишенями ограниченных размеров. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2017. №1. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/jan17/15/text.pdf>