Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П.Н. Лебедева
Российской академии наук

На правах рукописи

Вайс Ольга Евгеньевна

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ ПРЯМОГО ЛАЗЕРНОГО УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ДИАГНОСТИКИ ИНТЕНСИВНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Специальность 1.3.19 – Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
профессор Быченков Валерий Юрьевич

Москва – 2021

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение **5**

Предмет исследования и актуальность темы 5

Обзор литературы 9

Цель работы 15

Научная новизна 16

Практическая значимость работы 17

Положения, выносимые на защиту 17

Апробация результатов 18

Публикации по теме диссертации 20

Достоверность результатов работы 22

Личный вклад автора 23

Объем и структура диссертации 23

1 Методика проведения исследования **24**

1.1 Постановка задачи 24

1.2 Модель описания компонент поля лазерного импульса, сфокусированного внеосевым параболическим зеркалом 25

1.3 Динамика электронов в поле релятивистски интенсивного лазерного импульса 31

1.4 Динамика протонов, ускоренных лазерным импульсом с интенсивностью до 10^{24} Вт/см^2 33

2 Диагностика лазерного импульса при помощи спектрально-угловых распределений вакуумно ускоренных электронов **37**

2.1 Введение 37

2.2 Характерные распределения электронов, ускоренных остросфокусированным лазерным импульсом 40
2.3 Влияние мощности лазерного импульса на распределения частиц 42
2.4 Изменение диаметра фокального пятна лазерного импульса . . . 44
2.5 Влияние пространственного распределения лазерного импульса на спектры частиц 47
2.6 Временная огибающая лазерного импульса 50
2.7 Смещение фазы несущей компоненты ультракороткого лазерного импульса относительно пика его временной огибающей 52
2.8 Влияние длительности лазерного импульса на энергетические распределения электронов 55
2.9 Устойчивость метода относительно случайных флуктуаций параметров эксперимента 56
2.10 Численное моделирование ускорения электронов для экспериментальной апробации диагностики 59
2.11 Заключение 61

3 Характеристики нелинейного томсоновского рассеяния остросфокусированного лазерного импульса 64

3.1 Введение 64
3.2 Распределения компонент сфокусированного гауссова импульса . 67
3.3 Связь угловых характеристик нелинейного томсоновского рассеяния с динамикой частицы 72
3.4 Анализ временных характеристик вторичного излучения электронов 76
3.5 Спектральные характеристики нелинейного томсоновского рассеяния остросфокусированного лазерного импульса 84
3.6 Модель нелинейного томсоновского рассеяния на ансамбле некогерентных частиц 90

3.7 Спектрально-угловые распределения вторичного излучения ансамбля частиц 92
3.8 Заключение 98

4 Связь характеристик распределений пондермоторно ускоренных протонов с параметрами лазерного импульса 102
4.1 Введение 102
4.2 Спектрально-угловые распределение протонов 104
4.3 Оценка пиковой интенсивности лазерного импульса 106
4.4 Влияние временного профиля лазерного импульса 108
4.5 Диагностика пространственной неоднородности лазерного пучка . 111
4.6 Оценка диаметра фокального пятна лазерного пучка 115
4.7 Взаимодополняющая диагностика лазерных импульсов при помощи электронов и протонов 119
4.8 Заключение 123

Заключение 126

Список литературы 130

Введение

Предмет исследования и актуальность темы

Разработка новых методов усиления лазерных импульсов, связанная с их временным растяжением, дальнейшим усилением в активной среде (chirped pulse amplification, [1]) или нелинейном кристалле (optical parametric chirped pulse amplification, [2]), и последующем сжатии, позволила обеспечить постоянный рост энергии лазерных импульсов. А дальнейший значительный прогресс в технологиях фемтосекундных лазеров высокой мощности привел за последние два десятилетия к созданию лазеров петаваттного [3–13], десятипетаваттного класса мощности [14–19]. Кроме того, уже существуют проекты, в которых планируется существенное превышение таких мощностей [20]. При фокусировке таких лазерных пучков в пятно диаметром, равным нескольким длинам волн, интенсивность может достигать экстраординарных значений порядка 10^{22} Вт/см^2 [21–23], а не так давно была продемонстрирована рекордная интенсивность 10^{23} Вт/см^2 [24]. Такая высокая пространственно-временная концентрация энергии могла бы позволить исследовать взаимодействие света с частицами в пределе, когда силы радиационного трения дают весомых вклад в их динамику [25]. Также крайне высокие интенсивности позволили бы исследовать эффекты поляризации вакуума, инициировать рождение электрон-позитронных пар при фотон-фотонных и электрон-фотонных столкновениях, инициировать квантово-электродинамические каскады, а также изучить ядерную квантовую оптику [26]. Мощные лазерные системы экстремальной интенсивности открывают также перспективы для более продвинутых источников высокоэнергетичных частиц (электронов, ионов и нейтронов), и генерации вторичного электромагнитного излучения в процессах тормозного и бетатронного излучений, а также нелинейного томсоновского рассеяния.

Для сравнения результатов экспериментов друг с другом и с теоретическими предсказаниями требуется знать параметры эксперимента, в том числе интенсивность лазерного импульса. Однако измерение с необходимой точностью экстремальных интенсивностей, $\gtrsim 10^{22}$Вт/см^2, при помощи традиционных косвенных методов оказывается недостижимой задачей, что поднимает вопрос о создании новых методов и подходов к диагностике лазерных импульсов. Кроме того, в случае точного измерения интенсивности для систем с высокой частотой повторения использование различных методов оптимизации [27] позволяет дополнительно повышать ее значения, что так же подчеркивает необходимость создания новых методов диагностики лазерных импульсов.

Как правило, оценка интенсивности производится путем отдельного измерения пространственных (диаметр фокального пятна) и временных (длительность импульса) характеристик при пониженной энергии лазерного импульса и последующей экстраполяции полученных результатов в область более высоких значений мощности лазерного пучка. Интенсивность, полученная при помощи такого подхода, может значительно отличаться от фактического значения, достигнутого в эксперименте, из-за искажений волнового фронта и спектральной фазы, эффектов рекомпрессии, искажений мод, возникающих в последовательности стретчера-усилителя-компрессора, которые могут ухудшить качество фокального пятна и временную форму импульса главным образом из-за хроматических аберраций, и частотного чирпа [28–30]. В тоже время другой косвенный подход, состоящий в измерении характеристик части лазерного пучка, проходящего через зеркало в экспериментальной камере, не учитывает конечную фокусирующую оптику, которая является основным источником аберраций особенно в случае короткофокусных параболических зеркал.

В настоящее время ведутся разработки новых методов диагностики лазерных импульсов. Так существуют эффективные методы, такие как обнаружение фотоэлектронных выходов [31], позволяющие измерять интенсивность лазера с высокой точностью, но применяемые для более низких диапазонов интенсив-

ностей. Кроме того было предложено и реализовано несколько методов оценки интенсивности высокомощного лазерного излучения, в том числе с использованием многократной туннельной ионизации атомов с высокими потенциалами ионизации [32–34], нелинейного комптоновского рассеяния [35,36], спектрально-угловых распределений рассеиваемого пучка ускоренных электронов [37], на одновременном изменении энергии электронного пучка и распределении вторичного излучения [38] или при помощи временного разрешения интенсивности (TRIC), основанном на схеме чирпированного зондирования [39]. Первый метод включает в себя определение времени пролета различных видов ионов, полученных вблизи фокуса лазерного пучка, взаимодействующего с газом очень низкой плотности. Ионы ускоряются электростатическим полем в направлении, перпендикулярном распространению лазерного импульса. Затем частицы детектируются с помощью двух микроканальных пластин. Основной проблемой такого метода при интенсивностях выше 10^{22} Вт/см^2 является необходимость учета пондеромоторного ускорения ионов с высоким Z в лазерном поле. В подходах, использующих встречный пучок электронов, требуется сложная экспериментальная методика, в которой лазерный импульс сталкивается с ускоренным пучком электронов, что требует идеальной синхронизации и пространственного перекрытия обоих пучков, а также полной информации о характеристиках пучка электронов. Последний подход основан на диагностике распределения интенсивности лазера по контуру сверхплотной плазмы, сформированному в результате взаимодействия лазерного излучения с плазмой, когда плазменная мишень дополнительно облучается чирпированным лазерным импульсом. Однако такой подход позволяет измерять временной профиль импульса лишь на пикосекундных временных масштабах.

В то же время самые высокие лазерные интенсивности могут быть достигнуты только в случае сверхострой фокусировки пучков, близкой к дифракционному пределу. Высокая интенсивность лазерного импульса приводит к надпороговой ионизации вещества, а сложная пространственная структура

его поля позволяет ускорять заряженные частицы без использования вспомогательных устройств [40, 41]. При этом характеристики спектрально-угловых распределений напрямую ускоренных частиц зависят от параметров лазерного импульса, что может быть использовано для его диагностики, как отмечалось в работах [42–44], где было рассмотрено пондермоторное ускорение электронов. Предлагаемая в рамках диссертационной работы методика основана на предположении, что взаимодействие между частицами (эффект коллективного поля) незначительно по сравнению с взаимодействием между лазером и частицами. В этом случае динамика частиц определяется только параметрами диагностируемого лазерного импульса. Такое условие может быть удовлетворено за счет использования в экспериментах ультратонких фольг или разреженного газа. Рассматриваемый метод на основе лазерно-ускоренных электронов был недавно реализован в эксперименте с разреженным газом (при давлении от 10^{-5} до 10^{-3} мбар) и лазерным импульсом (Ti:Sapphire), сфокусированным в пятно диаметром 2.2 мкм, а экспериментальные результаты сравнивались с теоретическими предсказаниями, полученными в результате моделирования взаимодействия электронов с лазерным импульсом гауссовской формы [43].

Теоретическому исследованию последнего из перечисленных методов диагностики высокоинтенсивных фемтосекундных лазерных импульсов посвящена диссертационная работа. Данный подход охватывает не только анализ распределений электронов, но так же протонов и вторичного излучения, генерируемого в процессе нелинейного томсоновского рассеяния. Исследуемые в рамках диссертационной работы новые методы диагностики лазерных импульсов могут использоваться как независимо друг от друга, так и совместно, дополняя друг друга. Развитая теория описывает эффекты ускорения частиц в вакууме для интенсивностей остросфокусированных лазерных импульсов, лежащих в диапазоне от 10^{18} до 10^{24} Вт/см^2, и может быть расширена на более высокие значения путем учета сил радиационного трения, что существенно превосходит

запросы современных петаваттных систем и безусловно останется актуальным для систем, которые будут появляться в будущем.

Обзор литературы

Для разработки теоретической модели для нового метода диагностики лазерных импульсов одной из важных задач является задача моделирования поля лазерного пучка. Для этой цели существуют разные подходы, выбор каждого конкретного из которых зависит от пространственно-временных параметров лазерного импульса, остроты его фокусировки, а также от характерных масштабов используемого для диагностики физического явления. В случае, когда диаметр фокального пятна много больше длины волны лазерного импульса и характерных размеров, соответствующих изучаемым физическим процессам, лазерный импульс можно описывать в рамках приближения плоской электромагнитной волны. Однако если пространственная неоднородность поля оказывает влияние на исследуемое физическое явление, а диаметр пятна все еще остается много больше длины лазерной волны $D_F \gg \lambda$, и интенсивность медленно меняется с течением времени (по сравнению с периодом лазерного поля), то для описания лазерного импульса зачастую используются формулы так называемого параксиального приближения [45], которые достаточно хорошо описывают фокусировку гауссового импульса.

При фокусировке лазерного импульса в пятно порядка одной или нескольких длин волн происходит перераспределение энергии между компонентами лазерного импульса в фокальной плоскости лазерного пучка в вакууме, и продольная компонента начинает оказывать влияние в том числе и на динамику электронов [46], что необходимо учитывать при моделировании остросфокусированного лазерного пучка. Кроме того было экспериментально показано, что линейно поляризованный лазерный импульс при фокусировке системой с большой числовой апертурой в фокальной плоскости имеет эллиптическое распределение интенсивности [47]. Таким образом, параксиальное приближение,

предсказывающее аксиально симметричный пучок и плоский волновой фронт в фокальной плоскости, оказывается вне зоны применимости. Для решения данной проблемы могут быть использованы параксиальные формулы с поправочными членами в плоть до 5-го [48], 11-го [49] и более высоких порядков, полученными в результате разложения решения по малому параметру (λ/D_F). Приведенные в данных работах формулы были получены для гауссовых лазерных пучков линейной поляризации, и при рассмотрении пучков другой поляризации и пространственной формы они должны быть заново выведены, что может быть трудоемко в случае разработки диагностики пространственного распределения лазерного импульса. Кроме того данные формулы обладают не достаточной точностью для описания лазерного импульса, сфокусированного в дифракционный предел. В этом случае для описания полей лазерного импульса могут быть использованы точные решения векторного уравнения Гельмгольца, полученные или спектральным методом [50] или в виде дифракционных интегралов Стреттона-Чу [51, 52]. Последний из рассмотренных подходов позволяет получать компоненты лазерного импульса с различным пространственно-временным профилем, сфокусированным внеосевым параболическим зеркалом [52]. Поскольку такие зеркала используются в реальных экспериментах, такое решение наиболее близко позволяет моделировать реальные лазерные пучки, что актуально для задачи их диагностики. Поэтому такой подход и был использован в диссертационной работе. Кроме того были предложены подходы, которые позволяют моделировать остросфокусированные лазерные пучки методом конечных разностей (FTDT), что может быть перспективно для дальнейшего развития задачи диагностики лазерных импульсов [53].

Для остросфокусированных лазерных импульсов в случае ультракоротких длительностей, равных нескольким периодам колебаний светового поля, наблюдается связь пространственного распределения пучка в фокусе с его временных распределением, что наблюдалось как в продольном [54], так и в поперечном распределении компонент для пучков различной поляризации [55]. В анали-

тических формулах данная связь учитывалась как путем создания полихроматической модели распространения лазерного импульса [56], так и аналогично предыдущей задаче при помощи поправок к параксиальному приближению для линейно поляризованного [57] и радиально поляризованного [58] лазерных импульсов. В диссертационной работе связь пространственного распределения поля с временным профилем не учитывалась, так как рассматриваемые длительности находились в зоне применимости используемой модели фокусировки внеосевым параболическим зеркалом. Однако подход интегралов Стреттона-Чу может быть использован и при переходе к более коротким длительностям путем учета полихроматичности пучка.

Динамика электрона в поле электромагнитной волны довольно широко исследована в литературе. Если диаметр фокального пятна лазерного импульса достаточно велик по сравнению с длиной лазерной волны и оказывается много больше амплитуды колебаний частиц, то электромагнитный импульс может быть описан в приближении плоской волны, а в соответствии с теоремой Лоусона-Вудворда [59], заряженная частица в таком поле будет ускоряться на переднем крае лазерного импульса и замедляться на заднем фронте без увеличения кинетической энергии [60, 61]. Такого рода адиабатичность может быть нарушена в условиях острой фокусировки при возникновении сильных поперечных пондермоторных сил [62]. Тогда набравшая энергию частица вылетает в поперечном направлении, не успевая затормозиться на заднем фронте. Динамика электронов в поле сфокусированного импульса была исследована для линейно поляризованных лазерных импульсов, описываемых в рамках параксиального приближения [63, 64], параксиальных формул с поправочными членами [65]. Аналогичные исследования проводились и для лазерных импульсов радиальной поляризации [66], результаты ускорения электронов в такой конфигурации были продемонстрированы в том числе и экспериментально [67, 68]. Были проведены исследования по влиянию направления инжекции частиц в поле лазерного импульса на их ускорение [69], а так же предложена инжекция при

помощи плазменного зеркала [70]. Нарушение адиабатичности, которое позволит электронам набирать энергию, можно реализовать в том числе при помощи использования лазерных импульсов с фазовыми или частотными модуляциями. Так были проведены теоретические исследования по ускорению электронов лазерным импульсом с эшелонной фазовой модуляцией [71], с линейной частотной модуляцией (чирпом) [72, 73], для которого в том числе были проведены исследования по влиянию инжекции на ускорение частиц [74], и с биномиальным чирпом [75].

Все рассмотренные выше работы использовали различные приближения для описания лазерного импульса, в то время как для острой фокусировки, когда ожидаются наибольшие интенсивности, пространственное распределение поля и его отличия от параксиального приближения начинают играть существенную роль в динамике частиц. Уже были проведены работы по исследованию динамики электронов в поле лазерного импульса, описываемого при помощи точных решений уравнений Гельмгольца [50, 76]. В работе [76] были сделаны первые шаги в изучении динамики электронов в поле лазерного импульса, сфокусированного осевым параболическим зеркалом, и были отмечены некоторые специфические характеристики ускорения частиц при такой конфигурации поля. Тем не менее, этот подход не может претендовать на пригодность для практических экспериментов, где используется внеосевое параболическое зеркало, и которые требуют конкретной теории ускорения заряженных частиц из острого фокуса лазерного пучка. Поэтому предметом исследования данной диссертационной работы является динамика электронов в поле лазерного пучка, сфокусированного внеосевым параболическим зеркалом, с целью диагностики различных параметров лазерного импульса

Предложенный метод может быть дополнен измерением вторичного излучения электронов в процессе нелинейного томсоновского рассеяния (НТР) [77]. Рассеяние лазерного импульса на единичных электронах было подробно исследовано в приближении плоской электромагнитной волны [78–81], в параксиаль-

ном приближении [82–84], в том числе учитывающем дифракционные поправки [85, 86]. Также был проведен анализ влияния силы радиационного трения на динамику частиц как в сонаправленной (когда электроны движутся в направлении лазерного импульса или покоятся, [81]), так и во встречной (когда электроны движутся навстречу лазерному импульсу, [83]) геометрии. Было показано, что в последнем случае эта сила оказывает существенное влияние в том числе и на генерацию электронами вторичного излучения, приводя к уменьшению характерных частот и излучаемой мощности.

Генерация рентгеновского излучения в процессе НТР уже была продемонстрирована экспериментально, как в слаборелятивистском режиме ($a_0 \sim 1$) [87], так и при воздействии релятивистски-сильного импульса [80, 88] ($a_0 > 1$), где a_0 – безразмерная амплитуда лазерного поля: $a_0 = 0.85 \cdot (I_L \lambda^2 / I_{18} \lambda_1^2)^{1/2}$, где $I_{18} = 10^{18}$ Вт/см^2 , $\lambda_1 = 1$ мкм, I_L и λ – интенсивность и длина волны излучения. Интенсивность лазерного импульса в проведенных экспериментах не превышала 10^{20} Вт/см^2, а диаметр фокального пятна оставался достаточно большим (размером больше 6 длин волн лазера), что позволяло использовать приближенные теоретические модели для описания лазерного импульса в фокусе и сравнивать их с результатами экспериментов. Для экспериментов с бóльшими интенсивностями и меньшими диаметрами фокального пятна безусловно необходима разработка теории НТР, учитывающей влияние сильной пространственной неоднородности лазерного пучка в фокусе на динамику частиц.

Из линейной теории томсоновского рассеяния известно, что спектр вторичного излучения позволяет определять энергетические распределения электронов в плазме за счет доплеровского сдвига [89], который возникает в результате рассеяния лазерного импульса на движущихся частицах. В тоже время при взаимодействии высокоинтенсивного лазерного импульса с покоящимися частицами электроны тоже набирают энергию, значения которой связаны с интенсивностью лазерного импульса. Таким образом величина доплеровского сдвига в этом случае связана с интенсивностью лазерного пучка [90], что было

экспериментально продемонстрировано в диапазоне от 10^{18} до 10^{19} Вт/см^2 [77]. Однако, при релятивистских интенсивностях нелинейные эффекты начинают давать существенный вклад в динамику частицы, приводя к формированию гармоник лазерного импульса в спектрах НТР; а при увеличении интенсивности лазерного пучка максимум спектров вторичного излучения смещается в область более высоких частот [79]. Таким образом, анализ и измерение характерных частот нелинейного томсоновского рассеяния также может лечь в основу нового метода диагностики интенсивности лазерных импульсов, что исследовалось в диссертационной работе.

На основе схемы взаимодействия лазерного импульса со встречными электронами была теоретически показана [35] и экспериментально подтверждена [36] возможность измерения пиковой интенсивности лазерного импульса по угловой ширине спектров НТР. В дополнение к этому в рамках задачи диагностики лазерного импульса исследовалось влияние поляризации, длительности лазерного импульса и энергии электронов на угловое распределение энергии вторичного излучения [91]. Были предложены схемы по измерению разности фаз несущей частоты и пика огибающей ультракоротких высокоинтенсивного лазерных импульсов по угловому распределению фотонов, генерируемых в процессе многофотонного комптоновского рассеяния [92]. Так же было предложено использовать характеристики НТР для диагностики эмиттанса электронного пучка наряду с диагностикой лазерной интенсивности [93]. Нелинейное томсоновское рассеяние на чирпированном пучке электронов, распространяющемся перпендикулярно лазерному импульсу, предлагалось в качестве метода диагностики, но уже длительности лазерного импульса [94]. Все перечисленные выше конфигурации экспериментов требуют предварительного ускорения электронов и синхронизации лазерного импульса с пучком частиц, в отличие от схемы взаимодействия с практически покоящимися электронами, возникающими в результате ионизации разреженной струи газа или ультратонкой нанофольги. Такая схема взаимодействия с целью диагностики интенсивности лазерного

импульса уже была реализована экспериментально [77]. Лазерный импульс был сфокусирован в пятно диаметром около 30 длин волн, что позволило построить теоретические оценки на основе приближения плоской электромагнитной волны. Наибольшие же интенсивности лазерного импульса достигаются в случае острой фокусировки, которая не позволяет использовать простые геометрико-оптические или параксиальные модели, что обуславливает необходимость исследования эффекта НТР остросфокусированного лазерного импульса на ансамбле частиц с учетом точного описания компонент лазерного импульса.

В условиях высоких интенсивностей пондермоторные силы, возникающие в остросфокусированных пучках, могут ускорять и более тяжелые частицы, например протоны [95, 96]. Таким образом анализ спектрально-угловых распределения протонов наряду с распределениями электронов и вторичного излучения, генерируемого в процессе нелинейного томсоновского рассеяния, также может лечь в основу нового метода диагностики лазерных импульсов, что было впервые рассмотрено в рамках диссертационной работы.

Цель работы

Целью диссертационной работы являлась разработка, теоретическое исследование и обоснование нового метода диагностики высокоинтенсивных фемтосекундных лазерных импульсов, основанного на эффектах прямого (вакуумного) ускорения заряженных частиц. В соответствии с поставленной целью в диссертационной работе ставились следующие задачи:

1. Исследовать зависимости спектрально-угловых характеристик электронов, ускоренных лазерным импульсом с релятивистской интенсивностью, от параметров лазерного пучка: интенсивности, длительности, диаметра фокального пятна и пространственно-временного распределения, для целей их диагностики.

2. Исследовать влияние остроты фокусировки на спектрально-угловые характеристики нелинейного томсоновского рассеяния релятивистски интенсивного лазерного пучка на отдельных электронах и на ансамбле частиц. Полу-

чить связь характеристик вторичного излучения с интенсивностью лазерного импульса и диаметром его фокального пятна.

3. В режиме интенсивностей вплоть до 10^{24} Вт/см^2 исследовать связь угловых и энергетических характеристик распределений протонов с параметрами остросфокусированного лазерного импульса. Получить полуаналитические оценки характеристик протонных спектров для лазерного импульса в зависимости от его пространственно-временного профиля.

4. Сформулировать условия применимости предлагаемой диагностики параметров релятивистски сильных остросфокусированных лазерных импульсов на основе спектрально-угловых распределений частиц в экспериментах. Предложить последовательность процедуры нахождения параметров лазерного импульса и их связь с характеристиками частиц.

Научная новизна

Диссертация содержит описание законченного исследования, научная новизна которого заключается в следующем:

1. Впервые исследована динамика электронов в поле лазерного импульса, сфокусированного внеосевым параболическим зеркалом вплоть до дифракционного предела. Проведено комплексное исследование зависимостей характеристик распределений частиц от параметров лазерного импульса.

2. Исследовано влияние остроты фокусировки лазерного импульса на спектрально-угловые распределения вторичного излучения в процессе нелинейного томсоновского рассеяния как на отдельных электронах так и на ансамбле частиц в режиме предельно острой фокусировки.

3. Впервые предложено использование распределений пондермоторно ускоренных протонов (или других ионов) для диагностики параметров высокоинтенсивного остросфокусированного лазерного импульса.

4. Было проведено теоретическое обоснование одновременной диагностики интенсивности лазерного импульса и его длительности на основе двух сортов частиц: электронов и протонов.

Практическая значимость работы

Проведенные в рамках диссертационной работы теоретические и численные исследования демонстрируют связь характеристик спектрально-угловых распределений частиц, ускоренных из ультратонких нанофольг (электроны) или разреженного газа (электроны и протоны), с параметрами остросфокусированного высокоинтенсивного фемтосекундного лазерного импульса: пиковой интенсивностью, диаметром фокального пятна, длительностью импульса, а также его пространственно-временным профилем. Полученные результаты могут выступать в качестве теоретического базиса для создания нового метода диагностики лазерных импульсов петаваттного класса мощности на лазерных установках как в России (Pearl, г. Нижний Новгород), так и за рубежом (ELI, Чехия–Румыния–Венгрия; Vulcan, Великобритания; Apollon, Франция; и др.).

Положения, выносимые на защиту

1. В условиях предельно острой фокусировки релятивистски интенсивных лазерных импульсов увеличение диаметра фокального пятна при фиксированной мощности лазерного излучения приводит к росту максимальных энергий электронов, в то время как при дальнейшем увеличении пятна, сопровождающимся переходом к плавной фокусировке, наблюдается обратная тенденция.

2. Угловые распределения энергетических спектров электронов, ускоренных релятивистски интенсивным лазерным импульсом с диаметром пятна порядка длины волны, анизотропны в плоскости перпендикулярной направлению распространения лазерного пучка и имеют наибольшую ширину в направлении поляризации светового излучения, что обусловлено наличием значительной продольной компоненты лазерного поля.

3. При рассеянии остросфокусированного лазерного импульса с интенсивностью, превышающей 10^{21} Вт/см^2, угол вылета наиболее энергетичных частиц (электронов и фотонов вторичного излучения) определяется диаметром фокального пятна лазерного импульса, причем его уменьшение приводит к увеличению угла вылета частиц. Угловая ширина энергетических спектров протонов определяется диаметром фокального пятна остросфокусированного лазерного импульса, в случае когда смещение протонов за время взаимодействия мало по сравнению с диаметром фокального пятна лазерного импульса.

4. Для остросфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов с интенсивностями в диапазоне от 10^{21} Вт/см^2 до 10^{24} Вт/см^2 измерения спектрально-угловых характеристик электронов, протонов и фотонов вторичного излучения позволяют производить одновременную оценку пиковой интенсивности, диаметра фокального пятна и длительности импульса, а так же выявлять нарушение качества пространственно-временного распределения лазерного импульса.

Апробация результатов

Основные результаты работы были представлены автором лично на конференциях:

1. International Symposium “Topical problems of nonlinear wave physics” (17 – 23 июля 2014г. Нижний Новгород – Саратов – Нижний Новгород; 22 – 28 июля 2017г. Москва – Санкт-Петербург)

2. XV Школа молодых ученых Актуальные проблемы физики (16 – 20 ноября 2014г. Москва)

3. Международная звенигородская конференция по физике плазмы и УТС (2015, 2016, 2017, 2018, г. Звенигород)

4. XXII Международная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов» (13 – 17 апреля 2015г. Москва)

5. Медународная молодежная конференция «ФизикА.Спб/2015» (26 – 29 октября 2015г. Санкт-Петербург)

6. 6 Всероссийская молодежная конференция «Фундаментальные и инновационные вопросы современной физики» (15 – 20 ноября 2015г. Москва)

7. International Conference on Coherent and Nonlinear Optics/ Lasers, Applications, and Technologies ICONO/LAT (26 – 30 сентября 2016г. Минск, Республика Беларусь)

8. European conference of laser interaction with matter ECLIM (18 – 23 сентября 2016г. Москва; 22 – 26 октября 2018 г. Ретимно, Греция)

9. Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии ЛаПлаз» (24 – 27 января 2017г., 12 – 15 февраля 2019г. Москва)

10. Plasma Physics by Laser and Applications PPLA (5 – 7 июля 2017г. Мессина, Италия)

11. International Conference on Ultrafast Optical Science UltrafastLight (2017, 2018, 2019, 2020, г. Москва)

12. XX Харитоновские тематические научные чтения «Применений лазерных технологий для решения задач по физике высоких плотностей энергии» (17 – 20 апреля 2018г. Саров)

13. 18th International Conference on Laser Optics ICLO (4 – 8 июня 2018г. Санкт-Петербург)

14. 46th EPS Conference on Plasma Physics (8 – 12 июля 2019г. Милан, Италия)

А также на семинарах:

1. Семинар отделения квантовой радиофизики им.Н.Г.Басова, 19 января 2018 года и 25 сентября 2020 года, ФИАН, Москва

2. Семинар «Физика импульсной высокотемпературной плазмы», 11 декабря 2018 года, ФИАН, Москва

3. Межинститутский семинар «Новые методы ускорения частиц и экстремальные состояния материи», 12 июля 2020 года и 25 марта 2021 года

4. Совместный семинар China-Russia Frontier Seminar on Ultra Intense Laser Technology and Intense Field Physics, Китайская академия наук – Российская академия наук, 3 – 5 ноября 2019 года, Шанхай, Китай

Публикации по теме диссертации

Материалы диссертации изложены в 8 статьях в рецензируемых научных журналах, индексируемых в Web of Science и Scopus, и в 4 материалах научных конференций.

А. Публикации в научных рецензируемых журналах, индексируемых в базах Web of Science и Scopus:

[A1] Вайс О. Е., Бочкарев С. Г., Быченков В. Ю. К теории нелинейного томсоновского рассеяния остросфокусированного лазерного импульса // Краткие сообщения по физике. 2015. Т. 42, № 12. с. 62–67.

[A2] Вайс О. Е., Бочкарев С. Г., Быченков В. Ю. Нелениейное томсоновское рассеяние релятивистски-сильного остросфокусированного лазерного импульса ультракороткой длительности // Физика Плазмы. 2016. Т. 42, № 9. с. 796–812.

[A3] Об угловом распределении напрямую ускоренных электронов под действием мощного остросфокусированного лазерного импульса / О. Е. Вайс, С. Г. Бочкарев, С. Тер-Аветисян [и др.] // Квантовая электроника. 2017. Т. 47, № 1. с. 38–41.

[A4] Accelerated electrons for in situ peak intensity monitoring of tightly focused femtosecond laser radiation at high intensities / K. A. Ivanov, I. N. Tsymbalov, O. E. Vais et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. Vol. 60. p. 105011.

[A5] Vais O. E., Bychenkov V. Yu. Direct electron acceleration for diagnostics of a laser pulse focused by an off-axis parabolic mirror // Appl. Phys. B. 2018. Vol. 124. p. 211.

[A6] Characterizing extreme laser intensities by ponderomotive acceleration of protons from rarified gas / O. E. Vais, A. G. R. Thomas, A. M. Maksimchuk et al. // New J. Phys. 2020. Vol. 22. p. 023003.

[A7] Вайс О. Е., Быченков В. Ю. Нелинейное томсоновское рассеяние остросфокусированного релятивистски интенсивного лазерного импульса на ансамбле частиц // Квантовая электроника. 2020. Т. 50, № 10. с. 922–928.

[A8] Vais O. E., Bychenkov V. Yu. Complementary diagnostics of high-intensity femtosecond laser pulses via vacuum acceleration of protons and electrons // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. Vol. 63. p. 014002.

B. Тезисы докладов в сборниках трудов конференций, индексируемых в базах Web of Science и Scopus:

[B1] Vais O. E., Bychenkov V. Yu. Laser direct particle acceleration for diagnostics of intense pulse focused by off-axis parabolic mirror // International Conference Laser Optics (ICLO). 2018, p. 261.

[B2] Electrons accelerated by tightly focused relativistic laser pulse for single shot peak intensity diagnostics / K. A. Ivanov, O. E. Vais, I. N. Tsymbalov et al. //International Conference Laser Optics (ICLO). 2018. p. 237.

C. Тезисы докладов в сборниках трудов конференций, индексируемых в базе РИНЦ:

[C1] New method of high-intensity laser pulse diagnostics by using ultrathin foils / O. E. Vais, S. G. Bochkarev, S. Ter-Avetisyan et al. // Журнал прикладной спектроскопии. 2016. Т. 83, №. 6-16. с. 406. URL: https://elibrary.ru/item.asp?id=29781642

[C2] Electron dynamics in the tightly focused relativistically strong femtosecond laser pulse / K. A. Ivanov, O. Vais, S. Bochkarev et al. // Журнал прикладной спектроскопии. 2016. Т. 83, №. 6-16. с. 393. URL: https://elibrary.ru/item.asp?id=29781629

Достоверность результатов работы

Численное моделирование проводилось при помощи самостоятельно разработанных численных кодов. Код, моделирующий динамику частицы в поле лазерного импульса, был количественно протестирован на задаче движения электрона в плоской электромагнитной волне с известным аналитическим решением [60] и качественно проверен на адекватность физики ускорения частиц при жесткой фокусировке. Численный код, рассчитывающий спектрально-угловые характеристики вторичного излучения, был проверен с помощью задачи рассеяния плоской электромагнитной волны на встречном электроне [79]. Достоверность полученных результатов подтверждается их согласием с результатами других авторов, полученных для их приближений, а так же согласием полученных аналитических оценок с результатами численного моделирования. Кроме того совместно с лабораторией релятивистской лазерной плазмы МЛЦ МГУ им.М.В. Ломоносова была проведена экспериментально-теоретическая работа, посвященная апробации метода диагностики интенсивности фемтосекундных лазерных импульсов при помощи прямого вакуумного ускорения электронов [A4, B2, C2], в которой результаты теоретических предсказаний оказались в хорошем согласии с результатами эксперимента.

Личный вклад автора

Программные коды, используемые в ходе исследований, были разработаны автором лично. Автором были проведены все численные расчеты, лежащие в основе диссертационной работы, а так же их обработка и последующий анализ. Постановка задач исследования, интерпретация результатов и написание статей проводилась совместно с научным руководителем и другими соавторами при непосредственном участии автора.

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Полный объем диссертации 145 страниц текста с 45 рисунками и 4 таблицами. Список литературы содержит 133 наименования.

Глава 1.

Методика проведения исследования

Глава 1 посвящена постановке общей задачи диссертационной работы (раздел 1.1), а так же описанию теоретических моделей (разделы 1.2 - 1.4), используемых в теоретических исследованиях и численных расчетах.

1.1 Постановка задачи

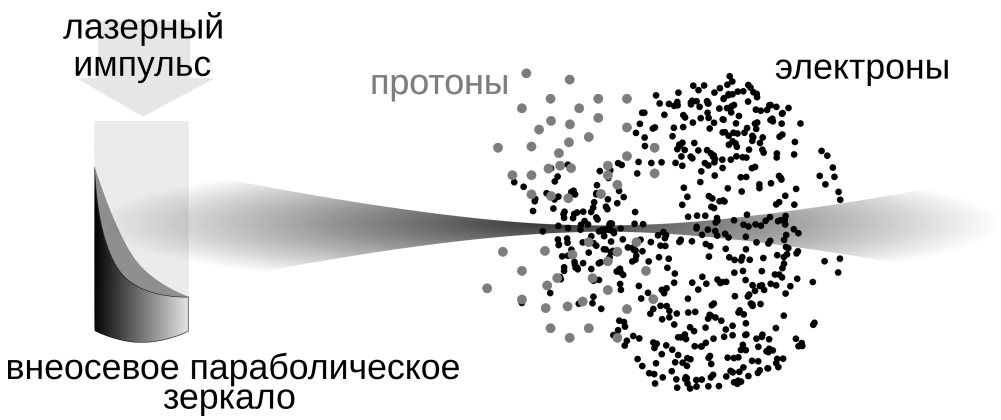

Рис. 1.1: Схема ускорения электронов и протонов из фокального объема сфокусированного лазерного импульса.

В процессе теоретической разработки и анализа нового метода диагностики лазерных импульсов было проведено исследование процесса прямого вакуумного ускорения частиц (электронов и протонов) полем высокоинтенсивного лазерного импульса в случае острой и предельно острой его фокусировки, а так же нелинейного томсоновского рассеяния лазерного импульса на отдельных электронах и на ансамбле частиц. На Рис.1.1 представлена схема взаимодействия лазерного импульса с заряженными частицами, которые могут быть получены путем ионизации атомов достаточно интенсивным предымпульсом лазерного пучка вблизи его фокуса. Последний факт позволяет оценивать начальные скорости частиц приближенно равными нулю. Лазерный импульс фокусировался внеосевым параболическим зеркалом в пятно диаметром вплоть

до дифракционного предела, что отвечает возможностям современных экспериментов. В рамках исследования была поставлена задача анализа зависимостей характеристик спектрально-угловых распределений частиц: электронов, протонов и фотонов, от параметров лазерного импульса с целью диагностики лазерного пучка.

1.2 Модель описания компонент поля лазерного импульса, сфокусированного внеосевым параболическим зеркалом

Для описания сфокусированного лазерного импульса используется модель идеально отражающего параболического зеркала [52] с радиусом ρ и внеосевым углом ψ_{off}. Компоненты лазерного поля вычисляются с помощью интегралов Стрэттона-Чу [51] и граничных условий для падающих (i) и отраженных (r) лучей в точке $S(x, y, z)$, расположенной на поверхности зеркала A, и в точке $Q(x_1, y_1, z_1)$, расположенной в области распространения отраженного импульса (см. Рис. 1.2). В этом случае электрические ($\vec{E}$) и магнитные ($\vec{B}$) поля определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned}
\vec{E}(S) &= \vec{E}_i + \vec{E}_r = 2\vec{n}(\vec{n}\cdot\vec{E}_i), \\
\vec{H}(S) &= \vec{H}_i + \vec{H}_r = 2\vec{H}_i - 2\vec{n}(\vec{n}\cdot\vec{H}_i), \\
\vec{E}(Q) &= \frac{1}{4\pi}\iint\Big(2ik[\vec{n}\times\vec{B}_i]G + 2(\vec{n}\cdot\vec{E}_i)\nabla G\Big)\,dA, \\
\vec{B}(Q) &= \frac{1}{4\pi}\iint\Big(2[[\vec{n}\times\vec{B}_i]\times\nabla G]\Big)\,dA.
\end{aligned} \tag{1.1}$$

где $\vec{n}$ – единичный вектор, расположенный по нормали к поверхности интегрирования, $\vec{k}$ – волновой вектор лазерного импульса, $G = e^{ikr_{QS}}/ikr_{QS}$ – функция Грина для уравнения Гельмгольца, $\vec{r}_{QS} = \{\Delta x_{QS}, \Delta y_{QS}, \Delta z_{QS}\} = \{(x - x_1), (y - y_1), (z - z_1)\}$. Поскольку все вычисления проводятся для большого значения фокусного расстояния родительского зеркала F (Рис. 1.2) по сравнению с длиной волны лазерного пучка (т.е. $kF \gg 1$), граничными эффектами можно пренебречь [97].

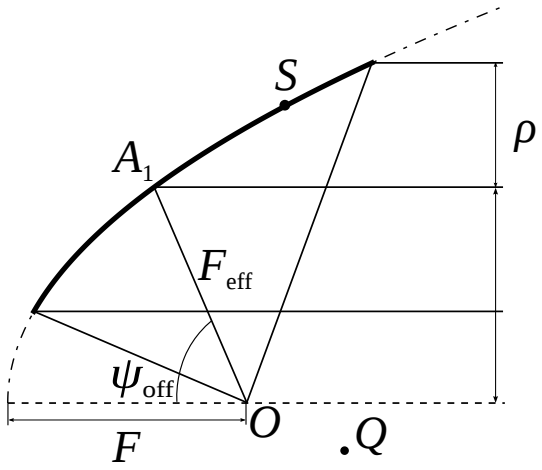

Рис. 1.2: Схема фокусировки лазерного импульса внеосевым параболическим зеркалом со следующими параметрами: ψ_{off} - внеосевой угол, ρ - радиус зеркала, F и F_{eff} - длина фокуса родительского и внеосевого зеркал соответственно.

Если оптическая ось родительского зеркала совпадает с осью z, поверхность интегрирования A может быть представлена как часть параболы, которая задана формулой: $z = (x^2 + y^2)/4F - F = F(s-1)$, в этом случае единичный вектор к ее поверхности $\vec{n}$ равен $\frac{1}{\sqrt{1+s}}\{-x/2F, -y/2F, 1\}$. Поскольку центр внеосевого зеркала смещен в плоскости XZ на расстояние h относительно центра родительского зеркала, область интегрирования ограничивается следующим выражением: $(x-h)^2 + y^2 \leq \rho^2$.

Падающий вдоль оптической оси импульс представим в виде:

$$\begin{aligned} \vec{E}_i &= (E_{0x}\vec{e}_x + E_{0y}\vec{e}_y)\exp(-i(kz + \omega t + \phi_0)), \\ \vec{B}_i &= (E_{0y}\vec{e}_x - E_{0x}\vec{e}_y)\exp(-i(kz + \omega t + \phi_0)), \end{aligned} \tag{1.2}$$

где ω ($k = \omega/c$, c - скорость света) и ϕ_0 - частота и начальная фаза лазерной волны, $E_{0x}(x,y)$ и $E_{0y}(x,y)$ - функции, описывающие пространственный профиль лазерного пучка. Если фаза рассматриваемых функций не зависит от координат x и y, то падающий импульс обладает плоским волновым фронтом. Введение такой системы координат позволяет перейти от поверхностных интегралов (1.1) к двойным интегралам в плоскости XY.

Для рассматриваемой геометрии фокусирующей системы электрическое поле лазерного импульса (1.1) представимо в виде:

$$\vec{E} = \frac{1}{2F\lambda}\iint (iA_e + \frac{a_e}{kr_{QS}}) \cdot \frac{\vec{E}_i\, e^{ikl}}{r_{QS}^2} dxdy, \tag{1.3}$$

где λ - длина лазерной волны лазерного импульса. Выражения для компонент магнитного поля, в свою очередь, могут быть получены соответствующей заменой: $A_e \to A_b$, $a_e \to a_b$, где

$$A_e = \begin{pmatrix} 2Fr_{SQ} - x\Delta x_{QS} & -y\Delta x_{QS} & 0 \\ -x\Delta y_{QS} & 2Fr_{SQ} - y\Delta y_{QS} & 0 \\ x\left(r_{SQ} - \Delta z_{QS}\right) & y\left(r_{SQ} - \Delta z_{QS}\right) & 0 \end{pmatrix},$$

$$A_b = \begin{pmatrix} -x\Delta y_{QS} & 2F\Delta z_{QS} - y\Delta y_{QS} & 0 \\ x\Delta x_{QS} - 2F\Delta z_{QS} & y\Delta x_{QS} & 0 \\ 2F\Delta y_{QS} & -2F\Delta x_{QS} & 0 \end{pmatrix},$$

$$\begin{aligned} a_e &= \vec{r}_{SQ} \cdot (x \quad y \quad 0), \quad a_b = -A_b, \\ l &= r_{QS} - F(s-1) = \\ &= \sqrt{r_1^2 + r^2 - 2(xx_1 + yy_1 + zz_1)} - F(s-1), \end{aligned} \tag{1.4}$$

r, r_1 - расстояния между фокусом лазерного пучка и точками S (на поверхности зеркала) и Q (точка наблюдения), соответственно.

Поскольку поверхность интегрирования внеосевого зеркала асимметрична относительно центра параболоида, отраженный импульс лазерного пучка распространяется вдоль направления оси z', которая получается в результате вращения оси z вокруг оси y на внеосевой угол ψ_{off}. Для анализа характеристик

сфокусированного лазерного импульса, а также динамики заряженных частиц удобно перейти к системе координат, полученной при помощи матрицы вращения:

$$\begin{aligned} x_1 &= x' \cos\psi_{\text{off}} - z' \sin\psi_{\text{off}}, \\ z_1 &= x' \sin\psi_{\text{off}} + z' \cos\psi_{\text{off}}, \\ y_1 &= y'. \end{aligned} \tag{1.5}$$

Компоненты лазерного поля в новой системе могут быть получены путем обратного преобразования:

$$\begin{aligned} E'_x &= E_x \cos\varphi + E_z \sin\varphi, \\ E'_z &= -E_x \sin\varphi + E_z \cos\varphi, \\ E'_y &= E_y \end{aligned} \tag{1.6}$$

где E_x, E_y, E_z – компоненты, полученные по формулам 1.3. При помощи аналогичных преобразований производится расчет компонент вектора $\vec{H}'$.

На Рис. 1.2 центральный луч отраженного импульса соответствует линии A_1O, относительно которой производится отсчет внеосевого угла. Таким образом, эффективное фокусное расстояние внеосевого зеркала может быть введено как длина отрезка A_1O (Рис. 1.2), что соответствует выражению: $F_{\text{eff}} = 2F/(1 + \cos\psi_{\text{off}})$. Требования к схеме дискретизации, используемой для расчета компонент поля лазерного импульса в каждой точке пространства, обсуждались в [98], где было показано, что для высокой точности расчета разрешение длины волны не является необходимым условием при интегрировании по поверхности, в расчете достаточно разрешить пространственную форму падающего на зеркало лазерного пучка. В этом случае метод Симпсона [99] также оказывается достаточным для расчета лазерных полей.

Одной из наиболее важных характеристик фокусировки оптической системы является f-число (или $f_{\#}$), которое описывает угол сходимости световых лучей. Если падающий импульс имеет прямоугольный пространственный профиль с диаметром, равным размеру зеркала, $f_{\#}$ может оцениваться как: $f_{\#} = F_{\text{eff}}/2\rho$. Увеличение этого параметра при фокусировке одного и того же лазерного пучка приводит к расширению фокального пятна лазерного импульса. В тоже время диаметр фокального пятна также зависит и от пространственной формы падающего лазерного импульса, что необходимо учитывать в расчетах.

Известно, что соотношения между амплитудами компонент поля сфокусированного лазерного импульса зависят от значения внеосевого угла [52]. Фокальные распределения компонент показаны на Рис. 1.3, для краткости здесь и далее штрихи над осями (x', y', z') будут опущены. Результаты получены для лазерного пучка с однородным пространственным профилем, линейно поляризованного вдоль оси x ($E_{x0} = \text{const.}$) и сфокусированного зеркалами с разным значением внеосевого угла. Вне зависимости от значения внеосевого угла фокальное распределение компоненты поляризации $|E_x|^2$, а также соответствующей компоненты магнитного поля $|B_y|^2$, имеет максимум на оси распространения лазерного импульса (см. Рис. 1.3 для $f_{\#} = 1.5$). Продольные компоненты лазерного импульса ($|E_z|^2$ и $|B_z|^2$) диполеподобны. При $\psi_{\text{off}} = 0°$ (осевое зеркало) распределения компонент E_y и B_x имеют четыре максимума, а отношения амплитуд компонент поля имеют следующие значения: $|E_z|^2_{max}/|E_x|^2_{max} = 1.4 \cdot 10^{-2}$ и $|E_y|^2_{max}/|E_x|^2_{max} = 3.7 \cdot 10^{-5}$.

При изменении внеосевого угла максимумы распределений компонент E_y и B_x объединяются в пары и образуют диполеподобные распределения в фокальной плоскости (Рис. 1.3). В то же время возрастает относительная амплитуда их абсолютных значений и для $\psi_{\text{off}} = 60°$, $f_{\#} = 1.5$ соотношение достигает значений $|E_y|^2_{max}/|E_x|^2_{max} = 4.6 \cdot 10^{-3}$. Структура распределений компонент зависит от остроты фокусировки и внеосевого угла, так при большем значении

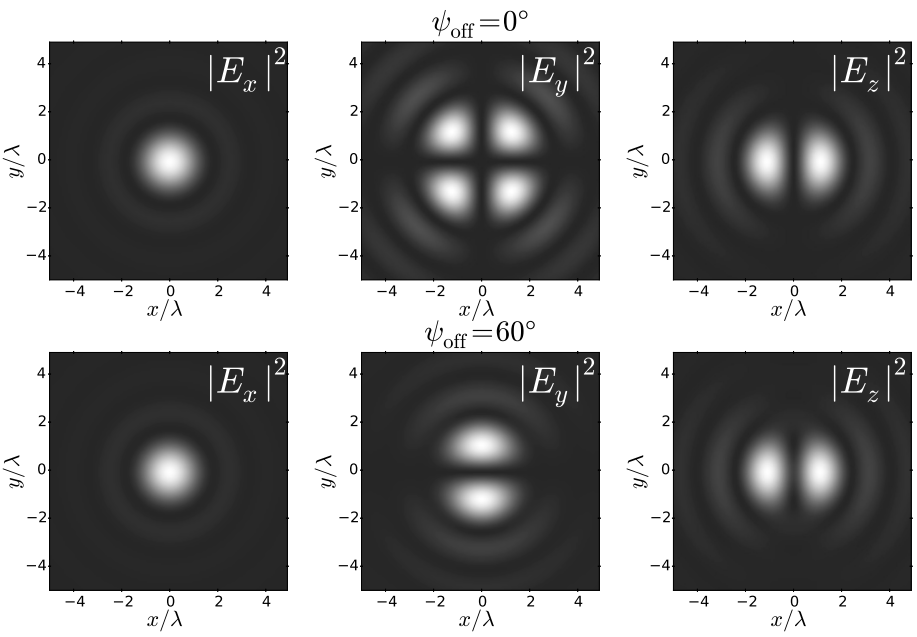

Рис. 1.3: Распределения компонент электрического поля лазерного пучка с однородным начальным пространственным профилем в фокальной плоскости для параболических зеркал ($f_\# = 1.5$) с $\psi_{\text{off}} = 0°$ и $\psi_{\text{off}} = 60°$, где E_x соответствует поляризации лазерного импульса, E_y – поперечной, а E_z – продольной составляющей.

$f_\#$ переход от квадрупольного распределения к диполеподобному достигается при меньшем значении внеосевого угла.

Рассмотренная модель позволяет учитывать особенности распределения компонент лазерного импульса, связанные с геометрией фокусирующей системы, которая используется в реальных экспериментах, что позволяет построить численно-теоретическую модель взаимодействия лазерного импульса с частицами, применимую не только для качественного, но и количественного объяснения экспериментальных результатов реальных экспериментов. В то же время данная модель не учитывает пространственно-временных эффектов. Влияние длительности импульса на пространственное распределение лазерного поля было подробно проанализировано в [62], где было показано, что данный эффект незначителен для $D_F < c\tau$.

1.3 Динамика электронов в поле релятивистски интенсивного лазерного импульса

Характеристики распределений ускоренных частиц могут служить для диагностики лазерного импульса в том случае, если данные характеристики не зависят от параметров среды, а определяются только параметрами лазерного импульса. В этом случае силы взаимодействия между частицами должны быть пренебрежимо малы по сравнению с силами взаимодействия с лазерным импульсом, что позволит избежать возникновения плазменных эффектов. Данное условие может быть выполнено за счет уменьшения концентрации газа или толщины нанофольги, которые выступают в роли источников заряженных частиц. Для численных расчетов и теоретического анализа динамики частиц в поле лазерного импульса такой подход позволяет использовать метод пробных частиц. В случае релятивистских интенсивностей, когда безразмерная амплитуда напряженности поля $a_0 = qE/m\omega c > 1$, где q и m – заряд и масса частицы (электрона), а именно $I \gtrsim 2\times10^{18}$ Вт/см^2 при $\lambda = 0.8$ мкм, используемый метод состоит в решении релятивистского уравнения движения с силой Лоренца:

$$\frac{d\gamma\vec{v}}{dt} = \frac{q}{m}\left(\vec{E} + \frac{[\vec{v}\times\vec{B}]}{c}\right), \quad \frac{d\vec{R}}{dt} = \vec{v}, \tag{1.7}$$

где $\vec{R}$, $\vec{v}$ и γ – радиус-вектор частицы, ее скорость и коэффициент Лоренца, а $\vec{E}$ и $\vec{B}$ – действительные части компонент поля лазерного импульса, полученных по формулам (1.3). В ходе численных расчетов траектории интегрировались независимо друг от друга методом Адамса [100], и при помощи схемы Бориса [101]. Результаты находились в хорошем согласии друг с другом, что подтвердило правильность расчетов и корректность используемых численных схем.

Помимо самосогласованных плазменных полей данная модель не учитывает влияние силы радиационного трения, которая оказывает существенное влияние на динамику электронов, например, в случае взаимодействия интен-

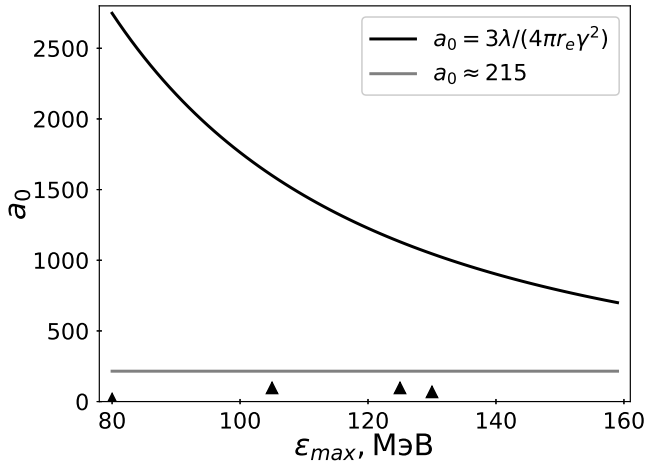

Рис. 1.4: Поверка критерия применимости модели, связанного с малостью радиационной силы трения. Область под черной линией соответствует значениям a_0, удовлетворяющим условиям для различных энергий электронов, серая линия соответствует интенсивности лазерного пучка $I = 10^{23}$ Вт/см^2 для $\lambda = 0.8$ мкм.

сивного лазерного импульса со встречным пучком энергитичных электронов (5×10^{22} Вт/см^2 и 40 МэВ в [25]). При учете данной силы в подобных задачах конечная энергия электронов и ионов оказывается меньше нежели чем в случае ее пренебрежения [102, 103]. Также в работе [104] было показано, что для более интенсивных и длинных лазерных импульсов (10^{23} - 10^{24} Вт/см^2 и 125 фс) сила радиационного трения способствует усилению генерации продольных плазменных волн. В случае же сверхмощных лазерных импульсов радиационные потери также влияют на динамику и свободных электронов.

Критерий для пренебрежения силой радиационного трения формулируется следующим образом. Силу радиационного трения можно оценить с помощью неквантового релятивистского приближения: $F_{\mathrm{FF}} \approx 2e^2\gamma^2\omega^2 a_0^2/3c^2$ [60], где $a_0 = eE/(m\omega c)$ – безразмерная амплитуда лазерного поля. Сравнивая данное выражение с силой Лоренца, $F_L \approx a_0 m\omega c$, диапазон a_0 может быть ограничен в вакууме: $a_0 \ll 3\lambda/4\pi r_e\gamma^2$, где r_e – классический радиус электрона. Иногда данное выражение преобразуют в соответствии с оценкой для γ [102, 105] на основе приближения плоской электромагнитной волны. Однако данный подход не применим в случае острой фокусировки. Поскольку пренебрежение силой радиационного трения приводит к переоценке энергий электронов, то достаточно

убедиться в том, что полученные в расчетах энергии соответствуют диапазону применимости данной модели, то есть максимальные значения a_0 и энергии электронов удовлетворяют введенному неравенству (см. Рис. 1.4). Если бы данное условие было нарушено, то энергия электронов была бы переоценена [106]. Поскольку в ходе расчетов данное условие нарушено не было, то выбранная модель удовлетворяла физической картине исследуемого процесса для выбранных параметров лазерного импульса. Однако, стоит отметить, что данная теоретическая модель может быть расширена путем учета в уравнении движения частицы силы радиационного трения. Это фактически означает, что сила радиационного трения не является ограничением для области применимости предлагаемого метода диагностики лазерных импульсов.

1.4 Динамика протонов, ускоренных лазерным импульсом с интенсивностью до 10^{24} Вт/см^2

Аналогично безразмерной напряженности поля для электронов a_0 можно ввести $a_{0\mathrm{p}} = qE/m_p\omega c$ для протонов, который представляет собой безразмерную амплитуду лазерного поля в терминах массы протона m_p. Для интенсивностей $I = c|\vec{E}|^2/8\pi < 10^{24}$Вт/см^2 параметр $a_{0\mathrm{p}} \ll 1$, что означает, что осцилляторная энергия протонов, $\varepsilon_\mathrm{q} = mc^2 a_{0\mathrm{p}}^2/2$, принимает нерелятивистские значения (то есть меньше энергии покоя частицы). Из чего следует, что γ-фактор частиц остается равным $\gamma \simeq 1$ на протяжении всего времени взаимодействия с лазерным импульсом. В этом случае амплитуда колебаний протона, $x_\mathrm{max} = \lambda a_{0\mathrm{p}}/2\pi$, также существенно меньше характерного размера фокального пятна лазерного пучка, что позволяет перейти к описанию динамики частицы на основе приближения нерелятивистской пондермоторной силы.

Динамика частицы рассматривается как суперпозиция быстро осциллирующего движения и медленного дрейфа: $\vec{R} = \vec{R}_{fast} + \vec{R}_{slow}$, тогда $\vec{v} = \vec{v}_{fast} + \vec{v}_{slow}$, причем $\vec{v}_{fast} > \vec{v}_{slow}$. Амплитуда лазерного поля раскладывается в ряд: $\vec{E} = (\vec{E}_0 + (\vec{r}\vec{\nabla})\vec{E}_0)\cos\phi$, где $(\vec{r}\vec{\nabla})\vec{E}_0 \ll \vec{E}_0$, а $\phi = \omega t - kz + \phi_0$. На основе дан-

ных предположений уравнения для быстрой и медленной компонент скорости приобретают следующий вид:

$$\frac{md\vec{v}_{fast}}{dt} = q\vec{E}_0 \cos\phi\,, \tag{1.8}$$

$$\frac{md\vec{v}_{slow}}{dt} = \langle (q(\vec{R}_{fast}\vec{\nabla})\vec{E}_0 + \frac{q}{c}[\vec{v}_{fast} \times \vec{B}_0]) \cos\phi \rangle_T\,, \tag{1.9}$$

где правая часть уравнения 1.9 получается в результате усреднения по периоду лазерного поля. Тогда с учетом уравнений (1.7) и (1.8) для радиус-вектора и скорости, связанными с быстрыми осцилляциями частицы, могут быть получены следующие выражения: $\vec{R}_{fast} = -\frac{q}{m\omega^2}\vec{E}_0 \cos\phi$ и $\vec{v}_{fast} = \frac{q}{m\omega}\vec{E}_0 \sin\phi$, а выражение (1.9) преобразуется к виду:

$$\frac{md\vec{v}_{slow}}{dt} = -\frac{q^2}{m\omega^2}\langle (\vec{E}_0\vec{\nabla})\vec{E}_0 \cos^2\phi + \frac{\omega}{c}[\vec{E}_0 \times \vec{B}_0] \cos\phi \sin\phi \rangle_T. \tag{1.10}$$

С учетом равенства: $\vec{\nabla}E^2 = 2(\vec{E}\vec{\nabla})\vec{E} - 2[\vec{E} \times \frac{\partial\vec{B}}{\partial t}]/c$, и усреднения по периоду лазерной волны уравнение для скорости дрейфа будет иметь следующий вид:

$$\frac{d\vec{v}_{slow}}{dt} = -\frac{q^2}{4m^2\omega^2}\vec{\nabla}E^2. \tag{1.11}$$

А значит, в уравнении движения протона вместо силы Лоренца (1.7), что отвечает правой части уравнения, следует использовать выражение для нерелятивистской пондермоторной силы [107], а левая часть может быть представлена в нерелятивистском виде:

$$\frac{dm_p\vec{v}}{dt} = \vec{F}_{\mathrm{p}} = -\frac{q^2}{4m_p\omega^2}\vec{\nabla}|\vec{E}|^2. \tag{1.12}$$

Получаемое в результате замены уравнение отвечает уравнению для средней скорости движения частиц (а именно скорости дрейфа) и положению частицы, данное уравнение также численно интегрируется при помощи метода Адамса.

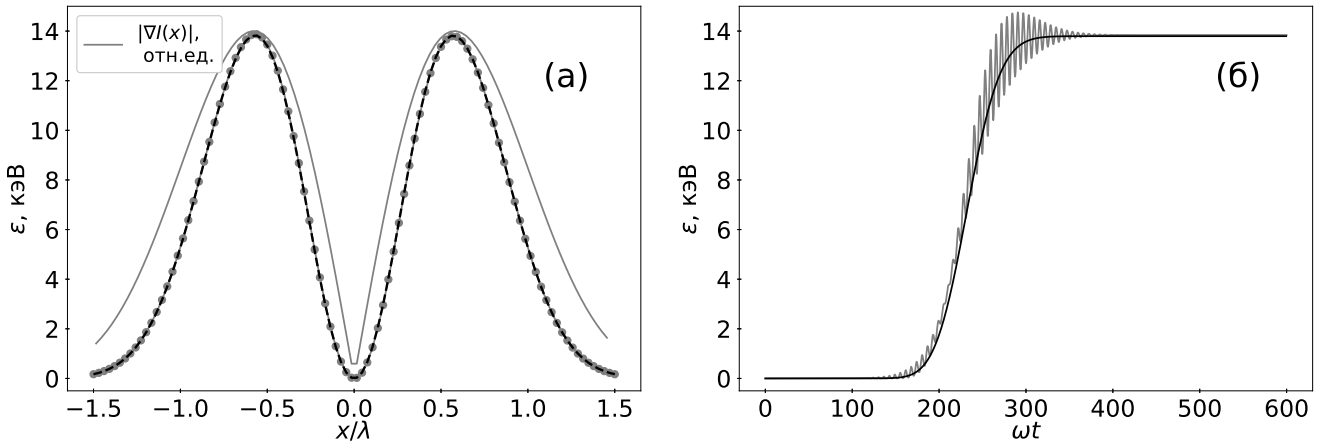

Рис. 1.5: Сравнение результатов, полученных с помощью силы Лоренца (серый цвет) и нерелятивистской пондеромоторной силы (черный цвет): (а) конечная энергия как функция исходного положения протона вдоль оси x ($y = 0$, $z = 0$) и модуль градиента интенсивности гауссова лазерного пучка (серая сплошная линия), (б) средняя энергия (из пондермоторного приближения) и его скользящее среднее (на основе силы Лоренца) как функция времени. Численные расчеты были выполнены для гауссового лазерного импульса с максимальной интенсивностью $I_{\mathrm{F}} = 10^{22}$ Вт/см^2 и $\tau_{\mathrm{FWHM}} = 36$ фс, сфокусированного в пятно размером $D_{\mathrm{F}} = 1.32\lambda$.

Для того, чтобы убедиться в корректности использования данной модели, было проведено сравнение результатов, полученных с использованием пондермоторной силы (1.12), с результатами, полученными на основе силы Лоренца (1.7). Рис. 1.5а показывает конечную энергию протонов как функцию начального положения частицы для $y = 0$ и $z = 0$. Результаты находятся в хорошем согласии друг с другом. Аналогичные результаты были получены и для других начальных положений частиц. Энергия протона как функция времени показана на Рис. 1.5б. Сила Лоренца позволяет рассчитывать динамику протонов в каждый момент времени, в то время как пондермоторная сила дает средние по времени характеристики движения частиц. Однако после усреднения методом скользящего среднего характеристик, полученных при помощи первого подхода, результаты принимают аналогичную тенденцию изменения по времени, что и в случае расчетов с пондермоторной силой. Таким образом, приближение нерелятивистской пондермоторной силы может быть использовано для описания средних и конечных характеристик распределений протонов, что отвечает

требованиям проводимого исследования. В дальнейшем приведенные в работе результаты (для протонов) были получены при помощи такого подхода, если же иной подход не был дополнительно обозначен.

Глава 2.

Диагностика лазерного импульса при помощи спектрально-угловых распределений вакуумно ускоренных электронов

В главе 2 ведется исследование динамики электронов, ускоренных фемтосекундным высокоинтенсивным лазерным импульсом из ультратонких нанофольг, в зависимости от параметров лазерного импульса: пиковой интенсивности, длительности, диаметра фокального пятна, особенностей пространственно-временного профиля и начальной фазы. Раздел 2.9 посвящен исследованию устойчивости метода диагностики лазерных импульсов относительно случайных флуктуация параметров эксперимента. В разделе 2.10 представлены результаты расчетов для экспериментально-теоретической работы по диагностике интенсивности лазерного импульса, проведенной совместно с МЛЦ МГУ. Результаты представленные в данной главе были опубликованы в работах [A3-A5, B1-B2, C1-C2].

2.1 Введение

Для анализа зависимости характеристик электронов от параметров лазерного импульса было проведено исследование ускорения электронов, изначально покоящихся в монослое, который имитирует ультратонкую нанофольгу. Фольга была расположена перпендикулярно направлению распространения лазерного импульса на расстоянии рэлеевской длины ($z_R \equiv \pi D_F^2/4\lambda$, где D_F - диаметр фокального пятна) перед лазерным фокусом. Данная конфигурация численного расчета схематически показана на Рис. 2.1. Поперечный размер нанослоя был равен $10D_{FWHM} \times 10D_{FWHM}$, где D_{FWHM} – диаметр фокального пятна лазерного пучка по уровню половинной интенсивности. В расчетах использовались следующие параметры лазерного импульса: падающий лазерный импульс был

линейно поляризован вдоль оси x и имел длину волны $\lambda = 0.8$ мкм, излучение фокусировалось внеосевым параболическим зеркалом с $\psi_{\text{off}} = 60°$. Временная огибающая лазерного импульса имела следующий вид:

$$f(t,z) = \Theta[1 - \frac{|kz - \omega(t-\tau)|}{\omega\tau}]\cos^2[\frac{\pi}{2}\frac{(kz - \omega(t-\tau))}{\omega\tau}], \tag{2.1}$$

где $\Theta(x)$ – функция Хевисайда, а $\tau = 70$ фс – параметр, характеризующий длительность лазерного импульса, который соответствует полной длительности по половинной мощности лазерного импульса равной $\tau_{FWHM} \approx 26$ фс. Спектрально-угловые характеристики электронов усреднялись по начальной фазе лазерного импульса в каждом разделе кроме посвященного фазовым эффектам.

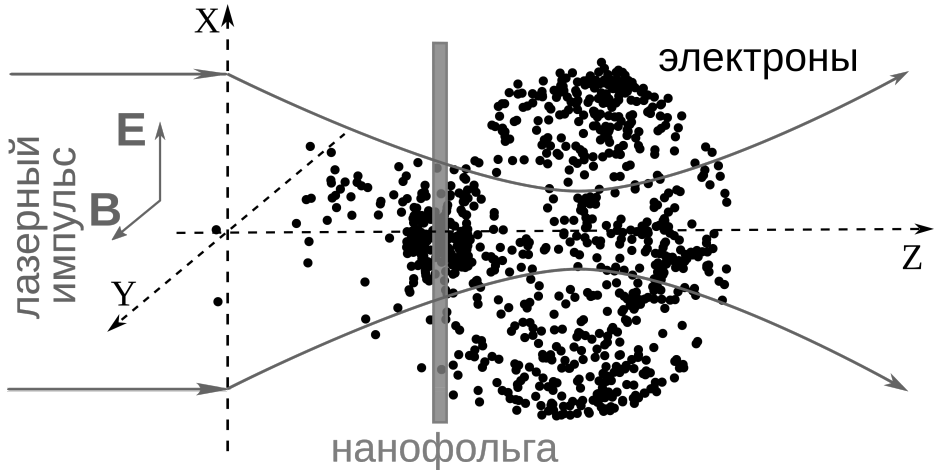

Рис. 2.1: Схема ускорения электронов лазерным импульсом из ультратонкой нанофольги.

Модель, введенная в разделе 1.3, была построена в пренебрежении силами взаимодействия между отдельными частицами, что ограничивает толщину фольги, используемую в эксперименте, неравенством:

$$\Delta z \ll \frac{a_0 n_{cr}}{\pi n_e}\lambda, \tag{2.2}$$

где $n_{\rm cr} = m_e\omega^2/(4\pi e^2)$ – критическая плотность электронов, равная 1.7×10^{21} см$^{-3}$ для $\lambda = 0.8$ мкм, и n_e – плотность электронов. Приведенное условие строится путем сравнения амплитуды лазерного поля E с кулоновским полем, $E_{\rm pl} = 2\pi e n_e \Delta z$. На основе полученного неравенства (2.2) можно заключить что, чем ниже интенсивность лазерного импульса, тем тоньше должна быть фольга, используемая для диагностики. Данная оценка показывает, что для лазерной интенсивности $I = 10^{21}$ Вт/см^2 толщина углеродной фольги не должна превышать 18 нм. В случае, если в эксперименте используется газ, то данное условие накладывает следующее ограничение на плотность электронов в газе:

$$n_{\rm e} \ll n_{\rm cr}\frac{a_0\lambda}{D_F}\,. \tag{2.3}$$

В то же время, если лазерный импульс взаимодействует с газом, то вследствие его прохождения через ионизированную среду он испытывает преломление. Поскольку показатель преломления зависит от плотности электронов, то требование малости смещения положения фокуса в следствии преломления по сравнению с длиной волны лазерного излучения также ограничивает концентрацию газа $n_{\rm e}$. Оценить такое ограничение можно в рамках приближения геометрической оптики: $n_{\rm e} \ll \lambda n_{\rm cr}/l$, где l - толщина ионизированной среды, а $n_{\rm cr} = m_{\rm e}\omega^2/4\pi q^2$. Если $l \approx 1$ см, концентрация должна быть меньше, чем 10^{17} см$^{-3}$. Еще один эффект, который может ограничивать концентрацию газа, - это возникновение электронно-позитронных каскадов. Однако в сонаправленных схемах, которые также включают взаимодействие одиночного лазерного импульса с первоначально покоящимися частицами, данный эффект играет важную роль только при швингеровских интенсивностях ($I_S \approx 10^{29}$ Вт/см$^{/2}$) [108]. В то же время, даже в схемах с двумя встречными лазерными импульсами, взаимодействующими с низкоплотной малозарядной мишенью (например, из водорода $n_H = 10^{15}$ см$^{-3}$), острая фокусировка лазер-

ных импульсов в несколько длин волн препятствует генерации каскадов вплоть до интенсивностей 10^{26} Вт/см^2 [109].

2.2 Характерные распределения электронов, ускоренных остросфокусированным лазерным импульсом

Для анализа спектрально угловых распределений электронов введем сферическую систему координат (ϑ, φ), где ϑ – азимутальный угол между радиус-вектором наблюдаемой точки и осью z, отвечающей направлению распространения лазерного импульса, а φ – полярный угол, отсчитываемый от направления поляризации лазерного импульса (ось x) в плоскости XY, которая перпендикулярна направлению распространения лазерного импульса. Характерные распределения частиц, представленные в этом разделе, были получены для лазерных импульсов с однородным первоначальным пространственным профилем, $f_\# = 1.5$, $D_{FWHM} = 1.5\lambda$ и максимальной интенсивностью $I_F = 10^{22}$ Вт/см^2.

На Рис. 2.2а показано угловое распределение электронов с энергией, превышающей 50 кэВ. Рассматриваемое распределение практически изотропно по углу φ с максимумом в направлении $\vartheta_{\max} \approx 45°$. Аналогичные результаты были получены в работе [62] для более низких интенсивностей и бóльших диаметров фокального пятна лазерного импульса. При $1-v_z/c \gg \lambda/(\pi D_F)$ динамика электронов может описываться с достаточной точностью с использованием приближения релятивистской пондеромоторной силы, которая предсказывает изотропное распределение электронов (относительно полярного угла), что расходится с результатами, получаемыми в рамках приближения плоской электромагнитной волны.

В то же время конечная энергия электронов зависит от электрических компонент лазерного поля и пропорциональна интегралу от функции $(\vec{v} \cdot \vec{E})$ по времени. Таким образом осевая асимметрия компоненты E_z, показанная на Рис. 1.3, приводит к анизотропии в распределении электронов высоких энергий. На Рис. 2.2б показана конечная энергия частицы как функция его начального

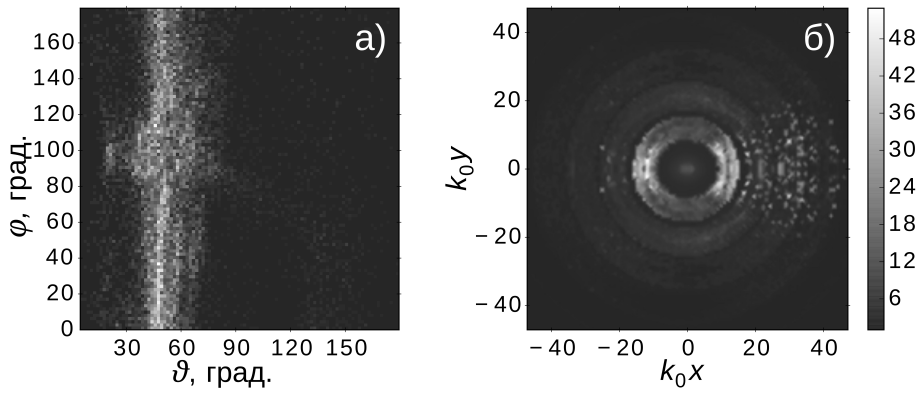

Рис. 2.2: (а) Угловое распределение электронов с кинетической энергией, превышающей 50 кэВ, и (б) конечная энергия электронов как функция начального положения частицы для лазерного импульса с $D_{FWHM} = 1.5\lambda$ и $I_F = 10^{22}$ Вт/см^2.

положения. Максимумы данного распределения не расположены на оси z, и их положения совпадают с максимумами продольной компоненты электрического поля. Поскольку отношение компоненты E_z к компоненте поляризации обратно пропорционально размеру фокального пятна D_F [62, 110], продемонстрированная анизотропия исчезает в случае бóльших значений диаметра фокального пятна. В этом случае слагаемое v_zE_z в подынтегральном выражении становится незначительным по сравнению с v_xE_x. Зависимость конечной энергии от $(\vec{v} \cdot \vec{E})$ и, как следствие, от пространственного распределения электрических компонент лазерного импульса также приводит к тому, что области, из которых ускоряются наиболее энергетичные частицы, имеют форму кольца аналогично типичным фокальным кольцам лазерного пучка с первоначальным однородным пространственным распределением [111].

Спектры ускоренных частиц, наблюдаемые в различных направлениях, показаны на Рис. 2.3. Поскольку частицы, ближе расположенные к плоскости поляризации XZ, приобретают бóльшую энергию (Рис. 2.3б), спектры электронов имеют наибольшую ширину при φ равном 0° и 180° (Рис. 2.3а). Высокоэнергетичные электроны образуют струи, распространяющиеся вдоль плоскости поляризации, что совпадает с результатом, продемонстрированным для осевого параболического зеркала [76]. Также наиболее энергичные частицы вылетают

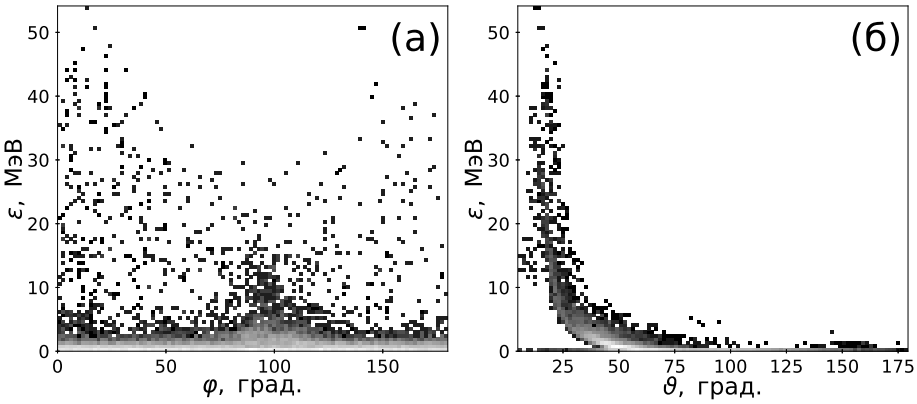

Рис. 2.3: Угловое распределение энергетических спектров электронов, ускоренных лазерным импульсом ($D_{FWHM} = 1.5\lambda$, $I_F = 10^{22}$ Вт/см^2) из ультратонкой нанофольги.

ближе к оси распространения лазерного пучка, что показано на Рис. 2.3б. Полученный результат согласуется с результатами, предсказываемыми в рамках приближения плоской электромагнитной волны [62], где зависимость γ-фактора частицы от угла ее вылета ϑ определяется как $\gamma = 1 + 2/\tan^2\vartheta$. Однако электроны в процессе распространения имеют тенденцию ориентироваться вдоль вектора Пойнтинга, что приводит к увеличению угла вылета частиц в случае их ускорения остросфокусированным лазерным импульсом по сравнению с оценками, получаемыми для плоской лазерной волны.

2.3 Влияние мощности лазерного импульса на распределения частиц

Изменить пиковую интенсивность лазерного импульса можно как за счет изменения его пиковой мощности, так и за счет изменения размера фокального пятна. В данном разделе так же, как и в предыдущем, рассматриваются лазерные импульсы различной мощности с однородным первоначальным пространственным профилем. Лазерные пучки были сфокусированы внеосевым параболическим зеркалом с фиксированной угловой апертурой $f_\# = 1.5$ ($D_{FWHM} = 1.5\lambda$). На Рис. 2.4а показаны полные спектры электронов (проинтегрированные по углам ϑ и φ), полученные при ускорении частиц лазерными

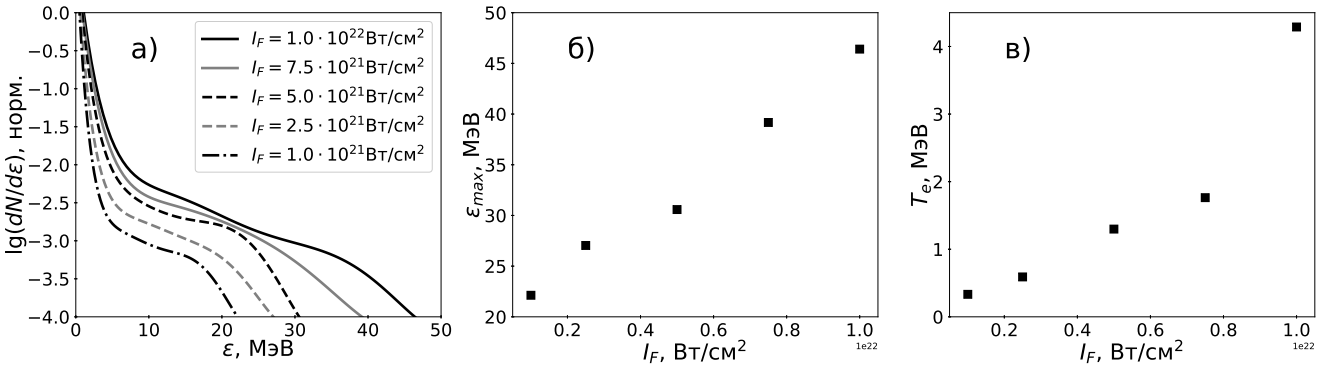

Рис. 2.4: Характеристики электронов, ускоренных лазерными импульсами с различной пиковой интенсивностью: (а) интегральные энергетические спектры, (б) их энергия отсечки и (в) температура низкоэнергетичных частиц.

импульсами с интенсивностями от 10^{21} до 10^{22} Вт/см^2. В ходе расчетов было показано, что при увеличении мощности лазерного импульса электроны ускоряются до бóльших энергий. Данных эффект наблюдается как для низкоэнергетичных частиц, так и для частиц с высокой конечной энергией. Хорошо видно, что энергия отсечки электронных спектров ε_{max}, которая может быть определена, например, по уровню 10^{-4} от максимума, увеличивается с ростом пиковой интенсивности. Так, например, для $I_F = 10^{22}$ Вт/см^2 данная характеристика оказывается равной 45 МэВ, в то время как для $I_F = 5 \times 10^{21}$ Вт/см^2 ее значение уменьшается до 30 МэВ (Рис. 2.4а,б). Электроны, набирающие наибольшую энергию, ускоряются в процессе их синхронизации с лазерным импульсом, так называемый сценарий захвата и ускорения (*англ.* the capture-and-acceleration scenario, CAS, [112]), когда частица наращивает значительную энергию в течение долгого времени. Такие частицы образуют изолированные пики на угловых спектрах и должны быть исключены при диагностике.

Снижение мощности лазерного импульса приводит к сужению области, из которой электроны ускоряются до конечных энергий, превышающих 1 МэВ. Расчеты показывают, что при $I_F = 10^{22}$ Вт/см^2 такие частицы ускоряются с поверхности $S_{\mathrm{MeV}} = 66\lambda^2$, и эта площадь уменьшается до $S_{\mathrm{MeV}} = 10\lambda^2$ при $I_F = 10^{21}$ Вт/см^2. С учетом S_{MeV} и заданных размеров нанопленки заряд МэВных

электронов можно оценить по формуле:

$$Q_{\mathrm{MeV}} = en_e S_{\mathrm{MeV}} \Delta z. \tag{2.4}$$

В соответствии с уравнением (2.4) для нанопленки с параметрами, указанными выше, и $\Delta z = 5$ нм (для удовлетворения условия (2.2)) заряды ускоренных частиц оказываются равными 34 нКл и 5 нКл соответственно.

Еще одной характеристикой, которую можно использовать для оценки интенсивности, является эффективная температура T_e низкоэнергетических электронов, характеризующая наклон низкоэнергетичной части спектра. Как видно из Рис. 2.4а, крутизна наклона спектра электронов в области низких энергий зависит от интенсивности лазерного импульса и увеличивается с уменьшением его мощности. Для оценки T_e распределение частиц $(dN/d\varepsilon)$ аппроксимируется функцией с экспоненциальной зависимостью вида $e^{-\varepsilon/T_e}$ в области низких энергий ($\varepsilon < 2$ МэВ), где ε - конечная энергия электронов. Данная характеристика как функция интенсивности лазерного импульса показана на Рис. 2.4в.

2.4 Изменение диаметра фокального пятна лазерного импульса

В ходе исследований была проведена серия расчетов для различных значений параметра $f_{\#}$, который для лазерного импульса с однородным первоначальным профилем однозначным образом связан с диаметром фокального пятна (см. Таблицу 2.1). При этом остальные характеристики лазерного импульса оставались неизменными, в том числе $P \approx 200$ ТВт, что соответствует интенсивности $I_F = 10^{22}$ Вт/см^2 для $f_{\#} = 1.5$. Диаметр фокального пятна варьировался в диапазоне от 1.1λ до 6.2λ, что сопровождалось уменьшением интенсивности, что также показано в таблице. Монослой, имитирующий нанопленку, располагался на расстоянии рэлеевской длины перед фокусом, его поперечный размер был равен $10D_{FWHM} \times 10D_{FWHM}$, что было пропорционально размеру фокального пятна для каждого моделирования.

Таблица 2.1: Угловая апертура $f_{\#}$, размер фокального пятна D_{FWHM}, пиковая интенсивность I_F для лазерного пучка мощностью 200 ТВт и полный заряд МэВных электронов, ускоренных из фольги размером 18 нм.

$f_{\#}$	D_{FWHM}/λ	I_F, Вт/см^2	Q_{MeV}, нКл
1.0	1.1	2.0×10^{22}	26
1.5	1.6	1.0×10^{22}	34
3.0	3.1	2.6×10^{21}	46
6.0	6.2	6.6×10^{20}	33

Расчеты показали, что изменение $f_{\#}$ от 1 до 4, сопровождающееся уменьшением интенсивности, приводит к увеличению энергии отсечки электронных спектров ε_{max} (Рис. 2.5а) и заряда электронов, ускоренных до энергий, превышающих 1 МэВ (Таблица 2.1). Оценка последней характеристики производилась таким же образом, как и в предыдущем пункте. Однако дальнейшее увеличение $f_{\#}$ при фиксированной мощности лазерного импульса приводит к уменьшению максимальной энергии электронов, что аналогично результатам, полученным в пункте 2.3 (Рис.2.5б), когда уменьшение интенсивности лазерного импульса приводило к уменьшению характерных значений энергетических характеристик электронных спектров. Таким образом, изменение параметра $f_{\#}$ (а значит, и аналогичное изменение D_{FWHM}) сопровождается немонотонным откликом энергетических характеристик распределений электронов.

Подобное поведение энергий электронов в зависимости от размера фокального пятна ранее было показано в работах, использующих упрощенные (менее подходящие для описания экспериментов) модели фокусирующей системы, для случая линейно поляризованных [76] и радиально поляризованных [113] лазерных пучков. Наблюдаемый эффект можно объяснить следующим образом: в высокоинтенсивном остросфокусированном лазерном импульсе амплитуда колебаний электронов сравнима с диаметром фокального пятна светового пучка, поэтому частица покидает область взаимодействия, не достигая высокой

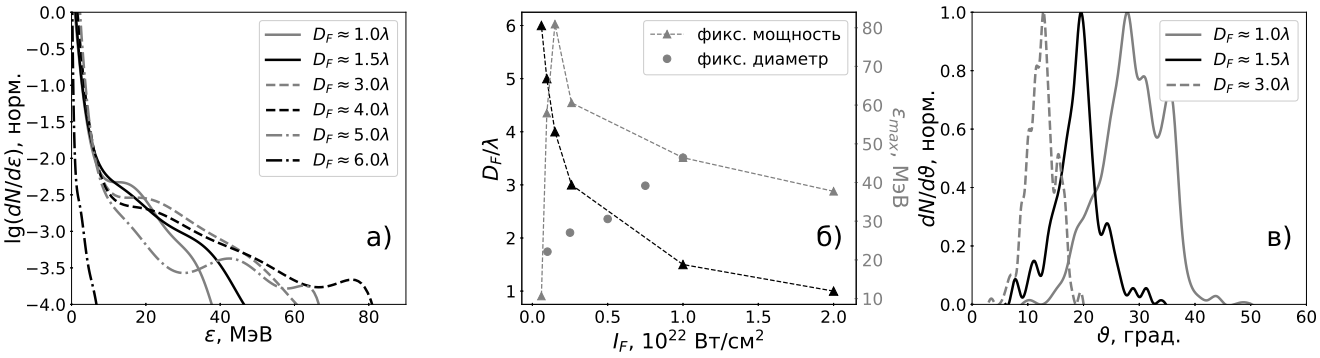

Рис. 2.5: Характеристики электронов, ускоренных лазерными импульсами с одинаковой мощностью $P \approx 200$ ТВт и различными размерами фокального пятна: (а) энергетические спектры, (б) энергия отсечки спектров в зависимости от пиковой интенсивности (включая случай с заданным диаметром фокального пятна), связь между пиковой интенсивностью и D_F, и (в) угловое распределение электронов с энергиями, превышающими 10 МэВ.

энергии. Увеличение размера фокального пятна приводит к более эффективному взаимодействию лазерного пучка с частицами даже при немного меньшей интенсивности лазерного импульса. Однако если диаметр пучка в фокусе становится много больше амплитуды осцилляций электрона, то при расширении фокального пятна эффективная область взаимодействия с одной частицей остается практически неизменной, в то время как уменьшенная интенсивность лазерного импульса приводит к меньшим энергиям электронов. В результате неточное определение размера фокального пятна может привести к завышению пиковой интенсивности лазерного импульса, оцениваемой на основе энергий отсечки спектров частиц.

Возможные неоднозначности в интерпретации результатов диагностики путем измерения полных спектров электронов требуют дополнительного анализа угловых распределений частиц. Угол сходимости лазерного импульса, который характеризуется значением параметра $f_{\#}$: чем меньше параметр – тем больше угол сходимости, также влияет на угловое распределение электронных спектров, что может быть использовано для диагностики диаметра фокального пятна лазерного пучка. На Рис. 2.5в показаны угловые распределения высокоэнергетичных частиц, чья энергия превышает 10 МэВ, для различных значений

D_F. Угол вылета таких частиц увеличивается с уменьшением диаметра фокального пятна. Так, например, при $D_F \approx 1.5\lambda$ угол вылета высокоэнергетичных частиц равен 20°, в то время как для $D_F \approx 1.1\lambda$ – 27°. Следовательно определение направления тока высокоэнергетичных электронов позволяет решить проблему одновременной оценки пиковой интенсивности лазерного импульса и размера его фокального пятна.

2.5 Влияние пространственного распределения лазерного импульса на спектры частиц

Как было показано в разделе 2.2, пространственные распределения компонент лазерного поля вблизи фокуса определяют динамику электронов, ускоряемых из нанопленки. Изменения в пространственном профиле падающего импульса приводят к изменениям компонент поля в фокальной плоскости и, как следствие, к соответствующим изменениям распределений частиц. При сравнении результатов взаимодействия электронов с гауссовским лазерным импульсом, который в фокальной плоскости не имеет колец с существенной интенсивностью, и взаимодействия с лазерным импульсом с однородным первоначальным пространственным профилем, который имеет достаточно интенсивные дифракционные кольца (Рис. 1.3), во втором случае наблюдается увеличение числа частиц со средней энергией, если энергии, мощности и диаметры фокальных пятен лазерных импульсов в обоих случаях были идентичны.

В качестве более наглядного примера, представляющего практический интерес, рассмотрим лазерный импульс с первоначальным пространственным профилем в виде моды Лагерра-Гаусса, которая представима в виде:

$$E_{0x}^{lg} = E_0\, e^{-\frac{(x-h)^2+y^2}{\rho_0^2}} \cdot L_1^0\left(2\,\frac{(x-h)^2+y^2}{\rho_0^2}\right), \tag{2.5}$$

где $L_1^0(x)$ – многочлен Лагерра, равный $(1-x)$. Соответствующее распределение интенсивности в фокальной плоскости имеет вид локализованного филамента внутри интенсивного кольца (Рис. 2.6а). При этом интенсивность фокального

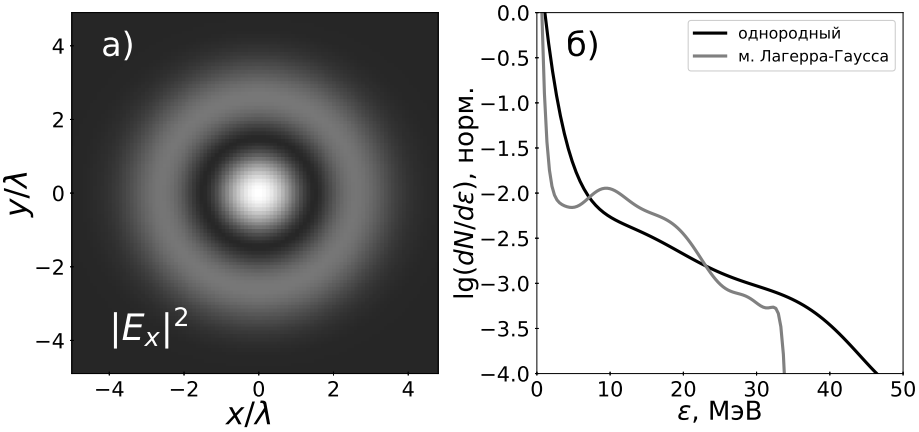

Рис. 2.6: (а) Фокальное распределение интенсивности лазерного пучка для моды Лагерра-Гаусса. (б) Энергетические спектры электронов, ускоренных первоначально однородным лазерным импульсом и импульсом, имеющим моду Лагерра-Гаусса.

кольца сравнима с интенсивностью центрального пика, что существенно влияет на распределение ускоренных частиц. Подобная конфигурация профиля лазерного импульса была также использована в работе [44] для объяснения результатов, полученных в экспериментах по оценке интенсивности лазерного импульса [43].

Для сравнения динамики электронов, ускоренных лазерными пучками с однородным профилем или в виде моды Лагерра-Гаусса, были выбраны лазерные импульсы с одинаковыми энергиями, длительностями и диаметрами падающего на зеркало пучка. Последний был определен на основе площади, содержащей 99% мощности лазерного пучка, пиковое значение которой составляло ~ 200 ТВт. Расчеты были выполнены для $f_\# = 1.5$. При данной конфигурации мощности и $f_\#$, пиковая интенсивность и диаметр фокального пятна для моды Лаггера-Гаусса равны 3.5×10^{21} Вт/см^2 и $D_{\mathrm{FWHM}} = 1.42\lambda$, соответственно. В то время как для лазерного импульса с однородным первоначальным пространственным профилем данные параметры оказываются равными $I_F = 10^{22}$ Вт/см^2 и $D_{\mathrm{FWHM}} = 1.58\lambda$.

Появление высокоинтенсивного периферийного кольца в первоначальном пространственном распределении лазерного пучка приводит к изменению пол-

ных спектров электронов, где наблюдается пик в области средних энергий (Рис. 2.6б). Похожие результаты были получены и для более низких интенсивностей лазерного импульса ($I_F \approx 10^{20}$ Вт/см^2), описанного в приближениях нулевого и первого порядков решения уравнения Максвелла, для соответствующих спектров электронов, детектируемых под разными углами [44].

Энергия отсечки спектров частиц, ускоряемых модой Лагерра-Гаусса, примерно равна 35 МэВ, что меньше, чем в случае ускорения лазерным импульсом с однородным первоначальным профилем (Рис. 2.6б). Заряд частиц, ускоренных до энергий, превышающих 5 МэВ, увеличивается с 5 нКл для однородного светового пучка до 9.8 нКл для пучка Лагерра-Гаусса. Во втором случае рассматриваемые электроны изначально расположены между главным центральным пиком и кольцом моды. Данные частицы можно разделить на 2 группы. Частицы из первой группы отражаются периферийным кольцом и распространяются под малыми углами, будучи почти коллимированными (в пределах конуса $< 15°$), за счет светового давления, создаваемого центральным пиком и кольцом. Частицы второй группы сразу рассеиваются на центральном пике, что не может быть в дальнейшем скомпенсировано периферийным кольцом. Максимум углового распределения таких электронов достигается при $\vartheta \approx 20°$, что соответствует углу вылета высокоэнергетичных электронов, ускоренных сфокусированным однородным лазерным импульсом. Таким образом в случае с модой Лагерра-Гаусса наблюдается два пика в угловом распределении высокоэнергетичных частиц в отличие от единственного пика при ускорении электронов лазерным импульсом с однородным первоначальным профилем. Оставшиеся частицы рассеиваются внешней частью фокального кольца и не достигают высоких энергий. Такие электроны распространяются под большими углами с максимумом распределения при $\vartheta_{\max} \approx 60°$, что оказывается несколько больше, чем в случае однородного лазерного импульса ($\vartheta_{\max} \approx 45°$).

Проведенное исследование показывает, что особенности пространственного распределения лазерного импульса могут быть диагностированы на основе

особенностей спектрально-угловых распределений ускоренных электронов. В то же время динамика частиц также зависит от временной огибающей лазерного импульса, чему посвящен следующий раздел диссертационной работы.

2.6 Временная огибающая лазерного импульса

Одной из важных задач при диагностике лазерного импульса является контроль его временной огибающей и возможных дефектов, возникающих в ней. Поскольку форма лазерного импульса может влиять на распределения ускоренных частиц, то характеристики электронных спектров могут быть использованы для более продвинутой диагностики лазерных пучков. Существует несколько широко используемых подходов измерения распределения мощности импульса в широком временном диапазоне [114, 115], но они оказываются неприменимыми к ультраинтенсивным импульсам с характерными фемтосекундыми/субпикосекундыми временными масштабами. Следовательно, основная часть импульса и, в том числе, крылья импульса могут быть восстановлены только приблизительно. Таким образом, встает вопрос возможного использования прямого ускорения электронов для диагностики временного профиля лазерного импульса.

Факторы, которые вносят вклад в уровень контраста лазерного импульса, можно разделить на 3 типа: (1) предымпульсы на масштабах наносекунд перед основным импульсом, относящееся к ASE (усиленное спонтанное излучение), (2) пикосекундные предымпульсы (в основном генерируются за счет нелинейного вклада постимпульсов после спектрального преобразования в цепочки усиления) и (3) ухудшением крутизны нарастания основного импульса. Исходя из современного уровня развития лазерных технологий, можно оценить какие из факторов не дают вклад в ускорение электронов. Поскольку эксперименты по взаимодействию лазерного излучения с веществом требуют минимизации ASE, технологическая работа, проделанная в течение последнего десятилетия, привела к заметному улучшению контрастности (1), которая для

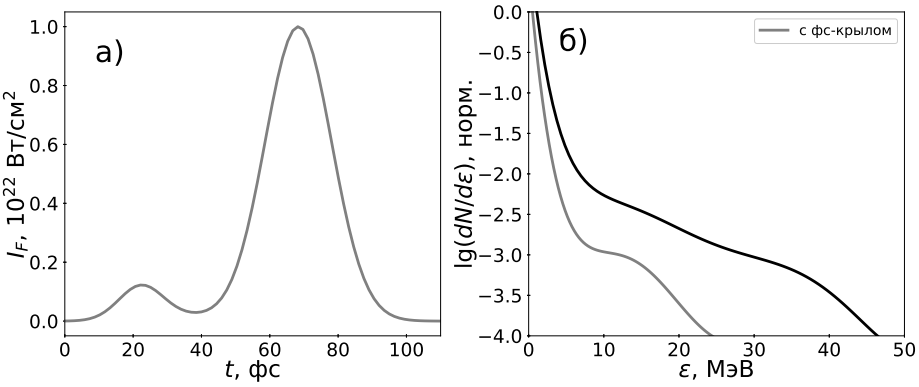

Рис. 2.7: (а) Пример временного профиля короткого лазерного импульса с дефектом на переднем фронте (см. раздел 2.6). (б) Энергетические спектры электронов, ускоренных лазерным импульсом с таким дефектом и без него (серый и черный, соответственно).

современных лазерных систем достигает уровня $1 : 10^{12}$ [116]. Такой высокий лазерный контраст предотвращает разрушение нанопленок, поэтому проблема влияния конечного контраста на распределение электронов смещается в пикосекундную область (2), где коэффициент контрастности по интенсивности значительно хуже $1 : (10^6 - 10^{10})$ [11,117,118]. В тоже время даже не очень высокий контраст ($\sim 1 : 10^6$) будет генерировать электроны, которые были предварительно ускоренны лишь до ~ 100 эВ при интенсивности лазера 10^{21} Вт/см^2, что значительно меньше характерных энергий электронов, достигаемых в процессе диагностики основного лазерного импульса. Поэтому только наличие высокоинтенсивных фемтосекнутных предымпульсов (3) может повлиять на динамику детектируемых частиц.

В качестве примера рассмотрим гладкий временной профиль лазерного импульса с дефектом формы в виде фемтосекундного колоколообразного предымпульса, как показано на Рис. 2.7а. Временные огибающие с такими особенностями были зафиксированы у лазерных импульсов, генерируемых реальными современными петаваттными системами [11,119]. Моделирование такого профиля велось на основе двух гауссовых импульсов, сдвинутых относительно друг друга по времени на 46 фс. Амплитуда предымпульса в 8.3 раза была ниже амплитуды основного импульса. Энергия, интенсивность и диаметр фокально-

го пятна такого импульса были равны соответствующим параметрам лазерного импульса, рассмотренного в пункте 2.2, что позволяет сравнивать характеристики ускоренных частиц, полученных в двух различных расчетах.

На Рис. 2.7б показаны полные спектры электронов для обеих конфигураций лазерных импульсов. Расчеты показали, что электроны, ускоренные лазерным импульсом с дефектом временной формы, достигают меньших энергий по сравнению с эталонным случаем. Легкие частицы «сдуваются» интенсивным фемтосекундным предымпульсом до прихода основного пика, поэтому полученный спектр отвечает энергетическому спектру, полученному при ускорении лазерным импульсом с более низкой интенсивностью (Рис. 2.4а). Следовательно, базирующаяся на анализе напрямую ускоренных электронов методика для диагностики временных характеристик лазерного импульса может использоваться только в качестве составной части более сложной диагностики, например, включающей ускорение более массивных частиц, таких как протоны, чему посвящен раздел 4.7 данной работы.

2.7 Смещение фазы несущей компоненты ультракороткого лазерного импульса относительно пика его временной огибающей

Еще одна характеристика лазерного излучения, представляющая практический интерес в области взаимодействия вещества с ультракороткими импульсами, - сдвиг фазы несущей компоненты лазерного импульса относительно пика его огибающей (*англ.* carrier-envelope phase, CEP) $\Delta\phi$ (см. Рис. 2.8).

В настоящее время появилась возможность генерации релятивистских лазерных импульсов, состоящих из нескольких волновых циклов [120,121], что открывает новые возможности для исследований в области физики высоких энергий с помощью лазерного излучения. Современные лазерные технологии также позволяют управлять величиной $\Delta\phi$ [122,123], что необходимо, например, для повышения стабильности взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов (длительностью в один или несколько периодов) с плазмой [124]. Так недавно

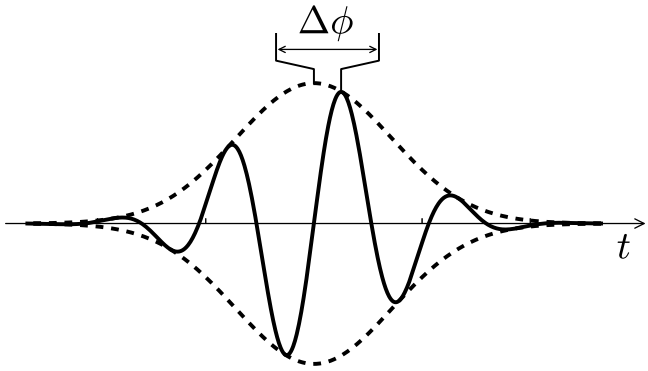

Рис. 2.8: Фаза между несущей компонентой и пиком огибающей ультракороткого импульса.

были продемонстрированы результаты по кильватерному ускорению электронов с помощью релятивистского лазерного импульса длительностью 3.4 фс без стабилизации $\Delta\phi$ [125]. Тем не менее, в теоретических работах прогнозируется чувствительность данного процесса к величине $\Delta\phi$ [126]. Процесс прямого ускорения электронов так же рассматривался в режиме взаимодействия с лазерными импульсами длительностью, равной малому количеству периодов колебаний лазерного поля. Было показано, что взаимодействие с такими короткими импульсами приводит к формированию потоков высокоэнегретичных частиц, которые, однако, также чувствительны к фазе лазерного импульса [113], связанной с $\Delta\phi$.

Была проведена серия расчетов по взаимодействию электронов с лазерными импульсами, сфокусированными внеосевым параболическим зеркалом с $f_{\#} = 1.5$ и $f_{\#} = 1$, длительностью 3 фс и различными значениями $\Delta\phi$. Полученные электронные спектры показаны на Рис. 2.9, где «max» соответствует нулевому сдвигу фазы электрического поля относительно пика временной огибающей, а «min» соответствует $\Delta\phi = \pi/2$. Из полученных результатов следует, что энергия отсечки электронных спектров оказывается чувствительной к величине $\Delta\phi$ только в случае сверхострой фокусировки лазерных импульсов, например, когда $f_{\#} = 1.0$, что в рассмотренной постановке соответствует $D_F \approx \lambda$.

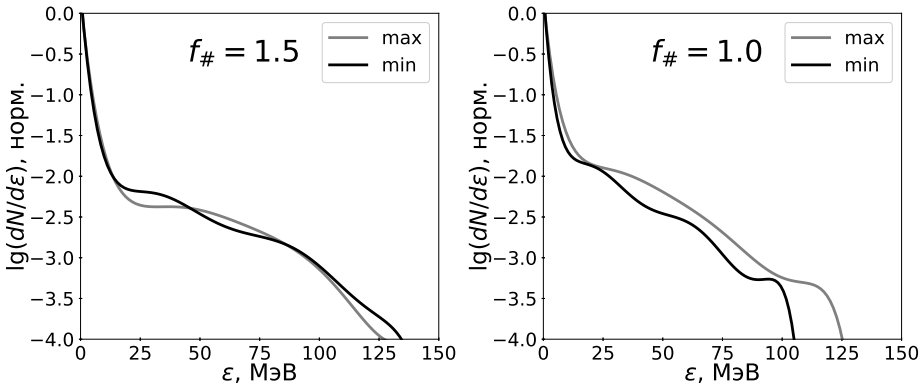

Рис. 2.9: Спектры электронов, ускоренных лазерными импульсами длительностью 3 фс с различными начальными фазами.

Таким образом данный метод диагностики имеет узкий диапазон применимости и должен быть дополнен, например, измерениями вторичного излучения, генерируемого в процессе нелинейного томсновского/комптоновского рассеяния для достижения большей достоверности результатов диагностики.

Стоит отметить, что проведенные расчеты показали зависимость энергетических характеристик распределений электронов от длительности лазерного импульса. Полные (проинтегрированные по углам ϑ и φ) спектры электронов, полученные для лазерных импульсов длительностью 3 фс (Рис. 2.9), демонстрируют более высокие значения энергий отсечки, чем в случае ускорения частиц более длинным лазерным импульсом с длительностью около 30 фс (Рис. 2.5а). Выявленный эффект демонстрирует потенциальную возможность использования метода прямого ускорения электронов для диагностики длительности лазерных импульсов.

Проведенные исследования были реализованы на пределе условия применимости метода описания лазерного импульса, численные расчеты, проводимые для диагностики более коротких импульсов, следует дополнять более точной схемой, учитывающей влияние временного распределения лазерного импульса на его пространственное распределение вблизи фокуса

2.8 Влияние длительности лазерного импульса на энергетические распределения электронов

На Рис. 2.10а показаны полные спектры электронов, ускоренных лазерными импульсами диаметром $D_F = 1.5\lambda$ с одинаковой пиковой интенсивностью и различной длительностью импульса. Результаты показывают, что, хотя энергия лазерного импульса уменьшается с уменьшением его длительности, температура медленных частиц и энергия отсечки электронных спектров увеличиваются. Этот эффект можно объяснить следующим образом. Поскольку частицы находятся вблизи фокуса лазерного пучка в течение всего нескольких периодов света, быстрое увеличение интенсивности лазерного импульса, связанное с более короткой длительностью, приводит к более эффективному ускорению частицы. В тоже время аналогичный результат может быть получен при ускорении электроном более интенсивным лазерным импульсом для заданной длительности импульса. На Рис. 2.10б показана энергия отсечки электронных спектров, измеряемая на уровне $10^{-3.5}$ от максимума, как функция пиковой интенсивности лазерного импульса. Черная линия соответствует лазерным импульсам с равной длительностью, а серая линия - линия равной интенсивности. Энергия электронов, ускоренных лазерным импульсом с $I_F = 10^{22}$ Вт/см^2 и 50 фс, примерно равна энергии частиц, ускоренных импульсом с меньшей интенсивностью и меньшей длительностью($I_F = 6\times10^{21}$ Вт/см^2 и 25 фс), что подтверждает предыдущие предположения. Энергия отсечки электронных спектров пропорциональна $I_F^{\alpha}\tau_{FWHM}^{-\beta}$, где $\alpha, \beta > 0$. Из чего следует, что электроны не позволяют оценить энергию лазерного импульса, которую удалось сфокусировать в фокальное пятно.

Таким образом, диагностика, построенная только на распределении электронов, не позволяет одновременно оценивать пиковую интенсивность лазерного импульса и его длительность. Для достижения подобной цели она должна

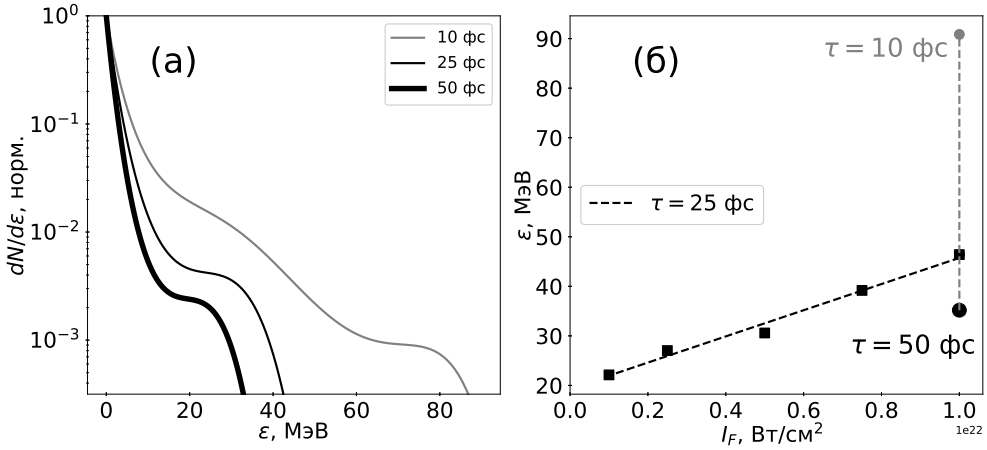

Рис. 2.10: (а) Интегральные спектры электронов, рассчитанные для различных значений длительности лазерного импульса с интенсивностью $I_F = 10^{22}$ Вт/см^2. (б) Энергии отсечки электронных спектров, полученные для различных интенсивностей лазерного импульса длительностью $\approx$ 25 фс (черные квадраты) и для различных длительностей лазерного импульса интенсивностью $I_F = 10^{22}$ Вт/см^2.

быть дополнена, например, анализом распределений более тяжелых частиц, таких как протоны, чему будет посвящен раздел 4.7.

2.9 Устойчивость метода относительно случайных флуктуаций параметров эксперимента

Кроме параметров лазерного импульса существуют факторы, которые могут также влиять на распределения электронов и вносить дополнительные искажения в результаты экспериментов по диагностике лазерных пучков. Некоторые из них связаны со стабильностью лазерной установки, другие могут появляться из-за низкой точности в определении положения мишени. Для изучения влияния некоторых возможных неуправляемых факторов была проведена серия расчетов по взаимодействию электронов с лазерными импульсами, имеющими одинаковую пиковую интенсивность $I_F = 10^{22}$ Вт/см$^{-2}$.

В дополнении к раздеру 2.6, где исследовался лазерный импульс с интенсивным фемтосекунтдным крылом, были исследованы искажения лазерного импульса, связанные с контролем его длительности. Расчеты были выполнены для лазерного импульса с длительностью на 5% длиннее (Рис. 2.11, «расшир.

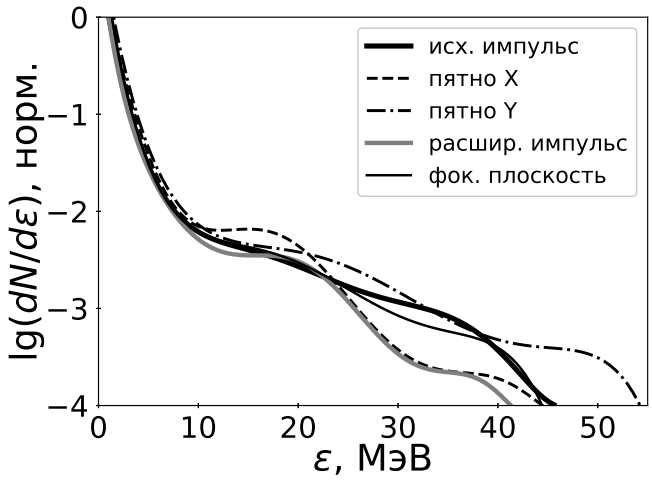

Рис. 2.11: Интегральные спектры электронов, ускоренных лазерным импульсом с пиковой интенсивностью 10^{22} Вт/см^2, которые были рассчитаны для различных отклонений пространственно-временных характеристик лазерного импульса и положения мишени (см. раздел 2.9)

импульс»), чем у лазерного импульса из раздела 2.2 (Рис. 2.11, «исх. импульс»). Из графиков видно, что такое изменение параметра лазерного импульса приводит к уменьшению энергии отсечки электронных спектров на 10%. В то же время температура низкоэнергетических частиц остается неизменной. Таким образом, минимизация флуктуаций длительности является важным аспектом для более точной диагностики интенсивности лазерного пучка.

Искажения пространственного профиля лазерного импульса также могут влиять на энергетические распределения ускоренных электронов. В качестве таких видов нестабильностей могут выступать наличие горячих точек, амплитуда которых достигает тех же значений, что и амплитуда основного пятна, а так же неточность положения зеркала, приводящая к сдвигу лазерного пучка относительно центра зеркала. Для моделирования первого эффекта был использован пространственный профиль лазерного импульса в виде суммы двух пучков различного радиуса: основной – широкий и узкая горячая точка. Горячие точки имели гауссову форму с радиусом 0.1ρ. Пятна были смещены от центра лазерного пучка на половину его радиуса вдоль оси x (рис. 2.11, «пятно X») и оси y (рис. 2.11, «пятно Y»). В фокальной плоскости пятно такого слож-

ного импульса после фокусировки выглядит так же, как и пятно без горячих точек. Поскольку размер фокального пятна обратно пропорционален диаметру падающего импульса при фиксированном фокусном расстоянии, сфокусированная горячая точка в фокальной плоскости создает низкоинтенсивный фон для основного пятна. В тоже время такое изменение пространственного профиля изменяет энергетические распределения электронов и может быть потенциально обнаружено рассматриваемым методом.

Влияние флуктуации диаметра пучка на энергетические распределения электронов можно оценить с помощью результатов, полученных в разделе 2.4, так как такие искажения можно свести к изменению размера фокального пятна лазерного импульса. Поскольку диаметр пучка в фокусе пропорционален $f_{\#}$, который задается как $F_{\text{eff}}/(2\rho)$, относительные погрешности диаметров падающего импульса и размера фокального пятна оказываются равными друг другу. Это означает, что изменение диаметра падающего пучка на 5% приводит к такому же изменению размера фокального пятна. Затем, используя Рис. 2.5б, относительную погрешность энергии отсечки электронных спектров и, как следствие, пиковой интенсивности лазерного пучка можно оценить как 1.5% и 3.6%, соответственно, для лазерного импульса мощностью 200 ТВт и $f_{\#} = 1,5\,(D_{FWHM} \approx 1.5\lambda)$. Флуктуация положения центра лазерного импульса относительно центра зеркала, которое фокусирует рассматриваемый лазерный импульс, может быть оценена при помощи варьирования внеосевого угла данного зеркала. Как было показано выше, $F_{\text{eff}} = 2F/(1 + \cos\psi_{\text{off}})$, поэтому в случае 5% относительной погрешности внеосевого угла, который был равен 60°, относительное изменение эффективного фокусного расстояния достигает 3%. Следовательно, и относительная погрешность в оценке диаметра фокального пятна также составляет 3%, что приводит к 0.9% погрешности энергии отсечки электронных спектров и 2.2% погрешности в оценке пиковой интенсивности лазерного импульса для рассматриваемых в данном разделе параметров.

При использовании ультратонких фольг как источника заряженных частиц неточность положения мишени может вносить искажение в результат исследования. На Рис. 2.11 показан спектр электронов, изначально расположенных в фокальной плоскости («фок. плоскость»). Серия расчетов, проведенных для различных положений нанопленки, показала незначительное влияние на электронные спектры положения мишени в случае ее перемещения в пределах рэлеевской длины.

Таким образом, исследуемый метод диагностики чувствителен к длительности лазерного импульса и искажениям его пространственного профиля, что следует учитывать при оценке его интенсивности и качества лазерного пучка. В то же время рассматриваемый подход оказывается устойчивым к отклонениям, возникающим при установке мишени и калибровке оптической системы.

2.10 Численное моделирование ускорения электронов для экспериментальной апробации диагностики

В рамках экспериментально-теоретической работы по диагностике лазерных импульсов, проводимой с МЛЦ МГУ им. М.В. Ломоносова, был проведено численное моделирование по ускорению электронов. Расчеты проводились для линейно поляризованного лазерного импульса с длительностью 50 фс, сфокусированного в пятно диаметром 2 мкм, что отвечало результатам эксперимента. Пиковая интенсивность лазерного импульса варьировалась в диапазоне от 5×10^{18} до 5×10^{19} Вт/см^2, что было близко к оценке интенсивности в эксперименте. Для описания гауссова лазерного импульса использовалось параксиальное приближение, что оказывается возможным для таких мощностей и диаметров лазерных пучков, когда интенсивность дифракционных колец оказывается существенно меньше релятивистских значений. Лазерный импульс взаимодействовал с 10^6 свободных электронов, расположенных в объеме $(x, y, z) = 16\lambda \times 16\lambda \times 140\lambda$, при этом фокус лазерного пучка совпадал с центром объема. В начале взаимодействия частицы покоились, что оказывается

возможным в случае взаимодействия лазерного импульса с легкими атомами, ионизирующимися передним фронтом лазерного импульса. Поскольку эксперименты проводились с гелием, то энергетическими потерями лазерного импульса на ионизацию можно было пренебречь.

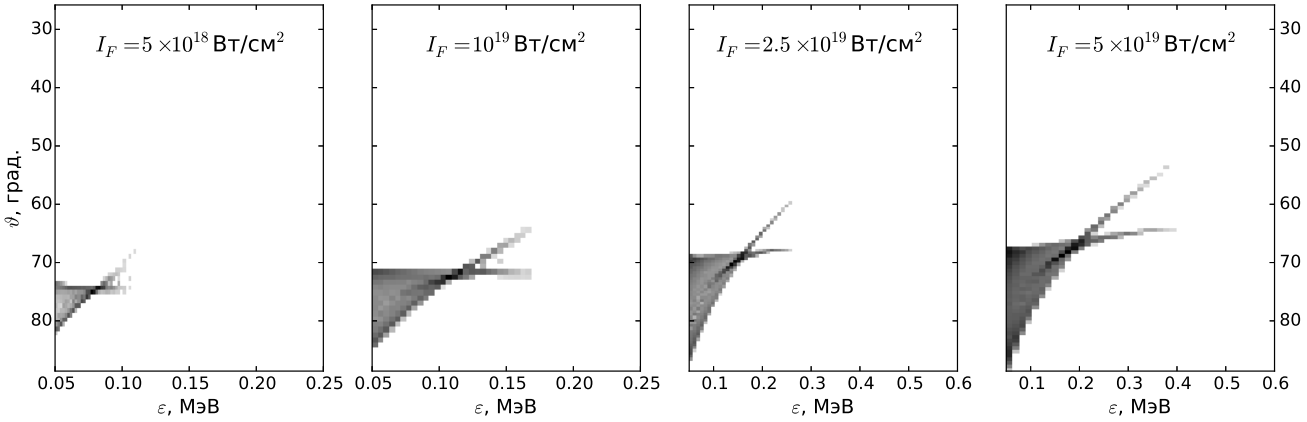

Рис. 2.12: Спектрально-угловые распределения электронов, ускоренных гауссовым лазерным импульсом длительностью 50 фс и диаметром фокального пятна 2 мкм, для различных значений его пиковой интенсивности

Расчеты показали, что наиболее энергетичные частицы вылетают под меньшими углами к оси распространения лазерного импульса (см. Рис. 2.12), причем для рассматриваемых интенсивностей данный угол зависит от значения данного параметра лазерного импульса. Рассматриваемый угол принимает меньшие значения при большем значении интенсивности лазерного импульса. В рамках совместной работы [A4] проводилось сравнение результатов численного моделирования с PIC-моделированием, а так же с результатами эксперимента. Результаты оказались в хорошем согласии друг с другом. Однако большего соответствия можно добиться за счет использования дифракционных интегралов для описания лазерного импульса, как было продемонстрировано в разделах выше, что оказывается наиболее актуальным для интенсивностей, превышающих 10^{20} Вт/см^2.

2.11 Заключение

В главе 2 было исследовано влияние параметров релятивистски сильного остросфокусированного лазерного импульса фемтосекундной длительности на спектрально-угловые распределения электронов. В ходе численных расчетов были выявлены следующие зависимости:

1. В случае высоких интенсивностей, превышающих 10^{21} Вт/см^2, угол вылета высокоэнергетичных частиц зависит от диаметра фокального пятна лазерного пучка. Частицы, ускоренные лазерным импульсом с меньшим фокальным диаметром, детектируются под бóльшими углами относительно оси распространения лазерного импульса (например, 30° для $D_F = \lambda$ и 10° для $D_F = 4\lambda$).

2. Изменение интенсивности лазерного импульса путем уменьшения его мощности приводит к уменьшению характерных энергий спектральных распределений электронов. В этом случае зависимость энергий отсечки электронных спектров является линейной функцией интенсивности. Уменьшение интенсивности путем увеличения диаметра фокального пятна лазерного импульса от 1λ до 4λ для пиковой мощности ≈ 200 ТВт лазерного импульса длительностью 26 фс приводит к увеличению энергии отсечки распределений частиц с 35 до 80 МэВ, а дальнейшее увеличение диаметра пятна приводит к уменьшению рассматриваемой характеристики.

3. Наличие низкоинтенсивных колец в фокальном распределении лазерного пучка, например как в случае с модой Лагерра-Гаусса, способствует увеличению числа среднеэнергетичных электронов (с энергиями от 10 до 20 МэВ). Рассматриваемое кольцо при его достаточной интенсивности приводит к формированию потока частиц, вылетающих под малыми угла-

ми в пределах конуса $< 15^\circ$ относительно направления распространения лазерного импульса.

4. На энергетические характеристики электронов влияют временные параметры лазерного импульса. Если временной профиль лазерного импульса имеет низкоинтенсивное фемтосекундное крыло, то характерные энергии электронов уменьшатся, поскольку частицы покидают область взаимодействия до прихода основного пика. Характерные энергии электронов прямо пропорциональны временному градиенту интенсивности лазерного импульса и поэтому обратно пропорциональны его длительности при заданной временной форме, интенсивности и диаметре лазерного пучка (например, $\varepsilon \approx 90$ МэВ для $\tau = 10$ фс и $\varepsilon \approx 30$ МэВ для $\tau = 50$ фс при $D_F = 1.5\lambda$, $I_F = 10^{22}$ Вт/см^2 для рассмотренного в главе 2 временного профиля).

5. Энергетические характеристики распределений электронов могут выступать в качестве диагностики относительной фазы лазерного импульса только в случае ультракоротких длительностей (около 3 фс) лазерных импульсов, при их предельно острой фокусировке в пятно диаметром, равным длине волны лазерного излучения.

6. Исследованный метод диагностики лазерных импульсов оказывается устойчивым к отклонениям, которые могут возникнуть при юстировке оптической системы и положения мишени.

Результаты полученные для мишени вблизи фокуса являются справедливыми и для разреженного газа. Таким образом разреженный газ может также использоваться в качестве источника заряженных частиц. Толщина нанофольги и плотность разреженного газа должны удовлетворять условиям (2.2) и (2.3) соответственно для того, чтобы формирование объемного заряда не влияло на динамику частиц. Исходя из полученных результатов, можно заключить, что

на основе сформулированных выводов и выявленных закономерностей характеристики спектрально-угловых распределений вакуумно ускоренных электронов могут быть использованы для оценки параметров лазерных импульсов при выполнении условий применимости для рассмотренного метода диагностики. В этом случае для интенсивностей, превышающих 10^{21} Вт/см^2, энергия детектируемых электронов соответствует МэВному диапазону, а углы вылета высокоэнергетичных частиц менее 45°.

Ускорение электрона сопровождается генерацией вторичного излучения в процессе нелинейного томсоновского рассеяния лазерного импульса. Характеристики данного эффекта зависят от динамики частицы и как следствие от параметров лазерного импульса, что так же может быть использовано для диагностики лазерного пучка. Данному вопросу посвящена следующая глава.

Глава 3.

Характеристики нелинейного томсоновского рассеяния остросфокусированного лазерного импульса

Данная глава посвящена исследованию нелинейного томсоновского рассеяния остросфокусированного лазерного импульса на электронах, которые первоначально находились в состоянии покоя. В первой части исследования рассмотрено рассеяние гауссового остросфокусированного лазерного импульса на отдельных частицах (разделы 3.2 - 3.5), а также проведено сравнение параксиального приближения для лазерного импульса с точным решением с точки зрения вторичного излучения частиц. Во второй части исследуется рассеяние лазерного импульса на ансамбле электронов из ультратонкой фольги, а так же влияние остроты фокусировки и интенсивности лазерного пучка на спектрально-угловые характеристики нелинейного томсоновского рассеяния (разделы 3.6 - 3.7). Результаты третьей главы были опубликованы в работах [A1-A2, A7].

3.1 Введение

Когда интенсивность лазерного импульса лежит в области нерелятивистских значений (т.е. когда безразмерная амплитуда $a_0 < 1$, а энергия электрона, набираемая в таком поле, оказывается много меньше энергии покоя частицы), нелинейное слагаемое в силе Лоренца (1.7) не оказывает значительного влияния на динамику частицы. В этом случае частота колебаний частицы под действием периодически меняющейся напряженности электрической компоненты лазерного поля оказывается равной несущей частоте лазерного импульса ω_0, и, как следствие, вторичное излучение так же представляет собой электромагнитные волны с частотой ω_0. Однако при увеличении интенсивности лазерного импульса до релятивистских значений нелинейное слагаемое в силе Лоренца

начинает играть существенную роль в ускорении частицы [60]. Происходит переход к нелинейному томсоновскому рассеянию, спектр которого представляет собой набор гармоник [79], а мощность – набор ультракоротких импульсов аттосекундной длительности.

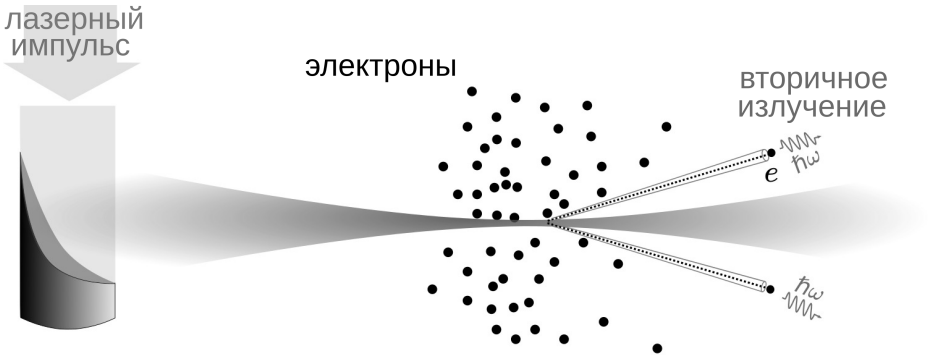

Рис. 3.1: Схема нелинейного томсоновского рассеяния лазерного импульса, сфокусированного внеосевым параболическим зеркалом, на ансамбле электронов.

Нелинейное томсоновское рассеяние электромагнитной волны с плоским волновым фронтом уже было хорошо изучено. В процессе движения в таком поле электрон излучает последовательность импульсов вторичного электромагнитного излучения длительностью

$$\Delta\tau \simeq \frac{T_L}{4a_0^2}\,, \tag{3.1}$$

данный временной интервал оказывается много меньше периода поля лазерной волны, $T_L = 2\pi/\omega_0$ [127]. Число излучаемых импульсов определяется длительностью лазерного импульса, что можно оценить как τ_{FWHM}/T_L . Когда частица набирает ультрарелятивистскую энергию ($a_0 \gg 1$) тип излучения близок к синхротронному, поэтому излучение сконцентрировано в узком конусе с углом раствора $\theta_{\mathbf{u}} \sim \gamma^{-1} \sim 1/a_0^2$ и осью, направленной вдоль вектора мгновенной скорости частицы [61]. Характерное значение полярного угла, $\vartheta_{\max}$, отвечающее максимальному значению излучаемой мощности в единицу телесного угла, определяется выражением: $\vartheta_{max} \sim 2/a_0$. Данное направление близко, но не совпадает с направлением распространения лазерной волны (Рис. 3.1).

В тоже время электрон, двигаясь по 8-образной кривой и дрейфуя в направлении распространения импульса, два раза за период колебания поля проходит через точку с нулевой скоростью, когда ускорение и мгновенная мощность излучения достигают своих наибольших значений. В результате каждый излучаемый импульс представляет собой последовательность резких сдвоенных всплесков, что остается справедливым и для случая рассеяния сфокусированного лазерного пучка. Данный эффект объясняется сокращением времени в лабораторной системе отсчета между двумя максимумами ускорения частицы при направлении ее скорости на наблюдателя [127]. В случае циркулярной поляризации лазерного пучка вместо последовательности сдвоенных пиков формируется последовательность единичных, как в приближении плоского волнового фронта, так и в условиях острого фокуса [84].

Для длинного линейно поляризованного электромагнитного импульса с плоским волновым фронтом, когда длительность стремиться к бесконечности, из-за периодического движения электрона спектральная плотность мощности вторичного излучения представляет собой набор гармоник, характеристики которых зависят от интенсивности лазерного импульса и углов наблюдения [78, 79]. В случае конечной длительности импульса движение частицы становится модулированным, вследствие чего происходит переход от явно выраженных гармоник к непрерывному спектру с большим числом максимумов и минимумов, смещенных относительно первоначальных гармоник. Огибающая спектральной плотности излучаемой энергии также претерпевает изменения, что выражается в сокращении ширины спектрального распределения, а также уменьшении пика спектральной функции, при этом угловые распределения вторичного электромагнитного излучения качественно сохраняются [88].

Данная глава посвящена анализу влияния пространственной неоднородности остросфокусированного лазерного импульса на характеристики вторичного излучения электронов. В разделах 3.6 и 3.7 исследуется процесс нелинейного томсоновского рассеяния остросфокусированного лазерного импульса на ансам-

бле частиц, а так же обсуждается возможность использования характеристик вторичного излучения с целью оценки параметров лазерного импульса.

В первой части главы (разделы 3.2 – 3.5) исследования вторичного излучения отдельных частиц проводились для лазерного импульса гауссовой формы. Свободные покоящиеся частицы были расположены в различных точках вблизи фокуса. Во второй части главы (разделы 3.6 – 3.7) проведено исследование нелинейного томсоновского рассеяния лазерного импульса, сфокусированного внеосевым параболическим зеркалом с $\psi_{\text{off}} = 60°$. Лазерный импульс имел первоначально однородный пространственный профиль (до момента отражения зеркалом). Для расчетов в данной части главы были использованы траектории частиц, полученные для задач, описанных в разделах 2.3 – 2.4. В обоих случаях временная огибающая лазерного импульса имела вид (2.1). Так же, как и в главе 2, все расчеты проводились с учетом малости сил взаимодействия между частицами и остаточным зарядом, поэтому используемая в экспериментах среда должна удовлетворять условиям (2.2) для нанофольги или (2.3) для газа.

3.2 Распределения компонент сфокусированного гауссова импульса

Для описания сфокусированного лазерного импульса с гауссовым пространственным профилем можно воспользоваться решением уравнения Гельмгольца: $\Delta\hat{\mathbf{A}} + k_0^2\hat{\mathbf{A}} = 0$, $\hat{\mathbf{A}} = \hat{A}_x\mathbf{e}_x$, полученным спектральным методом [50, 62]:

$$\hat{A}_x(r = \sqrt{x^2+y^2}, z \geq 0) = \int_0^\infty \Psi(b,z) J_0(krb)db\,, \tag{3.2}$$

$$\Psi(b,z) = \frac{A^0 b}{\hat{\alpha}\epsilon_0^2}\exp\left(-\frac{b^2}{2\hat{\alpha}\epsilon_0^2} + ikh(b)\right)\,, \quad \begin{cases} h = \sqrt{1-b^2}, & b \leqslant 1, \\ h = i\sqrt{b^2-1}, & b > 1\,, \end{cases}$$

где J_0 – функция Бесселя, а интегрирование ведется по безразмерному поперечному волновому числу $b = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}/k$, $h(b)$ – продольное волновое число. В такой постановке так же, как и в разделе 1.2, лазерный импульс поляризован вдоль оси x и распространяется вдоль оси z. Функция $\hat{\mathbf{A}}(r,z)$ представляет

собой комплексную амплитуду векторного потенциала, связанную с ним по формуле $\mathbf{A}(r,z,t) = \mathrm{Re}(\hat{\mathbf{A}}e^{-i\omega t})$, A^0 – константа; выше также введены параметры, определяющие остроту фокусировки лазерного излучения: $\hat{\alpha} = 1 + i(2\epsilon_0 f_\#)^{-1}$, где $\epsilon_0 = k^{-1}\rho_0^{-1}$, ρ_0 – поперечный радиус пучка при $z = 0$, а $f_\# = F/D_0$, где F и D_0 – фокус и диаметр эффективной линзы, $D_0 = 2\rho_0$.

Рассмотренное решение (3.2) удовлетворяет следующему граничному условию при $z = 0$:

$$\hat{A}_0(r) \equiv \hat{A}_x(r, z = 0) = A^0 \exp\left(-\frac{r^2}{2\rho_0^2} - \frac{ikr^2}{4\rho_0 f_\#}\right) , \tag{3.3}$$

где $A^0 = |A^0|e^{i\phi_0}$ =const, а ϕ_0 – начальная фаза волны. Зависимость фазового множителя от r в выражении (3.3) соответствует сходящемуся волновому фронту, что отвечает стандартной постановке задачи фокусировки светового пучка.

Формула (3.2) с учетом калибровки Лоренца $\mathrm{div}\mathbf{A} + c^{-1}\partial\Phi/\partial t = 0$, где $\Phi(r,z,t) = \mathrm{Re}(\hat{\Phi}e^{-i\omega_0 t})$ – скалярный потенциал, а также соотношений $\hat{\mathbf{B}} = \{0,\, \partial\hat{\mathbf{A}}/\partial z,\, -\partial\hat{\mathbf{A}}/\partial y\}$, $\hat{\mathbf{E}} = \{ik\hat{\mathbf{A}} - \partial\hat{\Phi}/\partial x,\, -\partial\hat{\Phi}/\partial y,\, -\partial\hat{\Phi}/\partial z\}$ позволяет осуществить переход к следующим выражениям для компонент поля лазерного импульса:

$$\begin{gathered}
\hat{B}_x = 0\,, \quad \hat{B}_y = ik\int_0^\infty \Psi(b,z)\, J_0(krb)\, h(b)\, db, \\
\hat{B}_z = \tfrac{ky}{r}\int_0^\infty \Psi(b,z)\, J_1(krb)\, b\, db, \\
\hat{E}_x = i\int_0^\infty \Psi(b,z)\, \left[\tfrac{b\, J_1(krb)}{r} - \tfrac{kb^2y^2}{r^2}\, J_2(krb) + k_0 h^2(b)\, J_0(krb)\right] db, \\
\hat{E}_y = \tfrac{ikxy}{r^2}\int_0^\infty \Psi(b,z)\, J_2(krb)\, b^2\, db, \quad \hat{E}_z = \tfrac{kx}{r}\int_0^\infty \Psi(b,z)\, J_1(krb)\, b\, h(b)\, db,
\end{gathered} \tag{3.4}$$

где $\hat{\mathbf{E}} = \{\hat{E}_x, \hat{E}_y, \hat{E}_z\}$, $\hat{\mathbf{B}} = \{\hat{B}_x, \hat{B}_y, \hat{B}_z\}$ – комплексные амплитуды, связанные с векторами напряженности электрического и индукции магнитного полей следующим образом: $\vec{E}(\vec{R},t) = \mathrm{Re}(\hat{\mathbf{E}}e^{-i\omega t})$, $\vec{B}(\vec{R},t) = \mathrm{Re}(\hat{\mathbf{B}}e^{-i\omega t})$, $\vec{R} = \{x,y,z\}$.

Интегралы в формулах (3.4) вычисляются численно. В расчетах неопределенный интеграл с бесконечным верхним пределом приближенно заменялся на определенный интеграл, верхний предел которого зависел от параметров $f_\#$ и ϵ_0. Анализ выражений (3.4) показывал, что характерное значение максимума подынтегральной функции достигается при $b \sim \epsilon_0\sqrt{|\hat{\alpha}|}$, поэтому в качестве верхнего предела интегрирования было выбрано значение $b_{max} = 8\sqrt{(4\epsilon_0^2 f_\#^2 + 1)/f_\#^2}$. Проверка показала, что данное приближение работает с хорошей точностью.

Формулы (3.4) так же, как и формулы (1.3), определяют конфигурацию электромагнитного поля в лазерном пучке без предположения о больших значениях диаметра фокального пятна D_F. Приведенные выражения в условиях плавной фокусировки ($kD_F \gg 1$) переходят в формулы, отвечающие широко используемому в литературе параксиальному приближению [45]:

$$B_x = 0, \quad B_y = \frac{k\left|A^0\right|\rho_0}{\rho(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{2\rho^2(z)}\right) \sin\phi\,,$$
$$B_z = \frac{\epsilon(z_F)ky\left|A^0\right|\rho_0}{\rho^2(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{2\rho^2(z)}\right) \cos\phi_1\,,$$
$$E_x = B_y, \quad E_y = 0, \quad E_z = \frac{\epsilon(z_F)kx\left|A^0\right|\rho_0}{\rho^2(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{2\rho^2(z)}\right) \cos\phi_1\,, \tag{3.5}$$

где $\rho(z) = \rho_0\left[(1 - z/F)^2 + z^2/z_*^2\right]^{1/2}$ – радиус пучка, как функция продольной координаты z, $\epsilon(z_F) = (k\rho(z_F))^{-1}$, $kz_* = \epsilon_0^{-2}$, а z_F – положение фокуса лазерного импульса (перетяжки). Фазы продольной и поперечных компонент полей лазерного пучка определяются следующим образом:

$$\phi = \omega t - kz + \mathrm{arctg}\left(\frac{z}{z_* - zz_*/F}\right) + \pi\Theta(z - F) - \frac{zr^2[1 + (z_*/F)^2 - (zF)^{-1}z_*^2]}{2z_*\rho^2(z)} - \phi_0\,,$$
$$\phi_1 = \phi + \mathrm{arctg}\left(\frac{z}{z_* - zz_*/F}\right) + \pi\Theta(z - F) - \mathrm{arctg}\left(\frac{z_*}{F}\right)\,, \tag{3.6}$$

где $\Theta(z)$ – функция Хевисайда.

Для анализа траекторий отдельных частиц и их вторичного излучения, а также влияния на них корректного описания полей в пределе близком к дифракционному ($D_F \approx 0.9\lambda$) сопоставим поля, полученные по формулам (3.4), и поля в параксиальном приближении (3.5) – (3.6) следующим образом: лазерные импульсы имеют одинаковый диаметр пятна, а так же одинаковое положение фокальной плоскости, т.е. $z = z_F$. Значение параметра $\epsilon_0(e)$ для расчета по формулам (3.4) фиксировалось $\epsilon_0(e) = 0.01$, а параметры $\epsilon_0(p)$ и $f_\#(p)$ в параксиальных выражениях определялись с учетом формул [45]: $kD_F = (4f_\#)/\sqrt{1+(2f_\#/\epsilon_0)^2}$, $kz_F = (2f_\#/\epsilon_0)/(1+4f_\#^2\epsilon_0^2)$. Здесь индекс (p) означает – параксиальный, а (e) – точный (*англ.* exact).

Распределения компонент $|\hat{E}_x|^2$ и $|\hat{E}_z|^2$ в фокальной плоскости представлены на Рис. 3.2. Для выбранных параметров распределение $|\hat{E}_x|^2(e)$ обладает слабой анизотропией (Рис. 3.2а,б), т.е. пучок слегка вытянут в направлении поляризации. Однако данный эффект исчезает в параксиальном пределе (p). Несмотря на то, что фокусируется импульс с гауссовым пространственным профилем, все компоненты поля имеют дополнительные всплески на периферии. Максимум распределения $|\hat{E}_z|^2(e)$ сильнее смещен относительно оси z, в отличие от параксиального приближения, которое не достаточно учитывает дифракционную расходимость пучка. Кроме распределения комплексных амплитуд для анализа динамики электронов и характеристик излучения значение имеет значение фазовая структура полей, т.е. распределение фазы поля. Зависимость фазы $\phi_{x,z} = \arccos(\mathrm{Re}(\hat{E}_{x,z})/|\hat{E}_{x,z}|)$ комплексных функций $\hat{E}_{x,z}(x,y,z)$ от координаты в фокальной плоскости для обоих приближений представлена на Рис. 3.2в,г. В параксиальном пределе в фокальной плоскости фаза компонент лазерного импульса практически неизменна, из чего следует, что пучок в фокусе имеет практически плоский волновой фронт. При расчете компонент по точным формулам их фаза перестает быть постоянной, что говорит о более сложной структуре волнового фронта в случае острой фокусировки.

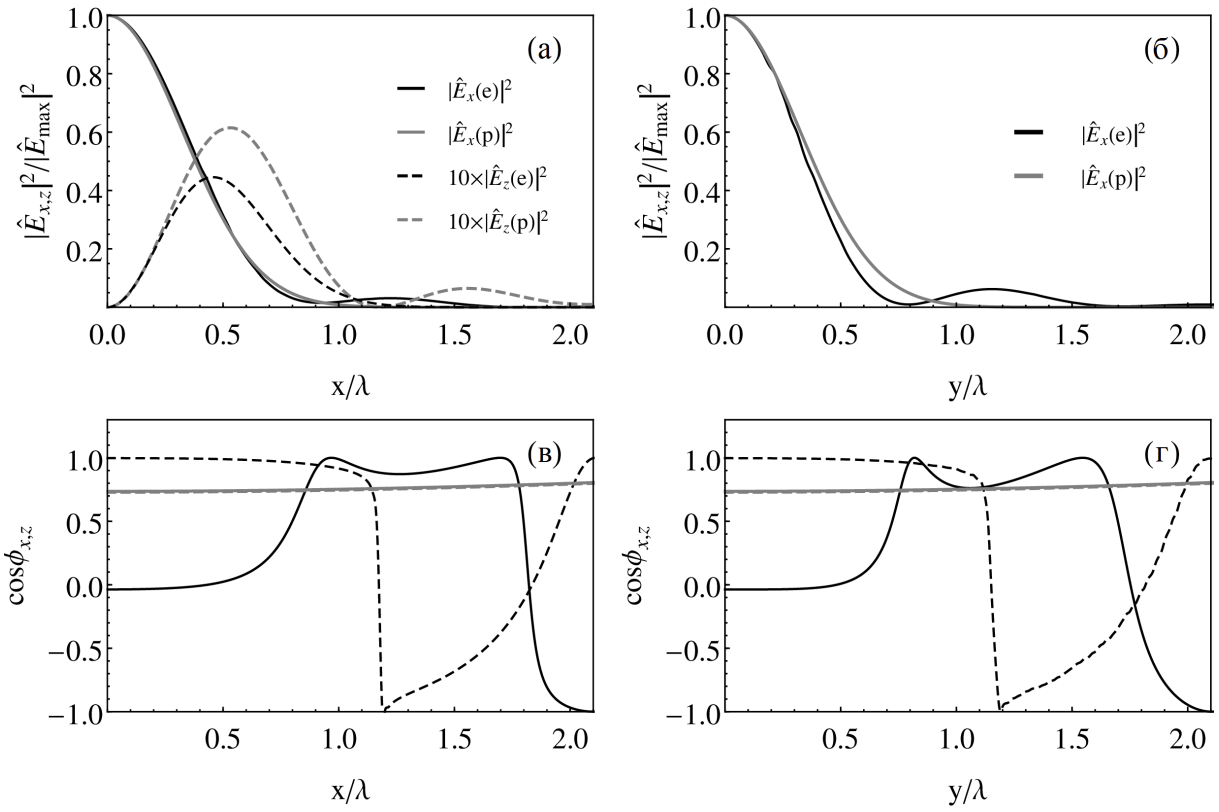

Рис. 3.2: Распределения амплитуды ($|\hat{E}_x|^2$, $|\hat{E}_z|^2$) и фазы ($\cos\phi_{x,y}$) поперечной и продольной компонент лазерного пучка в фокальной плоскости $z = z_F$ вдоль оси x(а, б) и вдоль оси y(в, г) для пятна $D_F = 0.9\lambda$ ($f_\#(e) = 0.5$). Показаны результаты расчетов по точным формулам (обозначено индексом e, сплошные и штриховые черные линии), по параксиальным (p, сплошные и штриховые серые линии).

В разделах 3.3 и 3.5 сравнение траекторий и характеристик вторичного излучения, рассчитанных для параксиальных (3.5) – (3.6) и непараксиальных «точных» полей, описываемых формулами (3.4), проводилось для одних и тех же значений диаметра фокального пятна и положения фокальной плоскости. Результаты, рассчитанные для различных значений фокального диаметра лазерного пучка, были получены для заданной мощности лазерного импульса. Для анализа характеристик нелинейного томсоновского рассеяния (НТР) при фокусировке в дифракционный предел ($D_F \approx 0.9\lambda\,, f_\# = 0.5$) использовались следующие значения параметров лазерного импульса: интенсивность в фокусе $I_L \approx 2 \cdot 10^{22}$ Вт/см^2, мощность $P = 150$ ТВт, $\lambda = 0.8$ мкм, что отвечает параметрам фемтосекундной лазерной системы «Геркулес» [21]. Длительность

лазерного импульса ($\tau_{FWHM} \approx 26$ фс), а так же форма его временной огибающей (квадрат косинуса), соответствуют рассмотренным в разделе 2.1, и описываются формулой 2.1. Предварительные расчеты показали, что при плавной фокусировке ($f_{\#} \geq 24, D_F \gtrsim 14\lambda$) параксиальное приближение уже очень хорошо описывает структуру полей ЭМ импульса, определяемую формулами (3.4), при этом характеристики ускоренных электронов и вторичного ЭМИ также очень близки.

3.3 Связь угловых характеристик нелинейного томсоновского рассеяния с динамикой частицы

В плоской электромагнитной волне движение заряженной частицы представляет собой 8-образную кривую в плоскости поляризации в той системе отсчета, где заряд в среднем покоится [60]. Электрон дрейфует в направлении распространения лазерного импульса со скоростью, определяющейся интенсивностью лазерной волны. В пределе релятивистски сильного импульса ($a_0 \gg 1$) частица дрейфует со скоростью близкой к скорости света, совершая вдоль направления поляризации лазерного пучка осцилляции с амплитудой $\approx a_0\lambda/2\pi$ [128]. Если импульс имеет плавную огибающую, то электрон сначала ускоряется на переднем фронте лазерного импульса, а потом тормозиться задним. Таким образом, частица в результате такого взаимодействия не набирает энергию, что отвечает теореме Лаусона-Вудворда [59]. Однако динамика частицы существенно меняется при взаимодействии со сфокусированным лазерным импульсом, и тем более импульсом, сфокусированным предельно остро. В таком случае из-за наличия поперечных градиентов поля частица быстро покидает область каустики лазерного пучка в поперечном направлении, набирая при этом конечную энергию, пропорциональную фокальной интенсивности лазерного импульса и зависящую от начального положения частицы и начальной фазы поля.

На Рис. 3.3а,б показаны траектории первоначально покоящихся тестовых частиц 1 – 5, имеющих различное начальное положение относительно цен-

тра лазерного фокуса в плоскости поляризации падающего излучения: ($\vec{R}_{01} = \{0, 0, z_F - 2\lambda\}$, $\vec{R}_{02} = \{0, \lambda/4, z_F\}$, $\vec{R}_{03} = \{0, 0, z_F\}$, $\vec{R}_{04} = \{0, 0, z_F + 2\lambda\}$, $\vec{R}_{05} = \{-\lambda/4, 0, z_F\}$). Начальное положение электронов было выбрано так, чтобы присутствовали частицы расположенные изначально как точно в фокусе, так и перед/за ним, а также с начальным смещением вдоль и поперек вектора поляризации фокусируемого излучения для фиксированного значения начальной фазы поля, $\phi_0 = 0$. На траектории наложено векторное поле, отвечающее распределению вектора Умова-Пойнтинга в плоскости поляризации фокусируемого излучения, XZ. Электроны, вылетая из фокуса, стремятся ориентироваться вдоль направления распространения энергии лазерного импульса (вектора Пойнтинга), в то время как в параксиальных полях такой корреляции не наблюдается. Данный эффект можно проследить на Рис. 3.3а. Частицы, находящиеся изначально в плоскости поляризации, при взаимодействии с импульсом не покидают ее, поэтому максимум мощности излучения для таких частиц будет фиксироваться наблюдателем именно в этой плоскости.

Мощность излучения, генерируемого одной частицей в единицу телесного угла, может быть рассчитана по формуле [61]:

$$\frac{dP(\vec{n}, t')}{d\Omega} \equiv \frac{cR_0^2|\vec{E}_r|^2}{4\pi} = \frac{e^2}{4\pi c^3} \left| \left[\frac{\vec{n} \times [(\vec{n} - \vec{v}/c) \times \dot{\vec{v}})]}{(1 - \vec{n}\vec{v}/c)^3} \right]_{ret} \right|^2, \tag{3.7}$$

где $\vec{E}_r$ – электрическая компонента излученного поля, $\dot{\vec{v}} = d\vec{v}/dt$ – вектор ускорения частицы, $\vec{n}$ – единичный вектор в направлении наблюдения, ret (*англ.* retarded – замедленный) означает, что выражение в квадратных скобках берется в запаздывающий момент времени $t' = t - (R_0 - \vec{n}\vec{R})/c$, R_0 – расстояние между излучающей частицей и точкой наблюдения.

Для анализа угловой направленности процесса нелинейного томсоновского рассеяния остросфокусированного лазерного импульса так же, как и в разделе 2.2, введем сферическую систему координат (ϑ, φ). В данной систе-

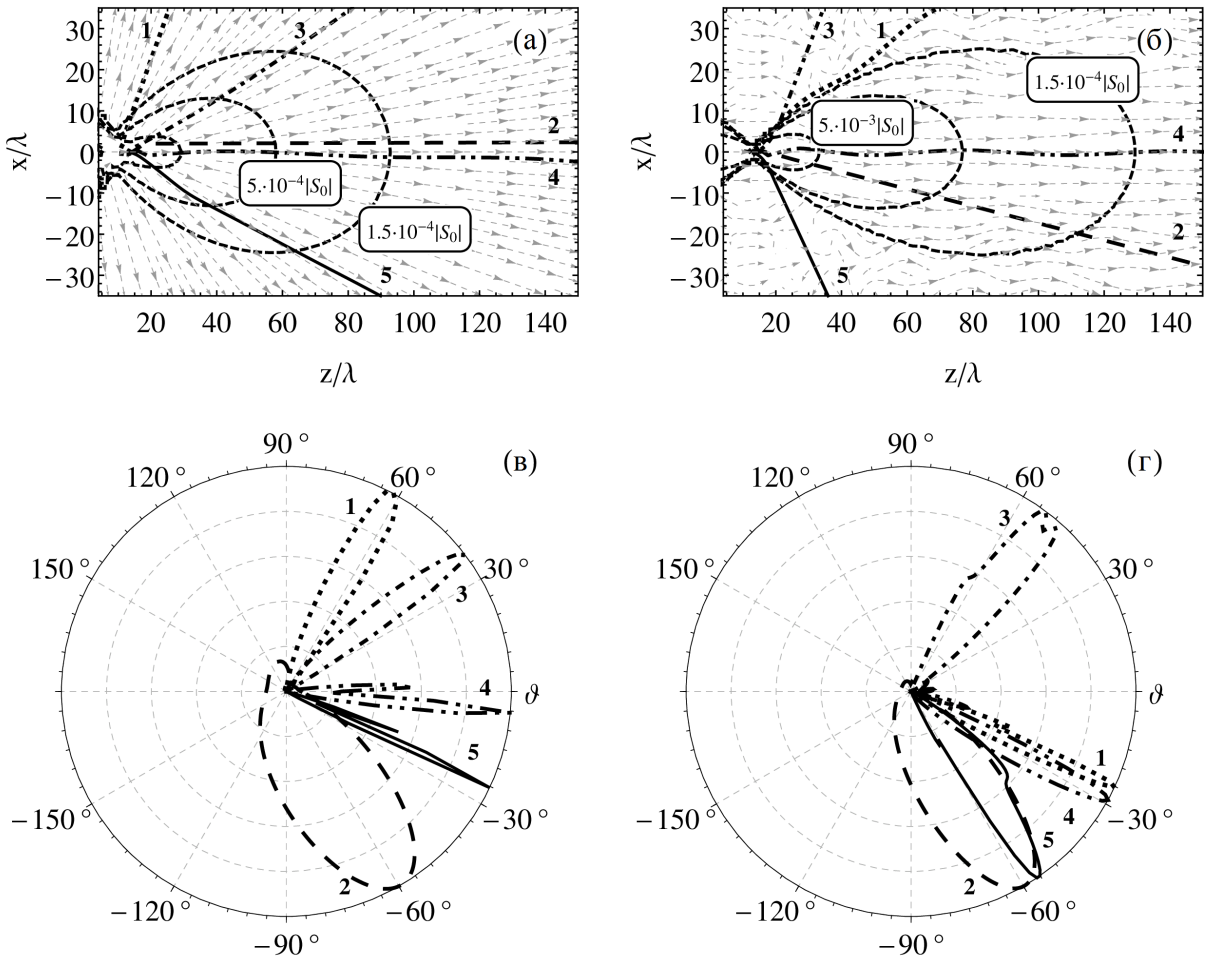

Рис. 3.3: Траектории 1 – 5 для тестовых электронов (а, б) в плоскости XZ, отвечающие различным начальным положениям частицы вблизи фокуса (сплошные, пунктирные, штриховые, точка-пунктир), а также пунктирными кривыми (с овальными вставками) – линии уровня модуля, а стрелками – направления вектора Пойнтинга $\vec{S}/S_0$ в той же плоскости. Начальные координаты траекторий 1 – 5 указаны в тексте. Диаграммы направленности излучения (в, г) в полярных координатах $\left(\vartheta, \frac{d\hat{P}(\vartheta,\varphi)}{d\Omega}/(\frac{dP}{d\Omega})_{max}\right)$ в плоскости XZ, соответствующие траекториям на верхних рисунках (пронумеровано одинаково). Рисунки (а, в) отвечают расчетам по точным формулам, а (б, г) – параксиальным для перетяжки $D_F = 0.9\lambda$, $f_{\#}(e) = 0.5$.

ме единичный вектор в направлении наблюдения имеет вид: $\vec{n} = \{\cos\varphi\sin\vartheta, \sin\varphi\sin\vartheta, \cos\vartheta\}$. На Рис. 3.3 продемонстрирована диаграмма направленности, где радиус соответствует максимальному значению мощности (3.7), детектируемой в заданном направлении, в плоскости XZ для траекторий 1 – 5, полученных в результате расчета по точным формулам, Рис. 3.3в, так и по формулам параксиального приближения, Рис. 3.3г. Из диаграмм видно, что суще-

ствует **оптимальное** направление $(\vartheta_{max}, \varphi_{max})$, в котором мощность генерируемого излучения $\frac{d\hat{P}}{d\Omega}(\vartheta, \varphi) \equiv \frac{dP}{d\Omega}(t_0, \vartheta, \varphi)$ достигает наибольших значений, где $t_0 = t_0(\vartheta, \varphi)$ – момент прихода пика мощности излучения в точку наблюдения. Распределения, представленные на диаграмме, нормированы на максимум мощности для каждой траектории. Ширина распределения и значение полярного угла ϑ_{max} заметно зависят от способа описания лазерного импульса. Параксиальное приближение завышает углы раствора конуса излучения по сравнению с результатами, полученными на основе точных формул. Из-за полного пренебрежения дифракционной расходимостью пучка в условиях острого фокуса модель плоской электромагнитной волны, наоборот, прогнозирует очень узкий угол раствора вторичного излучения при таких значениях интенсивности. При расфокусировке лазерного импульса значение угла ϑ_{max} становится меньше (см. Таблицу 3.1), что связано с уменьшением поперечных градиентов поля. Однако, результаты остаются выше оценки, полученной исходя из приближения плоской электромагнитной волны.

На значения полярного и азимутального углов ϑ_{max}, φ_{max} также влияют начальное положение частицы и начальная фаза поля. На Рис. 3.3в,г значения для траекторий 1 – 2 составляют $\vartheta_{max}(e) = 63°, 54°$ и $\vartheta_{max}(p) = 51°, 34°$ для случая параксиальных полей, при этом для траекторий 1, 3 – 5: $\varphi_{max} \approx 0$, что связано с движением частицы исключительно в плоскости XZ; для траектории 2 ситуация иная: $\varphi_{max}(e) = 124°$ и $\varphi_{max}(p) = 64°$. Оптимальное направление излучения такой частицы не лежит в плоскости XZ, где диаграмма направленности имеет больший угол раствора конуса излучения, и, соответственно, меньшие значения пиковой мощности. Расчеты показали, что в условиях острой фокусировки оптимальное направление для наблюдения в среднем по начальной фазе лазерного импульса близко к направлению вылета излучаемой частицы, определяемого ее конечной скоростью. Такой эффект объясняется тем, что при фокусировке в дифракционный предел частица излучает ультракороткий

импульс, находясь на периферии области взаимодействия, после чего быстро покидает ее в поперечном направлении.

3.4 Анализ временных характеристик вторичного излучения электронов

Формула (3.7) также позволяет провести анализ временного распределения аттосекундных импульсов. На Рис. 3.4а продемонстрирована зависимость $\frac{dP}{d\Omega}(t-t_0, \vartheta_{max}, \varphi_{max})$ для электрона с начальным положением в центре плавного фокуса при $D_F = 14\lambda$, $\varphi_0 = 0$ и соответствующая функция, рассчитанная по формулам рассеяния плоской электромагнитной волны той же длительности. Представленные зависимости нормированы на собственные пиковые значения. Здесь и далее исследуются характеристики вторичного излучения в **оптимальном** направлении $(\vartheta, \varphi) = (\vartheta_{max}, \varphi_{max})$, если не указано иное. В результате рассеяния плоской электромагнитной волны с симметричным временным профилем импульсы вторичного излучения также симметричны относительно центрального пика ($t = t_0$), имеющего наибольшую амплитуду. Данный результат отличается от случая рассеяния более сфокусированного лазерного пучка, когда амплитуды излучаемых частицей импульсов на заднем и переднем фронтах отличны друг от друга, что связано с влиянием пространственной структуры лазерного излучения на динамику электрона.

Характерное время взаимодействия частицы с лазерным полем составляет $\approx z_R/c$, где $z_R = \pi D_F^2/4\lambda$ – длина Рэлея для сфокусированного пучка. Из чего следует, что при увеличении остроты фокусировки (уменьшении диаметра фокального пятна) электрон меньше взаимодействует с лазерным импульсом, что связано с уменьшением области взаимодействия с высокоинтенсивным лазерным полем и большими градиентами интенсивности в поперечном направлении. Таким образом, число излучаемых импульсов уменьшается. Данный эффект можно проследить из данных, приведенных в Таблице 3.1, а также на Рис. 3.4б, 3.5а, где представлена эволюция мгновенной мощности излучения

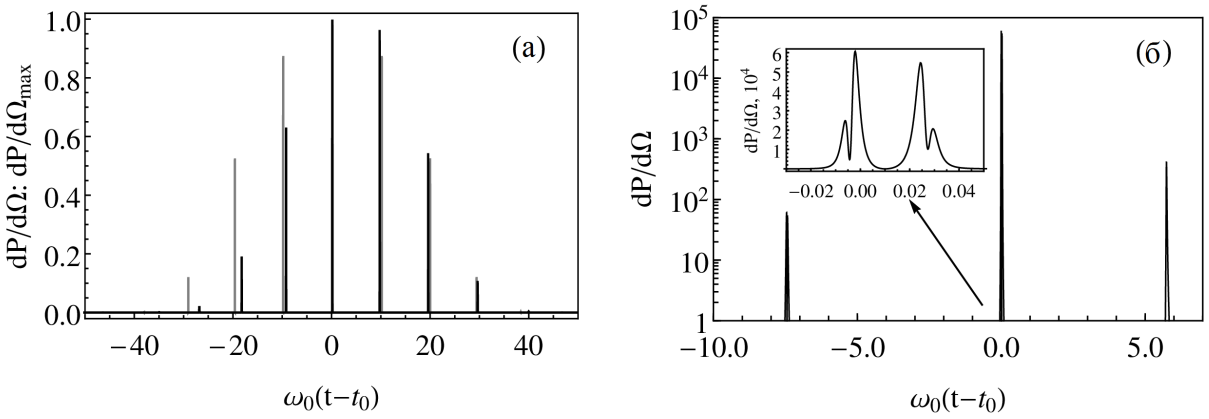

Рис. 3.4: Эволюция мгновенной мощности излучения в оптимальном направлении, $\frac{dP}{d\Omega}(t-t_0, \vartheta_{max}, \varphi_{max})$, для $D_F = 14\lambda(f_{\#}(e) = 24.5)$ (а) и $D_F = 6.3\lambda(f_{\#}(e) = 10)$ (б), расчет произведен по точным формулам (показано черным) и по формулам плоского ЭМ импульса (показано серым слева) той же длительности и амплитуды. Электрон изначально расположен в фокусе. На вставке (б) продемонстрирована структура сдвоенного максимума центрального импульса вторичного излучения. На рисунке слева (а) значения нормированы на максимум $dP/d\Omega_{max} = 350$ Вт/ср, справа – даны в Вт/ср.

электрона из центра лазерного фокуса для случая сверхострой фокусировки лазерного импульса. В таблице приведены данные из расчета по точным полям для начального положения электрона в фокусе при $\phi_0 = 0$. При фокусировке в дифракционный предел импульсы имеют сдвоенную структуру, как и для случая плавной фокусировки, что продемонстрировано на Рис. 3.5б, а соответствующая временная эволюция электрической компоненты поля излучения – на Рис. 3.5в. На последнем рисунке видны два разнополярных пика, соотношение амплитуд которых зависит от начальной фазы ϕ_0.

При переходе от плавной фокусировки к острой уменьшение диаметра фокального пятна при фиксированной мощности лазерного импульса приводит к немонотонному изменению энергетических характеристик вторичного излучения. Произведенные расчеты показали увеличение пиковой мощности излучения электрона, первоначально покоящегося в фокусе, при $D_F = 6.3\lambda$ (см. Таблицу 3.1), по сравнению с $D_F = 14\lambda$. Однако при дальнейшем уменьшении диаметра фокального пятна небольшой диаметр перетяжки и большие градиенты интенсивности не позволяют достаточно эффективно взаимодействовать

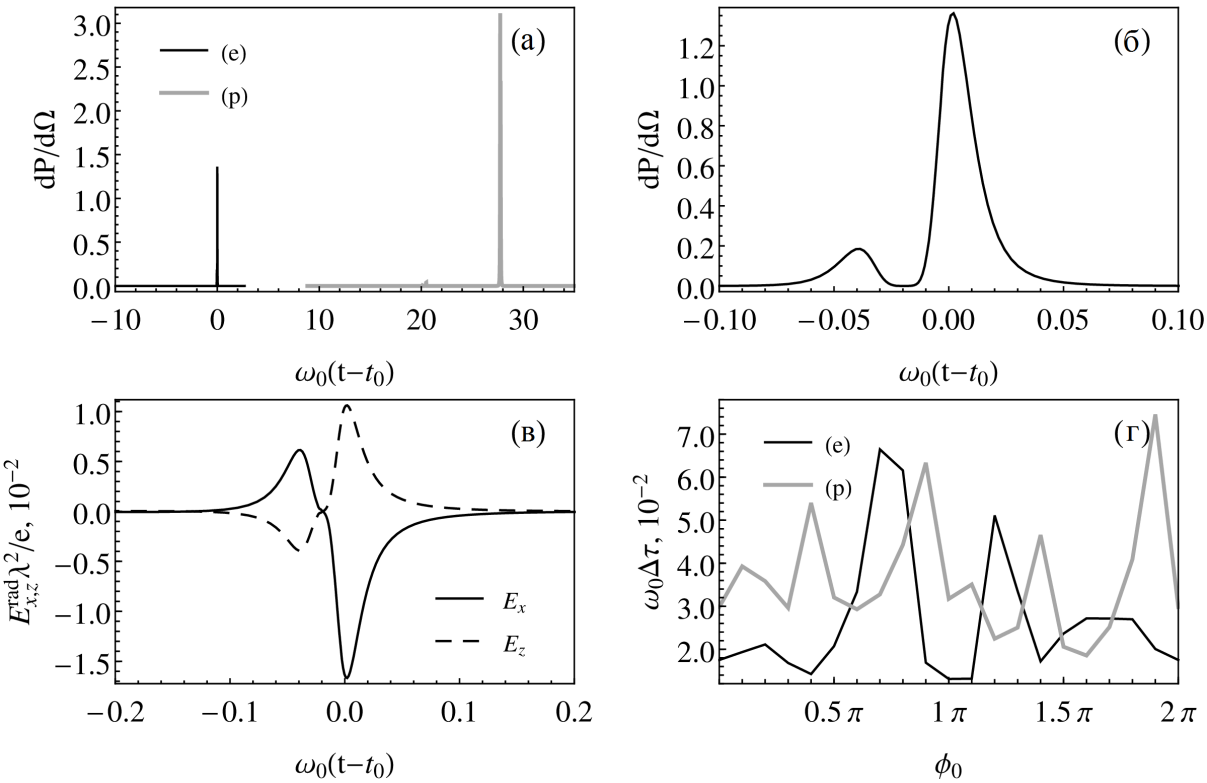

Рис. 3.5: Эволюция мощности излучения (а), $\frac{dP}{d\Omega}(t-t_0, \vartheta_{max}, \varphi_{max})$, Вт/ср, излученной электроном (траектория 3), расчет по точным формулам – черная линия, в параксиальном приближении – показано серым цветом. Структура пика мощности излучения (б) и соответствующая временная эволюция полей излучения (в), т.е. поперечной (E_x^{rad}) и продольной (E_z^{rad}) компонент поля для значения начальной фазы лазерного импульса $\phi_0 = 0$ на расстоянии $R_0 = 6 \cdot 10^5 \lambda$, изображены соответственно сплошной и пунктирной кривыми. Зависимость длительности импульса $\Delta\tau$ от ϕ_0 (г) при расчете по точным формулам (черная) и в параксиальном приближении (серая). Параметры фокусировки те же, что и для Рис. 3.3. Частица изначально расположена в центре фокуса.

с полем лазерного пучка, то есть энергетические характеристики вторичного излучения уменьшаются. В результате расчетов было получено, что пиковая мощность вторичного излучения для рассматриваемой частицы достигает максимума при $D_F \approx 9\lambda$. Таким образом, эффект повышения энергии вторичного излучения путем уменьшения диаметра фокального пятна имеет предел, так как наступает момент, когда область взаимодействия лазерного излучения с электроном становится слишком малой.

Генерируемые электроном импульсы при острой фокусировке лазерного пучка оказываются существенно короче периода лазерного поля, но значитель-

Таблица 3.1: *Характеристики НТР на электроне, первоначально покоящемся в центре фокуса, для остросфокусированного лазерного импульса для разных значений D_F при фиксированной мощности лазера.*

D_F/λ	0.9	3.1	6.3	14
$f_\#$	0.5	4.5	10.0	24.5
N_p	1	1	3	8
ϑ_{max}	38°	15°	9°	20°
$\omega_0\Delta\tau$	$2.6{\cdot}10^{-2}$	$1.3{\cdot}10^{-2}$	$3.3\cdot10^{-3}$	$1.2\cdot10^{-2}$
$dP/d\Omega_{max}$[Вт/ср]	1.4	$4.5\cdot10^2$	$6\cdot10^4$	$3\cdot10^2$
$W/\hbar\omega_0$	7.0	$1.3\cdot10^2$	$8\cdot10^3$	$1.8\cdot10^3$
ω_{max}/ω_0	$3.3\cdot10^2$	$3.8\cdot10^2$	$1.4\cdot10^3$	$4.5\cdot10^2$
ω_{peak}/ω_0	$3.7\cdot10^1$	$4.8\cdot10^1$	$1.6\cdot10^2$	$9\cdot10^1$
N_{ph}	0.2	2.6	50	20

но длиннее импульсов, излучаемых частицей в поле плоской электромагнитной волны с амплитудой, отвечающей пиковой интенсивности лазерного импульса. При усреднении по начальной фазе лазерной волны генерируемые импульсы, полученные на основе параксиального приближения (см. Рис. 3.5г), имеют бóльшую длительность, по сравнению с результатом, рассчитанном по формулам (3.4). Так при определении длительности излучения по половинной мощности для $\phi_0 = 0$ были получены следующие значения: $\Delta\tau(e) = 6$ ас, $\Delta\tau(p) = 12$ ас для $D_F = 0.9\lambda$ ($f_\#(e) = 0.5$), а для плоской волны при $I_L = 2\cdot10^{22}$ Вт/см^2 ($a_0 = 96$) оценка (3.1) дает $\Delta\tau \approx 70$ зс $\ll \tau(e) \simeq \tau(p)$. При фиксированной мощности лазерного импульса данная характеристика вторичного излучения так же, как и его пиковая мощность, является немонотонной функцией диаметра фокального пятна светового пучка (Таблица 3.1). При этом величина $\Delta\tau$ достигает своего экстремального значения, являющегося минимумом, при аналогичной остроте фокусировки ($D_F \approx 9\lambda$).

Рассеяние лазерного импульса на свободных частицах может быть охарактеризовано не только угловыми, но и интегральными характеристиками, такими как полная энергия, излучаемая частицей в 4π. Данная величина может быть рассчитана по формуле [60]:

$$W = \frac{2e^2}{3c^3} \int\limits_{-\infty}^{\infty} dt \;\; \gamma^6 \left(\dot{\vec{v}}^2 - \frac{[\dot{\vec{v}} \times \vec{v}]^2}{c^2} \right) . \tag{3.8}$$

В Таблице 3.1 приведены значения W для электрона, изначально покоящегося в центре фокуса, для различных диаметров фокального пятна. Данная характеристика интересна меньшим темпом роста при переходе от умеренной фокусировки к острой, так как увеличение пиковой мощности импульсов сопровождается уменьшением их числа, что учитывается при интегрировании в (3.8).

На Рис. 3.6а,б продемонстрированы зависимости $(dP/d\Omega)_{max}$ и W от начальной фазы лазерного импульса ϕ_0, данные были получены как на основе точных формул, так и в параксиальном приближении. Был рассмотрен случай острой, $D_F = 6.3\lambda$, и случай предельно предельно острой фокусировки лазерного импульса, $D_F = 0.9\lambda$ (см. Рис. 3.6в,г). При фокусировке в дифракционный предел рассмотренные характеристики оказываются сильно чувствительными к начальной фазе поля лазерного импульса и к подходу, используемому при описания его компонент. Так, например, при $\phi_0 = 0$ параксиальное приближение завышает значение пиковой мощности в 3 раза. Это означает, что характеристики сильно зависят от начальной фазы лазерного импульса, а для некоторых значений фазы лазерного излучения максимумы излученной мощности, рассчитанные по формулам (3.4), достигают бóльших значений, чем при расчетах в параксиальном приближении. Зависимость $(dP/d\Omega)_{max}(\phi_0)$ при описании динамики электронов по точным формулам более резкая, нежели чем в параксиальном приближении, в то время как для $W(\phi_0)$, наоборот, она плавнее по сравнению с соответствующей зависимостью в параксиальном приближении. Также стоит

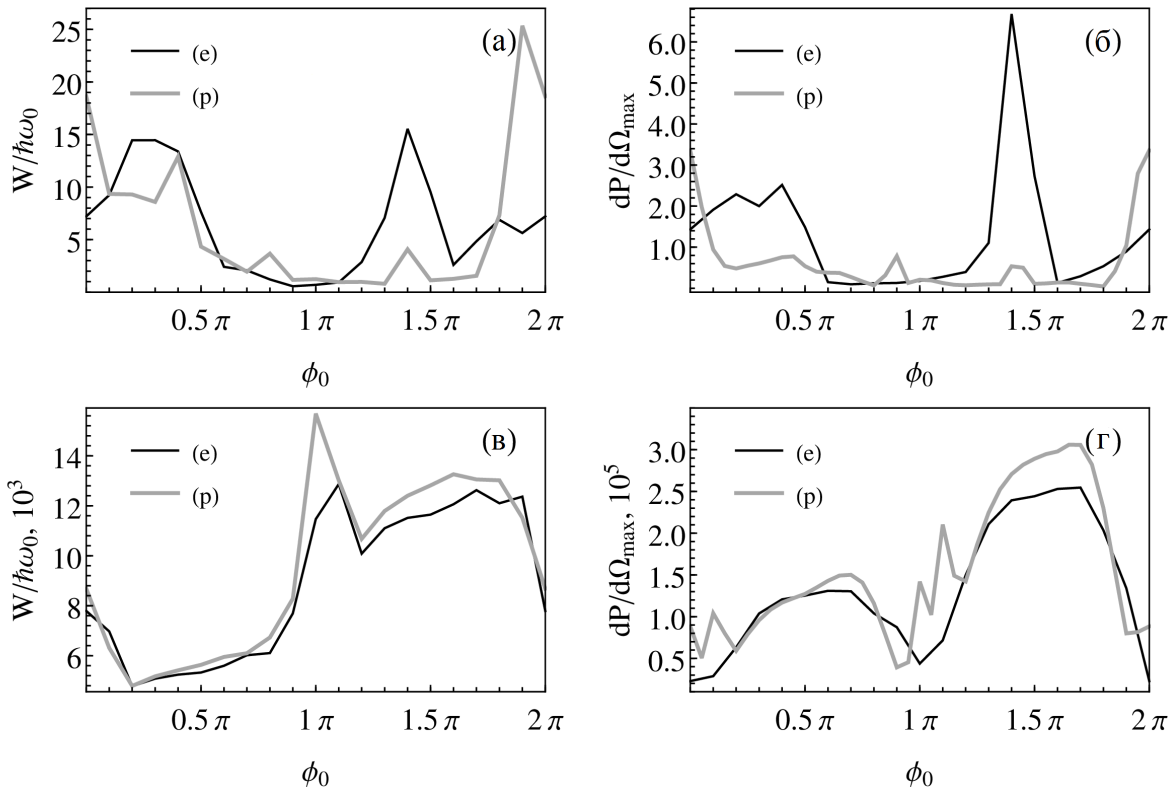

Рис. 3.6: Зависимость (а) полной энергии, W, нормированной на энергию лазерного кванта, и (б) пика мощности $(dP/d\Omega)_{max}$, Вт/ср, вторичного ЭМИ от начальной фазы ϕ_0 для предельно острой фокусировки лазерного импульса $D_F = 0.9\lambda$ ($f_{\#}(e) = 0.5$), а также соответствующие зависимости (в, г) для умеренной фокусировки $D_F = 6.3\lambda$ ($f_{\#}(e) = 10$), при расчете по точным формулам (показано черным) и в параксиальном приближении (серым).

отметить, что при большем значении пиковой мощности вторичного излучения (Рис. 3.6г, $\phi_0 \approx 1.3$), полученного по точным формулам для лазерных полей, полная энергия вторичного излучения электрона может оказаться меньше, чем прогнозируемая в рамках параксиального приближения. Полученный результат можно объяснить генерацией более длительных вторичных импульсов при более широком угле раствора конуса вторичного излучения (см. Рис. 3.3в,г). Однако при расфокусировке наблюдается тенденция к сближению кривых, как и должно быть в условиях плавного фокуса, когда параксиальное приближение работает хорошо, что можно проследить на Рис. 3.6а,б. Таким образом, расчеты демонстрируют, что усредненная по фазе лазерного импульса излучаемая электроном энергия несколько меньше прогнозируемой в рамках параксиально-

го приближения. Данная характеристика оказывается $\simeq 10$ эВ для $D_F = 0.9\lambda$ и $\simeq 10$ кэВ для $D_F = 6.3\lambda$.

В случае острой фокусировки лазерного импульса продольные компоненты E_z и B_z оказываются сравнимыми с компонентой поляризации лазерного пучка, поскольку соотношение между их амплитудами имеет вид $E_z \sim \epsilon(z_F)E_x \sim E_x/D_F$ [62, 110]. То есть с уменьшением диаметра фокального пятна относительная амплитуда продольного поля увеличивается. Было проведено сопоставление характеристик вторичного излучения, полученного при рассеянии предельно сфокусированного лазерного импульса с/без продольных компонент. При сравнении импульсов, полученных с учетом продольной компоненты лазерного импульса (Рис. 3.5б) и без нее (Рис. 3.7а) для одних и тех же значений параметров лазерного импульса и положения электрона, видно, что при учете продольных полей формируется более короткий импульс вторичного излучения. На Рис. 3.7б-г показаны зависимости характеристик $\Delta\tau$, W и $(dP/d\Omega)_{max}$ от фазы лазерного импульса ϕ_0, рассчитанные по точным формулам, но без учета продольных компонент. Сравнивая полученные графики с соответствующими зависимостями, приведенными выше (Рис. 3.5 и Рис. 3.6), можно сделать вывод, что пренебрежение продольным полем в условиях предельно острой фокусировки приводит к завышению средних по фазе значений излучаемой энергии, пиковой мощности и длительностей импульсов. Последняя характеристика при $D_F = 0.9\lambda$ для электронов, которые изначально покоились в фокусе лазерного импульса, принимает значения: $\langle\omega_0\Delta\tau(e)\rangle_{\phi_0} = 2.7\cdot10^{-2}$, $\langle\omega_0\Delta\tau(p)\rangle_{\phi_0} = 3.6\cdot10^{-2}$ и $\langle\omega_0\Delta\tau\rangle_{\phi_0} = 3.0\cdot10^{-2}$ (случай пренебрежения компонентами E_z и B_z). Однако, при расфокусировке лазерного импульса относительная амплитуда продольной компоненты уменьшается, поэтому в условиях плавной фокусировки ($D_F = 6.3\lambda$) продольное поле не так сильно влияет на характеристики вторичного излучения. Несмотря на это, как будет продемонстрировано в следующем разделе на примере спектральных характеристик вторичного излучения, даже в условиях умеренно-острой фокусировки продольная компонента лазерного

импульса дает существенный вклад в характеристики вторичного электромагнитного излучения.

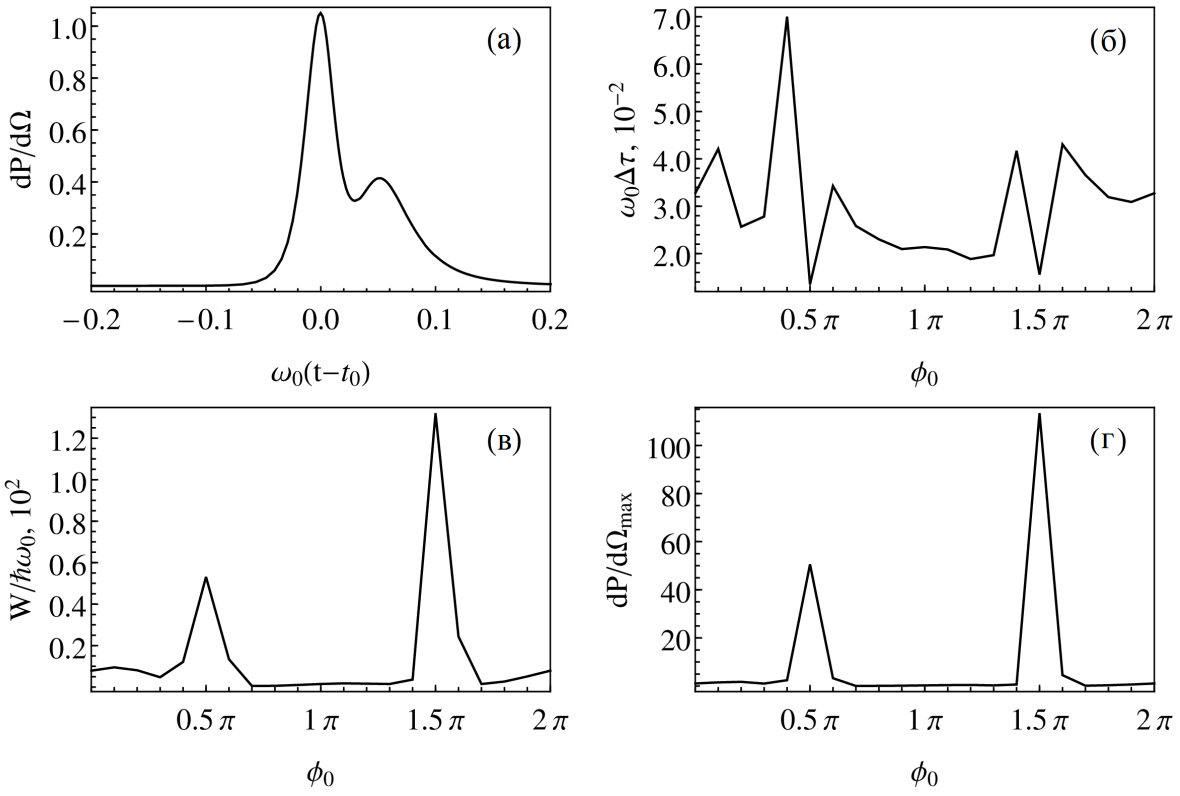

Рис. 3.7: Характеристики вторичного ЭМИ при расчете по точным формулам без учета продольных компонент E_z и B_z при $D_F = 0.9\lambda$ ($f_{\#}(e) = 0.5$). Эволюция мгновенной мощности, $\frac{dP}{d\Omega}(t - t_0, \vartheta_{max}, \varphi_{max})$, Вт/ср (а). Зависимости (б) длительности излучаемого импульса, $\Delta\tau$, (в) энергии излучения, W , и (г) максимальной мощности, $(dP/d\Omega)_{max}$, от ϕ_0.

Положение электрона также влияет на энергетические характеристики вторичного излучения, генерируемого в результате нелинейного томсоновского рассеяния лазерного импульса. Поскольку при расфокусировке лазерного импульса увеличение области взаимодействия частицы с интенсивным лазерным полем приводит к увеличению значений $(dP/d\Omega)_{max}$ и W, а также к сокращению длительности генерируемых импульсов, то такой же эффект следует ожидать при расположении частицы перед фокусом. Такие частицы дольше взаимодействуют с лазерным импульсом в области его высоких интенсивностей, и, как следствие, излучают эффективнее. Как показали проведенные расчеты, в условиях острой/предельно острой фокусировки начальное расположе-

ние частиц на оси распространения лазерного импульса (оси z) в положении $z_0 \simeq z_F - z_R$ приводит к увеличению значений энергетических характеристик вторичного излучения, причем в случае предельно острой фокусировки изменения оказываются даже более существенными. Так, например, для $D_F = 0.9\lambda$: $W(z = z_F - z_R) \approx 5 \cdot 10^2\, W(z = z_F - z_R)$, в то время как для $D_F = 3\lambda$: $W(z = z_F - z_R) \approx 30\, W(z = z_F)$. В тоже время длительность излучаемых импульсов на порядок меньше для случая острой и предельно острой фокусировки. Было получено, что для всех значений диаметра фокального пятна, соответствующих неравенству $D_F \lesssim 10\lambda$, оптимальное положение электрона достигается при $z_0 \simeq z_F - 1.5 z_R$.

Таким образом, в условиях острой фокусировки временные и угловые характеристики вторичного излучения зависят от подхода к описанию лазерных полей, начального положения частицы относительно центра фокуса, остроты фокусировки, а также начальной фазы лазерного поля, и, в особенности, последняя зависимость существенна при фокусировке в дифракционный предел. Как параксиальное приближение с учетом, так и точные формулы без учета продольного поля, широко используемые в литературе, абсолютно неприменимы в условиях острой и предельно острой фокусировки, что необходимо учитывать и при расчете спектральных характеристик вторичного излучения, чему будет посвящен следующий раздел.

3.5 Спектральные характеристики нелинейного томсоновского рассеяния остросфокусированного лазерного импульса

Энергия, излучаемая частицей, в единицу спектрального диапазона $d\omega$ и единицу телесного угла $d\Omega$, определяется по формуле [60, 61]:

$$\frac{d^2W(\omega,\vec{n})}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c^3}\left|\int_{-\infty}^{\infty} dt \exp\left(i\omega t\right)\left[\frac{\vec{n}\times[(\vec{n}-\vec{v}/c)\times\dot{\vec{v}})]}{(1-\vec{n}\vec{v}/c)^3}\right]_{ret}\right|^2 . \qquad (3.9)$$

На Рис. 3.8 представлена серия кривых, демонстрирующая изменения спектральной функции (3.9) при переходе от плавной фокусировки лазерного импульса к острой при рассеянии лазерного импульса на покоящемся электроне в фокусе лазерного пучка. Данные распределения представлены для оптимального направления наблюдения $(\vartheta, \varphi) = (\vartheta_{max}, \varphi_{max})$ и начальной фазы лазерного импульса, равной $\phi_0 = 0$. С уменьшением диаметра фокального пятна от $D_f = 14\lambda$, т.е. при переходе от умеренной фокусировки к острой, происходит уширение спектральной функции. Частота, отвечающая максимуму спектра, $\omega = \omega_{peak}(D_F)$, а также характерное значение частоты отсечки спектра, $\omega_{max}(D_F)$, определяемой по уровню 10^{-3} от пикового значения спектральной функции, смещаются в область высоких частот. Данные характеристики достигают максимума при $D_F \approx 9\lambda$, после чего дальнейшее уменьшение диаметра фокального пятна уже приводит к их убыванию.

Аналогичная немонотонная зависимость от диаметра фокального пятна наблюдается и для эффективного числа фотонов, испускаемого одним электроном:

$$N_{ph} = \frac{W}{\hbar\omega_{peak}} \,. \tag{3.10}$$

Для «оптимального» диаметра фокального пятна рассматриваемая характеристика отвечает соотношению: $N_{ph} \gg 1$, в то время как для сверхострой фокусировки при $D_F \approx 0.9\lambda$ $N_{ph} < 1$. В Таблице 3.1 приведены значения для величин N_{ph}, ω_{peak}, ω_{max}, соответствующие начальной фазе $\phi_0 = 0$ лазерного импульса, рассеиваемого на частице, изначально покоящейся в фокусе. Величина $\omega_{max} \sim \Delta\tau^{-1}$ зависит от начальной фазы лазерного импульса, так же как и $\Delta\tau$, что было показано в разделе 3.4. Несмотря на это, все выводы относительно зависимости величин N_{ph}, ω_{max}, ω_{peak} от D_F остаются справедливыми и для соответствующих усредненных по параметру ϕ_0 характеристик.

При нелинейном томсоновском рассеянии лазерного импульса спектральная плотность энергии вторичного излучения характеризуется сильной зави-

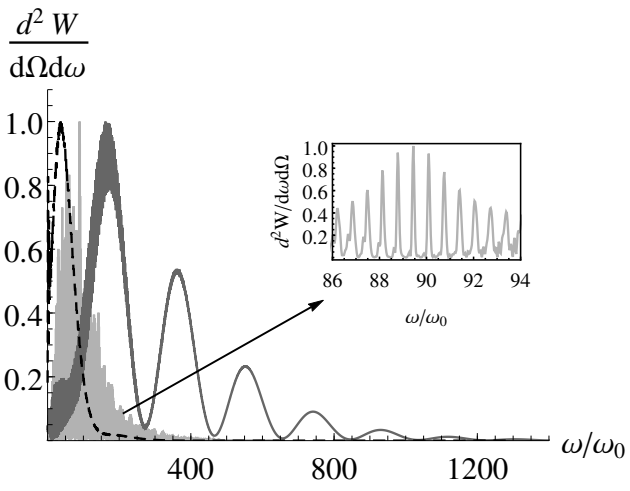

Рис. 3.8: Спектральные плотности энергии, нормированные на максимум и наблюдаемые в оптимальном направлении, для вторичного излучения электрона, первоначально находящегося в фокусе лазерного импульса для различных значений диаметра перетяжки: $D_F = 0.9\lambda$ ($f_\#(e) = 0.5$, черный пунктир), $D_F \approx 6\lambda$ ($f_\#(e) = 10$, серый) и $D_F = 14\lambda$ ($f_\#(e) = 24.5$, светло-серый).

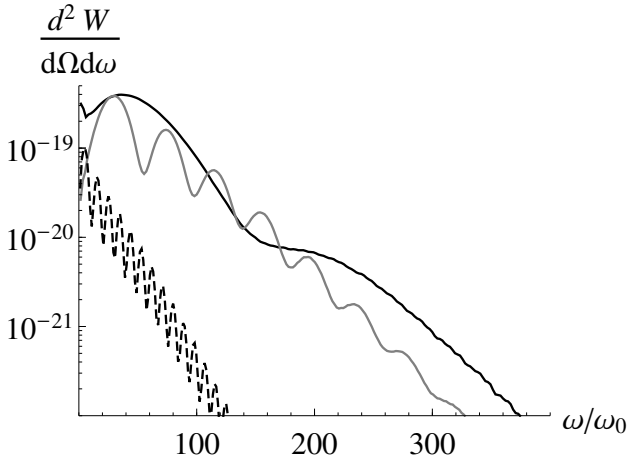

Рис. 3.9: Распределения спектральной плотности энергии, Дж/эВ·ср, излученной электроном, находившимся в начальный момент в фокусе лазерного импульса для $D_F = 0.9\lambda$ ($f_\#(e) = 0.5$) в оптимальном направлении $\theta_{max} = 38°$ (сплошная кривая) и под углами $\theta_1 = 45°$ (серая кривая) и $\theta_2 = 60°$ (пунктирная кривая).

симостью от угла наблюдения, что показано на Рис. 3.9 для случая предельно острой фокусировки. В результате расчетов было установлено, что функция $d^2W/d\Omega d\omega$ достигает наибольшего значения в направлении $(\vartheta, \varphi) \approx (\vartheta_{max}, \varphi_{max})$, т.е. в оптимальном направлении, определенному выше по пику излучаемой мощности. Из рисунка видно, что в данном направлении спектральная функция шире, частота отсечки спектра (ω_{max}) выше, и максимум функции приходится на бóльшую частоту. Модуляции спектральной функции по частоте, наблюдаемые в данном направлении, оказываются наиболее крупномасштабными.

Модуляции спектральной функции изменяются также при переходе от плавной фокусировки к острой. В поле сфокусированного лазерного импульса из-за сильной пространственной неоднородности движение электрона становится апериодическим по сравнению со случаем плоского волнового фронта,

орбита электрона в системе отсчета движущейся со скоростью дрейфа уже не представляет собой восьмерку. Вследствие чего при переходе от плавной фокусировки к острой происходит вырождение мелкомасштабных модуляций, а крупномасштабные модуляции сохраняются (Рис. 3.8).

На Рис. 3.10 представлен подробный анализ спектральной плотности мощности для случая умеренной фокусировки лазерного пучка при $D_F = 6.3\lambda$, что отвечает параметрам Рис. 3.4б. Спектры построены как при расчете по всему временному интервалу, так и узкому временному интервалу, включающему в себя один или два центральных пика. На графике наблюдается два вида модуляций: мелкомасштабная модуляция до $\omega = 250\,\omega_0$, которая связана с наличием небольших всплесков мощности при $\omega_0(t - t_0) \approx -7$ и 6 (см. Рис. 3.4б), и крупномасштабная модуляция, которая появляется из-за наличия двух близко лежащих биполярных импульсов. Из расчетов следует, что форма огибающей спектральной плотности энергии определяется структурой единичного пика мощности вторичного излучения.

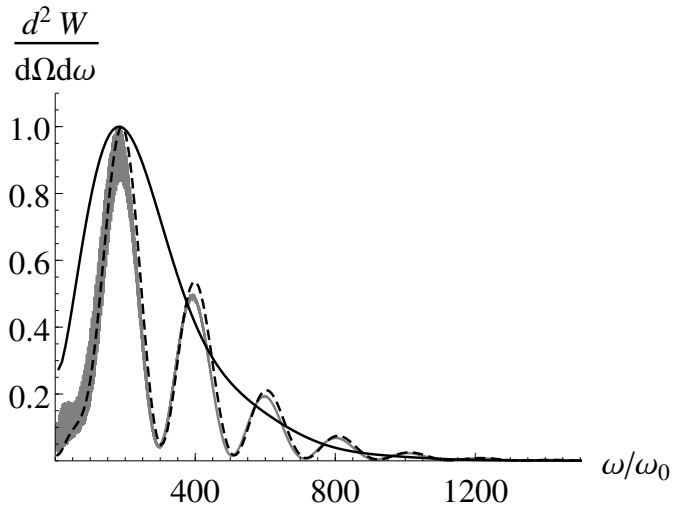

Рис. 3.10: Нормированные на максимум распределения спектральной плотности энергии для случая, продемонстрированного на Рис. 3.4б, рассчитанные для всего временного интервала (показано серым), для двух близко расположенных сдвоенных пиков (пунктир), для одного сдвоенного пика (сплошная).

Спектральные характеристики нелинейного томсоновского рассеяния так же, как и энергетические характеристики, например $(dP/\Omega)_{max}$, зависят от на-

чального положения электрона. Для электронов находящихся перед фокусом на расстоянии порядка рэлеевской длин излучаемая энергия выше, а спектры вторичного излучения шире. На Рис. 3.11 изображена серия кривых, демонстрирующих зависимость спектральной функции от начального положения электрона на оси распространения лазерного импульса для случая предельно острой фокусировки при $D_F = 0.9\lambda$. При смещении электрона на расстояние порядка дифракционной длины относительно фокуса (серая кривая) наблюдается увеличение пикового значения спектральной энергии излучения, а также смещение частоты отсечки в высокочастотную область. Аналогичный эффект наблюдается для различных диаметров перетяжки. Однако, чем меньше диаметр фокального пятна, тем больше разница в характеристиках вторичного излучения. Так, например, для эффективного числа генерируемых фотонов наблюдаются следующие соотношения: при $D_F = 0.9\lambda$, $N_{ph}(z_0 = z_F - z_R) \approx 10^2\, N_{ph}(z_0 = z_F)$, в то время как при $D_F = 6.3\lambda$, $N_{ph}(z_0 = z_F - z_R) \approx 2\, N_{ph}(z_0 = z_F)$. Также были проведены расчеты спектрально-угловых характеристик вторичного излучения электронов, расположенных изначально на периферии относительно фокуса лазерного пучка. Характеристики вторичного излучения частиц с начальным положением $|x_0| \gtrsim D_F$ и $|y_0| \gtrsim D_F$ заметно ниже, чем вблизи оси распространения лазерного импульса.Таким образом, оптимальное положение электрона с точки зрения спектральных характеристик вторичного излучения находится на оси распространения лазерного пучка при $z_0 \simeq z_F - 1.5 z_R$. Полученный результат сохраняется и для усредненных по начальной фазе лазерного импульса ϕ_0 характеристик.

Свойства спектральной плотности вторичного излучения (3.9), как и другие его характеристики, описанные в предыдущем разделе, зависят от подхода, используемого для описания лазерного поля. Параксиальные формулы, так и точные формулы без учета продольной компоненты, в случае предельно острой фокусировки дают заведомо некорректные значения характеристик нелинейного томсоновского рассеяния и, в частности, пиковые значения спектральной

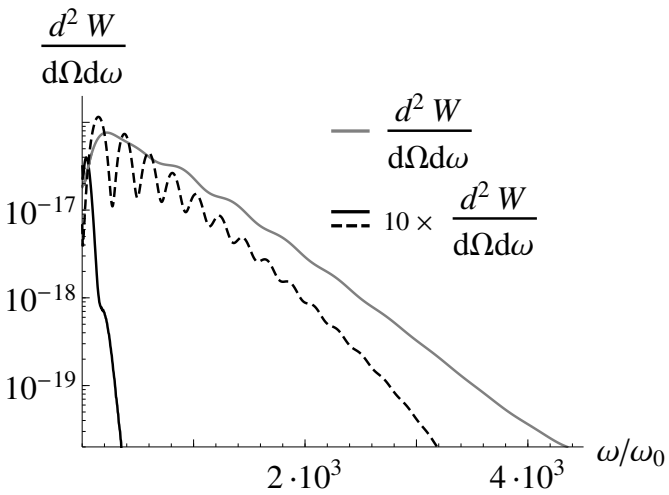

Рис. 3.11: Спектральная плотность энергии излучения в оптимальном направлении для тестовых электронов, Дж/(эВ·ср), находящихся первоначально в фокусе $\mathbf{R}_0 = \{0,\, 0,\, z_F\}$ (черный, Рис. 3.3а: траектория 3), и перед ним $\mathbf{R}_0 = \{0,\, 0,\, z_F - 1.5 z_R\}$ (серый), $\mathbf{R}_0 = \{0,\, 0,\, z_F - 3 z_R\}$ (пунктирный, Рис. 3.3а: траектория 1) для остросфокусированного лазерного импульса с характеристиками, как на Рис. 3.3.

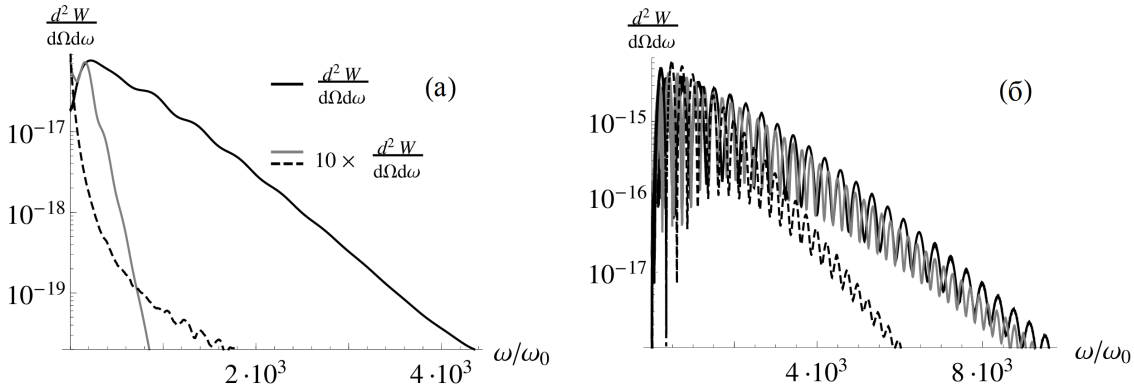

Рис. 3.12: Распределения спектральной плотности энергии излучения, Дж/(эВ·ср), в оптимальном направлении для электрона, находящегося первоначально перед фокусом на лазерной оси, $z_0 = z_F - 1.5 z_R$, при расчете по точным формулам (черный), без учета продольной компоненты (пунктирный) и в параксиальном приближении (серый) для различной остроты фокусировки излучения: $D_F = 0.9\lambda$ ($f_\#(e) = 0.5$, а) и $D_F \approx 6\lambda$ ($f_\#(e) = 10$, б).

энергии излучения. Также частота отсечки спектров вторичного излучения в случае пренебрежения продольными компонентами лазерного поля оказывается существенно ниже. Данный эффект согласуется с описанным выше формированием более длинных импульсов вторичного излучения в параксиальном приближении и в приближении, не учитывающим продольное поля, где одиноч-

ных импульсов фактически не формируется, что обсуждалось в предыдущем разделе. Данные особенности продемонстрированы на Рис. 3.12, где показаны спектры, полученные в рамках различных приближений, для начального положения частицы перед фокусом, $z_0 = z_F - 1.5z_R$, $D_F \approx 0.9$ (а) и $D_F \approx 6.3$ (б), $\phi_0 = 0$. Однако при уменьшении остроты фокусировки происходит переход к диапазону значений диаметра фокального пятна, который соответствует области применимости параксиального приближения. В случае умеренно-острой фокусировки ($D_F \approx 6.3$) учет продольной компоненты оказывается более критичен, по сравнению с разницей, возникающей между результатами, полученными по точным формулам и в параксиальным приближении. Пренебрежение продольным полем приводит к занижению ширины спектров вторичного излучения (см. Рис. 3.12б). Пренебрежение продольной компонентой лазерного импульса, приводит к исчезновению модуляций спектров вторичного излучения частиц, изначально расположенных вблизи фокуса, что подчеркивает роль рассматриваемой компоненты лазерного импульса в формировании сдвоенных импульсов вторичного излучения.

3.6 Модель нелинейного томсоновского рассеяния на ансамбле некогерентных частиц

В случае релятивистских интенсивностей период осцилляций электрона зависит от напряженности лазерного поля [60]: $T \approx \lambda a_0^2/4c$ при $a_0 > 1$, где $a_0 = eE/m_e c\omega_0$; поэтому в условиях острой фокусировки сильная пространственная неоднородность лазерного импульса приводит к асинхронному колебанию заряженных частиц. Таким образом частицы оказываются некогерентными между собой, что позволяет рассчитывать полную энергию вторичного излучения как алгебраическую сумму энергий, излучаемых каждой отдельной частицей:

$$dW/d\Omega = \Sigma_i^N dW_i/d\Omega,$$

где $dW/d\Omega = \int_{-\infty}^{\infty} [dP(\vec{n}, t')/d\Omega]\, dt'$, а $dP(\vec{n}, t')/d\Omega$ рассчитывается отдельно для каждой частицы по формуле (3.7).

Спектр томсоновского рассеяния на ансамбле некогерентных частиц также может быть получен путем суммирования спектральных амплитуд вторичного излучения отдельных электронов:

$$d^2W(\vec{n}, \omega)/d\Omega d\omega = \Sigma_i^N d^2W_i(\vec{n}, \omega)/d\Omega d\omega.$$

Следующий раздел посвящен исследованию нелинейного томсоновского рассеяния линейно поляризованного лазерного импульса с длиной волны излучения $\lambda = 0.8$ мкм, мощностью ≈ 200 ТВт и длительностью ≈ 25 фс (по половинной мощности), с однородным первоначальным пространственным профилем ($\vec{E}_{\rm i} = {\rm const.}$), который был сфокусированный внеосевым параболическим зеркалом (внеосевой угол 60°). Описание компонент лазерного поля ведется по формулам (1.3), (1.4). Временная огибающая $f(t, z) = \theta[1 - \frac{|k_0 z - \omega_0(t-\tau)|}{\omega_0 \tau}] \cos^2[\frac{\pi}{2} \frac{(k_0 z - \omega_0(t-\tau))}{\omega_0 \tau}]$, где τ – параметр, определяющий длительность лазерного импульса, $\theta(x)$ – функция Хевисайда, $k_0 = \omega_0/c$. Лазерный импульс взаимодействует с монослоем покоящихся 10^4 электронов. Монослой расположен перпендикулярно направлению распространения лазерного импульса на расстоянии рэлеевской длины перед фокусом, и его поперечные размеры равны $10D_F \times 10D_F$, где D_F – диаметр фокального пятна по половинной интенсивности. Подобная модель взаимодействия может быть реализована в эксперименте при помощи ультратонкой фольги: $d \ll \lambda$, где d – толщина фольги, заметно меньшая толщины релятивистского скин-слоя, $c\sqrt{a_0}/\omega_p$, где ω_p – плазменная частота электронов мишени. Однако данная модель пренебрегает описанием ионизации фольги полем лазерного импульса, и потерей его энергии на ионизацию, что наиболее приемлемо для материала с малым зарядом ионов (бериллиевая фольга, алмазоподобная пленка и т.п.).

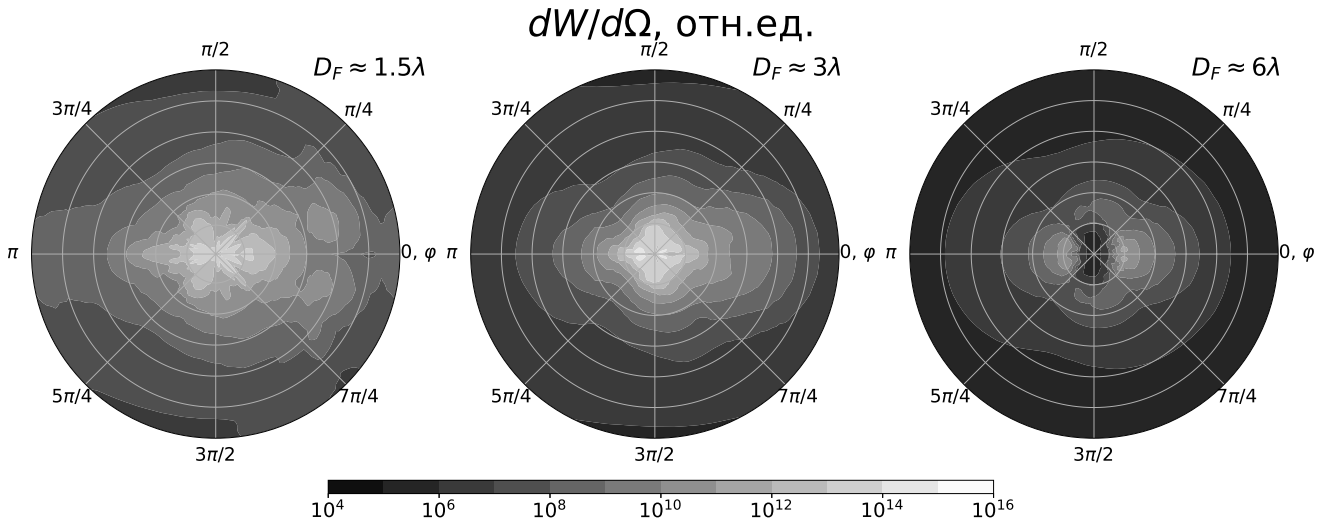

Рис. 3.13: Угловое распределение энергии вторичного излучения ансамбля электронов при рассеянии лазерного импульса длительностью ≈ 25 фс, мощностью ≈ 200 ТВт с различными значениями диаметра фокального пятна. Концентрические окружности соответствует углу ϑ, изменяющемуся в диапазоне от 0 до 90 градусов.

3.7 Спектрально-угловые распределения вторичного излучения ансамбля частиц

Одной из основных особенностей нелинейного томсоновского рассеяния является связанная с поляризацией лазерного света анизотропия излучаемой энергии по углу φ, что было продемонстрировано в работе [129] на примере рассеяния плоской электромагнитной волны. На Рис. 3.13 продемонстрировано угловое распределение энергии вторичного излучения $dW/d\Omega$, генерируемого в результате рассеяния лазерных импульсов мощностью 200 ТВт с разными размерами фокального пятна. Так же, как и в случае с плоской волной, наблюдается анизотропия в распределении энергии вторичного излучения, когда вдоль направления поляризации лазерного импульса излучение детектируется под бóльшими углами, нежели чем в перпендикулярном направлении.

Спектральные характеристики НТР также зависят от направления наблюдения, что иллюстрируется на том же самом примере рассеяния лазерного импульса мощностью 200 ТВт. На Рис. 3.14 представлены спектры вторичного излучения в зависимости от угла наблюдения ϑ вдоль направления

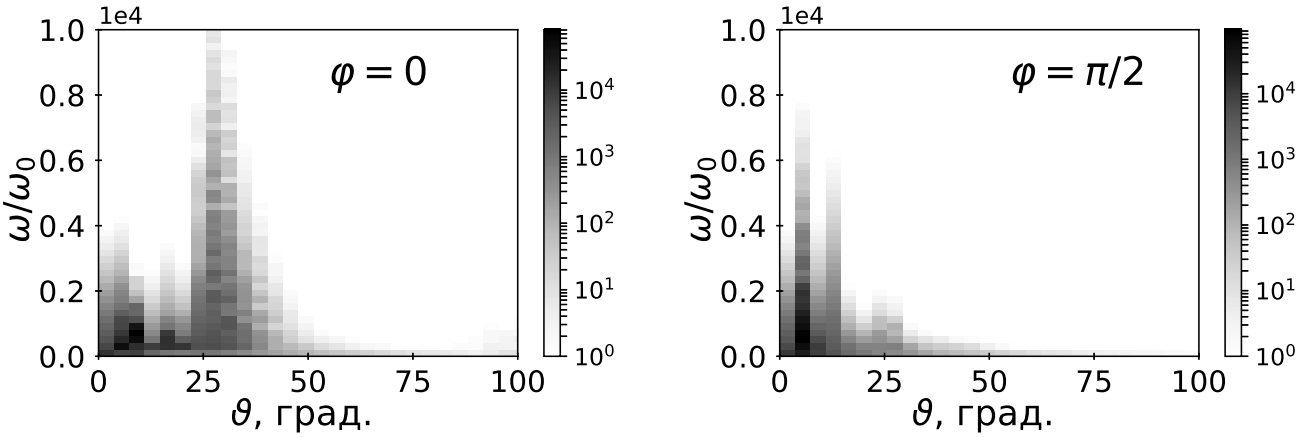

Рис. 3.14: Спектры, $d^2W/d\Omega d\omega$, НТР на 10^4 частицах в относительных единицах для различный значений угла наблюдения ϑ, вдоль направления поляризации лазерного импульса (слева) и перпендикулярно ему (справа). Параметры лазерного импульса: мощность 200 ТВт, длительность 25 фс, диаметр фокального пятна 1.5λ, интенсивность 10^{22} Вт/см^2.

поляризации лазерного импульса (слева) и перпендикулярно ему (справа) для $D_F = 1.5\lambda$. Пиковая интенсивность в рассматриваемом случае оказывается равной 10^{22} Вт/см^2. Расчеты показали, что в условиях острой фокусировки, при $\varphi = 0^\circ$ спектры с наибольшей шириной наблюдаются в двух направлениях ϑ: при малом угле, $\vartheta \sim 0$, и несколько бóльшем, $\vartheta \lesssim \pi/6$. Последнее направление обозначим как $\vartheta_{\rm rad}$. На Рис. 3.15 показаны спектры НТР в пересчете на одну частицу. Излучаемые частоты соответствуют кэВному диапазону энергий. Как видно из расчетов, хотя в направлении $\vartheta_{\rm rad}$ излучение имеет более широкий спектр, вторичное излучение, распространяющееся под малыми углами, содержит бóльшую энергию в области низких частот.

При увеличении диаметра фокального пятна вторичное излучение с широким спектром в направлении малых углов не генерируется, что видно на Рис. 3.16. Направление $\vartheta_{\rm rad}$ изменяется в зависимости от диаметра фокального пятна, сначала уменьшаясь при увеличении D_F от λ до 4λ, а при дальнейшей расфокусировке – увеличиваясь. Аналогичный эффект наблюдался с направлением вылета высокоэнергетичных частиц, напрямую ускоренных лазерным импульсом из нанофольги в разделе 2.4. В Таблице 3.2 показаны угол $\vartheta_{\rm el}$, со-

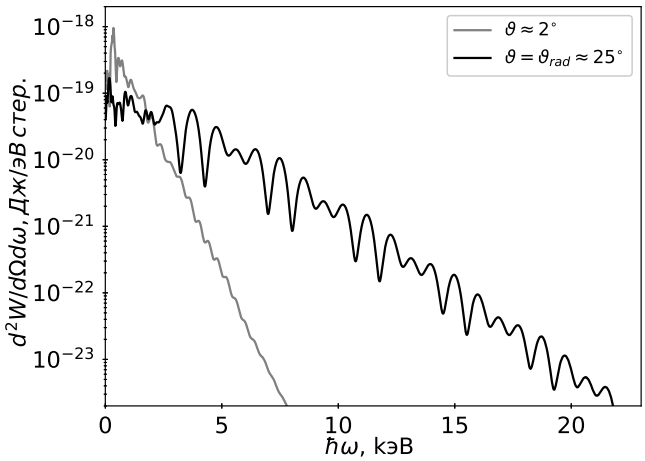

Рис. 3.15: Спектры нелинейного томсоновского рассеяния на ансамбле частиц $d^2W/d\Omega d\omega$, Дж/(эВ стер), в пересчете на *одну* частицу в направлении поляризации лазерного импульса с пиковой интенсивностью 10^{22} Вт/см^2, $D_F = 1.5\lambda$.

ответствующий максимуму углового распределения ускоренных электронов с энергией превышающей 10 МэВ, и угол ϑ_{rad}. Из таблицы видно, что эти направления близки друг к другу, а несколько бóльшие отличия в значениях этих углов при малых диаметрах фокального пятна объясняются бóльшей шириной углового распределения быстрых электронов при данных параметрах лазерного импульса. Таким образом, характеристики вторичного излучения вдоль направления ϑ_{rad} обусловлены динамикой высокоэнергетичных частиц. Поскольку направление вылета высокоэнергетичных электронов зависит от диаметра лазерного импульса, то и угол ϑ_{rad} также зависит от данного параметра, что позволяет его использовать для оценки размера фокального пятна лазерного пучка.

При $\varphi = \pi/2$ в случае острой фокусировки ($D_F \approx 1.5\lambda$) наиболее широкий спектр вторичного излучения наблюдается под малыми углами ϑ (Рис. 3.14). При увеличении диаметра фокального пятна широкий спектр вторичного излучения в направлении перпендикулярном поляризации лазерного импульса детектируется в направлении близком к ϑ_{rad}, однако спектральная ширина оказывается в несколько раз меньше по сравнению с шириной спектров вдоль направления поляризации лазерного импульса. В разделе 2.2 была продемонстрирова-

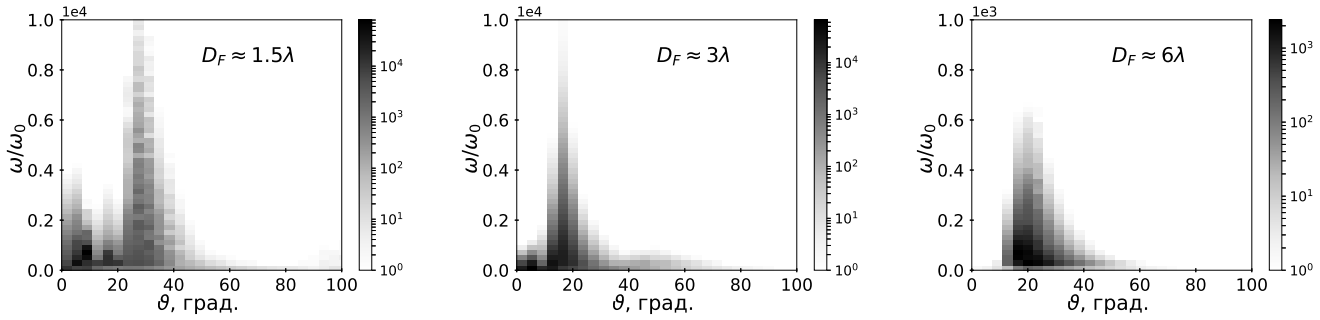

Рис. 3.16: Спектры, $d^2W/d\Omega d\omega$, НТР на 10^4 частицах в относительных единицах для различный значений угла наблюдения ϑ и вдоль направления поляризации лазерного импульса ($\varphi = 0$) для различных значений диаметра фокального пятна лазерного импульса мощностью 200 ТВт и длительностью 25 фс.

Таблица 3.2: Угол вылета высокоэнергетичных частиц, ϑ_{el}, и угол, при котором спектры вторичного излучения в направлении поляризации лазерного импульса имеют наибольшую ширину, ϑ_{rad}, для различных значений диаметра фокального пятна рассеиваемого лазерного импульса.

D_F/λ	1.1	1.6	3.1	4.1	5.2	6.2
ϑ_{el}, град.	27	19	12	10	13	17
ϑ_{rad}, град.	36	25	15	11	16	16

на φ-анизотропия распределения быстрых частиц с максимумом вдоль направлении поляризации, что объясняет бóльшую спектральную ширину излучения вдоль направления $\varphi = 0$ по сравнению с $\varphi = \pi/2$.

Для заданного размера фокального пятна при изменении пиковой интенсивности лазерного импульса φ-анизотропия энергии и спектров вторичного излучения сохраняется, что было подтверждено в ходе расчетов. На Рис. 3.17 на примере $D_F = 1.5\lambda$ показано как изменение интенсивности лазерного импульса влияет на распределение вторичного излучения по углу ϑ: изменение I_F от 10^{22} до 5×10^{21} Вт/см^2 сопровождается уменьшением ширины спектров вторичного излучения с сохранением оптимальных углов наблюдения (малый угол, $\vartheta_{\text{rad}} \sim 0$, и $\vartheta_{\text{rad}} \approx 25°$, соответственно), а дальнейшее уменьшение интенсивности приводит к тому, что вторичное излучение с наибольшим спектром перестает генерироваться в направлении ϑ_{rad}. Полученные результаты опять

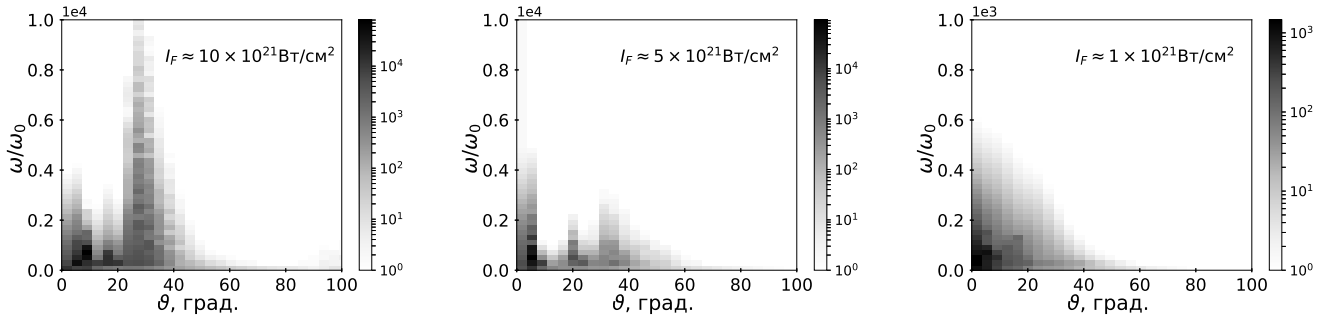

Рис. 3.17: Спектрально-угловые распределения вторичного излучения, $d^2W/d\Omega d\omega$, в отн.ед. в направлении поляризации лазерного импульса $\varphi = 0$ при рассеянии лазерного импульса длительностью 25 фс и диаметром фокального пятна 1.5λ для различных значений пиковой лазерной интенсивности.

свидетельствуют о том, что генерация вторичного излучения в направлении $\vartheta_{\rm rad}$ связана с динамикой высокоэнергетичных частиц.

В работе [129] было показано, что в случае использования приближения плоской электромагнитной волны увеличение ее интенсивности приводит к уменьшению ширины углового распределения энергии вторичного излучения (450 мрад. для $a_0 = 5$ и 230 мрад. для $a_0 = 10$) вдоль поляризации рассеиваемого лазерного импульса. Однако, при взаимодействии электронов с остросфокусированным лазерным импульсом направление дрейфа электрона не совпадает с направлением распространения лазерного импульса ($\vartheta = 0$), как в случае плоской электромагнитной волны. Градиент интенсивности лазерного импульса приводит к расталкиванию частиц перпендикулярно направлению распространения светового пучка [62], и поэтому ускоренные электроны движутся вдоль поверхности конуса, ось которого совпадает с направлением распространения лазерного импульса. В результате такой динамики частиц угловое распределение излучаемой энергии при острой фокусировке имеет максимум в направлении близком к $\vartheta = 0$, например, при $D_F \approx 1.5\lambda$, в отличие от случая более длиннофокусной системы, например, для $D_F \approx 6\lambda$ – более близкого к случаю плоской электромагнитной волны, когда максимумы смещены относительно направления распространения лазерного импульса вдоль вектора поляризации. С увеличением интенсивности появление высокоэнергетичных частиц, распро-

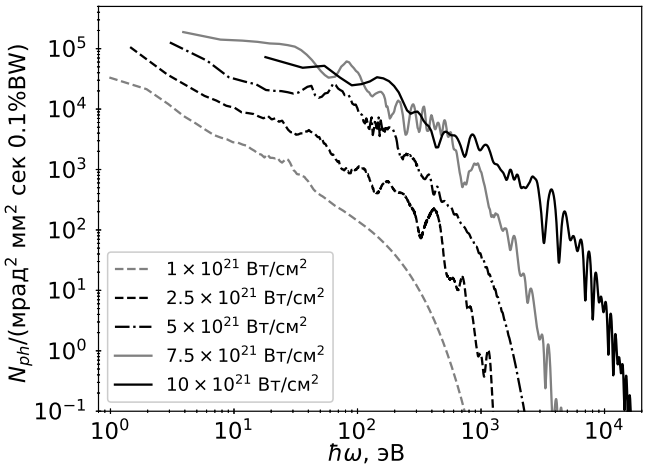

Рис. 3.18: Яркость источника вторичного излучения, которое генерируется в процессе НТР лазерного пучка на ультратонкой нанофольге ($\Delta z \approx 0.1\Delta z_{\max}$, 1.34×10^{11} частиц в объеме $10D_F\times10D_F\times\Delta z$), для различных значений пиковой интенсивности лазерного импульса в направлении $(\varphi, \vartheta) = (0, \vartheta_{\rm rad})$. Параметры лазерного импульса: длительность 25 фс и диаметр фокального пятна 1.5λ.

страняющихся и излучающих под большими углами, приводит к уширению углового распределения энергии вторичного излучения, т.е. наблюдается эффект противоположный наблюдаемому в случае рассеяния плоской электромагнитной волны.

Полученные результаты позволяют рассмотреть, как яркость источника вторичного излучения зависит от интенсивности лазерного импульса. С учетом ограничений введенных на толщину фольги в разделе 2.1:

$$\Delta z \ll \Delta z_{\max} = \frac{a_0 n_{\rm cr}}{\pi n_{\rm e}}\lambda, \tag{3.11}$$

где $n_{\rm cr} = m_e\omega_0^2/4\pi e^2$ – критическая концентрация электронов (равная 1.7×10^{21} см$^{-3}$ для $\lambda = 0.8$ мкм), $n_{\rm e}$ – концентрация электронов, можно провести оценку количества излучающих частиц в реальной мишени, и как следствие оценить яркость источника вторичного излучения. На Рис. 3.18 показано число фотонов, генерируемых в направлении $\vartheta = \vartheta_{\rm rad}$ и $\varphi = 0°$, при рассеянии лазерного импульса, сфокусированного в пятно диаметром 1.5λ на твердотельной фольге толщиной $0.1\Delta z_{\max}$, где $\Delta z_{\max}$ была рассчитана для $I_F = 10^{21}$ Вт/см^2.

Из графика видно, что уменьшение пиковой интенсивности приводит к уменьшению значения критической частоты, при которой происходит резкий спад спектров вторичного излучения в двойном логарифмическом масштабе. Таким образом, рассмотренная критическая частота также может использоваться для оценки пиковой интенсивности лазерного импульса.

Поскольку в данном подходе детектируются характеристики нелинейного томсоновского рассеяния, то остальные эффекты способствующие генерации вторичного излучения должны быть малы по сравнению с рассматриваемым процессом. Из чего следует требование малости вклада тормозного излучения из-за рассеяния на ионах в излучение тестового электрона [61]:

$$\frac{dK}{dx} \approx -\frac{16}{3} Z K r_0^2 n_e \alpha \ln\left(\frac{2K}{m_e c^2}\right), \tag{3.12}$$

где K – кинетическая энергия электрона, Z – заряд иона, $r_0 = e^2/m_e c^2$ – классический радиус электрона, $\alpha = e^2/\hbar c$ – постоянная тонкой структуры, n_e –плотность электронов. При взаимодействии с нанофольгой данный эффект мал, поскольку электроны не распространяются в источнике заряженных частиц, покидая его под углами $< 45°$ к направлению распространения лазерного импульса. В случае с газовой плазмой, например гелия, $n_e \approx 10^{18}$ см$^{-3}$, $Z = 2$ и для энергии электрона ≈ 50 МэВ электрон излучит энергию $\Delta K \approx 15$ эВ после прохождения расстояния ~ 1 см (размер газовой струи). При уменьшении концентрации частиц значения тормозных потерь будут уменьшаться, поэтому для данных параметров при плотностях $n_e \lesssim 10^{18}$ см$^{-3}$ вкладом тормозного излучения по сравнению с нелинейным томсоновским рассеянием можно пренебречь.

3.8 Заключение

В главе 3 был исследован процесс нелинейного томсоновского рассеяния остросфокусированного релятивистски интенсивного лазерного импульса как

на отдельных электронах (для выявления основных особенностей), так и на ансамбле частиц. В ходе исследований были получены следующие результаты:

1. Вторичное излучение отдельных частиц представляет собой последовательность импульсов длительностью много меньше периода лазерной волны. При переходе из режима плавной в режим острой фокусировки происходит сокращение числа генерируемых импульсов. Если в случае плавной фокусировки это число $\approx \tau_{FWHM}/T_L$, то при фокусировке в дифракционный предел соответствующее значение не превышает один-два.

2. Пиковая мощность вторичного излучения отдельной частицы в оптимальном направлении наблюдения, $(\vartheta, \varphi) = (\vartheta_{max}, \varphi_{max})$, длительность излучаемых импульсов и полная излучаемая энергия немонотонно зависят от диаметра фокального пятна, достигая экстремума для промежуточного D_F. Для частицы в фокусе экстремумы достигаются при $D_F \approx 9\lambda$ для гауссова лазерного импульса мощностью $P = 150$ ТВт и длительностью 26 фс. Оптимальное положение для частицы находится перед фокусом, на расстоянии порядка длины Рэлея ($z_0 \simeq z_F - 1.5 z_R$) на оси распространения лазерного пучка.

3. Спектральная функция, $dW(\omega, \vartheta, \varphi)/d\Omega d\omega$, для вторичного излучения отдельной частицы также достигает максимума в оптимальном направлении, имея при этом наибольшую частоту отсечки ω_{max} и наибольшую частоту, соответствующую максимуму, ω_{peak}. Оптимальный диаметр пятна и положение частицы для данных характеристик и для эффективного числа фотонов, N_{ph}, совпадают с параметрами, приведенными в предыдущем пункте.

4. Параксиальное приближение в условиях острой или сверхострой ($D_F \sim \lambda$) фокусировки лазерного импульса некорректно описывает характеристики нелинейного томсоновского рассеяния. Усредненные по фазе лазер-

ной волны значения характеристик вторичного излучения, таких как $\Delta\tau, W, N_{ph}, (dP/\Omega)_{max}$, оказываются завышенными, а значения частот ω_{max} и ω_{peak}, наоборот, заниженными. Применимость формул параксиального приближения для описания характеристик вторичного излучения отдельных частиц ограничена областью $D_F \gtrsim 14\lambda$.

5. Аналогично случаю рассеяния плоской электромагнитной волны распределение энергии вторичного излучения при нелинейном томсоновском рассеянии остросфокусированного пучка на ансамбле электронов анизотропно по углу φ с бóльшей угловой шириной вдоль направления поляризации лазерного импульса.

6. При рассеянии лазерного импульса на ансамбле частиц также существует оптимальное направление наблюдения, соответствующее направлению, вдоль которого детектируются наиболее широкие спектры вторичного излучения. Данное направление отвечает углу вылета наиболее энергетичных частиц, поэтому при меньшем диаметре фокального пятна вторичное излучение с наибольшим спектральным диапазоном детектируется под бóльшими углами (при D_F в диапазоне от λ до 4λ): 36° для $D_F \approx \lambda$ и 11° для $D_F \approx 4\lambda$. Для лазерного импульса мощностью 200 ТВт при $D_F > 5\lambda$ дальнейшего уменьшения угла ϑ_{rad} не наблюдалось.

7. При малых значениях диаметра фокального пятна вторичное излучение ансамбля электронов также распространяется вдоль направления распространения лазерного импульса, что отличается от результатов, наблюдаемых для плоской электромагнитной волны. При увеличении диаметра фокального пятна доля такого излучения уменьшается до нуля.

8. Увеличение интенсивности лазерного импульса приводит к росту критической частоты вторичного излучения ансамбля частиц в направлении ϑ_{rad},

что может быть использовано для диагностики интенсивности лазерного импульса.

Полученные результаты позволяют предложить следующие подходы в диагностике диаметра фокального пятна лазерного импульса и его пиковой интенсивности. Направление распространения вторичного излучения с широким спектром и доли вторичного излучения, распространяющегося вперед, определяется диаметром фокального пятна лазерного импульса, что может быть использовано для его оценки; а критическая частота яркости вторичного излучения может быть использована для оценки интенсивности лазерного импульса. В качестве источника заряженных частиц в эксперименте необходимо использовать ультратонкую нанофольгу или разреженный газ, чьи параметры должны удовлетворять условиям малости сил взаимодействия частиц с объемным зарядом. Данное условие совпадает с условиями для диагностики лазерных импульсов про помощи прямого вакуумного ускорения электронов. Кроме того, в качестве дополнительного условия выступает требование малости тормозного излучения электронов, которое возникает при прохождении частиц через ионизованную среду. Детектируемое излучение в этом случае будет соответствовать кэВному диапазону, а наиболее широкий спектр будет детектироваться под углом менее 45° в направлении поляризации лазерного импульса.

Глава 4.

Связь характеристик распределений пондермоторно ускоренных протонов с параметрами лазерного импульса

Глава 4 посвящена связи характеристик распределений пондермоторно ускоренных протонов с параметрами лазерного импульса: пиковой интенсивностью, длительностью, диаметром фокального пятна, а так же особенностями пространственно-временного профиля. В разделе 4.7 представлена методология одновременной оценки интенсивности и длительности лазерного импульса при помощи двух сортов частиц: электронов и протонов. Результаты главы опубликованы в работах [A6, A8].

4.1 Введение

Моделирование взаимодействия лазерного импульса с разреженным газом велось на основе модели, описанной в разделе 1.4. В исследованиях рассматривался линейно поляризованный лазерный импульс с длиной волны $\lambda = 0.8$ мкм и гауссовым пространственным профилем: $\vec{E}_{\rm i}(x', y') = E_0 \vec{e}_{x'} \exp(-(x'^2 + y'^2)/w_0^2)$, где w_0 – радиус гауссова пучка, выбранный так, чтобы 99% лазерной мощности падало на зеркало размером $\rho \approx 5$ см, $\psi_{\rm off} = 90°$, как показано на Рис. 1.2. Временная огибающая отраженного лазерного импульса так же описывается гауссовой функцией $f(t - z/c) = \exp(-(t - (z - z_0)/c)^2/2\tau_0^2)$, длительность лазерного импульса по полной ширине половины максимума интенсивности (FWHW) составляет $\tau_{\rm FWHM} = 2\sqrt{\ln 2}\tau_0$. Отраженный лазерный импульс характеризуется размером фокального пятна $D_{\rm F}$ в FWHM, который определяется f-числом фокусирующей системы, $f_\# = F_{\rm eff}/2\rho$ и пространственным распределением лазерного импульса. Рассмотренные фокусные диаметры получены для следующих $f_\#$: $D_{\rm F} = 1.3\lambda$ для $f_\# = 1$, $D_{\rm F} = 2\lambda$ для $f_\# = 1.5$ и $D_{\rm F} = 3.9\lambda$ для $f_\# = 3$. Численные расчеты были проведены для 10125 холодных пробных

частиц, случайно распределенных в объеме $x \times y \times z = 3f_{\#}\lambda \times 3f_{\#}\lambda \times (3f_{\#}\lambda)^2$. Область выбиралась исходя из предположения, что частицы, которые получают наибольшую энергию, первоначально находятся в области наибольшего градиента интенсивности. Параметры лазерного импульса варьировались в следующих диапазонах: интенсивность от 10^{21} до 10^{24} Вт/см^2, длительность импульса от 15 до 80 фс и диаметр фокального пятна от $1\lambda - 4\lambda$.

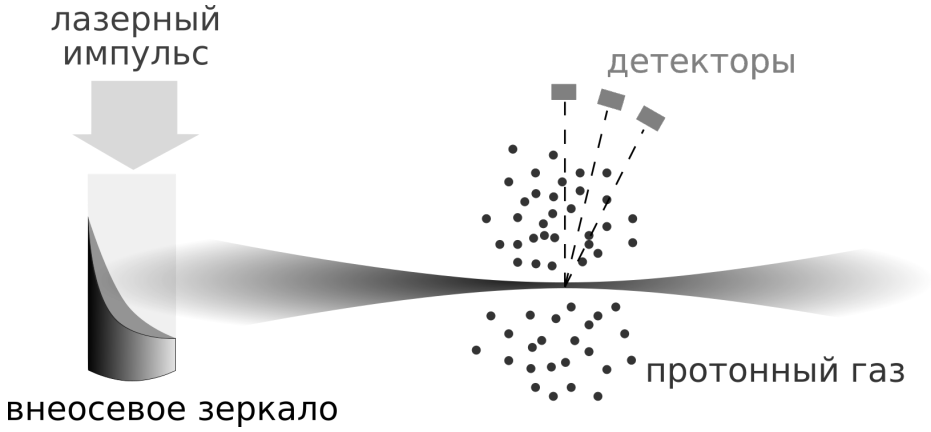

Рис. 4.1: Схема пондермоторного ускорения протонов лазерным импульсом, сфокусированным внеосевым параболическим зеркалом.

Принципиальная схема эксперимента по диагностике параметров лазерного импульса при помощи протонов изображена на Рис. 4.1. В реальных экспериментах так же, как и в случае с электронами, возникает требование малости плазменных эффектов по сравнению с силами взаимодействия с лазерным импульсом, что накладывает ограничения на плотность протонов в разреженном газе, которую можно оценить следующим образом. Взаимодействие лазерного импульса с газом приводит к эффективному удалению электронов из области взаимодействия, что приводит к образованию объемного заряда. Кулоновское взаимодействие отдельного протона с результирующим объемным зарядом должно быть много меньше нерелятивистской пондеромоторной силы. Сила кулоновского взаимодействия может быть оценена как $F_{\mathrm{C}} \sim q^2 n_{\mathrm{p}} V^{1/3}$, где n_{p} - концентрация протонов и $V \sim r_{\parallel} r_{\perp}^2$ – объем области взаимодействия, а $r_{\perp} \sim D_{\mathrm{F}}$ и $r_{\parallel} \sim D_{\mathrm{F}}^2/\lambda$ – характерные продольные и поперечные размеры соответственно. Сравнивая ее с величиной пондермоторной силы, можно определить ограни-

чение на максимальную концентрацию протонов: $n_{\rm p} \ll mc^2 a_{0\rm p}^2/4q^2V^{2/3}$, где a_{0p} меньше 1 для нерелятивистских взаимодействий, например, $I = 10^{21}$ Вт/см^2 соответствует $a_{0p} \approx 0.01 \times (\lambda/0.8$ мкм$)$. Полученное выражение можно переписать как $n_{\rm p}[\text{см}^{-3}] \ll 10^{23}\, a_{0\rm p}^2\, D_{\rm F\lambda}^{-8/3}\, (\lambda/0.8$ мкм$)^{-2}$, где $D_{\rm F\lambda} = D_{\rm F}/\lambda$. Так для пиковой интенсивности лазерного импульса $I = 10^{21}$ Вт/см^2 и диаметра фокального пятна $D_{\rm F} = 4\lambda$, концентрация протонов должна быть меньше 10^{17} см$^{-3}$.

Данная глава посвящена обсуждению типичных распределений протонов, пондермоторно ускоренных остросфокусированным лазерным импульсом (раздел 4.2). В разделах 4.3 – 4.6 проведен анализ влияния пиковой интенсивности лазерного пучка, диаметра его фокального пятна, длительности импульса, а так же пространственно-временного профиля на распределения частиц. Раздел 4.7 посвящен дополнительным преимуществам совместной диагностики лазерных импульсов при помощи протонов и электронов.

4.2 Спектрально-угловые распределение протонов

Поскольку нерелятивистская пондеромоторная сила (1.12) направлена противоположно градиенту интенсивности, в поле сильно сфокусированного лазерного пучка протоны расталкиваются преимущественно в направлении, перпендикулярном направлению распространения лазерного импульса. На Рис. 4.2а показаны φ-интегрированный протонный спектр как функция угла ϑ, который представляет собой полярный угол, измеряемый от направления распространения лазерного импульса (положительное направление оси z). Угол ϕ – это азимутальный угол в плоскости, перпендикулярной оси z; $\phi = 0^\circ$ соответствует направлению поляризации лазерного импульса, то есть положительному направлению оси x. Аналогичная сферическая система координат использовалась в предыдущих разделах. Большинство пондеромоторно ускоренных протонов движется вдоль $\vartheta = 90^\circ$. Данный угол также соответствует направлению вылета наиболее энергичных частиц.

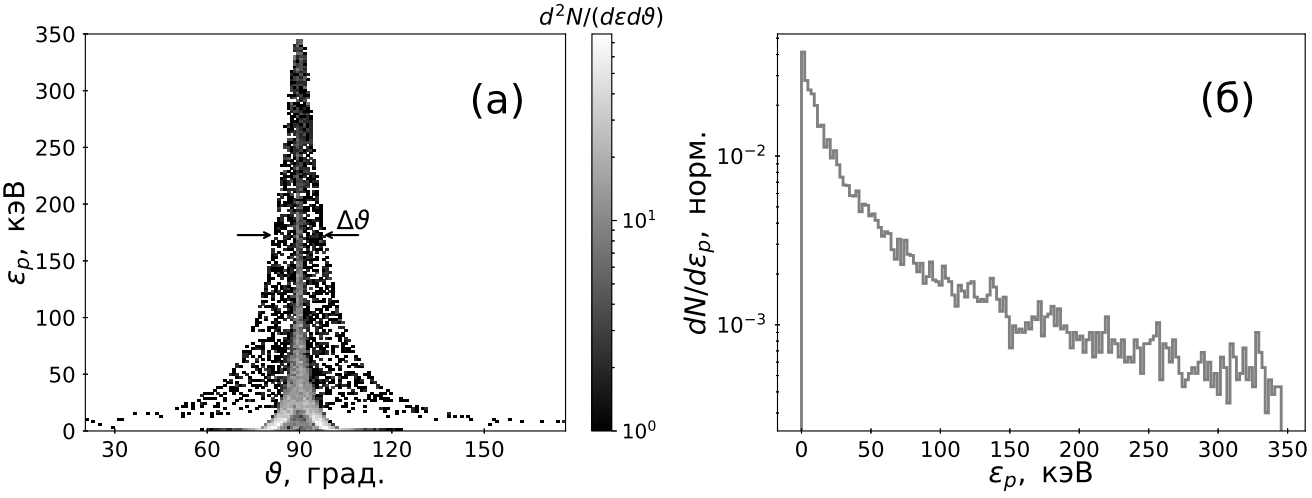

Рис. 4.2: φ-интегрированные (а) и полные (б) спектральные распределения протонов, ускоренных гауссовым лазерным импульсом с длительностью $\tau_{\mathrm{FWHM}} = 36$ фс и пиковой интенсивностью $I_{\mathrm{F}} = 5 \times 10^{22}$ Вт/см^2, импульс был сфокусирован внеосевым параболическим зеркалом ($\rho = 5.08$ см, $\psi_{\mathrm{off}} = 90°$) в пятно диаметром $D_{\mathrm{F}} = 1.3\lambda$.

Для протона, изначально находящегося в состоянии покоя вблизи фокуса лазерного пучка, где фазовый фронт практически плоский, интенсивность лазерного импульса можно представить в виде: $I = I_0\, g(\vec{r})\, f(\xi)$, где I_0 – максимальная интенсивность лазерного импульса, $g(\vec{r})$ – его пространственное распределение, а $f(\xi)$ – временная огибающая относительно координаты $\xi = t - z/c$. Предполагая, что перемещение протона незначительно в течение времени взаимодействия с лазерным импульсом, что оказывается верным при условии $a_{0\mathrm{p}} \ll 1$, прирост энергии протона ε_{p} можно оценить из пондермоторного приближения следующим образом:

$$\varepsilon_{\mathrm{p}} = \frac{2\pi^2 q^4}{m^3 c^2 \omega^4} \frac{\tau_{\mathrm{FWHM}}^2}{w_0^2} I_0^2 \left(\vec{\nabla}_* g(\vec{r}_*)\right)^2 \left(\int_{-\infty}^{\infty} f(\xi_*) d\xi_*\right)^2, \tag{4.1}$$

где $\xi_* = \xi/\tau_{\mathrm{FWHM}}$ и $\vec{r}_* = \vec{r}/w_0$, $\vec{\nabla}_* = w_0\vec{\nabla}$ – безразмерные переменные. Данная формула показывает, что частицы с самой высокой энергией, $\varepsilon_{\max}$, изначально находятся в области максимального градиента интенсивности ($[\vec{\nabla} g(\vec{r})]_{\max}$), что согласуется с результатами, полученными в результате численного моделирования ускорения протонов сфокусированным гауссовым лазерным импульсом

(см. Рис. 1.5а). Таким образом, ширина протонных спектров определяется значением $\varepsilon_{\max}$ (см. численно рассчитанный спектр с $\varepsilon_{\max} \approx 350$ кэВ на Рис. 4.2б), которое в дальнейшем будет называться «энергией отсечки».

Данная формула позволяет сравнить энергии ε_{p} протонов, ускоренных нерелятивистской пондеромоторной силой, с энергиями ε_{C}, достигаемыми в результате «кулоновского взрыва», если бы концентрация протонов была бы излишне высокой. Задача ускорения ионов электростатическим полем объемного заряда уже была подробно изучена в работе [130], где была продемонстрирована линейная зависимость энергии ε_{C} от интенсивности лазерного пучка. Сравнение формулы (4.1) с результатом этой статьи дает следующее соотношение: $\varepsilon_{\mathrm{p}} \sim a_{0\mathrm{p}}^2 \varepsilon_{\mathrm{C}}$, где $a_{0\mathrm{p}} < 1$ для диапазона рассматриваемых интенсивностей. Это означает, что режим «кулоновского взрыва» приводит к более высоким энергиям протонов.

4.3 Оценка пиковой интенсивности лазерного импульса

Из формулы (4.1) следует, что энергия протонов пропорциональна квадрату пиковой интенсивности лазерного импульса при фиксированных значениях других параметров, введенных в уравнение. На Рис. 4.3 показаны энергии отсечки протонных спектров (точки в форме кружков, треугольников и квадратов), полученные в численных расчетах, как функции пиковой интенсивности для различных значений диаметра фокального пятна. Черные линии соответствуют теоретическим оценкам, полученным на основе формулы (4.1) с учетом предположения о гауссовой пространственно-временной форме лазерного импульса вблизи фокального пятна. Для лазерных интенсивностей в диапазоне от 10^{21} до 10^{23} Вт/см^2 результаты теоретических и численных расчетов хорошо согласуются друг с другом для разных значений размера фокального пятна. Таким образом, для лазерных импульсов со схожими параметрами, а именно с аналогичной длинной волны и пространственно-временным профилем, энергия отсечки про-

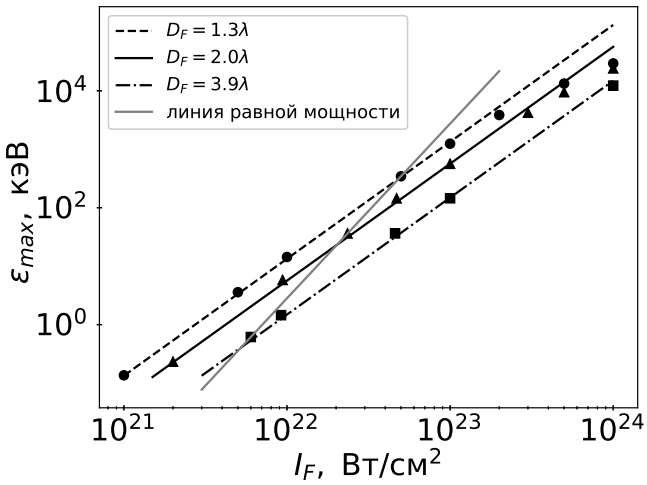

Рис. 4.3: Энергии отсечки протонных спектров как функция пиковой интенсивности лазерного импульса при фиксированном значении размера фокального пятна (сплошная [С], пунктирная [П] и штрих-пунктирная [Ш] линии) или пиковой мощности (серая линия). Точками показаны результаты численных расчетов, СПШ прямые – результаты их оценок по формуле (4.1). Серая линия – результат аппроксимации линейной функцией $y = kx + b$ в логарифмическом масштабе с $k_{\mathrm{P}} \approx 3$ для точек с одинаковой мощностью лазерных импульсов. Расчеты выполнены для гауссового лазерного импульса с $\tau_{\mathrm{FWHM}} = 36$ фс.

тонных спектров может быть оценена по следующей аналитической формуле: $\varepsilon_{\max} \approx 1.7 \times 10^{-10} I_{\mathrm{L18}}^2 (\tau_{\mathrm{FWHM}}[\text{фс}]/D_{\mathrm{F}\lambda})^2[\text{кэВ}]$, где $I_{\mathrm{L18}} = I_{\mathrm{F}}/10^{18}$ Вт/см^2.

Формула (4.1) была выведена с учетом предположения, что смещение протонов в течение всего времени взаимодействия с лазерным импульсом незначительно по сравнению с размером фокального пятна лазерного пучка, то есть значение градиента интенсивности остается практически неизменным. Однако более высокие световые интенсивности вызывают существенное смещение частиц, что приводит к влиянию изменения градиента интенсивности в течение лазерно-протонного взаимодействия на энергию протона как функции пиковой интенсивности лазерного пучка. На Рис. 4.3 показано, что результаты, рассчитанные для диаметров лазерного пучка $D_{\mathrm{F}} = 1.3\lambda$ и $D_{\mathrm{F}} = 2\lambda$, отклоняются от оценочных прямых. Как видно из графика, для фокусных пятен с меньшим диаметром меньшие лазерные интенсивности требуют учета сдвига протонов. Набираемые энергии протонов также зависят от времени их взаимодействия τ_{int} с лазерным импульсом, которое равно длительности импульса

($\tau_{\text{int}} \approx \tau_{\text{FWHM}}$, см. формулу (4.1)) в случае более низких интенсивностей. Для более высоких интенсивностей время взаимодействия определяется динамикой ускоренных протонов (а именно $\tau_{\text{int}} \sim w_0/\sqrt{I_F}$). Использование этого соотношения вместо τ_{FWHM} в формуле (4.1) приводит к тому, что энергии протонов оказываются линейно пропорциональными интенсивности лазерного импульса и не зависят от размера фокального пятна. Как следствие точки, соответствующие $I_{\text{F}} = 10^{24}$ Вт/см^2 для $D_{\text{F}} = 1.3\lambda$ и 2.0λ, оказываются близки друг к другу.

Серая линия на Рис. 4.3 соответствует энергиям, достигаемым протонами в случае их ускорения лазерными импульсами с одинаковой *мощностью*, но разными значениями диаметра фокального пятна и пиковой интенсивности. В этом случае выражение $I_{\text{F}} D_{\text{F}}^2$ должно оставаться постоянным, в результате чего энергия протона будет пропорциональна кубу интенсивности. Коэффициент наклона фиолетовой линии, равный 3, был получен после линейной аппроксимации точек в логарифмическом масштабе, что также согласуется с теорией. Таким образом, энергия отсечки протонных спектров связана с интенсивностью лазерного импульса. Данная связь зависит от того, что является фиксированным параметром: диаметр фокального пятна или мощность лазерного пучка. Исследованная зависимость энергии отсечки протонных спектров отличается от аналогичной характеристики электронных спектров, для которой увеличение диаметра фокального пятна лазерного импульса сначала приводит к росту ее значений, а затем к уменьшению (см. раздел 2.4).

4.4 Влияние временного профиля лазерного импульса

Оценка конечной энергии протонов показывает, что ее значение пропорционально квадрату длительности лазерного импульса. Однако такая оценка верна только в случае, когда дрейф протонов незначителен по сравнению с диаметром фокального пятна лазерного пучка. Данное условие ограничивает диапазон допустимых длительностей лазерного импульса, который можно оценить

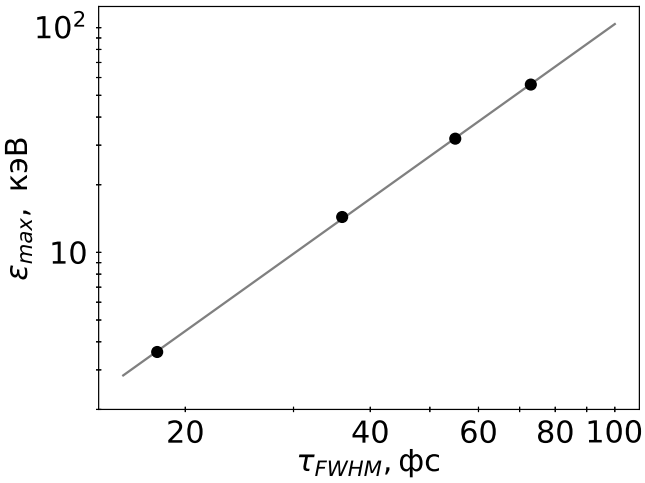

Рис. 4.4: Энергии отсечки как функция длительности лазерного импульса, τ_{FWHM}, с гауссовой временной огибающей, $I_{\mathrm{F}} = 10^{22}$ Вт/см^2 и $D_{\mathrm{F}} = 1.32\lambda$. Точками показаны результаты численных расчетов, линия – результат аппроксимации линейной функцией $y = kx + b$ в логарифмическом масштабе, где $k \approx 2$.

с помощью следующего соотношения: $a_{0p}\, c\, \tau_{\mathrm{FWHM}} < D_{\mathrm{F}}$. На Рис. 4.4 показана энергия отсечки протонных спектров как функция длительности лазерного импульса в двойном логарифмическом масштабе. Результаты численных расчетов показаны черными точками, а линейная аппроксимация $y = kx + b$ в данном масштабе обозначена серой линией. Коэффициент аппроксимации составляет $k \approx 2$, что согласуется с теоретической гипотезой квадратичной зависимости энергии отсечки протонных спектров от длительности лазерного импульса. Данный факт свидетельствует о том, что параметры моделирования действительно относятся к режиму взаимодействия с незначительным пространственным дрейфом частиц.

В рассматриваемом режиме взаимодействия энергия ускоренного протона зависит от интеграла временной огибающей лазерного импульса (4.1). Таким образом, протоны, ускоренные лазерными импульсами с одинаковой энергией $W = \int I(x, y, t) dxdydt$ и размером фокального пятна D_{F}, также набирают одну и ту же энергию. Чтобы продемонстрировать данный эффект, была проведена серия численных расчетов по взаимодействию протонов с лазерными импульсами с различными временными профилями (см. Рис. 4.5а), но равными энер-

гиями, пиковыми интенсивностями и размерами фокального пятна. В качестве временных огибающих были рассмотрены гауссовы распределения 2-го и 6-го порядков, а так же их различные конфигурации. Результаты расчетов показали, что для пиковой интенсивности 10^{22} Вт/см^2 временная форма лазерного импульса для заданной его энергии не влияет на энергии отсечки протонных спектров, поэтому пиковая интенсивность не может быть однозначно определена на основе спектра ускоренных протонов при неизвестной временной форме лазерного импульса и его длительности (Рис. 4.5б). Однако в разделе 2.6 было показано, что распределения электронов чувствительны к временному профилю лазерного импульса и поэтому могут использоваться в качестве дополнительной диагностики, чему будет посвящен раздел 4.7. В этом случае, если лазерный импульс не имеет фемтосекундных особенностей и имеет высокий уровень энергетического контраста, длительность лазерного импульса может быть оценена с хорошей точностью. Расчеты показали, что протоны приобретают на 1% больше энергии при взаимодействии с лазерным импульсом, который имеет дополнительно 1 % своей энергии в пикосекундном предымпульсе. Следовательно, предымпульс вносит лишь незначительный вклад в результаты предлагаемой диагностики.

Как было показано в разделе 4.3, для интенсивности лазерного импульса 10^{24} Вт/см^2 смещение протона становится значительным. Была проведена серия численных расчетов для тех же временных огибающих лазерного импульса и данной пиковой интенсивности. Аналогично случаю взаимодействия лазерного импульса с электронами временная форма лазерного импульса в этом режиме оказывает влияние на характерные энергии протонов, что показано на Рис. 4.5в. Лазерный импульс с более крутым передним фронтом приводит к большим значениям максимальной энергии протонов: 32 МэВ для $f(t) = \exp(-t^6/\tau_0^6)$ (серый треугольник) и 23 МэВ для лазерного импульса с фемтосекундным предымпульсом (серый круг).

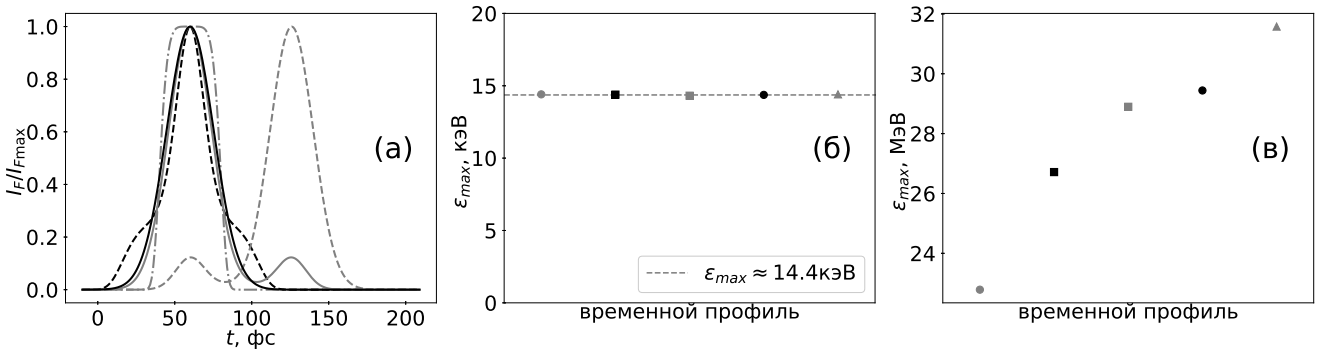

Рис. 4.5: Временные огибающие лазерных импульсов (а) $f(t) = \exp(-t^2/\tau_0^2)$ (черный,●), $f(t) = \exp(-t^6/\tau_0^6)$ (серый штрих-пунктир,▲), $f(t) = \frac{1}{2}[\exp(-t^2/\tau_0^2) + \exp(-t^6/\tau_1^6)]$ (черная штриховая линия,■), двойные гауссовы лазерные импульсы (серая штриховая [●] и сплошная [■] линии). Соответствующие энергии отсечки спектров протонов для лазерных импульсов с одинаковыми энергиями, фокальными диаметрами и пиковыми интенсивностями: (б) $I_\mathrm{F} = 10^{22}$ и (в) $I_\mathrm{F} = 10^{24}$ Вт/см^2. Результаты были получены с помощью серии численных расчетов.

4.5 Диагностика пространственной неоднородности лазерного пучка

Влияние параметров лазерного импульса на энергетические характеристики протонов было исследовано в предыдущем разделе. Однако приближение нерелятивистской пондеромоторной силы позволяет также анализировать и угловые распределения ускоренных частиц. Из выражения (1.12), введенного в уравнение движения, связь между компонентами импульса протона и распределением интенсивности лазерного пучка определяется как:

$$\frac{dp_i}{dt} = -\frac{2\pi q^2}{m\omega^2 c}\frac{\partial I(\vec{r},t)}{\partial r_i}, \tag{4.2}$$

где индекс i соответствует координатам x, y или z. Поскольку углы вылета частиц (ϑ и φ) связаны с компонентами импульса частицы: $p_x = p\cos\varphi\sin\theta$, $p_y = p\sin\varphi\sin\theta$, $p_z = p\cos\theta$, то возможные неоднородности в пространственном профиле лазерного импульса приведут к особенностям в угловом распределении частиц.

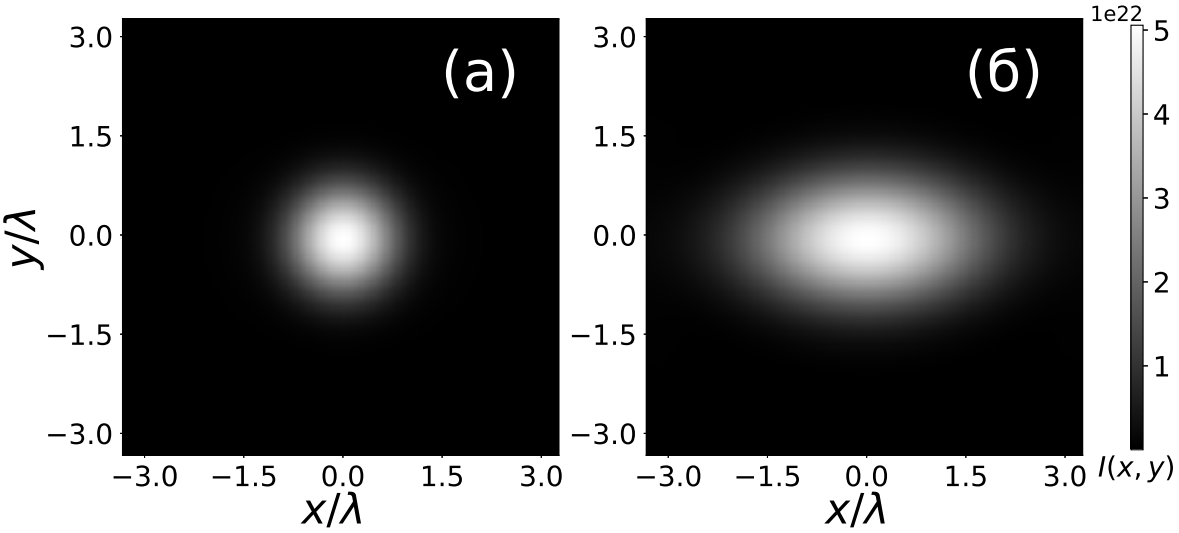

Рис. 4.6: Фокальные распределения интенсивности лазерных импульсов с различными начальными пространственными распределениями. Интенсивность лазерного пучка измеряется в Вт/см^2.

Было рассмотрело два лазерных импульса с различными пространственными профилями (см. Рис. 4.6), но одинаковой пиковой интенсивностью $I_{\mathrm{F}} = 5 \times 10^{22}$ Вт/см^2 и длительностью $\tau_{\mathrm{FWHM}} = 36$ фс. Лазерный пучок, чьё фокальное распределение интенсивности представлено на Рис. 4.6а, имел первоначальный профиль гауссовой формы $g(x', y') = \exp(-(x'^2 + y'^2)/w_0^2)$; другой пучок, чьё распределение интенсивности в фокальной плоскости показано на Рис. 4.6б, первоначально представлял собой половину гауссова профиля с ненулевыми значениями при $x' > 0$, что можно представить в виде $\exp(-(x'^2+y'^2)/w_0^2)\Theta(x')$, где $\Theta(x')$ - функция Хевисайда. Таким образом, в фокальной плоскости первый импульс является осесимметричным, а второй – эллипсом с бóльшей осью, ориентированной вдоль оси x с $D_{\mathrm{F}x} \approx 2.94\lambda$, $D_{\mathrm{F}y}$ вдоль малой оси y приблизительно равен 1.57λ. Такое изменение пространственного профиля можно объяснить тем, что распределение в дальнем поле связано с преобразованием Фурье от распределения в ближнем поле, поэтому уменьшение диаметра пучка в дальней зоне в одном направлении приводит к увеличению соответствующего диаметра в ближней зоне.

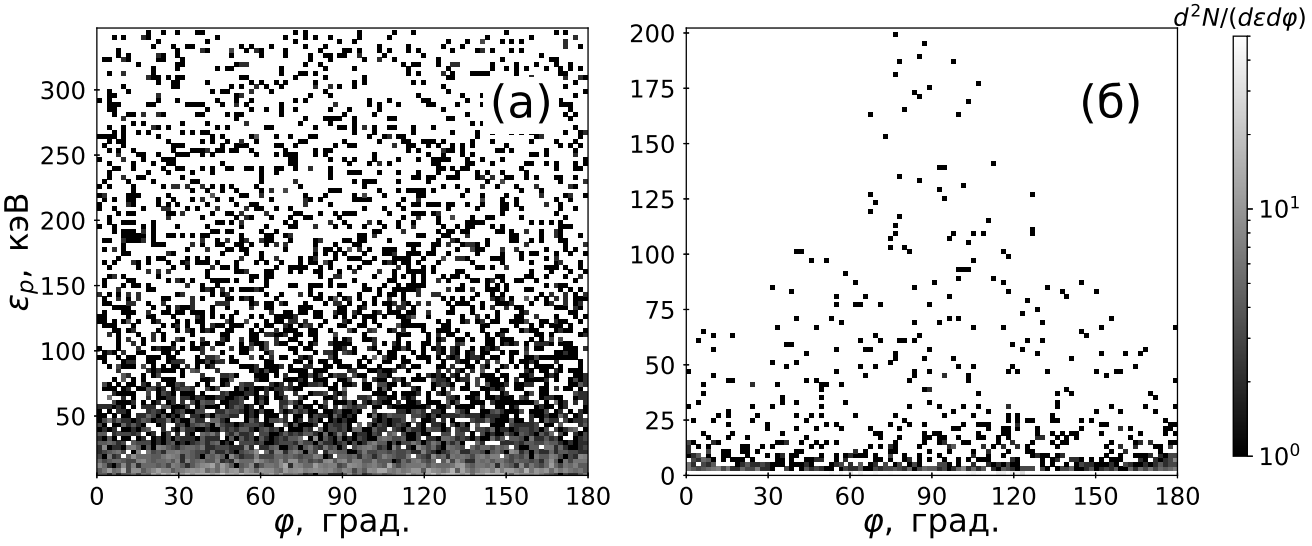

Рис. 4.7: ϑ-интегрированные спектральные распределения протонов, ускоренных осесимметричным (а) и анизотропным (б) лазерными импульсами, соответствующие фокальным распределениям, показанным на Рис. 4.6а,б.

Описанные в предыдущем абзаце лазерные пучки позволяют проанализировать влияние пространственной неоднородности лазерного импульса на угловые распределения протонных спектров. На Рис. 4.7 показаны ϑ-интегрированные спектральные распределения протонов, полученные в результате численных расчетов. Хотя $f_{\#}$ фокусирующих систем были одинаковыми, наименьший диаметр эллиптического фокального пятна был больше, чем у φ-симметричного лазерного пучка (1.57λ и 1.3λ соответственно). Такое изменение диаметра привело к уменьшению энергии протонов, ускоряемых полугауссовским лазерным импульсом при тех же пиковых значениях интенсивности лазерного импульса, что соотносится с результатами, обсуждаемыми в разделе 4.3. Поскольку в цилиндрической системе координат формула (4.2) сохраняет свой вид для радиальной компоненты импульса протона, то φ -энергетические распределения протонов должны быть φ-симметричными для частиц, ускоряемых гауссовым пучком, поскольку в этом случае распределение интенсивности не зависит от угла φ. Данное предположение согласуется с результатами, полученными в результате численных расчетов (см. Рис. 4.7а). Для лазерного пучка с эллиптическим распределением интенсивности в фокусе необходимо

рассмотреть два ортогональных направления $\varphi = 0°$ и $\varphi = 90°$ при $\vartheta = 90°$. В данных направлениях частицы имеют только p_x и p_y компоненты импульса соответственно. Поскольку из формулы (4.2) следует, что $p_x/p_y \simeq D_{\mathrm{F}y}/D_{\mathrm{F}x}$, соотношение между максимальными энергии частиц, детектируемых в направлениях $\varphi = 0°$ и $90°$, будут пропорциональны квадрату данного выражения. На Рис. 4.7б показано φ-распределение протонов, ускоренных лазерным импульсом, изображенным на Рис. 4.6б. Как и предсказывает теоретическая гипотеза, максимальная энергия частиц, детектируемых вдоль оси x, достигает меньших значений по сравнению с той же характеристикой частиц, распространяющихся вдоль оси y. Исходя из рисунка, отношение $\varepsilon_p(\varphi = 0°)$ к $\varepsilon_p(\varphi = 90°)$ равно 0.3, что согласуется с оценкой $(D_{\mathrm{F}y}/D_{\mathrm{F}x})^2 \approx 0.3$. Таким образом, рассматриваемый метод лазерной диагностики позволяет оценить соотношение между диаметрами эллиптического пучка. Поскольку нерелятивистская пондеромоторная сила не зависит от поляризации лазерного импульса (см. формулу (1.12)), замена x'-координаты на y' в функции $\Theta(x')$ приведет только к вращению распределения протонов на Рис. 4.7б на $90°$, то есть наибольшие энергии будут детектироваться вдоль $\varphi = 0°$ и $180°$.

Рассматриваемый метод диагностики не ограничен гауссовой пространственной формой лазерного импульса. На основе формулы (4.1) максимальная энергия протонов может быть рассчитана для лазерных импульсов с различными распределениями компонент вблизи фокальной плоскости, включая профили с периферийными кольцами. В этом случае максимальная энергия протонов будет определяться главным (центральным) максимумом пространственного профиля, в то время как периферийные кольца предположительно будут приводить к увеличению количества протонов со средними энергиями, как это наблюдалось для электронов в разделе 2.5. В то же время в качестве ограничения рассматриваемого подхода выступает значения градиента интенсивности колец, который должен быть меньше градиента основного пика. Рассмотрим очевидный пример: лазерный импульс состоит из единственного

кольца, имеющего минимум на оси z. Протоны будут ускоряться градиентом интенсивности, из чего можно ошибочно предположить, что энергия частицы коррелирует с диаметром и интенсивностью основного пика, которого не существует. Это означает, что необходимо знать некоторую априорную информацию о распределении лазерного импульса вблизи фокального пятна. Однако, если бы диагностика лазерного импульса при помощи протонов сопровождалась бы детектированием электронов, то рассмотренные особенности пространственного распределения лазерного пучка были бы обнаружены из-за специфичного углового распределения электронов со струями частиц вдоль углов $\vartheta < 15°$.

4.6 Оценка диаметра фокального пятна лазерного пучка

На Рис. 4.2а показана полная угловая ширина протонных спектров $\Delta\vartheta$, измеряемая на уровне половины максимума. Чтобы оценить, как данная характеристика связана с профилем интенсивности лазерного импульса, необходимо рассмотреть формулу (4.2) в предположении $a_{0\mathrm{p}}\, c\, \tau_{\mathrm{FWHM}} < D_{\mathrm{F}}$, что приводит к следующим соотношениям в цилиндрических координатах $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ и z:

$$p_r(r,z) \propto \frac{\partial I(r,z)}{\partial r}, \quad p_z(r,z) \propto \frac{\partial I(r,z)}{\partial z}, \tag{4.3}$$
$$\operatorname{tg}\alpha(r,z) = \frac{p_z}{p_r} = \frac{\partial I(r,z)}{\partial z}\left(\frac{\partial I(r,z)}{\partial r}\right)^{-1},$$

где α – угол между направлением вылета частицы и $\vartheta = 90°$. Конечная энергия протонов пропорциональна сумме квадратов компонент импульса:

$$\varepsilon_{\mathrm{p}}(r,z) \propto p_r^2 + p_z^2 \propto \left(\frac{\partial I(r,z)}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial I(r,z)}{\partial z}\right)^2. \tag{4.4}$$

Результаты, полученные выше, показывают, что частицы с самой высокой энергией распространяются вдоль $\vartheta = 90°$ с продольной составляющей импульса, p_z, равной нулю. Если начальное положение таких частиц $\{r_0, z_0\}$, то их энергия

представима в виде:

$$\varepsilon_{\max} \propto p_r^2 \propto \left(\frac{\partial I(r,z)}{\partial r}\bigg|_{r_0,z_0} \right)^2 . \tag{4.5}$$

Из чего следует, что начальная позиция протонов с энергией $\varepsilon_{\max}/2$ может быть определена как неявная функция r от z:

$$\left(\frac{\partial I(r,z)}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial I(r,z)}{\partial z} \right)^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial I(r,z)}{\partial r}\bigg|_{r_0,z_0} \right)^2 . \tag{4.6}$$

Введение замены переменных в виде: $Z = z/z_{\mathrm{R}}$ и $R = r/D_{\mathrm{F}}$, где z_{R} – полная ширина пучка по половинной интенсивность вдоль оси z, то есть релеевская длина, и использование выражение для $\operatorname{tg}\alpha$ позволяет переписать (4.6) в следующем виде:

$$\left(\frac{\partial I(R,Z)}{\partial R} \right)^2 \quad [1 + \operatorname{tg}^2\alpha] = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial I(R,Z)}{\partial R}\bigg|_{R_0,Z_0} \right)^2 . \tag{4.7}$$

Малость квадрата тангенса угла вылета α (т.е. $\alpha \ll 1$) для протонов с энергиями $\varepsilon_{\mathrm{p}1/2} = \varepsilon_{\max}/2$ позволяет пренебречь им в формуле (4.7). Из полученной формулы следует, что в безразмерной системе $\{R, Z\}$ начальные положения частиц с конечной энергией около $\varepsilon_{\mathrm{p}1/2}$ практически не зависят от размера фокального пятна (см. Рис. 4.8а). Данная область может быть описана в виде функции $R = R_{\mathrm{i}}(Z)$.

С учетом введенной замены формула (4.3) для $\operatorname{tg}\alpha(R,Z)$ представима в следующем виде:

$$\frac{\operatorname{tg}\alpha(R,Z)}{D_{\mathrm{F}}/z_R} = \frac{\partial I(R,Z)}{\partial Z} \left(\frac{\partial I(R,Z)}{\partial R} \right)^{-1} . \tag{4.8}$$

Чтобы для заданного размера фокального пятна найти значение $\Delta\vartheta/2$, соответствующего максимальному значению α для частиц, изначально расположенных в области $R = R_{\mathrm{i}}(Z)$, необходимо найти супремум правой части уравнения (4.8)

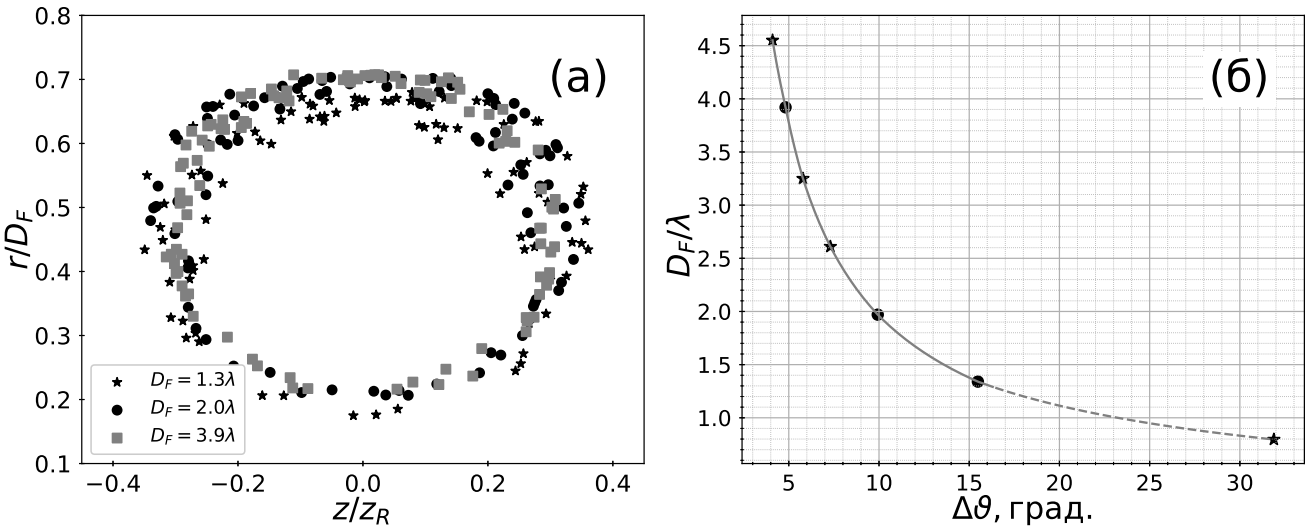

Рис. 4.8: (а) Связь $R = r/D_\mathrm{F}$ с $Z = z/z_\mathrm{R}$ для начальных положений протонов с конечными энергиями $\varepsilon_\mathrm{p} = (0.5{\pm}0.015)\,\varepsilon_\mathrm{max}$. (б) Связь угловой ширины протонных спектров $\Delta\vartheta$ с диаметром фокального пятна D_F для лазерного импульса с гауссовым начальным пространственным профилем: круглые точки соответствуют численному моделированию, звездочки – результат полуаналитических оценок, серая линия – аппроксимация данных.

при условии $R = R_\mathrm{i}(Z)$:

$$\frac{\mathrm{tg}(\Delta\vartheta/2)}{D_\mathrm{F}/z_R} = \max\left[\frac{\partial I(R,Z)}{\partial Z}\left(\frac{\partial I(R,Z)}{\partial R}\right)^{-1}\right]_{R=R_\mathrm{i}(Z)}, \tag{4.9}$$

Поскольку максимизируемая функция и условие не зависят от размера фокального пятна, если максимальное значение правой части уравнения существует, что наблюдается в численном моделировании, то оно также не зависит от размера фокального пятна лазерного импульса. В результате левая часть уравнения (4.9) остается неизменной для различных значений D_F. Следовательно, $\mathrm{tg}(\Delta\vartheta/2)$ пропорционально $D_\mathrm{F}/z_\mathrm{R}$. Поскольку z_R нелинейно связана с D_F (например, квадратичная зависимость в случае параксиального приближения [131]), отношение $z_\mathrm{R}/D_\mathrm{F}$ принимает различные значения для различных размеров фокального пятна. Рассматриваемая характеристика протонных спектров не зависит от пиковой интенсивности лазерного импульса в диапазонах параметров лазерного пучка, обсуждаемых в начале данного раздела. Данный

Таблица 4.1: Численно рассчитанная угловая ширина протонных спектров для различных значений диаметра фокального пятна для гауссова лазерного импульса.

$f_\#$	D_F	z_R	$\Delta\vartheta$, град.	$\mathrm{tg}(\Delta\vartheta/2)$	$\frac{\mathrm{tg}(\Delta\vartheta/2)}{(D_\mathrm{F}/z_\mathrm{R})}$
1	1.3λ	7.8λ	15.4	0.14	0.84
1.5	2.0λ	18λ	9.8	0.086	0.77
3	3.9λ	73.6λ	4.95	0.043	0.81

факт был подтвержден серией численных расчетов. В то же время продемонстрированные здесь результаты были получены при $I_\mathrm{F} = 5 \times 10^{22}$ Вт/см^2.

Таблица 4.1 содержит пространственные характеристики лазерного импульса (D_F, z_R) и соответствующие угловые ширины протонных спектров. Результаты численного моделирования показывают, что отношение $\mathrm{tg}(\Delta\vartheta/2)$ к выражению $(D_\mathrm{F}/z_\mathrm{R})$ сохраняется для различных размеров фокального пятна и примерно равно 0.8 в случае лазерного импульса с гауссовым начальным пространственным профилем. Точки, соответствующие приведенным результатам, показаны на Рис. 4.8б круглыми точками. Звездочки отвечают полуаналитическим оценкам, которые были получены двумя последовательными шагами: (i) численный расчет релээвской длины для различных значения фокальных диаметров лазерного пучка и (ii) переход от значения $D_\mathrm{F}/z_\mathrm{R}$ к угловой ширине протонных спектров по формуле (4.9). На Рис. 4.8б серой линией продемонстрирован результат аппроксимации данных, полученная кривая переходит в пунктирную линию для $\mathrm{tg}(\Delta\vartheta/2)$, превышающего 0.14. Этот факт означает, что для последнего диапазона угловых ширин определение размера фокального пятна по этому графику должно учитывать ошибку, связанную с немалостью $\Delta\vartheta/2$ (или, что эквивалентно, α). Если ошибка имеет неприемлемо высокое значение, необходимо провести численные расчеты для определения связи между диаметром лазерного импульса и угловой шириной протонных спектров.

Предлагаемый метод лазерной диагностики позволяет оценивать размер фокального пятна с помощью соответствующих расчетов на основе рассмотренной выше методики или графика на Рис. 4.8б (для гауссовых лазерных импульсов). Использование угловой ширины протонных спектров для лазерной диагностики требует минимизации эффекта многократного рассеяния протонов из-за столкновений протонов с ядрами водорода (ион-ионные столкновения). Данный эффект приводит как к искажению углового распределения протонов, так и к потерям энергии. Таким образом, исходя из углового рассеяния протонов, ограничение на толщину газа l (расстояние, на которое распространяется протон) и плотности газа n можно приблизительно оценить на основе следующего выражения [61]: $nl < 1.5 \times 10^{19}(\Delta\vartheta_{\mathrm{er}})^2(2\varepsilon_{\mathrm{p}}/m_{\mathrm{e}}c^2)^2$
[см$^{-2}$] где $\Delta\vartheta_{\mathrm{er}}$ – допустимая угловая ошибка в градусах, которая должна быть столь же низкой, как и точность углового измерения, m_{e} – масса электрона. В случае небольшого углового рассеяния потерями энергии ускоренных протонов можно также пренебречь. Таким образом, для $\Delta\vartheta_{\mathrm{er}} = 1^\circ$ и $\varepsilon_{\mathrm{p}} = 2$ кэВ параметры газа ограничены $nl < 10^{15}$[см$^{-2}$]. Данные условия может быть удовлетворены в экспериментах, например, с помощью газовой струи низкой концентрации ($< 10^{16}$ см$^{-3}$) и толщиной 1 мм. Более точные оценки упругого рассеяния протонов и потерь энергии можно получить при помощи широко используемого компьютерного программного обеспечения [132, 133], которое моделирует распространение ионов через вещество методом Монте-Карло.

4.7 Взаимодополняющая диагностика лазерных импульсов при помощи электронов и протонов

В исследовании взаимодополняющей диагностики лазерных импульсов на основе двух сортов частиц: электронов и протонов, для определенности рассматривался линейно поляризованный лазерный импульс с длиной волны $\lambda = 0.8$ мкм, сфокусированный внеосевым параболическим зеркалом с внеосевым углом 60°. Лазерный импульс имел однородный первоначальный

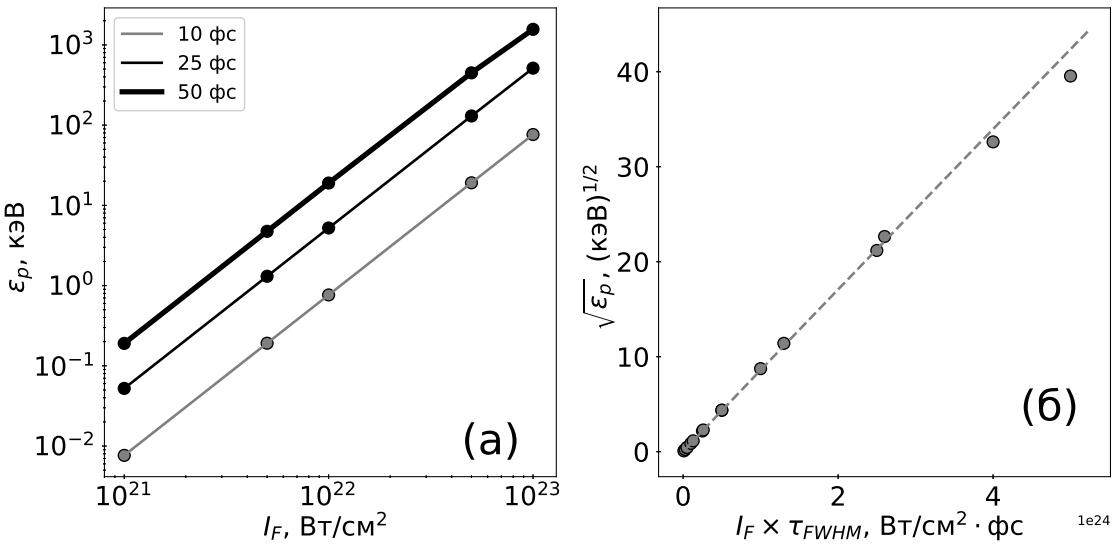

Рис. 4.9: (а) Энергия отсечки протонных спектров как функция пиковой интенсивности лазерного импульса для различных значений его длительности. (б) Связь энергии отсечки протонных спектров с флюенсом лазерного импульса ($I_F \times \tau_{FWHM}$): пунктирная линия соответствует линейной аппроксимации данных.

пространственный профиль и временную огибающую в виде: $f(t,z) = \theta[1 - \frac{|kz-\omega(t-\tau)|}{\omega\tau}]\cos^2[\frac{\pi}{2}\frac{(kz-\omega(t-\tau))}{\omega\tau}]$, где $\theta(x)$ – функция Хевисайда и τ – характерная длительность лазерного импульса, диаметр фокального пятна был равен 1.5λ.

На Рис. 4.9а показана энергия отсечки протонных спектров как функция пиковой интенсивности лазерного импульса для различных значений его длительностей: 10, 25 и 50 фс. Данные представлены в логарифмической шкале. Результаты показывают, что более длинные импульсы приводят к более высоким энергиям протонов при фиксированных значениях пиковой интенсивности лазерного импульса. При выполнении условия: $a_{0\mathrm{p}}\, c\, \tau_{\mathrm{FWHM}} < D_{\mathrm{F}}$, то есть в режиме незначительного сдвига протона в течение времени взаимодействия с лазерным импульсом, корень квадратный из максимальной энергии частицы линейно пропорционален флюенсу. На Рис. 4.9б проиллюстрирована зависимость квадратного корня из энергии отсечки протонных спектров от рассматриваемой характеристики лазерного импульса. Следовательно, каждая точка на графике относится ко всему диапазону пар «интенсивность-длительность», для которых флюенс принимает одинаковые значения. Как следует из результатов, значения

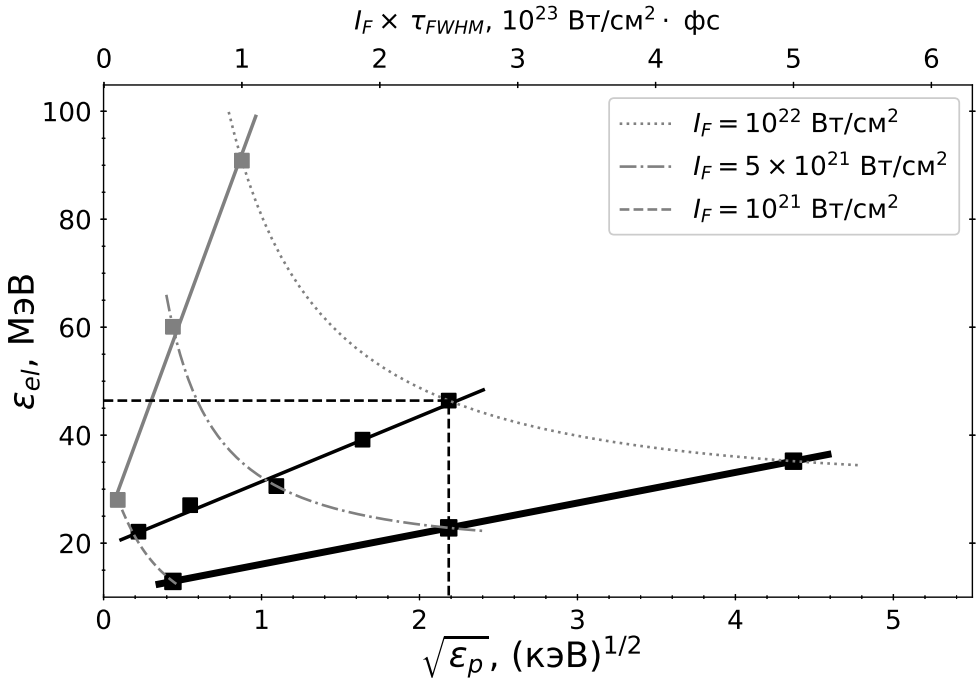

Рис. 4.10: График в осях ε_{el} и $\sqrt{\varepsilon_p}$ с линиями равной интенсивности лазерного импульса (пунктирные серые линии) и его длительности: серый (10 фс), черный (25 фс) и жирный черный (50 фс).

флюенса лазерного импульса, не превышающие 4×10^{24} Вт·фс/см^2, относятся к режиму незначительного смещения частиц.

Аналогичный переход от пиковой интенсивности к лазерному флюенсу можно осуществить для графика зависимости энергий отсечки электронов, который был показан на Рис. 2.10. В результате зависимость будет иметь вид, показанный на Рис. 4.10. В отличие от протонов для электронов каждая точка на этом графике соответствует определенным значениям пиковой интенсивности лазерного импульса и его длительности, точка представляет собой пересечение двух определенных кривых: кривой равных интенсивностей и кривой равных длительностей. По построению ордината каждой точки определяется энергией отсечки электронных спектров. Следовательно, если существует измеряемая характеристика, монотонно связанная с плотностью энергии, то ее можно использовать для одновременного определения пиковой интенсивности и длительности лазерного импульса. Диапазон $I_F \times \tau_{FWHN}$, показанный на рисунке, соответствует сценарию ускорения протонов с незначительным смещением, где квад-

ратный корень из энергии отсечки протонных спектров линейно пропорционален флюенсу. Таким образом, можно осуществить замену $I_F \times \tau_{FWHN}$ на энергию протона и построить график, содержащий пересекающиеся кривые равной интенсивности и длительности с ординатой ε_{el} и абсциссой $\sqrt{\varepsilon_p}$. Следовательно измерение энергетических характеристик электронного и протонного спектров, позволяют оценивать как пиковую интенсивность лазерного импульса, так и его длительность (см. Рис. 4.10). Полученные зависимости для энергий отсечки электронных спектров также наблюдаются и для температуры низкоэнергетичных частиц, которая может быть использована в качестве ординаты для данного графика. Полученные результаты зависят от пространственно-временного профиля лазерного импульса, поэтому график должен быть построен на основе расчетов, учитывающих ожидаемое пространственное распределение лазерного пучка и его огибающей.

С учетом полученных результатов можно рассчитать относительную погрешность интенсивности и длительности, полученных по предложенной методике. Безусловно, точность оценки параметров лазерного импульса связана с ошибкой измерений энергетических характеристик частиц. Предположим, что энергия отсечки энергетических спектров электронов пропорциональна $I_F \tau_{FWHM}^{-1}$, т.е. $\alpha = \beta \approx 1$ (см. раздел 2.8), что хорошо согласуется с полученными результатами. Тогда относительная ошибка оценки интенсивности и длительности лазерного импульса будет:

$$\frac{\Delta I_F}{I_F} = \frac{\Delta \tau_{FWHM}}{\tau_{FWHM}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \varepsilon_{el}}{2\varepsilon_{el}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \varepsilon_p}{4\varepsilon_p}\right)^2},$$

где $\Delta\varepsilon_{el}$ и $\Delta\varepsilon_p$ абсолютная погрешность измерения энергии электронов и протонов, соответственно.

4.8 Заключение

В главе 4 было исследовано влияние параметров остросфокусированного фемтосекундного лазерного импульса на спектрально-угловые распределения протонов в нерелятивистском диапазоне интенсивностей от 10^{21} до 10^{24} Вт/см^2. В ходе численных расчетов были выявлены следующие зависимости для угловых и энергетических характеристик спектров частиц:

1. Наиболее энергетичные частицы вылетают под углом 90° к оси распространения лазерного импульса.

2. Угловая ширина протонных спектров определяется диаметром фокального пятна лазерного импульса: $\Delta\vartheta \sim \mathrm{arctg}(D_\mathrm{F}/z_\mathrm{R})$, который однозначно связан с углом сходимости лазерного пучка и не зависит от интенсивности лазерного импульса.

3. В случае выполнения условия $a_{0p}\, c\, \tau_\mathrm{FWHM} < D_\mathrm{F}$, когда смещение частицы за время взаимодействия мало по сравнению с диаметром фокального пятна, энергия отсечки протонных спектров пропорциональна $(I_F \tau_\mathrm{FWHM}/D_\mathrm{F})^2$, а в случае ускорения частиц лазерным импульсом с гауссовым пространственно-временным профилем может быть оценена по формуле: $\varepsilon_\mathrm{max} \approx 1.7 \times 10^{-10} I_\mathrm{L18}^2 (\tau_\mathrm{FWHM}[\text{фс}]/D_{\mathrm{F}\lambda})^2[\text{кэВ}]$, где $I_\mathrm{L18} = I_\mathrm{F}/10^{18}$ Вт/см^2.

4. Распределения протонов, ускоренных лазерным пучком с цилиндрической симметрией, цилиндрически симметричны. При ускорении протонов лазерным импульсом с эллиптическим распределением интенсивности в фокальной плоскости отношение максимальных энергий частиц, детектируемых вдоль малой и большой осей эллипса, будут обратно пропорциональны квадрату отношения соответствующих диаметров.

5. При взаимодействии протонов с лазерным импульсом, флюенс которого ниже 4×10^9 Дж/см^2, а диаметр фокального пятна $D_F \approx 1.5\lambda$, смещение частицы оказывается несущественным по сравнению с диаметром фокального пятна лазерного импульса.

6. В режиме несущественного смещения протонов одновременное измерение характерных энергий электронных и протонных спектров позволит одновременно оценить пиковую интенсивность лазерного импульса и его длительность на основе графика в осях ε_{el} и $\sqrt{\varepsilon_p}$ с линиями равной интенсивности и равной длительности для лазерного импульса с заданным значением диаметра фокального пятна и предполагаемым пространственно-временным профилем.

Полученные результаты подтверждают гипотезу о возможном использовании протонов для диагностики параметров остросфокусированных лазерных импульсов. Угловые характеристики распределений протонов позволяют оценить диаметр фокального пятна лазерного пучка, а так же определить существуют ли неоднородности в его пространственном распределении. После оценки диаметра фокального пятна на основе энергетических характеристик распределений частиц осуществляется оценка пиковой интенсивности лазерного импульса с заданной длительностью и пространственно-временным профилем. Однако в случае если длительность импульса заведомо не известна, то дополнительное детектирование энергетических характеристики электронных спектров позволяет произвести одновременную оценку как интенсивности лазерного импульса, так и его длительности. Энергия ускоренных протонов соответствует кэВному диапазону, а частицы вылетают в основном под углом 90° к направлению распространения лазерного импульса. В рассмотренном подходе в качестве источника заряженных частиц необходимо использовать разреженный газ, так как объемный заряд высокой плотности, оставшийся после эмиссии электронов

из нанофольги, приведет к дополнительному ускорению протонов в процессе «кулоновского взрыва».

Заключение

Целью диссертационной работы являлась разработка, теоретическое исследование и обоснование нового метода диагностики высокоинтенсивных фемтосекундных лазерных импульсов, основанного на эффектах прямого (вакуумного) ускорения заряженных частиц. В соответствии с ней было проведено исследование связи характеристик спектрально-угловых распределений частиц с параметрами лазерного импульса, варьируемых в следующих диапазонах: интенсивность $10^{18} - 10^{24}$ Вт/см^2, диаметр фокального пятна от 1 до 14 длин волн, длительность лазерного импульса от 10 до 80 фс. Рассматриваемые размеры диаметра фокального пятна были в том числе близки к дифракционному пределу, поэтому описание лазерного импульса велось на основе решений уравнения Гельмгольца, полученных спектральным методом или в форме интегралов Стреттона-Чу. Расчет динамики частиц велся методом пробных частиц, в котором пренебрегается силами взаимодействия между зарядами. В этом случае динамика частиц определяется непосредственно параметрами лазерного импульса, что является одним из условий проведения диагностики. Нелинейное томсоновское рассеяние на отдельных частицах рассчитывалось на основе запаздывающих потенциалов, в то время как вторичное излучение ансамбля частиц рассчитывалось из предположения их некогерентности, что оказывается оправданным в случае высокой неоднородности поля остросфокусированного лазерного импульса.

В ходе выполнения диссертационной работы были получены результаты, подробно описанные в заключениях к главам 2 - 4. Перечислим основные из них, которые отвечают положениям выносимым на защиту:

1. На основе численного моделирования взаимодействия релятивистски интенсивного лазерного импульса со свободными электронами было установлено, что в условиях острой фокусировки, $D_F/\lambda \sim 1$, увеличение диаметра фокально-

го пятна при фиксированной мощности лазерного излучения приводит к росту максимальных энергий электронов, в то время как для плавной фокусировки, $D_F/\lambda \gg 1$, наблюдается обратная тенденция. Так на примере первоначально однородного лазерного импульса с $\cos^2$-временной огибающей длительностью 26 фс и мощностью ≈ 200 ТВт было показано, что увеличения диаметра фокального пятна с 1λ до 4λ приводит к увеличению энергии отсечки частиц с 35 до 80 МэВ, а дальнейшее увеличение диаметра пятна, наоборот, приводит к ее уменьшению.

2. Показано, что угловые распределения энергетических спектров электронов, анизотропны в плоскости перпендикулярной направлению распространения остросфокусированного лазерного импульса, причем они имеют наибольшую угловую ширину в направлении поляризации светового излучения. Исследованием зависимости конечной энергии частиц от их начального положения установлено, что этот эффект обусловлен влиянием продольной компоненты лазерного поля, амплитуда которой в условиях предельно острой фокусировки составляет существенную долю от амплитуды поля в фокусе (например, $\approx 12\%$ при $D_F \approx 1.5\lambda$ для лазерного импульса с первоначально однородным пространственным профилем).

3. Найдено, что в случае высоких интенсивностей, превышающих 10^{21} Вт/см^2, угол вылета наиболее энергетичных частиц (электронов и фотонов вторичного излучения) относительно направления распространения лазерного импульса определяется диаметром фокального пятна остросфокусированного лазерного пучка, причем уменьшение пятна приводит к увеличению угла вылета частиц. Для падающего лазерного импульса с однородным пространственным профилем углы вылета высокоэнергетичных частиц приближенно равны 10° и 30° для $D_F = 4\lambda$ и $D_F = \lambda$, соответственно. На основе пондермоторного приближения получена аналитическая зависимость угловой ширины энергетических спектров протонов от диаметра фокального

пятна остросфокусированного лазерного импульса: $\mathrm{tg}(\Delta\vartheta/2) \propto D_F/z_R$, которая для лазерного импульса с пространственным профилем оказывается $\mathrm{tg}(\Delta\vartheta/2) \approx 0.8 D_F/z_R$.

4. На основе проведенных численных расчетов для острой фокусировки лазерных импульсов была обоснована хорошо работающая в широком диапазоне длительностей аналитическая оценка для энергии отсечки протонных спектров в зависимости от пикового флюенса лазерного импульса и диаметра фокального пятна: $\varepsilon_p \propto (I_F\tau)^2/D_F^2$ при $a_{0p}c\tau < D_F$. Для лазерного импульса с диаметром фокального пятна $\approx 1.5\lambda$ это условие выполняется при флюенсе, не превышающем 4×10^{24} Вт·фс/см^2. Соответственно, для лазерного импульса с гауссовым пространственно-временным профилем максимальная энергия частиц может быть оценена как: $\varepsilon_p \approx 1.7 \times 10^{-10} I_{L18}^2 (\tau[\text{фс}]/D_{F\lambda})^2$ [кэВ], где $I_{\mathrm{L18}} = I_{\mathrm{F}}/10^{18}$ Вт/см^2.

5. На основе проведенных численных расчетов сформулированы основные положения для проведения экспериментов по диагностике релятивистски интенсивных лазерных импульсов с интенсивностями в диапазоне $10^{21} - 10^{24}$ Вт/см^2, диаметром фокального пятна от 1 до 6 длин волн, длительностью от 10 до 50 фс. Были определены границы применимости предложенной диагностики по параметрам лазера и среды, предполагаемых для использования в эксперименте. Измерения спектрально-угловых характеристик электронов, протонов и фотонов вторичного излучения позволят определить пиковую интенсивность лазерного импульса, диаметр фокального пятна и длительность импульса, а так же выявить нарушение качества пространственно-временного распределения лазерного пучка.

Предложенный в ходе выполнения диссертационной работы метод представляется простым в обращении, недорогим и не требующим значительных расчетов. Данный подход представляет большой интерес для современных лазерных установок субпетаваттного и петаваттного уровня мощности, как для

уже введенных в эксплуатацию, так и для тех, что будут разработаны в будущем. Метод учитывает широкий диапазон интенсивностей лазерного пучка, который может быть расширен путем учета сил радиационного трения для электронов и использования релятивистского уравнения движения для протонов, в то время как только малая часть этого диапазона была достигнута в реальных экспериментах, что подчеркивает его перспективность. Кроме того проведенное законченное теоретическое исследование характеристик распределений частиц от различных параметров лазерного импульса дает возможность постановки технической задачи диагностики лазерных импульсов с применением методов машинного обучения, когда по спектрально-угловым распределениям частиц производится восстановление параметров лазерного импульса, включая особенности его пространственно-временной формы. В этом случае исследования, проведенные в рамках диссертационной работы, позволяют уменьшить количество численных расчетов, проводимых для получения обучающих выборок, за счет использования полученных зависимостей.

Благодарности

В заключение автор выражает огромную благодарность и глубокую признательность своему научному руководителю Валерию Юрьевичу Быченкову за знания и навыки, полученные под его чутким научным руководством, а также Сергею Геннадьевичу Бочкареву, который помогал с научной работой в самом начале исследований. Кроме того, автор выражает благодарность своим коллегам из Сектора лазерно-плазменной физики высоких энергий ОКРФ ФИАН и родителям за оказанную поддержку.

Список литературы

[1] Strickland D., Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses // Optics Communications. 1985. Vol. 56, no. 3. P. 219 – 221.

[2] Dubietis A., Jonušauskas G., Piskarskas A. Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal // Optics Communications. 1992. Vol. 88, no. 4. P. 437 – 440.

[3] Petawatt and exawatt class lasers worldwide / C. N. Danson, C. Haefner, J. Bromage et al. // High Power Laser Science and Engineering. 2019. Vol. 7. P. e54.

[4] Petawatt laser pulses / M. D. Perry, D. Pennington, B. C. Stuart et al. // Opt. Lett. 1999. Vol. 24, no. 3. P. 160–162.

[5] Vulcan Petawatt — an ultra-high-intensity interaction facility / C. Danson, P. Brummitt, R. Clarke et al. // Nuclear Fusion. 2004. Vol. 44, no. 12. P. S239–S246.

[6] Development of petawatt laser amplification systems at the Central Laser Facility / O. Chekhlov, E. J. Divall, K. Ertel et al. // International Conference on Lasers, Applications, and Technologies 2007: High-Power Lasers and Applications / Ed. by V. Panchenko, V. Golubev, A. Ionin et al.; International Society for Optics and Photonics. Vol. 6735. SPIE, 2007. P. 157 – 163.

[7] OPCPA front end and contrast optimization for the OMEGA EP kilojoule, picosecond laser / C. Dorrer, A. Consentino, D. Irwin et al. // Journal of Optics. 2015. Vol. 17, no. 9. P. 094007.

[8] Demonstration of a 1.1 petawatt laser based on a hybrid optical parametric chirped pulse amplification/mixed Nd:glass amplifier / E. W. Gaul,

M. Martinez, J. Blakeney et al. // Appl. Opt. 2010. Vol. 49, no. 9. P. 1676–1681.

[9] 0.85 PW laser operation at 3.3 Hz and high-contrast ultrahigh-intensity λ= 400 nm second-harmonic beamline / Y. Wang, S. Wang, A. Rockwood et al. // Opt. Lett. 2017. Vol. 42, no. 19. P. 3828–3831.

[10] Diagnostics, Control and Performance Parameters for the BELLA High Repetition Rate Petawatt Class Laser / K. Nakamura, H. Mao, A. J. Gonsalves et al. // IEEE Journal of Quantum Electronics. 2017. Vol. 53, no. 4. P. 1–21.

[11] 4.2 PW, 20 fs Ti:sapphire laser at 0.1 Hz / J. H. Sung, H. W. Lee, J. Y. Yoo et al. // Opt. Lett. 2017. Vol. 42, no. 11. P. 2058–2061.

[12] 200 J high efficiency Ti:sapphire chirped pulse amplifier pumped by temporal dual-pulse / Z. Gan, L. Yu, S. Li et al. // Opt. Express. 2017. Vol. 25, no. 5. P. 5169–5178.

[13] Miquel J.-L., Prene E. LMJ & PETAL status and program overview // Nuclear Fusion. 2019. Vol. 59, no. 3. P. 032005.

[14] The extreme light infrastructure—nuclear physics (ELI-NP) facility: new horizons in physics with 10 PW ultra-intense lasers and 20 MeV brilliant gamma beams / S. Gales, K. A. Tanaka, D. L. Balabanski et al. // Reports on Progress in Physics. 2018. Vol. 81, no. 9. P. 094301.

[15] P3: An installation for high-energy density plasma physics and ultra-high intensity laser–matter interaction at ELI-Beamlines / S. Weber, S. Bechet, S. Borneis et al. // Matter and Radiation at Extremes. 2017. Vol. 2, no. 4. P. 149–176.

[16] The ELI-ALPS facility: the next generation of attosecond sources / S. Kühn, M. Dumergue, S. Kahaly et al. // Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics. 2017. Vol. 50, no. 13. P. 132002.

[17] The Vulcan 10 PW project / C. Hernandez-Gomez, S. P. Blake, O. Chekhlov et al. // Journal of Physics: Conference Series. 2010. Vol. 244, no. 3. P. 032006.

[18] Improvement of the focusing ability by double deformable mirrors for 10-PW-level Ti: sapphire chirped pulse amplification laser system / Z. Guo, L. Yu, J. Wang et al. // Opt. Express. 2018. Vol. 26, no. 20. P. 26776–26786.

[19] The Apollon 10 PW laser: experimental and theoretical investigation of the temporal characteristics / D. Papadopoulos, J. Zou, C. Le Blanc et al. // High Power Laser Science and Engineering. 2016. Vol. 4. P. e34.

[20] Cartlidge E. The light fantastic // Science. 2018. Vol. 359, no. 6374. P. 382–385.

[21] Ultra-high intensity- 300-TW laser at 0.1 Hz repetition rate. / V. Yanovsky, V. Chvykov, G. Kalinchenko et al. // Opt. Express. 2008. Vol. 16, no. 3. P. 2109–2114.

[22] Approaching the diffraction-limited, bandwidth-limited Petawatt / A. S. Pirozhkov, Y. Fukuda, M. Nishiuchi et al. // Opt. Express. 2017. Vol. 25, no. 17. P. 20486–20501.

[23] Achieving the laser intensity of 5.5×10^{22} W/cm^2 with a wavefront-corrected multi-PW laser / J. W. Yoon, C. Jeon, J. Shin et al. // Opt. Express. 2019. Vol. 27, no. 15. P. 20412–20420.

[24] Realization of laser intensity over 10^{23} W/cm^2 / J. W. Yoon, Y. G. Kim, I. W. Choi et al. // Optica. 2021. Vol. 8, no. 5. P. 630–635.

[25] Di Piazza A., Hatsagortsyan K. Z., Keitel C. H. Strong Signatures of Radiation Reaction below the Radiation-Dominated Regime // Phys. Rev. Lett. 2009. Vol. 102. P. 254802.

[26] Extremely high-intensity laser interactions with fundamental quantum systems / A. Di Piazza, C. Müller, K. Z. Hatsagortsyan et al. // Rev. Mod. Phys. 2012. Vol. 84. P. 1177–1228.

[27] Generation of relativistic intensity pulses at a kilohertz repetition rate / O. Albert, H. Wang, D. Liu et al. // Opt. Lett. 2000. Vol. 25, no. 15. P. 1125–1127.

[28] Pretzler G., Kasper A., Witte K. J. Angular chirp and tilted light pulses in CPA lasers // Applied Physics B. 2000. Vol. 70, no. 1. P. 1–9.

[29] Space–time characterization of ultra-intense femtosecond laser beams / G. Pariente, V. Gallet, A. Borot et al. // Nature Photonics. 2016. Vol. 10, no. 8. P. 547–553.

[30] Degradation of femtosecond petawatt laser beams: Spatio-temporal/spectral coupling induced by wavefront errors of compression gratings / Z. Li, K. Tsubakimoto, H. Yoshida et al. // Applied Physics Express. 2017. Vol. 10, no. 10. P. 102702.

[31] Measurement of laser intensities approaching 10^{15} W/cm^2 with an accuracy of 1% / M. G. Pullen, W. C. Wallace, D. E. Laban et al. // Phys. Rev. A. 2013. Vol. 87. P. 053411.

[32] Chowdhury E. A., Barty C. P. J., Walker B. C. “Nonrelativistic” ionization of the L-shell states in argon by a “relativistic” 10^{19}W/cm^2 laser field // Phys. Rev. A. 2001. Vol. 63. P. 042712.

[33] Ionization of many-electron atoms by ultrafast laser pulses with peak intensities greater than 10^{19}W/cm^2 / K. Yamakawa, Y. Akahane, Y. Fukuda et al. // Phys. Rev. A. 2003. Vol. 68. P. 065403.

[34] Progress toward atomic diagnostics of ultrahigh laser intensities / M. F. Ciappina, S. V. Popruzhenko, S. V. Bulanov et al. // Phys. Rev. A. 2019. Vol. 99. P. 043405.

[35] Har-Shemesh O., Piazza A. D. Peak intensity measurement of relativistic lasers via nonlinear Thomson scattering // Opt. Lett. 2012. Vol. 37, no. 8. P. 1352–1354.

[36] High-order multiphoton Thomson scattering / W. Yan, C. Fruhling, G. Golovin et al. // Nature Photonics. 2017. Vol. 11, no. 8. P. 514–520.

[37] Mackenroth F., Holkundkar A. R., Schlenvoigt H.-P. Ultra-intense laser pulse characterization using ponderomotive electron scattering // New Journal of Physics. 2019. Vol. 21, no. 12. P. 123028.

[38] Model-independent inference of laser intensity / T. G. Blackburn, E. Gerstmayr, S. P. D. Mangles et al. // Phys. Rev. Accel. Beams. 2020. Vol. 23. P. 064001.

[39] Temporally Resolved Intensity Contouring (TRIC) for characterization of the absolute spatio-temporal intensity distribution of a relativistic, femtosecond laser pulse / D. Haffa, J. Bin, M. Speicher et al. // Scientific Reports. 2019. Vol. 9, no. 1. P. 7697.

[40] Hu S. X., Starace A. F. GeV Electrons from Ultraintense Laser Interaction with Highly Charged Ions // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 88. P. 245003.

[41] Maltsev A., Ditmire T. Above Threshold Ionization in Tightly Focused, Strongly Relativistic Laser Fields // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 90. P. 053002.

[42] Electrodynamics of electron in a superintense laser field: New principles of diagnostics of relativistic laser intensity / A. L. Galkin, M. P. Kalashnikov, V. K. Klinkov et al. // Physics of Plasmas. 2010. Vol. 17, no. 5. P. 053105.

[43] Diagnostics of peak laser intensity based on the measurement of energy of electrons emitted from laser focal region / M. Kalashnikov, A. Andreev, K. Ivanov et al. // Laser and Particle Beams. 2015. Vol. 33, no. 3. P. 361–366.

[44] Shiryaev O. The combination of cold and hot components in the energy spectra of electrons scattered by relativistically intense laser pulses with various transverse distributions of amplitude // Laser and Particle Beams. 2017. Vol. 35, no. 1. P. 64–71.

[45] Ахманов С. А., Никитин С. Ю. Физическая оптика. 2-е изд. изд. М.: Изд-во МГУ; Наука, 2004.

[46] Cicchitelli L., Hora H., Postle R. Longitudinal field components for laser beams in vacuum // Phys. Rev. A. 1990. Vol. 41. P. 3727–3732.

[47] Dorn R., Quabis S., Leuchs G. The focus of light—linear polarization breaks the rotational symmetry of the focal spot // Journal of Modern Optics. 2003. Vol. 50, no. 12. P. 1917–1926.

[48] Barton J. P., Alexander D. R. Fifth-order corrected electromagnetic field components for a fundamental Gaussian beam // Journal of Applied Physics. 1989. Vol. 66, no. 7. P. 2800–2802.

[49] Salamin Y. I. Fields of a Gaussian beam beyond the paraxial approximation // Applied Physics B. 2006. Vol. 86, no. 2. P. 319.

[50] Bochkarev S. G., Bychenkov V. Y. Acceleration of electrons by tightly focused femtosecond laser pulses // Quantum Electronics. 2007. Vol. 37, no. 3. P. 273–284.

[51] Stratton J. A., Chu L. J. Diffraction Theory of Electromagnetic Waves // Phys. Rev. 1939. Vol. 56. P. 99–107.

[52] Characterization of focal field formed by a large numerical aperture paraboloidal mirror and generation of ultra-high intensity (10^{22} W/cm^2) / S. W. Bahk, P. Rousseau, T. A. Planchon et al. // Applied Physics B: Lasers and Optics. 2005. Vol. 80, no. 7. P. 823–832.

[53] İlker R. Çapoğlu, Taflove A., Backman V. Computation of tightly-focused laser beams in the FDTD method // Opt. Express. 2013. Vol. 21, no. 1. P. 87–101.

[54] an der Brügge D., Pukhov A. Ultrashort focused electromagnetic pulses // Phys. Rev. E. 2009. Vol. 79. P. 016603.

[55] Khonina S. N., Golub I. Tighter focus for ultrashort pulse vector light beams: change of the relative contribution of different field components to the focal spot upon pulse shortening // J. Opt. Soc. Am. A. 2018. Vol. 35, no. 6. P. 985–991.

[56] Sepke S. M., Umstadter D. P. Analytical solutions for the electromagnetic fields of tightly focused laser beams of arbitrary pulse length // Opt. Lett. 2006. Vol. 31, no. 17. P. 2589–2591.

[57] Fields of an ultrashort tightly focused laser pulse / J.-X. Li, Y. I. Salamin, K. Z. Hatsagortsyan et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 2016. Vol. 33, no. 3. P. 405–411.

[58] Short pulse laser beam beyond paraxial approximation / P. Favier, K. Dupraz, K. Cassou et al. // J. Opt. Soc. Am. A. 2017. Vol. 34, no. 8. P. 1351–1359.

[59] Woodward P. M., Lawson J. D. The theoretical precision with which an arbitrary radiation-pattern may be obtained from a source of finite size //

Journal of the Institution of Electrical Engineers - Part III: Radio and Communication Engineering. 1948. Vol. 95. P. 95.

[60] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Том 2. Теория поля. 7-е изд, испр. изд. М.: Наука., 1988.

[61] Джексон Дж. Классическая электродинамика. М.: «Мир», 1965.

[62] Quesnel B., Mora P. Theory and simulation of the interaction of ultraintense laser pulses with electrons in vacuum // Phys. Rev. E. 1998. Vol. 58. P. 3719–3732.

[63] Esarey E., Sprangle P., Krall J. Laser acceleration of electrons in vacuum // Phys. Rev. E. 1995. Vol. 52. P. 5443–5453.

[64] Бахари А., Таранухин В.Д. Лазерное ускорение электронов в вакууме до энергий $\sim 10^9$ эВ // Квантовая электроника. 2004. Т. 34. С. 129.

[65] Salamin Y. I., Mocken G. R., Keitel C. H. Electron scattering and acceleration by a tightly focused laser beam // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2002. Vol. 5. P. 101301.

[66] Wong L. J., Kärtner F. X. Direct acceleration of an electron in infinite vacuum by a pulsed radially-polarized laser beam // Opt. Express. 2010. Vol. 18, no. 24. P. 25035–25051.

[67] Generation of a beam of fast electrons by tightly focusing a radially polarized ultrashort laser pulse / S. Payeur, S. Fourmaux, B. E. Schmidt et al. // Applied Physics Letters. 2012. Vol. 101, no. 4. P. 041105.

[68] Direct Electron Acceleration with Radially Polarized Laser Beams / C. Varin, S. Payeur, V. Marceau et al. // Applied Sciences. 2013. Vol. 3, no. 1. P. 70–93.

[69] Salamin Y. I. Important correlations in vacuum electron laser acceleration // Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics. 2006. Vol. 39, no. 6. P. 1353–1360.

[70] Vacuum laser acceleration of relativistic electrons using plasma mirror injectors / M. Thévenet, A. Leblanc, S. Kahaly et al. // Nature Physics. 2016. Vol. 12, no. 4. P. 355–360.

[71] Electron acceleration by an intense laser pulse with echelon phase modulation / Z.-M. Sheng, L.-W. Zhu, M. Y. Yu et al. // New Journal of Physics. 2010. Vol. 12, no. 1. P. 013011.

[72] Sohbatzadeh F., Mirzanejhad S., Ghasemi M. Electron acceleration by a chirped Gaussian laser pulse in vacuum // Physics of Plasmas. 2006. Vol. 13, no. 12. P. 123108.

[73] Salamin Y. I., Carbajo S. A Simple Model for the Fields of a Chirped Laser Pulse With Application to Electron Laser Acceleration // Frontiers in Physics. 2019. Vol. 7. P. 2.

[74] Jisrawi N. M., Galow B. J., Salamin Y. I. Simulation of the relativistic electron dynamics and acceleration in a linearly-chirped laser pulse // Laser and Particle Beams. 2014. Vol. 32, no. 4. P. 671–680.

[75] Salamin Y. I., Benaoum H. B., Jisrawi N. M. Electron acceleration by a binomially chirped laser pulse // The European Physical Journal Special Topics. 2021.

[76] Vacuum electron acceleration by tightly focused laser pulses with nanoscale targets / K. I. Popov, V. Y. Bychenkov, W. Rozmus et al. // Physics of Plasmas. 2009. Vol. 16, no. 5. P. 053106.

[77] Towards an in situ, full-power gauge of the focal-volume intensity of petawatt-class lasers / C. Z. He, A. Longman, J. A. Pérez-Hernández et al. // Opt. Express. 2019. Vol. 27, no. 21. P. 30020–30030.

[78] Esarey E., Ride S. K., Sprangle P. Nonlinear Thomson scattering of intense laser pulses from beams and plasmas // Phys. Rev. E. 1993. Vol. 48. P. 3003–3021.

[79] Nonlinear Thomson scattering: A tutorial / Y. Y. Lau, F. He, D. P. Umstadter et al. // Physics of Plasmas. 2003. Vol. 10, no. 5. P. 2155–2162.

[80] X-Ray Radiation from Nonlinear Thomson Scattering of an Intense Femtosecond Laser on Relativistic Electrons in a Helium Plasma / K. Ta Phuoc, A. Rousse, M. Pittman et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 91. P. 195001.

[81] Головинский П. А., Михин Е. А. Нелинейное томсоновское рассеяние ультракороткого лазерного импульса // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2011. Т. 140. С. 627–636.

[82] Релятивистское движение и излучение электрона в поле интенсивного лазерного импульса / А. Л. Галкин, В. В. Коробкин, М. Ю. Романовский [и др.] // Квантовая электроника. 2007. Т. 37. С. 903–909.

[83] Koga J., Esirkepov T. Z., Bulanov S. V. Nonlinear Thomson scattering in the strong radiation damping regime // Physics of Plasmas. 2005. Vol. 12, no. 9. P. 093106.

[84] Lan P., Lu P., Cao W. Single attosecond pulse generation by nonlinear Thomson scattering in a tightly focused intense laser beam // Physics of Plasmas. 2006. Vol. 13, no. 1. P. 013106.

[85] Attosecond keV x-ray pulses driven by Thomson scattering in a tight focus regime / D. Kim, H. Lee, S. Chung et al. // New Journal of Physics. 2009. Vol. 11, no. 6. P. 063050.

[86] Harvey C., Marklund M., Holkundkar A. R. Focusing effects in laser-electron Thomson scattering // Phys. Rev. Accel. Beams. 2016. Vol. 19. P. 094701.

[87] Chen S.-y., Maksimchuk A., Umstadter D. Experimental observation of relativistic nonlinear Thomson scattering // Nature. 1998. Vol. 396, no. 6712. P. 653–655.

[88] Nonlinear Thomson scattering from relativistic laser plasma interaction / K. Ta Phuoc, F. Burgy, J.-P. Rousseau et al. // The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics. 2005. Vol. 33, no. 2. P. 301–306.

[89] Thomson Scattering from High- Z Laser-Produced Plasmas / S. H. Glenzer, W. Rozmus, B. J. MacGowan et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 82. P. 97–100.

[90] Gao J. Laser intensity measurement by Thomson scattering // Applied Physics Letters. 2006. Vol. 88, no. 9. P. 091105.

[91] Harvey C. N. In situ characterization of ultraintense laser pulses // Phys. Rev. Accel. Beams. 2018. Vol. 21. P. 114001.

[92] Mackenroth F., Di Piazza A., Keitel C. H. Determining the Carrier-Envelope Phase of Intense Few-Cycle Laser Pulses // Phys. Rev. Lett. 2010. Vol. 105. P. 063903.

[93] Making spectral shape measurements in inverse Compton scattering a tool for advanced diagnostic applications / J. M. Krämer, A. Jochmann, M. Budde et al. // Scientific Reports. 2018. Vol. 8, no. 1. P. 1398.

[94] Mackenroth F., Holkundkar A. R. Determining the duration of an ultra-intense laser pulse directly in its focus // Scientific Reports. 2019. Vol. 9, no. 1. P. 19607.

[95] Salamin Y. I., Harman Z., Keitel C. H. Direct High-Power Laser Acceleration of Ions for Medical Applications // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 100. P. 155004.

[96] Yandow A., Toncian T., Ditmire T. Direct laser ion acceleration and above-threshold ionization at intensities from 10^{21}W/cm^2 to 3×10^{23}W/cm^2 // Phys. Rev. A. 2019. Vol. 100. P. 053406.

[97] Varga P., Török P. Focusing of electromagnetic waves by paraboloid mirrors. I. Theory // J. Opt. Soc. Am. A. 2000. Vol. 17, no. 11. P. 2081–2089.

[98] Efficiently parallelized modeling of tightly focused, large bandwidth laser pulses / J. Dumont, F. Fillion-Gourdeau, C. Lefebvre et al. // Journal of Optics. 2017. Vol. 19, no. 2. P. 025604.

[99] Numerical Recipes 3rd Edition: The Art of Scientific Computing / W. Press, W. H, S. Teukolsky et al. Cambridge: Cambridge University Press, 2007.

[100] Jeffreys H., Jeffreys B. Methods of Mathematical Physics. Cambridge Mathematical Library. 3 edition. Cambridge University Press, 1999.

[101] Plasma Physics Via Computer Simulation / C. Birdsall, A. Langdon, A. Ruhadze et al. Adam Hilger series on plasma physics. New York: McGraw-Hill, 1985.

[102] Radiation Damping Effects on the Interaction of Ultraintense Laser Pulses with an Overdense Plasma / A. Zhidkov, J. Koga, A. Sasaki et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 88. P. 185002.

[103] Comparison of the effect of soft-core potentials and Coulombic potentials on bremsstrahlung during laser matter interaction / R. R. Pandit, V. R. Becker, K. Barrington et al. // Physics of Plasmas. 2018. Vol. 25, no. 4. P. 043302.

[104] Gelfer E., Elkina N., Fedotov A. Unexpected impact of radiation friction: enhancing production of longitudinal plasma waves // Scientific Reports. 2018. Vol. 8, no. 1. P. 6478.

[105] Interaction of electromagnetic waves with plasma in the radiation-dominated regime / S. V. Bulanov, T. Z. Esirkepov, J. Koga et al. // Plasma Physics Reports. 2004. Vol. 30, no. 3. P. 196–213.

[106] Bashinov A. V., Kim A. V. On the electrodynamic model of ultra-relativistic laser-plasma interactions caused by radiation reaction effects // Physics of Plasmas. 2013. Vol. 20, no. 11. P. 113111.

[107] Kruer W. L. The Physics of Laser Plasma Interactions. New York: Addison-Wesley, 1988.

[108] Electromagnetic cascade in high-energy electron, positron, and photon interactions with intense laser pulses / S. S. Bulanov, C. B. Schroeder, E. Esarey et al. // Phys. Rev. A. 2013. Vol. 87. P. 062110.

[109] Tamburini M., Di Piazza A., Keitel C. H. Laser-pulse-shape control of seeded QED cascades // Scientific Reports. 2017. Vol. 7, no. 1. P. 5694.

[110] Suppression of electron scattering by the longitudinal components of tightly focused laser fields / S. Masuda, M. Kando, H. Kotaki et al. // Physics of Plasmas. 2005. Vol. 12, no. 1. P. 013102–013102–6.

[111] Focusing of axially symmetric flattened Gaussian beams / M. Santarsiero, D. Aiello, R. Borghi et al. // Journal of Modern Optics. 1997. Vol. 44, no. 3. P. 633–650.

[112] Subluminous phase velocity of a focused laser beam and vacuum laser acceleration / J. Pang, Y. K. Ho, X. Q. Yuan et al. // Phys. Rev. E. 2002. Vol. 66. P. 066501.

[113] Laser-Induced Linear-Field Particle Acceleration in Free Space / L. J. Wong, K.-H. Hong, S. Carbajo et al. // Scientific Reports. 2017. Vol. 7, no. 1. P. 11159.

[114] Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating / R. Trebino, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff et al. // Review of Scientific Instruments. 1997. Vol. 68, no. 9. P. 3277–3295.

[115] Iaconis C., Walmsley I. A. Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses // Opt. Lett. 1998. Vol. 23, no. 10. P. 792–794.

[116] High-contrast 10 fs OPCPA-based front end for multi-PW laser chains / D. N. Papadopoulos, P. Ramirez, K. Genevrier et al. // Opt. Lett. 2017. Vol. 42, no. 18. P. 3530–3533.

[117] High-Contrast, High-Intensity Petawatt-Class Laser and Applications / H. Kiriyama, M. Mori, A. S. Pirozhkov et al. // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2015. Vol. 21, no. 1. P. 232–249.

[118] High-contrast front end based on cascaded XPWG and femtosecond OPA for 10-PW-level Ti:sapphire laser / L. Yu, Y. Xu, Y. Liu et al. // Opt. Express. 2018. Vol. 26, no. 3. P. 2625–2633.

[119] 200 J high efficiency Ti:sapphire chirped pulse amplifier pumped by temporal dual-pulse / Z. Gan, L. Yu, S. Li et al. // Opt. Express. 2017. Vol. 25, no. 5. P. 5169–5178.

[120] Generation of sub-three-cycle, 16 TW light pulses by using noncollinear optical parametric chirped-pulse amplification / D. Herrmann, L. Veisz, R. Tautz et al. // Opt. Lett. 2009. Vol. 34, no. 16. P. 2459–2461.

[121] Efficient generation of ultra-intense few-cycle radially polarized laser pulses / S. Carbajo, E. Granados, D. Schimpf et al. // Opt. Lett. 2014. Vol. 39, no. 8. P. 2487–2490.

[122] Generation of carrier-envelope-phase-stable 2-cycle 740-μJ pulses at 2.1-μm carrier wavelength / X. Gu, G. Marcus, Y. Deng et al. // Opt. Express. 2009. Vol. 17, no. 1. P. 62–69.

[123] Carrier-Envelope Phase Control of Femtosecond Mode-Locked Lasers and Direct Optical Frequency Synthesis / D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka et al. // Science. 2000. Vol. 288, no. 5466. P. 635–639.

[124] Brabec T., Krausz F. Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics // Rev. Mod. Phys. 2000. Vol. 72. P. 545–591.

[125] Relativistic electron beams driven by kHz single-cycle light pulses / D. Guénot, D. Gustas, A. Vernier et al. // Nature Photonics. 2017. Vol. 11, no. 5. P. 293–296.

[126] Lifschitz A. F., Malka V. Optical phase effects in electron wakefield acceleration using few-cycle laser pulses // New Journal of Physics. 2012. Vol. 14, no. 5. P. 053045.

[127] Relativistic nonlinear Thomson scattering as attosecond x-ray source / K. Lee, Y. H. Cha, M. S. Shin et al. // Phys. Rev. E. 2003. Vol. 67. P. 026502.

[128] Nonlinear ponderomotive scattering of relativistic electrons by an intense laser field at focus / F. V. Hartemann, S. N. Fochs, G. P. Le Sage et al. // Phys. Rev. E. 1995. Vol. 51. P. 4833–4843.

[129] Femtosecond x rays from laser-plasma accelerators / S. Corde, K. Ta Phuoc, G. Lambert et al. // Rev. Mod. Phys. 2013. Vol. 85. P. 1–48.

[130] Self-focusing, channel formation, and high-energy ion generation in interaction of an intense short laser pulse with a He jet / G. S. Sarkisov, V. Y. Bychenkov, V. N. Novikov et al. // Phys. Rev. E. 1999. Vol. 59. P. 7042–7054.

[131] Svelto O. Principles of Lasers. Springer, 2010.

[132] Ziegler J. F., Ziegler M., Biersack J. SRIM – The stopping and range of ions in matter (2010) // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. 2010. Vol. 268, no. 11. P. 1818–1823. 19th International Conference on Ion Beam Analysis.

[133] Recent developments in Geant4 / J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2016. Vol. 835. P. 186–225.