

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение Федеральный
исследовательский центр «Институт прикладной физики Российской академии
наук»



На правах рукописи

Серебряков Дмитрий Андреевич

**Динамика электронных структур и генерация фотонов
высоких энергий при взаимодействии интенсивного лазерного
излучения с закритической плазмой**

Специальность 01.04.08 —

«Физика плазмы»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Костюков Игорь Юрьевич

Нижний Новгород — 2019

Оглавление

	Стр.
Введение	5
0.1 Лазерные системы высокой пиковой мощности	12
0.2 Поведение вещества при высоких интенсивностях лазерного излучения	13
0.3 Некоторые приложения лазеров высокой пиковой мощности	16
0.3.1 Ускорение электронов	17
0.3.2 Генерация высоких гармоник лазерного излучения	19
0.3.3 Генерация рентгеновского и гамма-излучения	21
0.4 Численные методы	23
 Глава 1. Динамика граничного слоя электронов при взаимодействии сверхмощных лазерных импульсов с плоскими мишенями	 25
1.1 Модель динамики электронного слоя на границе слоя плазмы	26
1.1.1 Формулировка модели	26
1.1.2 Особенности модели	31
1.2 Численное PIC-моделирование, анализ условий применимости модели	34
1.2.1 Результаты моделирования	34
1.2.2 Условия применимости модели	37
1.3 Особенности динамики электронов при наклонном падении лазерного импульса	42
 Глава 2. Генерация синхротронного рентгеновского и гамма-излучения в процессе взаимодействия сверхмощных лазерных импульсов с плоскими мишенями	 45

2.1	Некогерентное синхротронное излучение приграничных электронов в плазме при падении интенсивного лазерного импульса на плоский плазменный слой	45
2.2	Улучшение энергетических и угловых характеристик излучения жестких фотонов при наклонном падении лазерного импульса . . .	50
2.2.1	Повышение эффективности генерации при наклонном падении	50
2.2.2	Направленность гамма-квантов	54
2.3	Влияние предимпульса на эффективность генерации жестких фотонов при нормальном и наклонном падении лазерного импульса	58
Глава 3. Режим скользящего падения лазерного импульса на плоскую мишень		69
3.1	Модель приповерхностного ускорения электронов при скользящем падении лазерного импульса на мишень	70
3.1.1	Максимально возможное ускорение	71
3.1.2	Поперечная устойчивость	74
3.1.3	Численная модель	78
3.1.4	Численное моделирование	83
3.1.5	Использование предплазмы для эффективной инжекции электронов	91
3.1.6	Условия применимости модели, обсуждение результатов . .	93
3.2	Генерация гамма-излучения в режиме скользящего падения	96
3.2.1	Применение модели ускорения электронов для описания процесса генерации	96
3.2.2	Генерация гамма-квантов в PIC-моделировании	98

Глава 4. Ускорение электронов и генерация гамма-квантов при взаимодействии сверхмощных лазерных импульсов со структурированными мишенями	102
4.1 Модель ускорения электронов вдоль поверхности структурированной мишени	103
4.2 Генерация гамма-лучей при взаимодействии со структурированными мишенями	109
4.2.1 Улучшение характеристик источника фотонов в случае структурированной мишени	109
4.2.2 Зависимость от размеров микроструктуры и амплитуды лазера	116
4.2.3 Влияние динамики ионов	120
4.2.4 Физические механизмы излучения	121
Заключение	128
Список сокращений и условных обозначений	130
Список рисунков	150
Список таблиц	158

Введение

В последнее десятилетие в связи с развитием лазерной технологии фемто-секундные лазеры субпетаваттного и петаваттного уровня мощности появились в большом числе лабораторий по всему миру, в том числе в России [1]. Лазерное излучение с интенсивностью до 10^{22} Вт/см², которое может быть получено путем фокусировки петаваттных лазерных импульсов, может почти мгновенно ионизировать твердотельные мишени, а динамика заряженных частиц в лазерном и плазменном полях с амплитудами порядка 10^{12} В/см и выше приводит к проявлению разнообразных нелинейных релятивистских эффектов в веществе. Среди них — генерация высоких гармоник лазерного излучения на поверхности твердотельной мишени [2—4], нагрев мишени и генерация горячих (релятивистских) электронов [5—7], ускорение электронов в плазменной волне [8], ускорение ионов [9; 10], генерация высокоэнергетических нейтронов [11], получение экстремальных магнитных полей [12], генерация рентгеновского тормозного излучения [13; 14], генерация синхротронного жесткого рентгеновского и гамма-излучения в сильном лазерном поле [15; 16]. Описанные применения интенсивного лазерного излучения для ускорения частиц являются перспективными, поскольку лазерные установки намного компактнее, чем, к примеру, распространенные в настоящее время ускорители (синхротроны или линейные ускорители). Также генерация гамма-квантов при помощи лазерно-плазменного взаимодействия, в отличие от получения гамма-лучей при помощи распада изотопов, позволяет получить более контролируемый источник излучения с хорошими характеристиками по спектру и направленности без необходимости работать с радиоактивными материалами.

Теоретические оценки и численное моделирование показывают, что с увеличением интенсивности лазерного поля в области взаимодействия все большая доля энергии лазерного импульса преобразуется в энергию электронов и жестких фотонов. В частности, согласно результатам численного моделирования [17], при котором лазерный импульс нормально падает на плоскую мишень твердотель-

ной плотности, по мере увеличения напряженности поля лазерного импульса с 10^{22} до 10^{23} Вт/см² эффективность преобразования лазерного излучения в гамма-кванты увеличивается более чем на порядок, с $\mathcal{E} \approx 0.15\%$ до $\approx 2\%$. Согласно экспериментальным результатам [18], эффективность поглощения энергии лазерного импульса плазмой в релятивистском режиме может достигать 80–90%. Однако свойства релятивистского лазерно-плазменного взаимодействия сильно зависят от параметров взаимодействия, в том числе от угла падения лазерного импульса [18; 19], от пространственного масштаба неоднородности плазмы [20] или от наличия микроструктур на поверхности [21; 22]. Поэтому поиск более оптимальных конфигураций лазерно-плазменного взаимодействия и нахождения оптимальных параметров данных конфигураций представляет значительный интерес с точки зрения дальнейших практических приложений.

В настоящей работе рассматривается вопрос о поглощении энергии лазерного импульса, ускорении электронов и излучении синхротронных гамма-квантов при взаимодействии релятивистского лазерного импульса с плоской мишенью твердотельной плотности. С помощью численного моделирования находятся оптимальные режимы взаимодействия, а также описываются механизмы, отвечающие за ускорение электронов и излучение жестких фотонов. Исследуется влияние таких параметров взаимодействия, как интенсивность и угол падения лазерного импульса, концентрация плазмы, пространственный масштаб неоднородности плазмы (наличие предплазмы). Полученные результаты важны с точки зрения дальнейших экспериментов, которые, в свою очередь, позволят приблизиться к использованию исследуемой технологии получения ускоренных частиц и жестких фотонов в практических приложениях.

Также в работе обсуждается эффект от использования микроструктур на поверхности твердотельных мишеней для эффективной генерации жестких фотонов и ускорения электронов. В последние десятилетия прогресс в микро- и нанотехнологиях сделал возможным производство твердотельных микроструктур с заданными размерами с высокой точностью, что позволяет оптимизировать конфигурацию электромагнитного поля вблизи поверхности мишени при лазерно-

твёрдотельном взаимодействии и интенсифицировать процесс взаимодействия, в результате повышая выход гамма-квантов и заряженных частиц высоких энергий. Полученные результаты оказываются особенно важны в свете поиска новых применений микро- и нанотехнологий на практике.

Целью данной работы является исследование динамики электронов и излучения электронами жестких фотонов при взаимодействии интенсивных лазерных импульсов с различными твёрдотельными мишенями в широком диапазоне условий, в том числе для задач получения ускоренных электронных сгустков и создания источников рентгеновского и гамма-излучения высокой яркости.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Разработать модель динамики электронов в приповерхностном слое при облучении плоской твёрдотельной мишени релятивистским лазерным импульсом и описать с ее помощью процесс излучения гамма-квантов в данном режиме. С помощью сравнения с результатами численного моделирования определить область применимости модели.
2. Исследовать с помощью численного моделирования взаимодействие наклонно падающего релятивистского лазерного импульса на плоскую мишень и определить оптимальные параметры взаимодействия с целью улучшения характеристик испускаемых гамма-квантов.
3. Исследовать зависимость коэффициента поглощения лазерной энергии и эффективности генерации гамма-квантов от угла падения лазерного импульса и масштаба неоднородности плазмы при взаимодействии релятивистского лазерного импульса со слоем плазмы.
4. Разработать модель приповерхностного ускорения электронов в режиме скользящего падения релятивистского лазерного импульса на плоскую твёрдотельную мишень и определить характеристики сгустка ускоренных электронов, который возможно получить в данном режиме.
5. Продемонстрировать возможность эффективного резонансного ускорения электронного сгустка в периодической структуре поля при взаи-

модействии лазерного импульса с твердотельной мишенью, имеющей периодические структуры на поверхности.

6. Исследовать зависимость эффективности генерации гамма-квантов и степени поглощения лазерной энергии от размера приповерхностных микроструктур при взаимодействии интенсивного лазерного импульса с твердотельной мишенью, имеющей периодические структуры на поверхности.

Научная новизна:

1. Разработана модель динамики приповерхностного слоя электронов при нормальном падении релятивистского лазерного импульса на плоскую закритическую мишень, учитывающая реакцию излучения. Также с помощью модели динамики слоя электронов теоретически вычислена диаграмма направленности гамма-квантов в данном режиме.
2. Определена зависимость эффективности генерации гамма-квантов от угла падения лазерного импульса и концентрации плазмы в режиме наклонного падения импульса на плоскую мишень. Найдены оптимальные значения угла падения и концентрации плазмы для заданной амплитуды лазерного импульса.
3. Показано, что при превышении масштаба неоднородности плазмы над пороговым оптимальный угол падения лазерного импульса с точки зрения эффективности генерации гамма-фотонов становится близким к нормальному.
4. Разработана модель динамики электронов в приповерхностной структуре поля в режиме скользящего падения лазерного импульса на плоскую мишень, теоретически показана устойчивость процесса ускорения при релятивистской амплитуде лазерного поля. С помощью численного моделирования показана возможность реализации механизма ускорения, описанного в модели, в реалистичных условиях.

5. Найдена оптимальная концентрация предплазмы с точки зрения максимального заряда и энергии ускоренного электронного сгустка в режиме скользящего падения лазерного импульса.
6. Определен критерий захвата и ускорения электронов в зависимости от начальной энергии и фазы электронов в периодической структуре поля при взаимодействии лазерного импульса с твердотельной мишенью, имеющей периодические микроструктуры прямоугольного профиля на поверхности. Показана возможность резонансного ускорения электронов вдоль поверхности микроструктурированной мишени при использовании реалистичного лазерного импульса.
7. При помощи полномасштабного трехмерного численного моделирования показано, что при облучении твердотельной мишени с периодическими субмикронными микроструктурами на поверхности интенсивным лазерным импульсом эффективность излучения гамма-квантов увеличивается приблизительно на порядок по сравнению со случаем плоской мишени, и найдены оптимальные размерные параметры микроструктур для повышения эффективности генерации излучения.

Практическая значимость Найдены оптимальные параметры лазерного-твердотельного взаимодействия с точки зрения генерации гамма-квантов, поглощения лазерной энергии и ускорения электронов в различных режимах и определены свойства гамма-излучения и ускоренных электронных сгустков в данных случаях. Данные результаты могут быть использованы для разработки компактных источников гамма-излучения и ускоренных электронов, а также при создании инжекторов для электронных ускорителей с большой величиной заряда сгустка. Также разработаны новые модели, которые могут быть использованы для планирования экспериментов, а также анализа экспериментальных данных.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Оптимальная концентрация плазмы с точки зрения эффективности генерации гамма-излучения достигает максимума при угле падения лазерного импульса на плоскую мишень около 30° .

2. При превышении порогового пространственного масштаба неоднородности плазмы максимальная эффективность генерации гамма-излучения достигается при углах падения, близких к нормальным.
3. Размер области фазового пространства начальных условий, соответствующего устойчивому приповерхностному ускорению электронов в режиме скользящего падения, увеличивается при приближении угла падения к 90° .
4. При облучении твердотельной мишени с периодическими приповерхностными субмикронными микроструктурами прямоугольного профиля лазерным импульсом существует оптимальный размер микроструктур с точки зрения эффективности генерации гамма-излучения, и наибольшая эффективность соответствует случаю узких и высоких «пластинок», расположенных перпендикулярно к поверхности.

Достоверность полученных результатов обеспечивается согласием разработанных аналитических моделей с численным моделированием, валидацией используемого при численном моделировании кода на независимых тестовых задачах с известным аналитическим ответом, а также путем сравнения результатов моделирования с полученными другими распространенными кодами. Также результаты находятся в соответствии с результатами, полученными ранее другими авторами.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на 14 международных конференциях и симпозиумах, в том числе лично:

- июль 2014 г. — Нижний Новгород (Россия)
- июль 2015 г. — Гейдельберг (Германия)
- февраль 2016 г. — Нижний Новгород (Россия)
- июль 2016 г. — Лёвен (Бельгия)
- июль 2016 г. — Москва (Россия)
- сентябрь 2016 г. — Казань (Россия)
- октябрь 2016 г. — Монтерей (США)
- июль 2017 г. — Нижний Новгород (Россия)

- сентябрь 2017 г. — Лиссабон (Португалия)
- февраль 2018 г. — Нижний Новгород (Россия)
- октябрь 2018 г. — Ретимно (Греция)

Личный вклад. Основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Автор вносил определяющий вклад в результаты, изложенные в диссертационной работе.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 20 печатных изданиях, 6 из которых изданы в периодических научных журналах, индексируемых Web of Science и Scopus [A1—A6], 14 — в тезисах докладов [A7—A20]

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 158 страниц, включая 47 рисунков и 1 таблицу. Список литературы содержит 156 наименований.

Обзор литературы

0.1 Лазерные системы высокой пиковой мощности

Впервые технология лазерного усиления была продемонстрирована в 1960 г. Мейманом [23]. Это позволило генерировать пучки когерентного излучения за счет вынужденного усиления света в активной среде (в среде, в которой создана инверсия населенностей электронных уровней). Почти с момента создания самого первого лазера развитие лазерной технологии разделилось на два направления — увеличение средней мощности лазера и увеличение пиковой мощности при относительно небольшой средней мощности импульса. Генерация коротких лазерных импульсов стала возможной благодаря применению модуляции добротности [24] и синхронизации мод [25]. Это дало возможность получать импульсы нано- и пикосекундной длительности, одновременно повышая максимальную интенсивность лазерного поля.

Одним из наиболее значительных прорывов в лазерной технологии стало изобретение Стрикланд и Муру в 1985 г. технологии усиления чирпированных импульсов (CPA — chirped pulse amplification) [26], в рамках которой лазерный импульс, имеющий широкий спектр, растягивается во времени на несколько порядков величины с помощью оптической системы, имеющей ненулевую дисперсию (например, с помощью дифракционных решеток или оптических призм), затем усиливается в активной среде лазера и обратно сжимается во времени с помощью компрессора (чаще всего также основанного на дифракционных решетках). Данный подход дает возможность пропускать через лазерный усилитель сравнительно небольшую мощность излучения и удовлетворять требованиям по стабильности материала активной среды. Компрессор, в свою очередь, обычно способен работать с более высокими интенсивностями излучения, поэтому усиленный лазерный импульс может иметь гигантскую пиковую мощность (по-

рядка петаватт). В настоящее время усиление chirпированных импульсов является основной технологией получения лазерных импульсов петаваттного уровня пиковой мощности. Другой технологией (имеющей много общего с CPA) является ОРCPA — оптическое параметрическое усиление chirпированных импульсов, предложенное в 1986 г. Пискарским [27]. В данной схеме вместо лазерного усиления chirпированного импульса используется параметрическое усиление импульса в нелинейном кристалле. Использование ОРCPA для получения фемтосекундных импульсов было продемонстрировано в первом десятилетии XXI в. в ИПФ РАН [28], а также в других лабораториях [29; 30].

В настоящее время петаваттный уровень мощности (соответствующий в оптическом диапазоне интенсивности около 10^{22} Вт/см² для сфокусированного импульса) достигнут на большом количестве установок по всему миру [1; 31] (см. также рис. 0.1), а на рубеже 2019–2020 г. планируется ввод в эксплуатацию установки L4 комплекса ELI-Beamlines в г. Прага, Чехия [32], где ожидается превышение порога в 10 ПВт по пиковой мощности при энергии импульса в 1.5 кДж. Существует также проект сооружения в г. Нижнем Новгороде установки XCELS [33], где предполагается достижение уровня мощности в 200 ПВт.

0.2 Поведение вещества при высоких интенсивностях лазерного излучения

С момента появления технологии CPA начался быстрый, почти экспоненциальный рост лазерной интенсивности, продолжавшихся около двух десятилетий (см. рис. 0.1). В связи с этим появилась возможность экспериментально исследовать поведение вещества при недоступных ранее в лаборатории интенсивностях световых полей. Первым процессом, который стал доступен для экспериментального изучения, стала ионизация атомов и молекул в лазерных полях. При интенсивностях электромагнитного поля порядка 10^{12} Вт/см² электроны на высоких уровнях могут возбуждаться достаточно, чтобы среда имела нелинейный

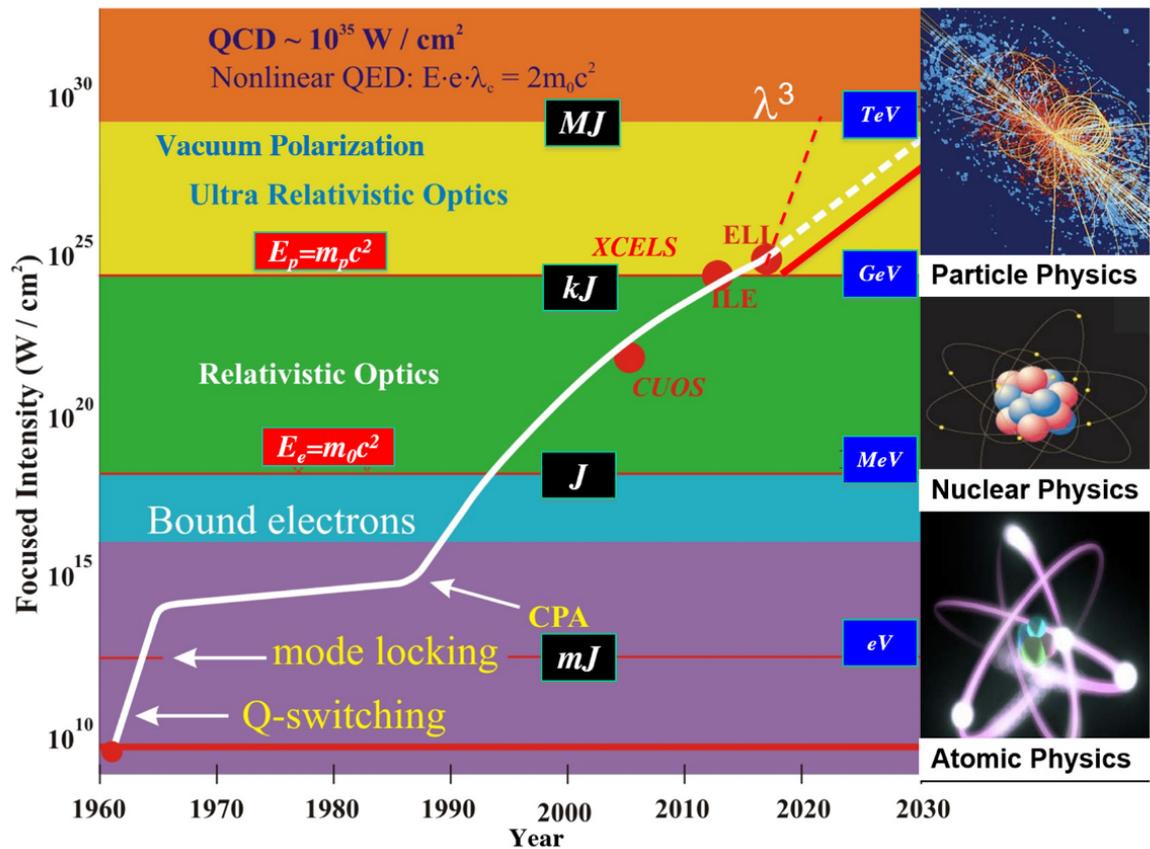


Рисунок 0.1 — Рост максимальной интенсивности, достигнутой на лазерных установках по всему миру, с течением времени, согласно обзорной статье [31].

отклик. При интенсивностях порядка 10^{14} – 10^{15} Вт/см² лазерное поле оказывается сравнимым с внутриатомными полями, вследствие чего происходит быстрая ионизация и сложная динамика волновой функции электронов в атомах. Это дает возможность генерировать излучение аттосекундной длительности и применять его для диагностики молекулярной и атомной структуры вещества с очень высоким временным и пространственным разрешением. С ростом интенсивности до 10^{16} Вт/см² лазерное поле уже становится выше атомных полей, в результате чего вещество очень быстро ионизируется, и возникает возможность исследовать различные нелинейные процессы в лазерной плазме. При интенсивности порядка 10^{18} Вт/см² (для оптических длин волн) электроны в лазерном поле приобретают осцилляторную энергию порядка энергии покоя mc^2 . Подобные интенсивности лазерного поля считаются релятивистскими. Часто для удобства описания динамики электронов в релятивистских полях вводят безразмерную ла-

зерную амплитуду, пропорциональную амплитуде электрического поля E :

$$a_0 = \frac{eE}{mc\omega}, \quad (1)$$

где m и $e > 0$ — масса и заряд электрона соответственно, c — скорость света, $\omega = 2\pi c/\lambda$ — частота лазерного поля. Интенсивность лазерного поля выражается в Вт/см² через a_0 как $I = 2.75 \times 10^{18} a_0^2/\lambda^2$, где λ — длина волны лазерного импульса в мкм. Релятивистская динамика электронов в плазме приводит к новым эффектам, таким, как релятивистская самофокусировка лазерного импульса в плазме [34; 35]. Другим важным эффектом является релятивистская самоиндуцированная прозрачность [36] — при $a_0 > 1$ лазерный импульс может проникать в закритическую плазму за счет увеличения эффективной массы электронов, если плотность плазмы ниже «релятивистской критической» $n_{cr\ rel} \approx a_0 n_{cr}$, где критическая плотность определяется как $n_{cr} = m\omega^2/(4\pi e^2)$. Данный режим был впервые рассмотрен в работе [37] в виде стационарного решения для бесконечной плоской волны, а позже решения были расширены для случая неоднородной плазмы [38]. Если релятивистский лазерный импульс является достаточно мощным и длительным (так что ионы начинают двигаться за время взаимодействия), также возможен процесс «hole boring», в котором ионы «расталкиваются» ponderomotorной силой лазерного импульса, понижая плотность плазмы в области взаимодействия и тем самым увеличивая эффективность поглощения лазерной энергии, при этом сами ускоряясь [39—41]. Описанные эффекты, в частности, очень важны в рамках приложений инерционного термоядерного синтеза, так как позволяют повысить коэффициент поглощения интенсивного лазерного излучения плазмой и интенсифицировать ее нагрев [42; 43].

При интенсивностях порядка 10^{23} Вт/см² электроны в лазерном поле приобретают значения лоренц-фактора порядка сотен, и некогерентное синхротронное излучение начинает вносить существенные поправки в динамику электронов ([44], § 74; [45], гл. 14, § 6). В частности, при $a_0 \sim 400$ и выше потери энергии на излучение на одном периоде лазерного излучения оказываются сравнимы с самой осцилляторной энергией. При этом излучение фотонов приводит

к появлению эффективной силы реакции излучения, которая существенно меняет динамику электронов в лазерном поле, в частности, становится возможен аномальный радиационный захват электронов в области максимумов электрического поля [46].

При таких интенсивностях также начинают оказывать влияние эффекты квантовой электродинамики (КЭД), в частности, становится важна квантовая природа силы реакции излучения. В частности, известно, что квантовая природа генерации гамма-квантов электронами в сильных полях приводит к меньшей величине силы реакции излучения, чем в классическом случае, если бы излучение было непрерывным [47]. Также теория показывает, что при интенсивностях порядка 10^{25} Вт/см² излучаемые жесткие фотоны имеют достаточно высокую энергию, чтобы рождать электрон-позитронные пары в присутствии лазерного поля. Данный процесс может циклически повторяться, в результате чего возникают квантовоэлектродинамические каскады [48], которые приводят к дальнейшему росту поглощения энергии лазерного импульса [49; 50]. Наконец, при интенсивностях порядка 10^{27} Вт/см² электронно-позитронные пары могут генерироваться напрямую из вакуума [51].

0.3 Некоторые приложения лазеров высокой пиковой мощности

Современные фемтосекундные лазеры по своей сути являются уникальной во многих смыслах конструкцией, позволяющей в условиях небольшой лаборатории достигать невероятных интенсивностей электромагнитных полей из-за очень сильного сжатия сравнительно небольшого количества энергии (порядка Дж и десятков Дж) во времени и пространстве. Поскольку поведение вещества при таких интенсивностях становится очень разнообразным в зависимости от конкретных условий, лазерные импульсы высокой пиковой мощности могут находить применения в самых разнообразных областях. Среди таких применений

можно выделить использование сильного поля для ускорения электронов [8], ионов [9; 10; 52; 53] и нейтронов [11; 54], генерацию рентгеновских и гамма-лучей [15; 16; 55—58], терагерцового излучения [59; 60]. Также взаимодействие лазерных импульсов с плазмой твердотельной плотности может приводить к генерации высоких гармоник лазерного излучения и аттосекундных импульсов [61]. В данном разделе будут более подробно рассмотрены некоторые из данных приложений.

0.3.1 Ускорение электронов

Поскольку электрическое поле в сфокусированных короткоимпульсных лазерах имеет очень высокую амплитуду, на несколько порядков превышающую амплитуду ускоряющего электрического поля в «традиционных» радиочастотных ускорителях (в частности, синхротронах и линейных ускорителях), с самого начала развития технологии короткоимпульсных лазеров возникло желание использовать эти поля для ускорения заряженных частиц, в частности, электронов. Однако электрическое поле одиночного лазерного импульса является поперечным и не может эффективно ускорять электроны на протяжении длительного промежутка времени. В 1979 г. Таджима и Доусон [62] предложили способ ускорения электронов в плазменной кильватерной волне, создаваемой лазерным импульсом при распространении в плазме. В данном режиме в плазменной волне возможно появление продольного электрического поля, и электроны, попавшие в нее, могут ускоряться на протяжении значительной дистанции. В 2002 г. Пухов и Мейер-тер-Вен [63] показали, что при приближении амплитуды лазерного поля к релятивистской кильватерная волна может становиться сильно нелинейной и за лазерным импульсом может возникать плазменная полость, в которой полностью отсутствуют электроны и внутри которой присутствует сильное продольное поле. При этом из-за нескомпенсированного заряда ионов часть электронов могут

захватываться внутрь полости из плазмы [64]. Поэтому для ускорения электронов в режиме плазменной полости (в т. н. «бэббл-режиме») не требуется внешний инжектор пучка электронов для ускорения, что устраняет проблемы, связанные с синхронизацией предынжектированного электронного пучка и лазерного импульса. В результате с помощью лазерно-плазменного ускорения электронов были получены квазимоноэнергетические электронные пучки [65—69], с рекордом на текущий момент в 7.8 ГэВ [70].

Помимо ускорения в плазменной волне, исследуются и другие способы применения интенсивных лазерных импульсов для ускорения электронов, в частности, прямое ускорение лазерным полем (direct laser acceleration, DLA). Поскольку в плоской волне в вакууме электрон не может набрать энергию существенно выше $mc^2 a_0$ (где a_0 — безразмерная амплитуда лазерного импульса), требуются специальные конфигурации для эффективного ускорения лазерным полем. В частности, было предложено использование скрещенных лазерных импульсов [71—73] или сильно сфокусированных лазерных импульсов [74]. Также было продемонстрировано, что лазерное поле может ускорять электроны до высоких энергий (более МэВ) при взаимодействии с поверхностью плоских твердотельных мишеней [75—77]. Как показали численные эксперименты, использование плазменных микроканалов [78—80] и микропроводов [81; 82], облучаемых релятивистскими лазерными импульсами, может значительно повысить энергию и количество ускоренных электронов по сравнению со случаем плоских мишеней. Отличительной особенностью конфигураций, где лазерный импульс взаимодействует с твердотельными мишенями, является сравнительно большой (до нКл) заряд ускоренных электронов. Это является существенным преимуществом по сравнению с источниками ускоренных электронов на основе лазерно-плазменного ускорения, так как типичная плотность газа (и концентрация электронов в нем) на 2–3 порядка ниже твердотельной. При этом, с другой стороны, источники электронов, основанные на прямом ускорении лазерным полем, чаще всего имеют не такие впечатляющие энергетические и угловые характеристики, как источники на основе ускорения в плазменной волне. Однако

в настоящее время продолжается активный поиск новых конфигураций взаимодействия, типов и материалов мишеней, что позволяет надеяться на значительное улучшение характеристик источников на основе лазерно-твердотельного взаимодействия. В частности, одними из относительно новых механизмов являются вакуумное лазерное ускорение (VLA, vacuum laser acceleration) электронов в поле отраженного лазерного импульса при наклонном падении p -поляризованного импульса на закритическую мишень [83; 84], а также ускорение в поле приповерхностных плазмонов [85; 86]. Кроме того, взаимодействие лазерного излучения с плотными мишенями может приводить к генерации аттосекундных электронных сгустков [87; 88].

0.3.2 Генерация высоких гармоник лазерного излучения

С развитием технологии усиления чирпированных импульсов стало возможным генерировать лазерные импульсы, состоящие всего из нескольких периодов светового поля [89] и имеющих длительности порядка десятков фемтосекунд (для характерной оптической длины волны в 1 мкм период равняется $T = \lambda/c = 3.3$ фс). Это позволило исследовать процессы, происходящие в веществе, с экстремально высоким временным и пространственным разрешением. Для дальнейшего уменьшения длительности светового импульса (вплоть до субфемтосекундного масштаба) требуется повышать частоту излучения по сравнению с лазерной. Первой методикой генерации высоких гармоник лазерного излучения (и, соответственно, импульсов аттосекундной длительности) стало столкновение электронов с ионами в лазерных полях с интенсивностью порядка 10^{15} Вт/см² [2]. В данном режиме электроны, оторванные лазерным полем от родительских ионов, имеют значительную вероятность вернуться в окрестность иона с большой энергией (выше энергии внутриатомных связей) в течение нескольких лазерных периодов и испытать рассеяние с генерацией последовательности аттосекундных импульсов.

Генерация высоких гармоник в данном режиме наблюдалась и в экспериментах [3; 4]. При повышении интенсивности лазерного поля данный механизм становится менее эффективным из-за влияния магнитного поля и релятивистских эффектов. Однако при взаимодействии интенсивных лазерных импульсов с поверхностью твердотельных мишеней возможна генерация высоких гармоник в соответствии с механизмом когерентного излучения кильватерной волны (coherent wake emission, CWE) [90; 91]. В данном процессе при наличии градиента плотности плазмы около поверхности происходит возбуждение колебаний на локальных плазменных частотах «горячими» электронами, вылетающими из плазмы [6]; данный процесс преобладает при нерелятивистских лазерных интенсивностях. Его особенностью является существование максимально возможного номера гармоники, определяемого плазменной плотностью.

При ультрарелятивистской интенсивности ($a_0 > 1$) доминирующим процессом генерации высоких гармоник оказывается механизм релятивистски осциллирующего зеркала [61; 92]). В данном процессе генерация гармоник происходит из-за релятивистского движения тонкого слоя электронов на поверхности плазмы, отражающего излучение и при этом «сжимающего» его во времени (что описывается релятивистским эффектом Доплера). В отличие от когерентного излучения кильватерной волны, данный механизм может приводить к генерации гармоник с номером выше порогового значения, что наблюдалось и в эксперименте [93].

В работе [94] также был предложен механизм генерации аттосекундных импульсов в соответствии с механизмом когерентного синхротронного излучения при падении p -поляризованных лазерных импульсов с $a_0 \gg 1$ на слой плазмы. Также для ультрарелятивистских интенсивностей в работе [95] была предложена модель релятивистской электронной пружины (relativistic electronic spring), учитывающая в том числе влияние полей разделения зарядов.

0.3.3 Генерация рентгеновского и гамма-излучения

В настоящее время источники гамма- и жесткого рентгеновского излучения нашли применение в широком ряде областей — от медицины до ядерной физики. Такие источники могут быть основаны на радиоактивном распаде изотопов, на тормозном излучении, возникающем при рассеянии релятивистских электронов на ядрах [96], на синхротронном излучении электронов в магнитном поле [97], а также на комптоновском рассеянии лазерного излучения на пучках релятивистских электронов, полученных в ускорителях [98]. Однако с развитием лазерно-плазменных методов ускорения электронов стало возможным избежать использования традиционных электронных ускорителей и создать чисто оптический комптоновский источник жестких фотонов [56]. В таких источниках один лазерный импульс, распространяясь в газовой струе, ускоряет электроны, а затем второй интенсивный лазерный импульс, распространяющийся навстречу, взаимодействует с электронами и приводит к излучению квазимоноэнергетического пучка рентгеновских и гамма-фотонов. Также на основе излучения из электронов, захваченных в плазменную полость при лазерно-плазменном ускорении, возможно создать лазерно-плазменный бетатронный источник [99]. Кроме этого, при облучении субрелятивистскими и слаборелятивистскими лазерными импульсами твердотельных мишеней ускоренные до высоких энергий электроны рассеиваются на ядрах и генерируют тормозное излучение в рентгеновском и гамма-диапазоне [13; 14; 100].

Однако при росте интенсивности лазерного излучения до 10^{22} – 10^{23} Вт/см² электроны в лазерном поле приобретают достаточно большую энергию, чтобы существенная ее часть терялась на синхротронное излучение, а мощность тормозного излучения падает из-за сильного уменьшения релятивистского сечения электрон-ионных соударений. В классическом приближении интенсивность синхротронного излучения ультрарелятивистского электрона пропорциональна четвертой степени лоренц-фактора, а также квадрату кривизны траектории [45;

101]:

$$I_e = \frac{2e^2 c \gamma^4}{3R^2}, \quad (2)$$

где R — радиус кривизны траектории в конкретной точке, γ — лоренц-фактор электрона, $e > 0$ — заряд электрона, c — скорость света. Необходимо заметить, что синхротронное излучение в лазерной плазме является некогерентным по своей сути, так как длина волны излучаемых гамма-квантов много меньше всех возможных расстояний между излучающими электронами.

В квантовой электродинамике интенсивность излучения жестких фотонов описывается через вероятность излучения. Вводится параметр [47; 102]:

$$\chi = \frac{e\hbar}{m^3 c^4} |F_{\mu\nu} p_\nu| \approx \gamma \frac{F_\perp}{eE_{cr}}, \quad (3)$$

где $F_{\mu\nu}$ — тензор электромагнитного поля, p_ν — четырех-импульс частицы, $\hbar\omega$ — энергия фотона, F_\perp — компонента силы Лоренца, перпендикулярная скорости частицы, \hbar — редуцированная постоянная Планка, а $E_{cr} = m^2 c^3 / (e\hbar) = 1.3 \times 10^{18}$ В/м — так называемое поле Швингера, характеристическое поле в квантовой электродинамике. В предельном случае слабого поля ($\chi \ll 1$) квантовая формула для вероятности излучения фотонов совпадает с классической ([47], уравнение 30). При росте амплитуды поля (так что χ становится порядка 1 и выше) квантовые поправки начинают влиять на вероятность излучения фотонов электронами (она несколько уменьшается, как и вызванная излучением электронов сила реакции излучения).

Численные эксперименты [17; 20; 103—106] показывают, что при взаимодействии лазерных импульсов с $a_0 \approx 100$ –300 с плазмой параметр χ , как правило, оказывается порядка 0.1–1. В результате существенная часть энергии лазерного импульса (около 10% при $a_0 \sim 300$) переходит в гамма-излучение, что дает возможность получить источник гамма-излучения высокой яркости. В случае нормального падения на плоскую мишень диаграмма направленности гамма-квантов при этом оказывается узкой — 2 лепестка, направленные вперед под некоторым углом в плоскости поляризации лазерного импульса [17]. Релятивистский

лазерный импульс, распространяющийся в плазменном канале, также может генерировать узкий пучок гамма-лучей [80; 107].

0.4 Численные методы

Задачи моделирования взаимодействия лазерного излучения с плазмой включают в себя численное описание большого числа процессов. Однако основными процессами, учет которых необходим для самосогласованного описания, являются распространение электромагнитных полей в плазме, движение заряженных частиц под действием электромагнитных полей и генерация полей данными частицами. Описание динамики распределения полей и генерации полей заряженными частицами выполняется, как правило, с помощью численного решения уравнений Максвелла. Для описания динамики частиц может использоваться, например, численное решение уравнение Власова-Больцмана, но данный подход оказывается сильно затрудненным при увеличении размерности моделирования. Например, для полномасштабного трехмерного моделирования требуется описывать эволюцию функции распределения в шестимерном фазовом пространстве, что крайне трудно моделировать даже при использовании суперкомпьютеров.

Альтернативой интегрированию уравнения Власова-Больцмана является метод «частиц-в-ячейках» (particle-in-cell, PIC), при котором распределение частиц в координатно-импульсном пространстве аппроксимируется набором макрочастиц (или квазичастиц), и рассчитывается динамика данных квазичастиц в соответствии с уравнениями Ньютона [108]. При этом электромагнитные поля задаются на сетке, и в каждой ячейке сетки оказывается некоторое число квазичастиц с определенными координатами и импульсами. С учетом координат и импульсов квазичастиц рассчитываются наведенные на сетке заряды и токи, а затем производится решение уравнений Максвелла для вычисления полей на следующем шаге. Данный метод позволяет на порядки сократить сложность чис-

ленных счетов и, в частности, моделировать взаимодействие лазерного излучения с плазмой в трехмерной геометрии даже на сравнительно небольших вычислительных кластерах.

В настоящее время PIC-моделирование является основным методом моделирования взаимодействия интенсивного лазерного излучения с веществом. Одним из первых численных кодов, моделирующих лазерно-плазменное взаимодействие в трехмерной геометрии, является VLPL, разработанный А. Пуховым [109; 110]. В современных численных PIC-кодах, помимо вышеупомянутых физических процессов, моделируются и такие эффекты, как ионизация в сильном поле, столкновения между частицами, влияние силы реакции излучения при ультрарелятивистской динамике. Отдельно стоит отметить, что с помощью метода Монте-Карло в PIC-кодах могут описываться эффекты квантовой электродинамики (генерация гамма-фотонов электронами, распад фотонов на электрон-позитронные пары в сильном лазерном поле и др.). Впервые описание эффектов КЭД в PIC-кодах было реализовано в коде Quill, разработанном Е. Нерушем [50], а также впоследствии было добавлено в коде EPOCH [111] и др. При этом жесткие фотоны, комптоновская длина волны которых много меньше размеров численной сетки, в коде описываются как частицы, что является оправданным из-за наличия «синхротронного пика» в спектре излучения ансамбля электронов, а также провала между данным пиком и высокими гармониками лазерного импульса [112]. Данный подход позволяет с достаточной точностью описать эволюцию распределения как электромагнитных полей низких энергий (описываемых как волны), так и жестких фотонов.

Глава 1. Динамика граничного слоя электронов при взаимодействии сверхмощных лазерных импульсов с плоскими мишенями

Задача взаимодействия релятивистски сильного лазерного импульса с твердотельными мишенями активно исследуется в последнее десятилетие благодаря потенциалу использования данного процесса в различных приложениях, в частности, генерации высоких гармоник лазерного излучения, ускорении электронов и ионов, генерации рентгеновских и гамма-квантов и т.д. При интенсивностях лазерного поля, приближающихся к релятивистским, атомы в мишени очень быстро ионизируются [113; 114], поэтому для упрощения, как правило, рассматривают взаимодействие лазерного импульса со слоем плазмы. Как упоминалось во введении (в подразделе 0.3.2), отличительной особенностью данного режима взаимодействия является формирование тонкого (по сравнению с длиной волны лазера) слоя электронов на границе, эффективно отражающего лазерное излучение. В случае линейной поляризации и нормального падения лазерного импульса данное «зеркало» испытывает периодические осцилляции. В работе [95] данный процесс был описан в рамках модели «релятивистской электронной пружины», однако эта модель использует приближение бесконечного лоренц-фактора электронов на границе и не позволяет вычислить непосредственно само значение лоренц-фактора, что важно в том числе для определения силы реакции излучения и диаграммы направленности излучения жестких фотонов. Некоторые другие известные модели [105; 115], описывающие динамику слоя на границе, также обладают данным ограничением. Модель из работы [116] позволяет определить лоренц-фактор слоя, но не учитывает влияние реакции излучения.

В разделе 1.1 данной главы предложена самосогласованная модель динамики граничного слоя электронов, учитывающая реакцию излучения и позволяющая определить характеристики источника жестких фотонов. В разделе 1.2 с помощью численного PIC-моделирования определена область применимости модели, а также с помощью моделирования определены особенности режимов взаимодействия

в режимах, где модель неприменима. В разделе 1.3 модель расширена на случай наклонного падения лазерного импульса.

Большая часть результатов данной главы изложена в статье [A1], а также доложена на нескольких международных конференциях.

1.1 Модель динамики электронного слоя на границе слоя плазмы

1.1.1 Формулировка модели

Рассмотрим плоскую линейно-поляризованную электромагнитную волну («лазерный импульс»), которая распространяется в направлении оси x и нормально падает на плоскую границу плазмы. При этом без ограничения общности будем считать, что вектор электрического поля направлен по оси y . Для описания коллективной динамики электронов и излучения жестких фотонов при взаимодействии поля лазерного импульса и плоской мишени рассмотрим самосогласованную модель. В модели присутствует несколько основных предположений. Во-первых, под действием светового давления электроны на краю плазмы образуют очень тонкий (по сравнению с длиной волны лазера) слой, который перемещается таким образом, что лазерный импульс практически полностью отражается от мишени. Вследствие этого мы можем пренебречь возмущениями электронной плотности за слоем. Во-вторых, мы рассматриваем нормальное падение линейно-поляризованного лазерного импульса и считаем, что все электроны двигаются в плоскости, содержащей вектор \mathbf{E} лазерного поля и нормаль к поверхности. В-третьих, рассматривается только коллективная динамика электронов (мы предполагаем, что отличие функции распределения электронов в фазовом пространстве (x, v_x, v_y) от дельта-функции не оказывает определяющего влияния на процесс излучения жестких фотонов и лишь приводит к сглаживанию диаграммы

направленности, спектра фотонов и т. д.). Также в рамках данной модели ионы рассматриваются как неподвижные, что накладывает ограничение на время взаимодействия — оно не должно превышать порядка нескольких периодов лазерного импульса (поскольку ионы имеют на 2–3 порядка меньшее отношение заряда к массе, чем электроны, их смещение под действием полей рассматриваемой интенсивности на временах порядка нескольких периодов лазерного излучения оказывается много меньше длины волны лазерного импульса).

Общая сила, действующая на электроны, состоит из следующих частей:

- сила, действующая со стороны внешнего лазерного поля;
- сила, действующая со стороны самогенерируемых электромагнитных полей (когерентно излучаемых слоев);
- сила, возникающая за счет разделения зарядов электронов и «неподвижных» ионов;
- сила реакции синхротронного излучения.

В отличие от одной из предыдущих моделей [95], в текущей модели не требуется, чтобы лазерное поле за слоем было полностью скомпенсировано сгенерированными полями: подобное требование делает невозможным нахождение лоренц-фактора движущегося электронного слоя. Вместо этого, рассмотрим уравнения движения, которые включают в себя все вышеупомянутые силы:

$$\frac{dp_x}{dt} = -E_x - v_y B_z + F_{rx}, \quad (1.1)$$

$$\frac{dp_y}{dt} = -E_y + v_x B_z + F_{ry}, \quad (1.2)$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_l + \mathbf{E}_p, \quad (1.3)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_l + \mathbf{B}_p, \quad (1.4)$$

где \mathbf{p} — импульс электрона, нормированный на mc , \mathbf{v} — скорость электрона, нормированная на c , \mathbf{E} и \mathbf{B} — нормированные на $mcs\omega/e$ электрическое и магнитное поля, соответственно, индексы l и p обозначают лазерное и плазменное поля (под плазменными полями понимаются поля когерентного излучения от слоя и поле

разделения зарядов), а \mathbf{F}_r — сила реакции излучения (также часто называемая «силой радиационного трения»). В уравнениях (1.1–1.4) предполагается, что лазерный импульс распространяется в направлении оси x , а плоскость поляризации лазерного излучения совпадает с плоскостью xy .

Модели, аналогичные уравнениям (1.1–1.4), были описаны в [116; 117]. Они учитывают только реакцию излучения, обусловленного полями, которые когерентно излучаются слоем, т.е. поперечными компонентами полей E_p and B_p . Текущая модель же учитывает и когерентную часть реакции излучения (от излучения высоких гармоник лазерного излучения) и силу реакции излучения от некогерентно излученных синхротронных фотонов. Длины волн данных фотонов (излучаемых отдельными электронами) много меньше, чем толщина электронного слоя, поэтому они не могут быть суммированы когерентно.

Как было сказано ранее, мы рассматриваем падение лазерного импульса на плазменное полупространство (в отличие от [117], где рассматривается пленка с толщиной много меньше, чем длина волны лазера). Следовательно, поверхностная плотность заряда слоя является функцией его координаты, и, в соответствии с моделью «релятивистской электронной пружины» (РЭП) [95], она составляет

$$\varepsilon = n_0 x_\ell, \quad (1.5)$$

где плотность заряда нормирована на cn_{cr}/ω , n_0 — начальная плотность электронов, нормированная на критическую плотность плазмы $n_{cr} = m\omega^2/4\pi e^2$, x_ℓ — смещение электронного слоя относительно начального положения слоя, нормированное на $\lambda/2\pi = c/\omega$.

Поля, когерентно излучаемые слоем, могут быть найдены из уравнений Максвелла [95; 105; 118]:

$$E_{y,+} = B_{z,+} = \frac{\varepsilon v_y}{2(1 - v_x)}, \quad (1.6)$$

$$E_{y,-} = -B_{z,-} = \frac{\varepsilon v_y}{2(1 + v_x)}, \quad (1.7)$$

$$E_x = \frac{\varepsilon x}{x_\ell} \text{ if } 0 < x < x_\ell, \quad (1.8)$$

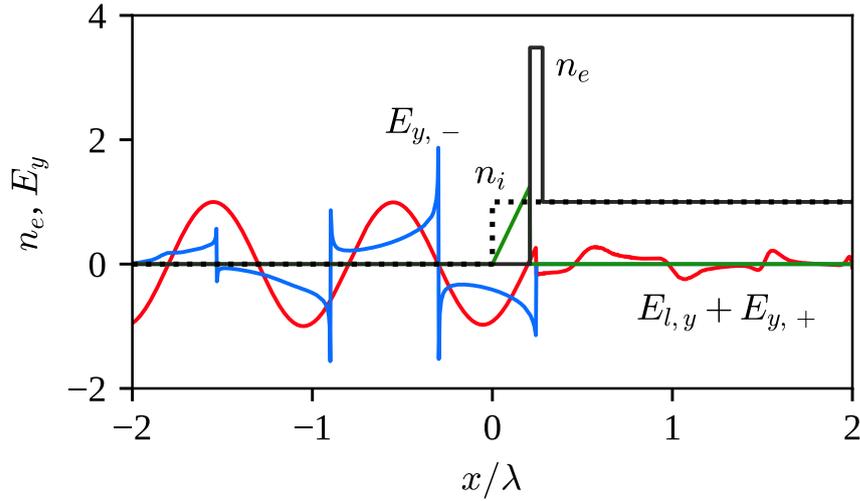


Рисунок 1.1 — Схематическая структура электронного слоя вблизи поверхности плазмы и электромагнитные поля в режиме «релятивистской электронной пружины». Сплошной черной линией показана плотность электронов, точками — ионов, красным — сумма лазерного поля и поля, излученного слоем в направлении $+x$ ($E_{l,y} + E_{y,+}$), синим — поле, излученное слоем в направлении $-x$ ($E_{y,-}$), зеленым — поле E_x .

где индексы $+$ и $-$ обозначают значения полей при $x_\ell \pm 0$, излученных в положительном и отрицательном направлениях оси x , соответственно. Поле E_x может быть найдено как поле плоского конденсатора, поскольку ионы в рамках модели считаются неподвижными. Пример полей, генерируемых электронным слоем, движущимся в соответствии с уравнениями движения (1.10–1.13) (см. ниже), показан на рис. 1.1.

Известно, что сила реакции излучения со стороны некогерентных синхротронных фотонов может оказываться значительной при интенсивности поля лазера $\gtrsim 10^{21}\text{--}10^{22}$ Вт/см² [104; 119–121], поэтому ее учет в модели является достаточно важным. Главный член силы реакции излучения в классическом приближении Ландау-Лифшица равен [101]:

$$\mathbf{F}_r = -\frac{4\pi r_e}{3} \frac{1}{\lambda} \left[(\gamma \mathbf{E} + \mathbf{p} \times \mathbf{B})^2 - (\mathbf{p} \cdot \mathbf{E})^2 \right] \mathbf{v}, \quad (1.9)$$

где $r_e = e^2/(mc^2)$ — классический радиус электрона, а $\gamma = \sqrt{1 + p^2}$ — его релятивистский лоренц-фактор. Реакция излучения приводит к эффективному

торможению излучающих электронов и изменению их траекторий, но необходимо заметить, что в результатах из текущей модели не наблюдается качественного отличия формы траекторий электронов в случаях с учетом реакции излучения и без нее. Однако, строго говоря, лоренц-фактор электронов и его распределение по траектории подвержены влиянию реакции излучения (что может в конечном счете привести к изменению характеристик излучения), поэтому ее учет в данной модели является оправданным. Из уравнения (1.9) можно показать, что для простой круговой траектории во вращающемся электрическом поле сила реакции излучения оказывается равна по амплитуде силе Лоренца, когда безразмерная амплитуда поля достигает порогового значения $a_{thr} = \sqrt[3]{3\lambda/4\pi r_e} \approx 400$ (для длин волн около 1 мкм). Для более сложных траекторий величина силы реакции излучения может быть выше, чем для круговой траектории. В любом случае, для более строгого описания сила реакции излучения должна быть учтена, если $a_0 \gtrsim 100\text{--}400$, что соответствует рассматриваемому диапазону интенсивностей.

Поскольку эффективное поле, действующее на электронный слой, может быть найдено как полусумма полей с обеих сторон слоя, система уравнений, описывающая коллективную динамику электронов, записывается следующим образом:

$$\frac{dp_x}{dt} = -\frac{n_0 x_\ell}{2} \left(1 + \frac{v_x v_y^2}{1 - v_x^2} \right) - v_y E_{ly} + F_{rx}, \quad (1.10)$$

$$\frac{dp_y}{dt} = -\frac{n_0 x_\ell v_y}{2} - (1 - v_x) E_{ly} + F_{ry}, \quad (1.11)$$

$$\frac{dx_\ell}{dt} = v_x = \frac{p_x}{\gamma_\ell}, \quad (1.12)$$

$$\frac{dy_\ell}{dt} = v_y = \frac{p_y}{\gamma_\ell}, \quad (1.13)$$

где $\gamma_\ell = \sqrt{1 + p_x^2 + p_y^2}$.

Численное интегрирование уравнений (1.10–1.13) позволяет найти величины $x(t)$, $v_x(t)$ и $v_y(t)$ электронного слоя для заданного профиля внешнего лазерного поля и параметров a_0 и n_0 . Также, зная $v_x(t)$ и $v_y(t)$, возможно определить зависимость лоренц-фактора от времени $\gamma(t)$. На рис. 1.2 показана типичная

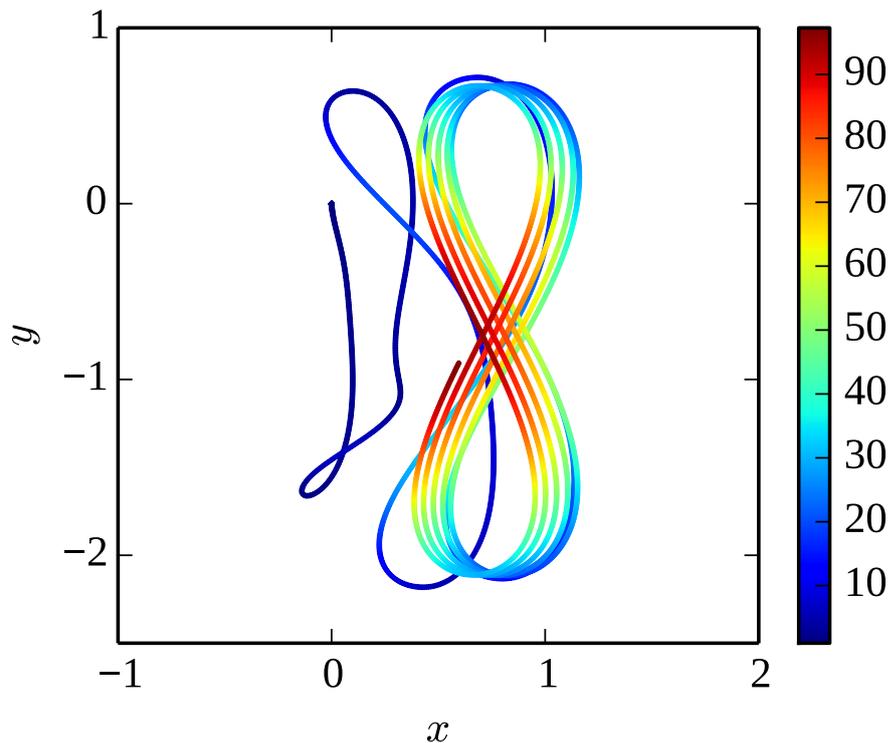


Рисунок 1.2 — Траектория слоя электронов из модели для $a_0 = 100$, $n_0 = 100$. Цветом показана величина лоренц-фактора электронов в каждой точке.

траектория электронного слоя для параметров $a_0 = 100$ и $n_0 = 240$, цветом показано значение лоренц-фактора γ . Траектория слоя имеет характерную форму «восьмерки» в плоскости поляризации лазерного импульса (необходимо отметить, что в поле плоской волны траектория электрона также похожа на цифру 8, но лишь в движущейся системе отсчета; в данной модели за счет удерживающего действия ионов «восьмерка» формируется в лабораторной системе отсчета). На рис. 1.3 показана зависимость $\gamma(t)$ для двух различных значений a_0 , а также приведено сравнение с результатами, полученными из более простой модели из [95], предполагающей полную компенсацию электромагнитных полей за слоем.

1.1.2 Особенности модели

В данном подразделе силой реакции излучения \mathbf{F}_r пренебрегается с целью более ясной демонстрации результатов модели. Из уравнений (1.10–1.13) возмож-

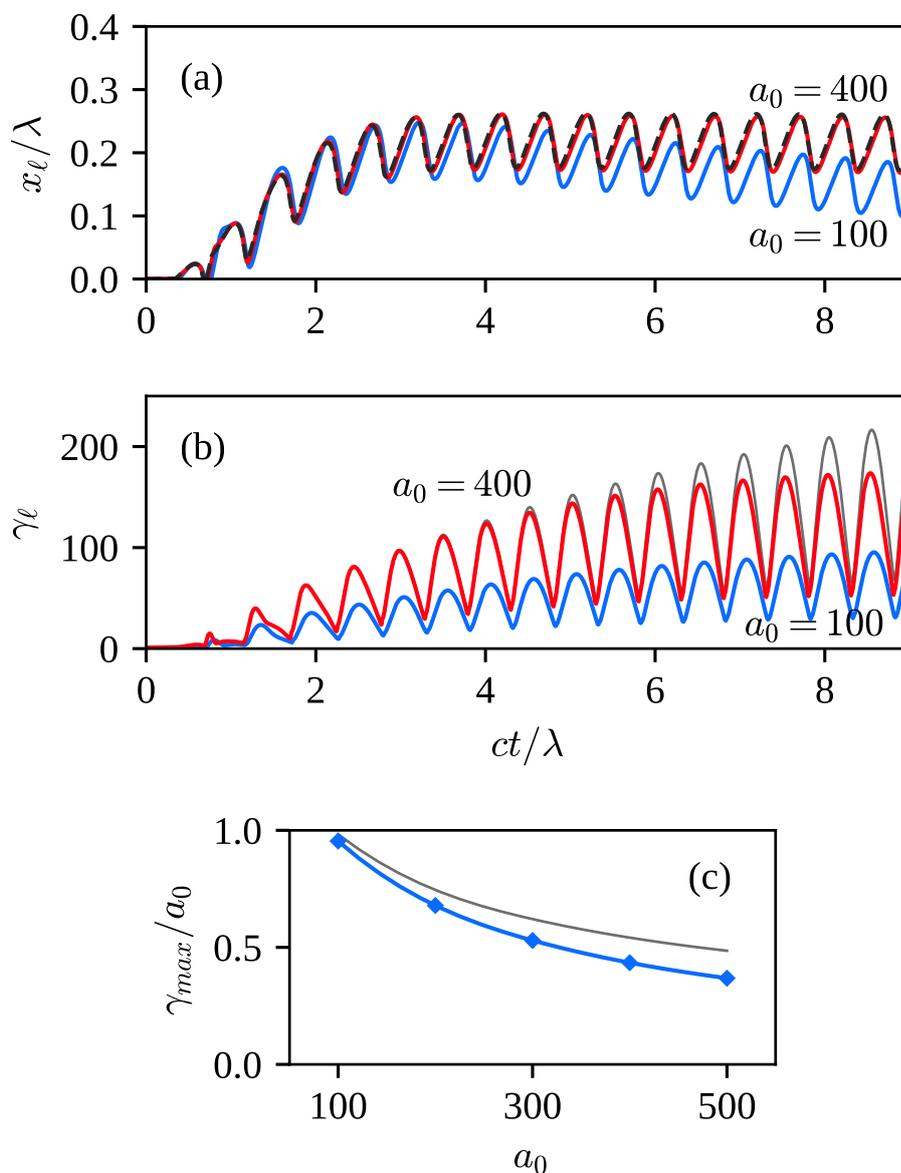


Рисунок 1.3 — (а) Положение электронного слоя из модели в разные моменты времени при $a_0 = n_0 = 400$ (красная линия) и $a_0 = n_0 = 100$ (синяя линия). Черная пунктирная линия соответствует динамике слоя при условии точной компенсации лазерных полей за слоем [105] при $n_0 = a_0$. (б) Динамика лоренц-фактора для вышеупомянутых траекторий. Тонкая серая линия соответствует уравнениям (1.10–1.13), где не учитывается реакция излучения, при $a_0 = n_0 = 400$. (в) Максимальная величина лоренц-фактора электронного слоя в модели, нормированная на a_0 , при $t = 9\lambda/c$ и $a_0 = n_0$. Синим цветом показаны результаты из модели с учетом реакции излучения, серым — без ее учета.

но получить выражения для зависимости лоренц-фактора электронного слоя от времени:

$$\frac{d\gamma_\ell}{dt} = -(E_{ly} + E_{y,+})v_y - \frac{n_0 x_\ell v_x}{2(1 + v_y^2 \gamma_\ell^2)}. \quad (1.14)$$

Таким образом, лоренц-фактор определяется полем, прошедшим за слой, $E_{ly} + E_{y,+}$, и эффективным продольным полем, уменьшенным на величину $1 + v_y^2 \gamma_\ell^2$. Предположим, что $\gamma_\ell \gg 1$ и $|E_{ly} + E_{y,+}| \ll a_0$, тогда $d\gamma/dt \ll dp_x/dt$. В этом случае уравнения (1.10) и (1.11) вместе с условием $d(v_x^2 + v_y^2)/dt \approx 0$ дают $v_y E_{ly} + n_0 x_\ell (1 + v_x)/2 \approx 0$. Это уравнение эквивалентно следующему: $E_{ly} + E_{y,+} \approx 0$.

Таким образом, уравнения (1.10–1.13) приводят к динамике электронного слоя, которая приводит к почти полной компенсации внешнего лазерного поля за ним. Это означает, что траектория, полученная из модели, близка к траектории слоя, рассчитанной в рамках статей [95; 105], где предполагалось строгое выполнение условия $E_{ly} + E_{y,+} = 0$, которое также может быть переписано в следующей форме [105]:

$$\frac{dx_\ell}{dt} = \frac{4E_{ly}^2 - n_0 x_\ell^2}{4E_{ly}^2 + n_0 x_\ell^2}. \quad (1.15)$$

Но модель, рассмотренная в упомянутых работах, предполагает, что лоренц-фактор постоянен на траектории, и не дает найти выражение для его динамики. Текущая же модель, напротив, позволяет определить $\gamma_l(t)$.

Поскольку члены в выражении (1.14) могут быть одного порядка и последний член не обязательно является пренебрежимо малой величиной, a_0 не может быть исключено из уравнений (1.10–1.13) с помощью перенормировки, и динамика слоя определяется не только соотношением n_0/a_0 (как в моделях [95; 105]), но и параметрами a_0 и n_0 по отдельности. Это означает, что закон подобия при лазерно-плазменном взаимодействии, описанный в работах [122] и [95], может быть неприменим в режиме РЭП.

Упомянутые выше особенности модели продемонстрированы на рис. 1.3, где приведено численное решение уравнений (1.10–1.13). Во-первых, можно видеть, что $x_\ell(t)$, полученное с помощью текущей модели, близко к результату для

положения электронного слоя из работ [95; 105]. Во-вторых, из-за почти полной компенсации прошедшего лазерного импульса за слоем (см. рис. 1.1) γ_ℓ довольно медленно растет со временем, и даже спустя несколько периодов лазерного поля γ_ℓ/a_0 остается $\lesssim 1$. Более того, γ_ℓ/a_0 уменьшается, если a_0 и n_0 увеличиваются пропорционально друг другу. В-третьих, можно заметить, что учет реакции излучения в модели кардинально не меняет результаты (в частности, зависимость энергии электронного слоя от времени).

1.2 Численное PIC-моделирование, анализ условий применимости модели

1.2.1 Результаты моделирования

Для проверки результатов, полученных при помощи модели, было проведено трехмерное численное моделирование методом частиц в ячейках. Лазерный импульс с длиной волны 1 мкм был задан нормально падающим на плоскую пленку толщиной 2 мкм. Интенсивность лазерного импульса и плотность плазмы варьировалась в различных счетах в рамках данной серии. Ионы в данном моделировании задавались как неподвижные (учет движения ионов также рассмотрен в работе). Продольный профиль лазерного импульса был следующим:

$$E_y(x) = \frac{d}{dx} \left\{ \sin x \cos^2 \left(\frac{\pi(x + x_s)^4}{2x_s^4} \right) \right\}, \quad (1.16)$$

т.е. лазерный импульс имел приблизительно постоянную амплитуду в центральной области и резкое ее спадание на краях. Аналогично был задан и поперечный профиль лазерного импульса, с шириной на уровне половины амплитуды, близкой к 10 мкм. Таким образом, конфигурация оказывалась близка к идеализированной модельной ситуации (падению бесконечной плоской волны на плоскую мишень), что позволило более точно сравнить результаты модели и численного моделирования. Размер сетки определялся условиями стабильности с учетом плотности

плазмы. В данном моделировании использовалось 2 частицы в ячейке, тестовое моделирование с 8 частицами в ячейке не показало заметных отличий в результатах. Сравнительно небольшое количество частиц в ячейке в данных счетах было скомпенсировано достаточно малым пространственным шагом (около 0.02λ), в результате чего полное количество макрочастиц в области моделирования было достаточно большим.

При достаточно высокой концентрации электронов в плазме ($n_0 > a_0$) в численном моделировании наблюдается формирование электронного слоя с повышенной плотностью электронов, с толщиной около 100 нм. Из-за действия силы $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ линейно-поляризованного лазерного импульса слой плазмы осциллирует в направлении распространения лазерного импульса (см. рис. 1.4(a)). Благодаря действию электростатической силы со стороны неподвижных ионов действие светового давления компенсируется, и слой в среднем удерживается на некоторой глубине.

Представляется возможным вычислить траекторию электронного слоя $x(t)$ и сравнить ее с моделью. Для этого для каждого момента времени была вычислена позиция слоя x_Δ из численного моделирования по следующей формуле:

$$\Delta = \int_{-\infty}^{x_\Delta} n_e(x)/n_{cr} dx, \quad (1.17)$$

где Δ — некоторая заранее заданная поверхностная плотность электронов (подбираемая эмпирически). Если электроны действительно формируют тонкий слой и Δ меньше поверхностной плотности электронов в слое, то x_Δ приблизительно равно положению слоя для любого значения Δ .

На рис. 1.4(a) показано, что для $0.05 \leq \Delta/\lambda \leq 0.1$ (зеленым) x_Δ , полученное из уравнения (1.17), хорошо совпадает с моделью. Также можно видеть, что небольшое число электронов может быть извлечено из плазмы лазерным полем ($\Delta \leq 0.05 \lambda$, показано желтым на рис. 1.4(a)).

Однако, стоит заметить, что динамика слоя в PIC-моделировании не во всем согласуется с моделью. В основном это связано с тем, что «слой» является усредненной характеристикой, и отдельные электроны постоянно и попадают в слой,

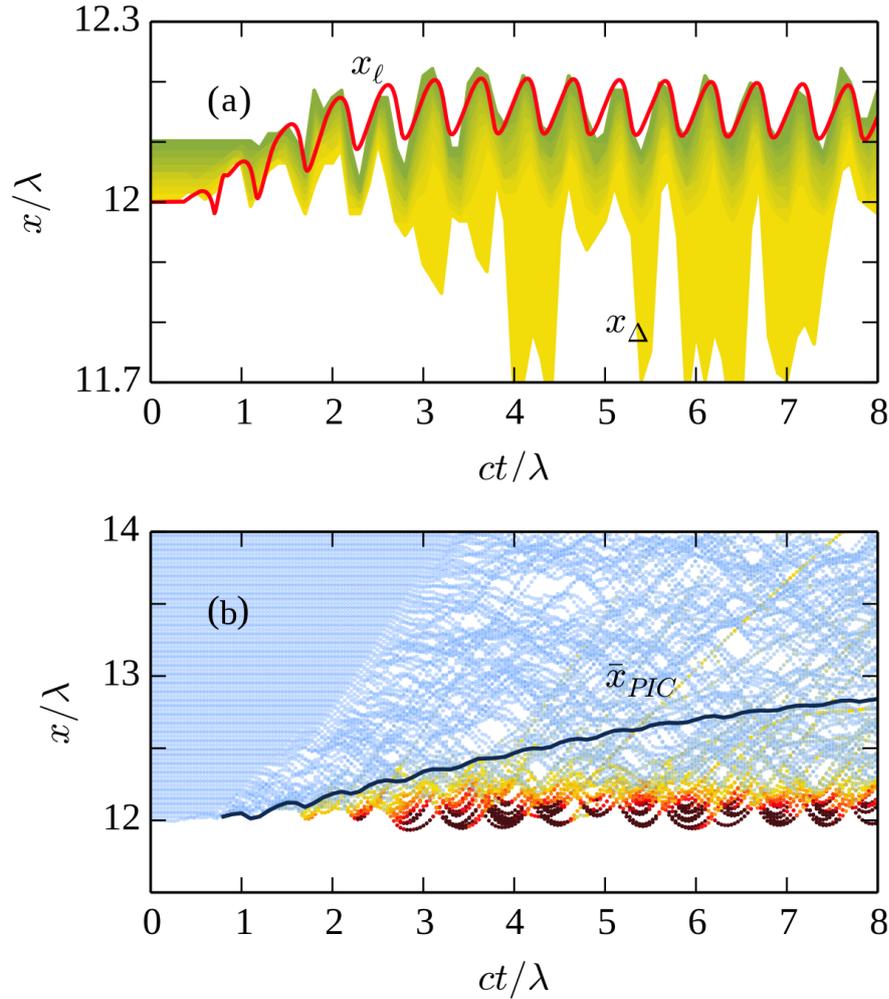


Рисунок 1.4 — (а) Траектория слоя электронов из модели (красным) и траектория $x_\Delta(t)$, рассчитанная в соответствии с (1.17), для Δ между 0.01λ (нижняя граница) и 0.11λ (верхняя граница) при $a_0 = 240$ и $n_0 = 320$. (б) Траектории отдельных электронов в PIC-моделировании, цветом показана величина γ^4/R^2 (мгновенная мощность синхротронных радиационных потерь). Сплошной линией показана средняя траектория электронов \bar{x}_{PIC} с $\gamma > 0.05 a_0$.

и покидают его. Отдельный электрон, как правило, находится в слое не более, чем 1–2 лазерных периода (а значительная часть — всего половину лазерного периода), а затем покидает слой и попадает в «невозмущенную» плазму, где электрон более не набирает энергию. Это приводит к уменьшению энергии слоя по сравнению с $\bar{\gamma}_{PIC}$ (см. рис. 1.5) и изменению пространственного распределения энергичных электронов (см. \bar{x}_{PIC} на рис. 1.4(b)).

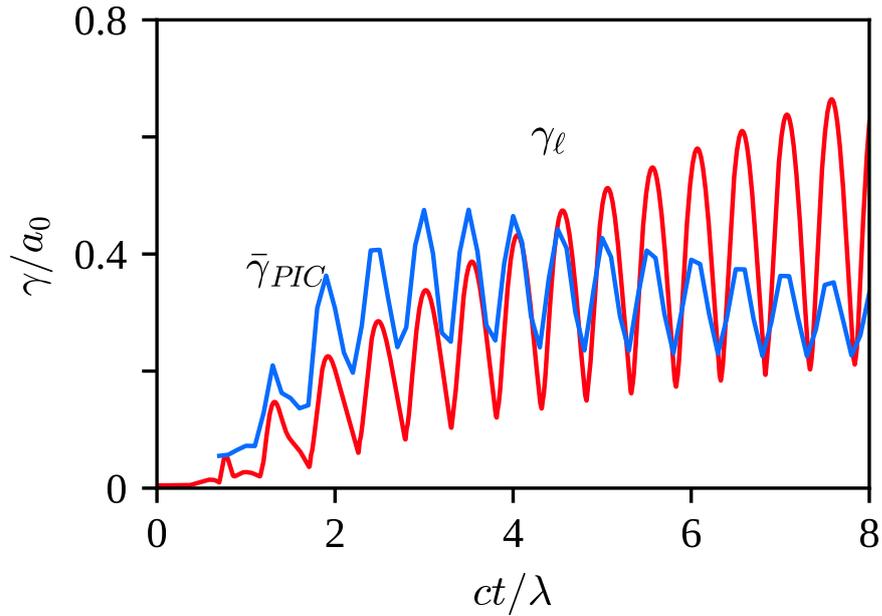


Рисунок 1.5 — Зависимость лоренц-фактора электронного слоя от времени в модели (красным) и в численном PIC-моделировании (синим). В PIC-моделировании за лоренц-фактор электронного слоя принимается средняя энергия электронов с $\gamma > 0.05 a_0$.

1.2.2 Условия применимости модели

В первую очередь необходимо заметить, что формирование электронного слоя происходит не при любом соотношении параметров a_0 и n_0 . Одним из известных свойств релятивистского лазерно-плазменного взаимодействия является существование приблизительного закона подобия [122]: в приближении неподвижных ионов характеристики взаимодействия зависят от параметра

$$S = \frac{n_e}{a_0 n_{cr}} = \frac{n_0}{a_0}, \quad (1.18)$$

а не по отдельности от них.

В проведенном численном моделировании можно видеть наличие характеристик подобия (см. рис. 1.6). Несмотря на то, что плазма является сильно закритической ($n_e \sim 100 n_{cr}$, что по порядку величины соответствует концентрации электронов в полностью ионизованных твердотельных мишенях), увеличение эффективной массы релятивистских электронов поднимает порог

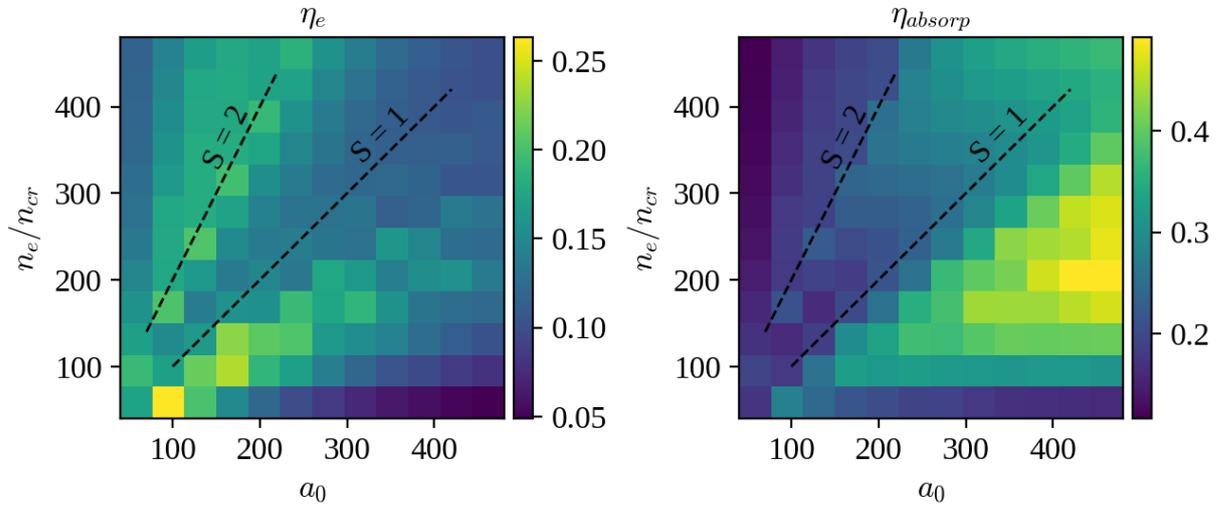


Рисунок 1.6 — Доля лазерной энергии, переданной электронам (слева), и полная доля поглощенной лазерной энергии (справа) в численном моделировании при различных значениях параметров a_0 и n_e .

непрозрачности; в простом приближении, лоренц-фактор электронов на границе плазмы $\gamma \sim a_0$, поэтому вводится релятивистская критическая плотность $n_{cr\ rel} = a_0 n_{cr}$, и $S = n_e / n_{cr\ rel}$. При $S < 1$ лазерный импульс проникает в плазму, приводя к сильному росту коэффициента поглощения лазерной энергии электронами — наступает так называемый режим релятивистской самоиндуцированной прозрачности (relativistically self-induced transparency, RSIT). Если же $S > 1$, лазерный импульс начинает отражаться от плазменного слоя. На рис. 1.6 слева показана доля энергии лазерного импульса, которая содержится в электронах в конце численного моделирования; справа показана доля поглощенной лазерной энергии (в данном случае равной сумме энергии электронов и гамма-фотонов в конце моделирования). Разница двух показателей является следствием сильных потерь электронами энергии на излучение при $a_0 \gtrsim 100$. Действительно, прослеживается зависимость обоих показателей преимущественно от параметра S . На графиках можно выделить характерные области, потенциально соответствующие различным режимам взаимодействия: $S < 1$, $1 \leq S \lesssim 1.9$, $S \gtrsim 2$. Чтобы лучше

понять, какие физические процессы в численном моделировании соответствуют данным режимам, можно построить распределение лоренц-фактора электронов по оси x в фиксированный момент времени и при различном соотношении между параметрами n_0 и a_0 . Чтобы исключить влияние краевых эффектов в трехмерном моделировании, учитывались только те электроны, которые находились близко к центру лазерного импульса в плоскости yz , где лазерный фронт близок к плоскому.

Результаты показаны на рис. 1.7. В первом режиме ($S = 0.5$), где лазерный импульс проникает вглубь мишени, электроны эффективно забирают его энергию, и при этом также теряют значительную часть этой энергии на излучение. На графике распределения энергии электронов по оси x видно, что нагрев электронов происходит практически по всей толщине мишени.

При $S = 1$ лазерный импульс начинает отражаться от слоя плазмы, и количество поглощенной электронами энергии уменьшается. Это в том числе связано с уменьшением объема взаимодействия лазерного излучения с электронами, т.к. лазерный импульс проникает в плазму только на глубину скин-слоя (она при рассматриваемых параметрах составляет порядка 0.1λ). На рис. 1.7 можно видеть формирование электронного слоя вблизи поверхности мишени (отмечена пунктирной линией), средняя энергия частиц в котором в несколько раз больше, чем в толще плазмы. В данном режиме также радиационные потери являются значительными.

При $S = 2$ также наблюдается формирование электронного слоя, но из рис. 1.6 можно видеть, что электроны намного эффективнее поглощают энергию, чем при $S = 1$ (но радиационные потери сравнительно невелики). Также распределение электронов отличается от предыдущего случая. В глубине плазмы можно видеть наличие энергичных электронов, сгруппированных по координате x в «микрослои», расстояние между которыми равно 0.5λ . Анализ динамики данного распределения также показывает, что микрослои движутся вглубь плазмы со околорелятивистской скоростью. Это соответствует траекториям электронов, аналогичным траекториям на рис. 1.4 (b), где электроны покидают

приповерхностный слой и устремляются вглубь плазмы. Поскольку существенное количество электронов регулярно покидают слой, под действием электростатических сил на их место приходят «холодные» электроны из толщи плазмы, приобретают энергию на полупериоде внешнего поля и формируют следующий релятивистский микрослой. По-видимому, то, что электроны в приповерхностном слое чаще обновляются, и служит основной причиной роста эффективности поглощения лазерной энергии электронами в данном режиме (рис. 1.6, слева).

Причины относительно слабых радиационных потерь в данном режиме (по сравнению с режимом, реализующимся в при $1 \leq S \lesssim 1.9$), вообще говоря, требуют дальнейшего исследования. Но возможное объяснение заключается в следующем: если доля электронов, покидающих слой на каждом полупериоде внешнего поля, невелика, то индивидуальные электроны осциллируют вблизи поверхности длительное время и имеют много искривленных участков траектории, на которых возникают сильные радиационные потери. Если же значительная доля электронов вылетает из толщи плазмы и возвращается назад на том же полупериоде лазерного поля, то такие электроны имеют траектории параболическо-гиперболического типа, которые сильно искривлены только около «вершины» (т.е. в точке, где достигается минимум x), а на возвратном участке траектории излучение не происходит.

Таким образом, из режимов, наблюдаемых в численном моделировании, наиболее близким к модели является режим $1 \leq S \lesssim 1.9$, когда приповерхностный электронный слой является наиболее обособленным и значительная доля электронов осциллирует в нем в течение нескольких периодов внешнего лазерного поля.

Также достаточно важным вопросом является влияние столкновений на лазерно-плазменное взаимодействие. При релятивистских лазерных интенсивностях и на временных масштабах порядка десятков фемтосекунд ими, как правило, пренебрегают; это связано с сильным уменьшением частоты электронно-ионных соударений при росте энергии электрона до величин порядка МэВ. В самом деле, можно записать выражение для частоты соударений электрона с ионами в реля-

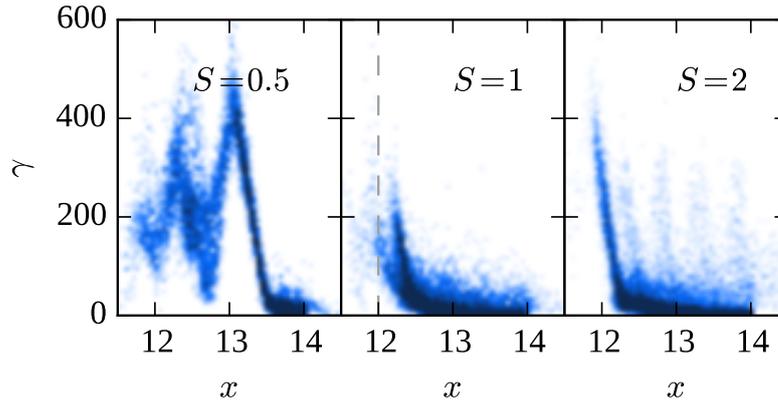


Рисунок 1.7 — Распределения лоренц-фактора электронов по оси x в момент времени $t = 5.8 \lambda/c$ (лазерный импульс падает слева) для различных значений параметра S (и фиксированном $a_0 = 240$). Мишень занимает область пространства $12 < x/\lambda < 14$.

тивистском случае ([123]; [124], гл. 5):

$$\nu_{ei} = \frac{4\pi e^4 n_e L}{p^2 v} \approx \frac{4\pi e^4 n_e L}{m^2 \gamma^2 c^3}, \quad (1.19)$$

где p и v — импульс и скорость электрона, соответственно, m — масса электрона, L — кулоновский логарифм. Поскольку концентрация электронов n_e равняется $n_0 n_{cr} = n_0 \pi m c^2 / (e^2 \lambda^2)$, отношение частоты столкновений к лазерной частоте равно

$$\frac{\nu_{ei}}{\omega_\ell} = \frac{4\pi e^4 n_e L}{p^2 v} \approx \frac{4\pi e^4 n_e L}{m^2 \gamma^2 c^3} n_0 \frac{\pi m c^2}{e^2 \lambda^2} \frac{\lambda}{2\pi c} = \frac{2\pi L n_0}{\gamma^2} \alpha \frac{\bar{\lambda}_B}{\lambda}, \quad (1.20)$$

где $\bar{\lambda}_B$ — длина волны де Бройля электрона, а α — постоянная тонкой структуры. Отношение $\bar{\lambda}_B/\lambda$ для длины волны 1 мкм равно 3.9×10^{-7} . Поэтому даже для слабoreлятивистских электронов и высоких (твердотельных) концентраций ($n_0 \sim 300$) частота столкновений оказывается на много порядков ниже лазерной, что позволяет не учитывать столкновения при рассмотрении динамики релятивистских электронов.

1.3 Особенности динамики электронов при наклонном падении лазерного импульса

Нормальное падение лазерного импульса на плоскую мишень является наиболее простой конфигурацией и хорошо подходит для модельного описания. Однако в реальных экспериментах зачастую лазер облучает мишень под некоторым углом (что может быть обусловлено, например, необходимостью избежать возвращения отраженного лазерного импульса в оптическую систему). Для наклонно падающего линейно-поляризованного лазерного импульса чаще всего используется p -поляризация (из-за наличия перпендикулярной поверхности компоненты электрического поля лазера, приводящей к росту поглощения лазерной энергии, в частности, по механизму Брунеля [6]).

При наклонном падении разные точки граничной плоскости плазмы испытывают разную фазу внешнего поля, поэтому колебательный процесс превращается в волну, бегущую по поверхности плазмы со скоростью $v = \frac{c}{\sin\theta}$. Используя уравнения модели для нормального падения (1.10–1.13), можно получить уравнения для наклонного падения для определения формы поверхности плазмы. Для этого перейдем в систему отсчета, которая движется со скоростью $c \sin\theta$ вдоль оси y . Можно показать, что в этой системе отсчета лазерный импульс будет падать на плазму по нормали [19], но потребуется пересчитать амплитуду, частоту внешнего поля и концентрацию плазмы в движущуюся систему отсчета:

$$E' = E \cos\theta, \quad \omega' = \omega \cos\theta, \quad n'_e = \frac{n_e}{\cos\theta} \quad (1.21)$$

(штрихи обозначают движущуюся систему отсчета).

Также в уравнениях появится дополнительное слагаемое, описывающее поле от ионов, движущихся со скоростью $c \sin\theta$ в отрицательном направлении оси y .

Модифицируя уравнения (1.10–1.13) (без учета силы реакции излучения, которая не оказывает существенного влияния на форму поверхности), можно по-

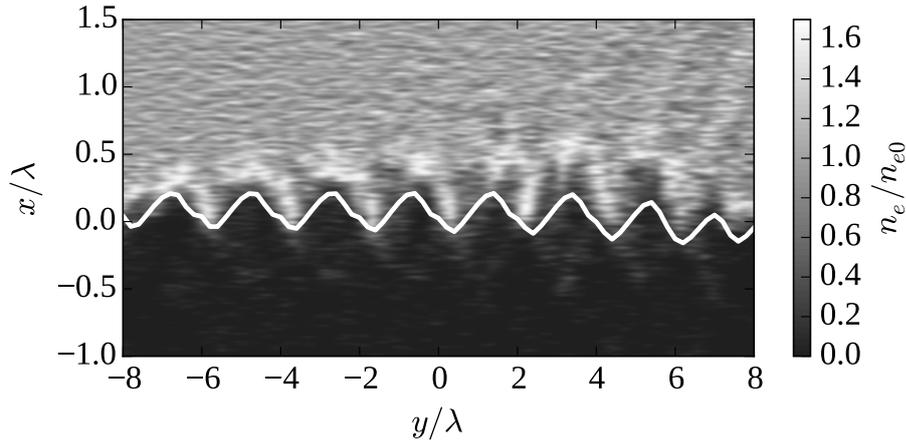


Рисунок 1.8 — Форма поверхности плазмы с $n_0 = 320$ при падении лазерного импульса с $a_0 = 240$ под углом 30° . Сплошная линия соответствует модели; оттенками серого показана плотность электронов в численном PIC-моделировании.

лучить следующую систему:

$$\begin{cases} \frac{dp_x}{dt} = -\frac{n_0 x_\ell}{2} \left(1 + \frac{v_x v_y^2}{1 - v_x^2} \right) - v_y E_y - \frac{1}{2} v_y n_0 x_\ell \sin \theta, \\ \frac{dp_y}{dt} = -\frac{n_0 x_\ell v_y}{2} - (1 - v_x) E_y + \frac{1}{2} (v_x - 1) n_0 x_\ell \sin \theta. \end{cases} \quad (1.22)$$

Интегрируя уравнения, можно вычислить $x_\ell(t)$ в движущейся системе отсчета, а затем выполнить переход обратно в лабораторную систему отсчета. На рис. 1.8 представлен результат $y(x)$ для фиксированного момента времени и сравнение с численным моделированием (которое выполнено в приближении неподвижных ионов для p -поляризованного лазерного импульса): можно видеть, что уравнения (1.22) приближенно описывают форму поверхности и дают близкий к численному моделированию результат для глубины осцилляции приповерхностных электронов.

Однако рассматриваемая модель обладает существенным недостатком в описании режима наклонного падения: основное ее предположение заключается в экранировке электромагнитного поля слоем электронов, локализованным по оси x в определенной точке. При наклонном падении сложная динамика электронов вблизи поверхности приводит к появлению электронных сгустков с высокой концентрацией, имеющих некоторую протяженность по оси x (вплоть до половины длины волны) и при этом имеющих размер по оси y менее длины волны.

Данные сгустки не имеют физического соответствия в контексте рассмотренной модели (более того, они присутствуют в том числе в области $x < 0$, которая в модели является нефизической). Извлечение электронов из поверхности при наклонном падении p -поляризованного импульса может быть описано механизмом Брунеля [6], и данный процесс приводит к росту полной энергии электронов и коэффициента поглощения лазерного импульса.

Кроме роста степени поглощения лазерной энергии, для ультрарелятивистского лазерно-плазменного взаимодействия при наклонном падении p -поляризованного лазерного импульса увеличивается эффективность генерации гамма-излучения, что подробнее рассмотрено в главе 2.

Глава 2. Генерация синхротронного рентгеновского и гамма-излучения в процессе взаимодействия сверхмощных лазерных импульсов с плоскими мишенями

В главе 1 рассматривалось взаимодействие лазерного импульса с интенсивностью порядка 10^{22} – 10^{23} Вт/см² с плоской критической мишенью. Как уже упоминалось во введении (подраздел 0.3.3), при подобных лазерных интенсивностях электроны в плазме начинают эффективно генерировать синхротронное излучение, в результате чего лазерная плазма становится ультраярким источником гамма-квантов.

В данной главе разработанная модель динамики электронов применяется для анализа процесса излучения гамма-квантов, а также определяются характеристики источника. Производится сравнение результатов модели с результатами численного PIC-моделирования, а также с помощью моделирования определяются зависимости характеристик гамма-источника от таких параметров задачи, как интенсивность лазерного поля, угол падения лазерного импульса и масштаб градиента поверхности.

Результаты, описанные в данной главе, изложены в статьях [A1–A4].

2.1 Некогерентное синхротронное излучение приграничных электронов в плазме при падении интенсивного лазерного импульса на плоский плазменный слой

Решение уравнений (1.10–1.13) позволяет найти не только траекторию электронов, но и распределение их лоренц-фактора по траектории. Поскольку механизм излучения при $\gamma \sim 100$ является синхротронным, излучение с каждого участка траектории направлено практически точно вперед по касательной (с шириной диаграммы направленности порядка $1/\gamma$). Это дает возможность довольно

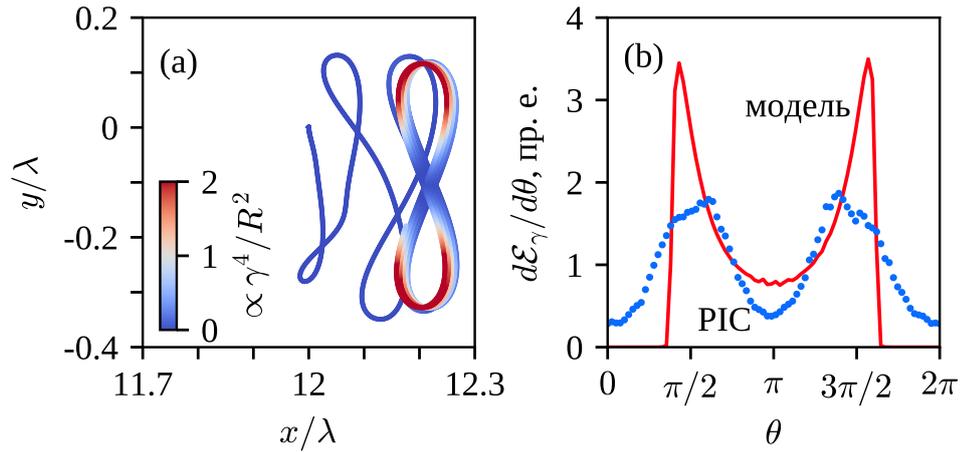


Рисунок 2.1 — (а) Траектория электронного слоя из модели для $a_0 = 240$, $n_0 = 320$. Цветом отмечена интенсивность синхротронного излучения электронов в произвольных единицах. (б) Диаграмма-направленности гамма-излучения в плоскости xy из модели (сплошными линиями) и PIC-моделирования (точками) для тех же параметров. $\theta = 0$ соответствует направлению оси x .

точно вычислить диаграмму направленности излучения со всей траектории, просуммировав интенсивность излучения с каждого участка траектории, касательная к которому соответствуют нужному направлению. Для вычисления мощности излучения электрона на участке траектории может использоваться формула 2 (см. введение). Полная мощность излучения пропорциональна числу излучающих электронов:

$$I_{layer} \sim \frac{\gamma^4}{R^2} x l. \quad (2.1)$$

На рис. 2.1 (а) показано распределение мощности излучения электронного слоя по траектории. Можно видеть, что наибольшая мощность излучения соответствует участкам, имеющим максимальную кривизну траектории («точки разворота»), а на почти прямых участках мощность излучения невелика, несмотря на то, что лоренц-фактор в реальности на данных участках выше.

Однако, вклад различных участков в диаграмму направленности определяется не только мощностью излучения на каждом участке, но и формой траектории (т.е. временем, в течение которого электрон движется в заданном направлении на одном периоде). На рис. 2.1 (б) можно видеть диаграмму направленности, построенную на основе траектории из рис. 2.1 (а), а также ее сравнение с численным

РС-моделированием (более подробно моделирование описывается в подразделе 2 главы 1). Максимумы диаграммы направленности приблизительно соответствуют направлениям $\theta = \pm 70\text{--}80^\circ$, что соответствует «центральному» участку траектории (на которых электронный слой сдвигается в положительном направлении оси x). Это обусловлено сравнительно большой протяженностью данных участков; на искривленных участках, где мгновенная мощность излучения выше, направление излучения очень быстро меняется, и поэтому в диапазоне $\pi/2 \leq \theta \leq 3\pi/2$ диаграмма направленности имеет локальный минимум. Также необходимо заметить, что в рамках модели излучение «вперед» отсутствует, поскольку нет участков траектории, на которых движение происходит исключительно вперед.

Если сравнить диаграммы направленности из модели с РС-моделированием, то можно видеть, что положения максимумов диаграммы направленности неплохо совпадают, но в случае численного моделирования максимумы являются более «размытыми». Это может быть обусловлено несколькими причинами: во-первых, электронный слой в численном моделировании состоит из отдельных электронов, не движется как целое и не имеет бесконечно малую толщину, поэтому существует некоторый разброс импульсов электронов в фазовом пространстве. Во-вторых, часть электронов непрерывно покидает слой и дальнейшая их динамика принципиально не может описываться моделью, но при этом они также могут с некоторой вероятностью излучать синхротронные фотоны. Тем не менее, в целом можно отметить, что модель неплохо описывает вид диаграммы направленности гамма-фотонов при облучении плоской твердотельной мишени релятивистским лазерным импульсом.

Можно определить КПД (или эффективность) генерации гамма-квантов η как отношение энергии всех излученных гамма-фотонов к начальной энергии лазерного импульса:

$$\eta = \frac{\sum \hbar\omega_i|_{t=t_{end}}}{W_{laser}|_{t=0}}, \quad (2.2)$$

где ω_i — частота сгенерированного методом Монте-Карло жесткого фотона, а W_{laser} — энергия лазерного импульса. КПД можно получить из численных сче-

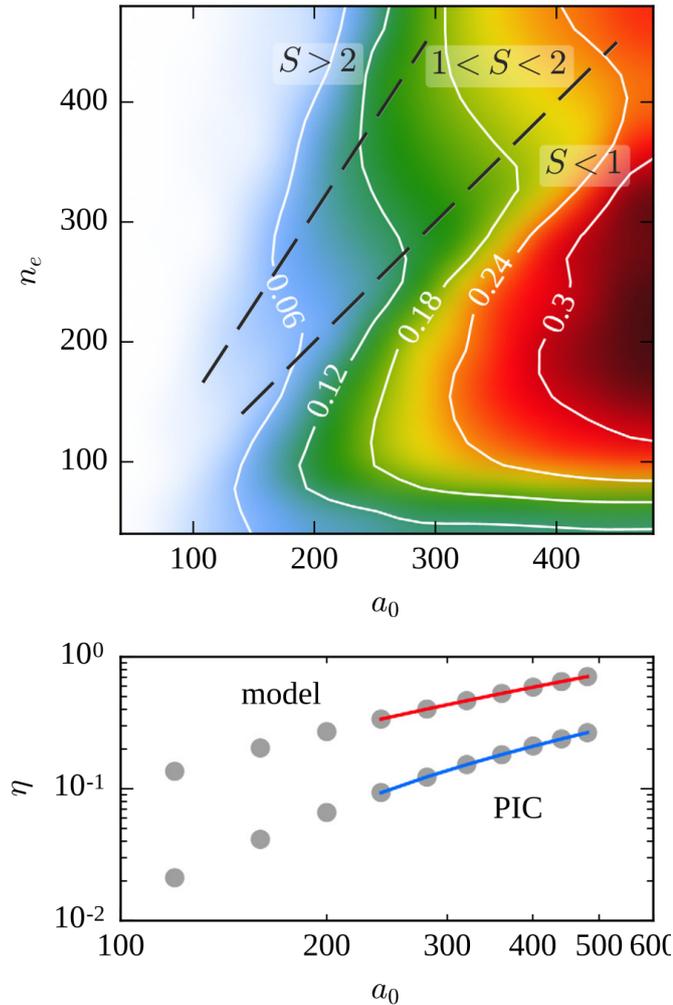


Рисунок 2.2 — Сверху — эффективность генерации гамма-излучения в численном моделировании в зависимости от значений параметров n_0 и a_0 . Снизу — то же, при фиксированном соотношении $a_0 = n_0$, а также аналогичная зависимости из модели. Сплошные линии соответствуют графикам $\eta \propto a_0^{0.9}$ (красным) и $\eta \propto a_0^{0.85}$ (синим).

тов в соответствии с (2.2) при условии, что время моделирования и размер области расчета задаются достаточно большими (лазерный импульс должен полностью провзаимодействовать с мишенью к моменту окончания счета t_{end} , а гамма-фотоны не должны успеть покинуть область расчета).

В главе 1 была приведена полученная при помощи PIC-моделирования зависимость коэффициента поглощения лазерной энергии от основных параметров взаимодействия n_0 и a_0 . Максимальный коэффициент поглощения был достигнут в режиме релятивистской самоиндуцированной прозрачности ($S = n_0/a_0 < 1$), и довольно естественно ожидать, что с увеличением энергии электронов возрастает и мощность излучения гамма-квантов. Как видно на рис. 2.2 (сверху),

в действительности режим $S < 1$ соответствует повышенному КПД генерации гамма-квантов. В частности, при $a_0 > 400$ он превышает 30% и приближается к 40%, то есть более трети энергии лазерного импульса переходит в синхротронное излучение. Режим релятивистской электронной пружины, в котором модель наиболее применима ($1 < S < 2$), соответствует меньшим значениям КПД — в 1.5–2 раза ниже при той же интенсивности лазерного излучения.

Сравнение эффективности генерации гамма-квантов из модели (вычисленной по формуле (2.1)) и из численного моделирования (рис. 2.2 снизу), показывает, что степенные зависимости являются близкими, но при этом модель приблизительно в 4–6 раз завышает эффективность генерации гамма-квантов. Как было показано в п. 1.2.2, электроны в численном моделировании постоянно покидают приповерхностный слой, и на их место приходят «холодные» электроны из толщи плазмы. Это, как показывает анализ результатов моделирования, приводит к уменьшению среднего лоренц-фактора электронов в слое приблизительно в 1.5–2 раза по сравнению с моделью. Поскольку интенсивность синхротронного излучения пропорциональна γ^4 , мощность излучения (и эффективность генерации излучения) в результате могут отличаться в несколько раз. Это, судя по всему, и является основной причиной наблюдаемых расхождений.

Также была проведена аналогичная серия численных экспериментов, где движение ионов учитывалось (отношение массы ионов к заряду было в 4 раза больше, чем у протонов). Результаты приведены на рис. 2.3. Цветовая шкала выбрана таким образом, чтобы ее максимум соответствовал максимальному значению КПД генерации в случае неподвижных ионов (рис. 2.2, сверху).

Можно видеть, что для всех значений параметров n_0 и a_0 эффективность генерации гамма-лучей оказывается ниже, чем в случае неподвижных ионов. Это является естественным результатом, так как ионы забирают часть энергии лазерного импульса, и энергия электронов оказывается ниже, что уменьшает в свою очередь и энергию сгенерированных жестких фотонов. Но поскольку для ионов закон подобия (зависимость свойств взаимодействия от единственного параметра $S = n_0/a_0$) принципиально неприменим (более того, интенсивность

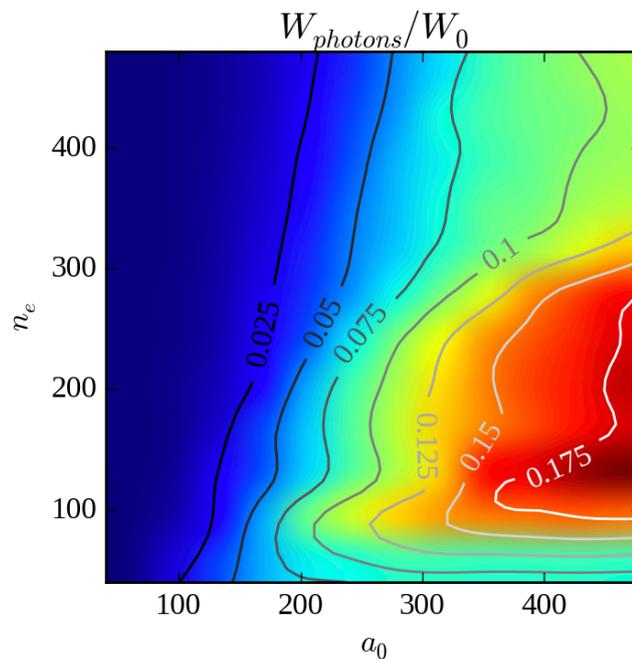


Рисунок 2.3 — Эффективность генерации гамма-излучения в численном моделировании с учетом движения ионов в зависимости от значений параметров n_0 и a_0 .

лазерного поля 10^{22} – 10^{23} Вт/см² еще не является релятивистской интенсивностью для ионов), вид зависимости $S(n_0, a_0)$ несколько отличается от аналогичного для случая неподвижных ионов. Тем не менее, по-прежнему можно выделить характерные области параметров, где плазма релятивистски прозрачна для лазерного импульса, и где происходит отражение импульса от поверхности.

2.2 Улучшение энергетических и угловых характеристик излучения жестких фотонов при наклонном падении лазерного импульса

2.2.1 Повышение эффективности генерации при наклонном падении

Как уже было описано в подразделе 1.3, в условиях реального эксперимента достаточно часто используется наклонно падающий на мишень лазерный импульс.

При p -поляризации, как было упомянуто в главе 1, на динамику электронов оказывает существенное влияние перпендикулярная поверхности компонента электрического лазерного поля, и электроны могут извлекаться из поверхности по механизму Брунеля [6]. Численное моделирование показало, что уже при углах падения порядка $5\text{--}10^\circ$ некоторые электроны оказываются «вырваны» из плазмы (как минимум на части своей траектории). При наклонном падении из-за увеличения коэффициента поглощения лазерной энергии, связанного с вакуумным нагревом извлеченных из поверхности электронов, а также роста полной и максимальной энергии электронов происходит рост эффективности генерации синхротронного гамма-излучения [125]. Отдельный интерес представляет нахождение параметров взаимодействия, соответствующих максимальной эффективности генерации гамма-излучения (для конкретного лазерного импульса), а также наилучшим угловым свойствам излучения.

Для лазерного импульса с $a_0 = 220$ (интенсивность 1.33×10^{23} Вт/см²) была проведена серия из 78 численных экспериментов с переменным углом падения (в диапазоне от 0 до 72°) на пленку и различными плотностями пленки в диапазоне от 25 до 150 n_{cr} (при рассматриваемых параметрах задачи $n_{cr} = 1.11 \times 10^{21}$ см⁻³). Фиксация интенсивности лазерного излучения и изменение угла падения и плотности мишени соответствуют условиям реального эксперимента, когда на существующей лазерной установке подвергаются обстрелу мишени из различных материалов.

На рис. 2.4 представлена зависимость КПД генерации гамма-квантов η от θ и n_0 . Максимальное значение η составляет 29% и достигается при определенных параметрах: $n_0 = 100$, $\theta = 30^\circ$. Существование оптимума является важным результатом, который может быть использован в том числе при планировании экспериментов. Наличие оптимального значения концентрации объясняется следующим образом: с одной стороны, с уменьшением концентрации падает число электронов в плазме, которые могут взаимодействовать с лазерным полем и излучать фотоны; с другой стороны, при росте концентрации уменьшается глубина проникновения лазерного импульса в пленку (при превышении концентрации

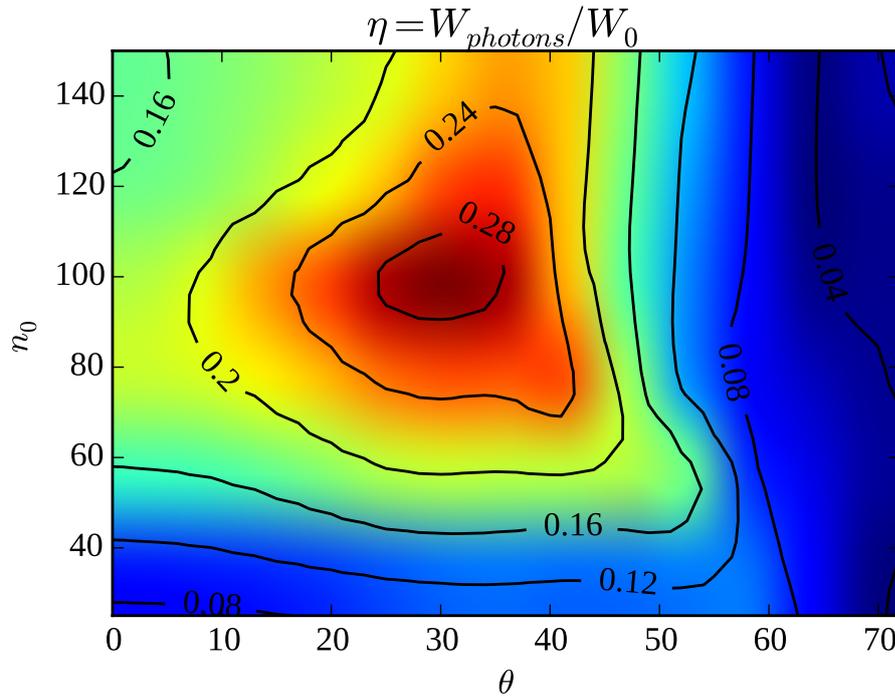


Рисунок 2.4 — КПД генерации гамма-квантов при различных значениях концентрации плазмы $n_0 = n_e/n_{cr}$ и угла падения θ .

над порогом релятивистской самоиндуцированной прозрачности [38] лазерный импульс полностью отражается от поверхности). Также наблюдалось наличие данного порога в численных экспериментах. Для нормального падения значение n_0 , соответствующее наибольшему КПД генерации γ -лучей, располагалось приблизительно в 2–3 раза ниже пороговой n_0 (которая, в свою очередь, равна $a_0 = 220$).

Но необходимо отметить, что значение порога релятивистской самоиндуцированной прозрачности зависит от θ . При переходе в движущуюся со скоростью $c \sin \theta$ систему отсчета частота внешнего поля преобразуется в соответствии с (1.21), а безразмерная амплитуда $a_0 = eE_0/(mc\omega)$ остается инвариантом. Критическая плотность при переходе в новую систему отсчета также преобразуется:

$$n'_{cr} = n_{cr} \cos^2 \theta \quad (2.3)$$

В задачах лазеро-плазменного взаимодействия, как правило, справедлив закон подобия [122]: характеристики взаимодействия (динамика частиц, параметры излучения) остаются подобными при изменении n_e и E_y , если отношение n_e/a_0

остаётся неизменным. Также вводят параметр подобия S , определяющий режимы взаимодействия. Он равен отношению безразмерной концентрации плазмы и безразмерной амплитуды лазерного поля:

$$S = \frac{n_0}{a_0} = \frac{n_e}{n_{cr} a_0} \quad (2.4)$$

Учитывая, что $n_{cr} = m\omega^2/(4\pi e^2)$, и подставляя преобразования из (1.21), можно получить, что безразмерная концентрация должна меняться следующим образом для сохранения постоянного S :

$$n_0(\theta) = n_0(\theta = 0) \cos^3 \theta \quad (2.5)$$

Если предположить, что максимальный КПД генерации гамма-квантов соответствует определенному значению параметра S , то положение максимума n_{0max} также должно описываться формулой (2.5). На карте, изображенной на рис. 2.4, заметна тенденция к уменьшению n_{0max} при росте угла падения в диапазоне θ от 35° до 60° по закону, близкому к $\cos^3 \theta$. Тем не менее, на карте в диапазоне углов от 25° до 40° также наблюдается ветка с возрастанием n_{0max} при увеличении угла. По-видимому, закон подобия недостаточно хорошо описывает изменение характеристик взаимодействия в зависимости от θ . Это может быть обусловлено изменением режимов взаимодействия при наклонном падении (что также упоминалось в главе 1): из-за извлечения электронов из поверхности поперечным электрическим полем происходит формирование плотных и горячих электронных сгустков, протяженных в направлении оси x (см. рис 1.8), которые также находятся в области сильного внешнего поля и неизбежно излучают в жестком рентгеновском и гамма-диапазонах. На рис. 2.7 для $\theta = 0^\circ$, $\theta = 18^\circ$ и $\theta = 60^\circ$ можно заметить, что при наклонном падении диаграмма направленности гамма-квантов становится более сложной, в частности, появляются дополнительные максимумы (при этом если бы режим взаимодействия сохранялся и режим наклонного падения был бы эквивалентен нормальному в некоторой системе отсчета, то диаграмма направленности по-прежнему имела бы ровно 2 максимума).

Спектр гамма-излучения и электронов мишени для найденных оптимальных параметров эффективной генерации ($n_0 = 100$, $\theta = 30^\circ$) представлен на

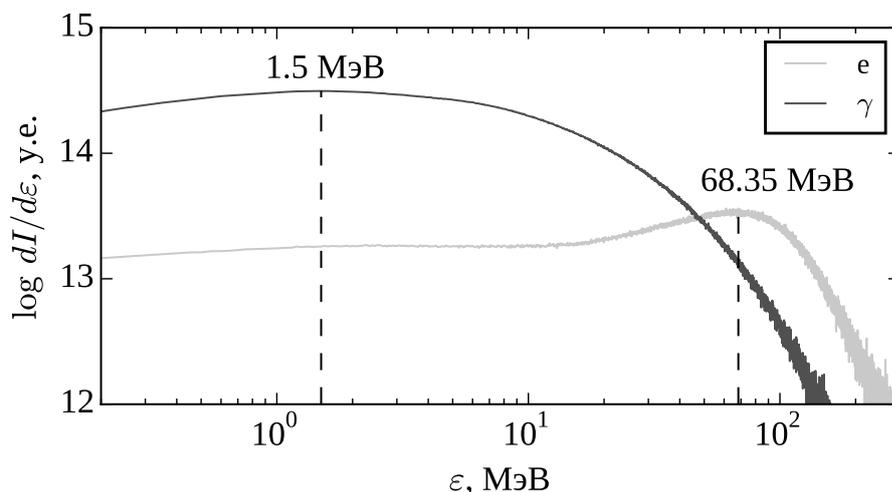


Рисунок 2.5 — Спектр гамма-излучения и электронов мишени для найденных параметров эффективной генерации $n_0 = 100$ и $\theta = 30^\circ$ (при $a_0 = 220$).

рис. 2.5. Спектр электронов имеет выраженный пик приблизительно при 68 МэВ, таким образом, их типичный лоренц-фактор (140) по порядку величины соответствует $a_0 = 220$. Максимальное значение интенсивности гамма-излучения наблюдается в спектральном диапазоне порядка 1 МэВ, но ее спадание с частотой оказывается довольно медленным и доля гамма-квантов с энергией в десятки МэВ существенна.

2.2.2 Направленность гамма-квантов

В практических приложениях важен не только высокий КПД генерации гамма-излучения, но и хорошая его направленность. В отличие от оптического диапазона, γ -излучение не может быть сфокусировано, поэтому требования по направленности накладываются на источник. Поскольку при релятивистском лазерно-плазменном взаимодействии мгновенная мощность излучения пропорциональна γ^4/R^2 (2.1), а ширина диаграммы направленности — $1/\gamma$, для эффективного и направленного излучения требуется, чтобы электроны имели большой лоренц-фактор на некоем протяженном участке траектории, а их вектор скорости слабо менял направление на этом участке (тем ее менее, направление все же

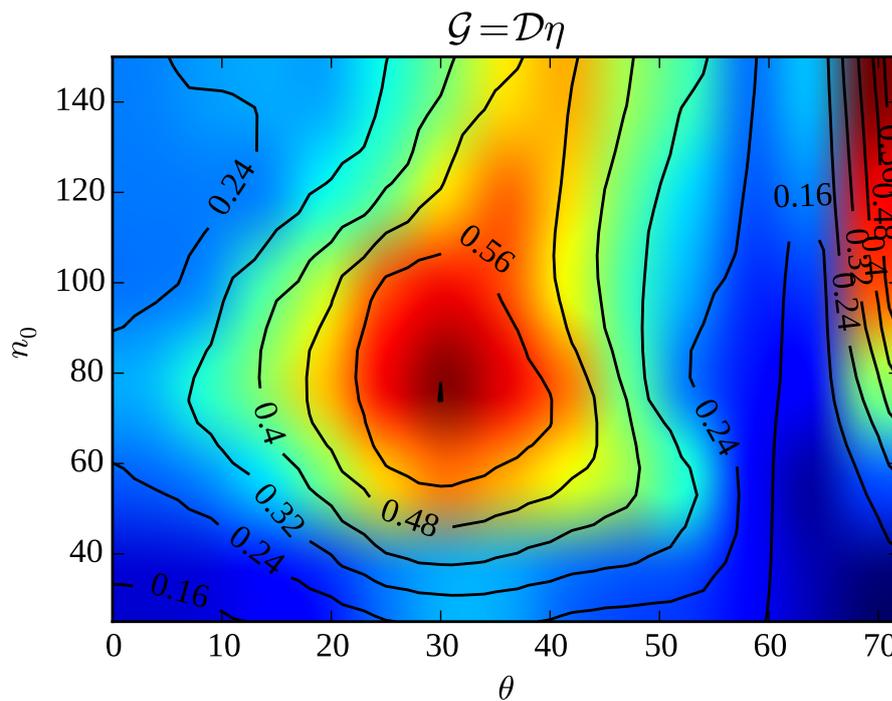


Рисунок 2.6 — «Выигрыш» \mathcal{G} при различных значениях концентрации плазмы n_0 и угла падения θ . \mathcal{G} отражает способность источника генерировать интенсивное и направленное излучение.

должно меняться, поскольку радиус кривизны траектории должен оставаться не слишком большим). В случае наклонного падения этому может способствовать эффект того, что электроны оказываются в области $x < 0$ и начинают сильно ускоряться продольной компонентой поля E_y .

Трехмерное численное моделирование позволяет построить диаграмму направленности γ -излучения, поскольку известны направление скорости и энергия каждого фотона. По аналогии с теорией антенн введем величину \mathcal{D} — направленность излучения, которая равна отношению максимума диаграммы направленности к среднему значению интенсивности излучения во всех направлениях. Таким образом, $\mathcal{D} = 1$ в случае изотропной диаграммы направленности, и $\mathcal{D} \gg 1$ в сильно анизотропном случае.

Также можно ввести «выигрыш» \mathcal{G} как произведение КПД η и направленности \mathcal{D} . Максимизация \mathcal{G} выглядит оправданной с точки зрения практических приложений, поскольку отражает как стремление получить направленный источник, так и необходимость приемлемых затрат энергии для генерации гамма-излучения.

На рис. 2.6 представлена карта \mathcal{G} для тех же значений параметров, что и на рис. 2.4. На распределении по-прежнему присутствует оптимум при угле $\theta = 30^\circ$, но достигается он при меньшей концентрации плазмы: $n_0 = 75$ (сравн. с $n_0 = 100$ на рис. 2.4).

Но наиболее интересным результатом представляется наличие второй области с высоким \mathcal{G} при больших углах падения ($\theta > 65^\circ$). Несмотря на низкий КПД, за счет очень высокой направленности излучения данная область оказывается выгодной для генерации относительно мощного и направленного излучения. На рис. 2.7 показано, как меняется диаграмма направленности при различных углах падения для $n_0 = 100$.

В данной серии численных экспериментов не была охвачена область углов $\theta > 72^\circ$. Тем не менее, и представленное в данной работе моделирование является ценным результатом и позволяет выявить важные эффекты, возникающие при больших углах падения. Более подробно режим, реализующийся при больших углах падения и, соответственно, малых углах между направлением распространения лазерного импульса и поверхностью ($\pi/2 - \theta \ll 1$), рассматривается в следующей главе. Данный режим также называется режимом скользящего падения.

Диаграммы направленности в плоскости xy , представленные на рис. 2.7, помогают выявить возможные причины наличия второй области оптимума. Можно выделить три характерных вида диаграммы направленности: 2 симметричных лепестка при $\theta \approx 0$; несимметричную, но достаточно широкую диаграмму при промежуточных значениях углов падения (примерно от 15° до 60°); и сильно вытянутую вдоль оси y диаграмму при $\theta > 60^\circ$ (в численных счетах она наблюдается при 66° и 72°), в этом случае излучение сфокусировано практически вдоль направления распространения лазерного импульса.

Для того, чтобы прояснить причины качественного изменения вида диаграммы направленности при $\theta > 60^\circ$, проанализируем подробнее характеристики электронов плазмы в численных счетах. На рис. 2.8 представлено распределение электронов в численном моделировании в пространстве $x - p_y$ при углах падения

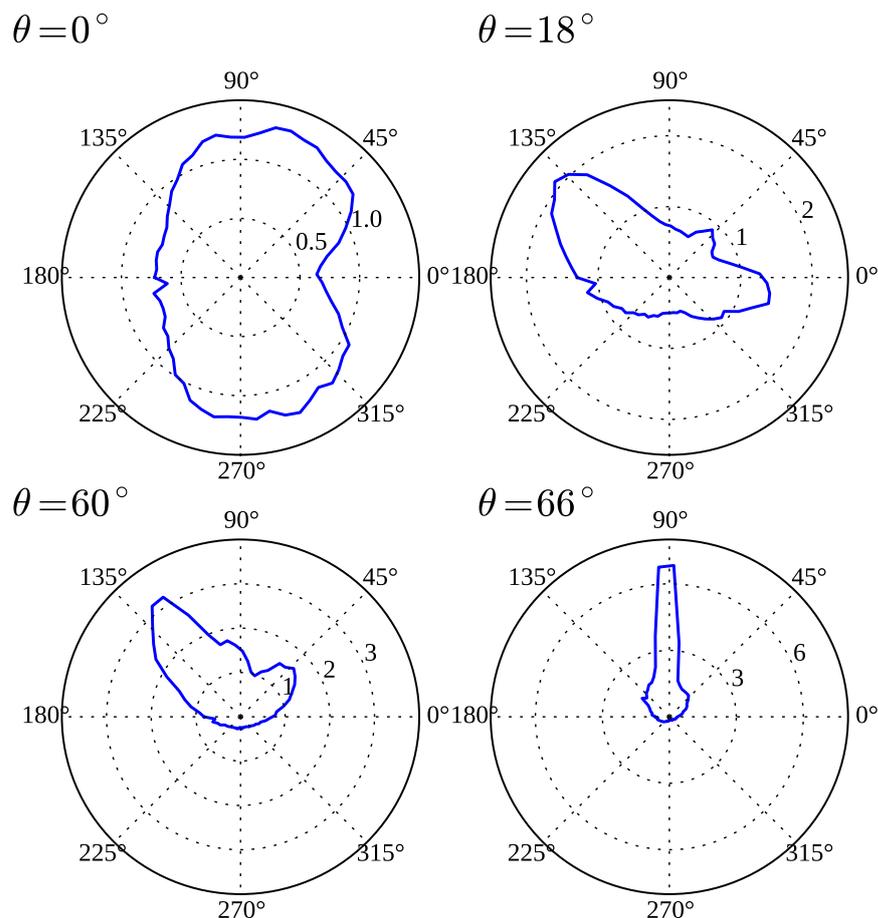


Рисунок 2.7 — Диаграммы направленности гамма-излучения в плоскости xy при $n_0 = 100$ и различных углах падения θ . Угол, под которым направлено излучение, отсчитывается от оси x против часовой стрелки (см. рис. 1.1)

60° и 66° . Данные значения θ выбраны потому, что наблюдается качественное изменение вида диаграмм направленности между ними (см. рис. 2.7). Оба распределения взяты в моменты, когда задний фронт лазерного импульса достигает границы плазмы. Заметно, что в обоих случаях электроны с большими продольными импульсами в основном сосредоточены вблизи левой границы плазменного слоя. Кроме того, значительная часть из них расположена вне слоя ($x < 0$).

Но существенным отличием представляется то, что при $\theta = 66^\circ$ количество электронов с очень большими энергиями ($p_y/mc > 1000$) сильно возрастает. Поскольку интенсивность синхротронного излучения пропорциональна γ^4 , рост продольного импульса очень сильно отражается на повышении эффективности генерации γ -лучей в направлении вдоль y , что и наблюдается в численных экспериментах.

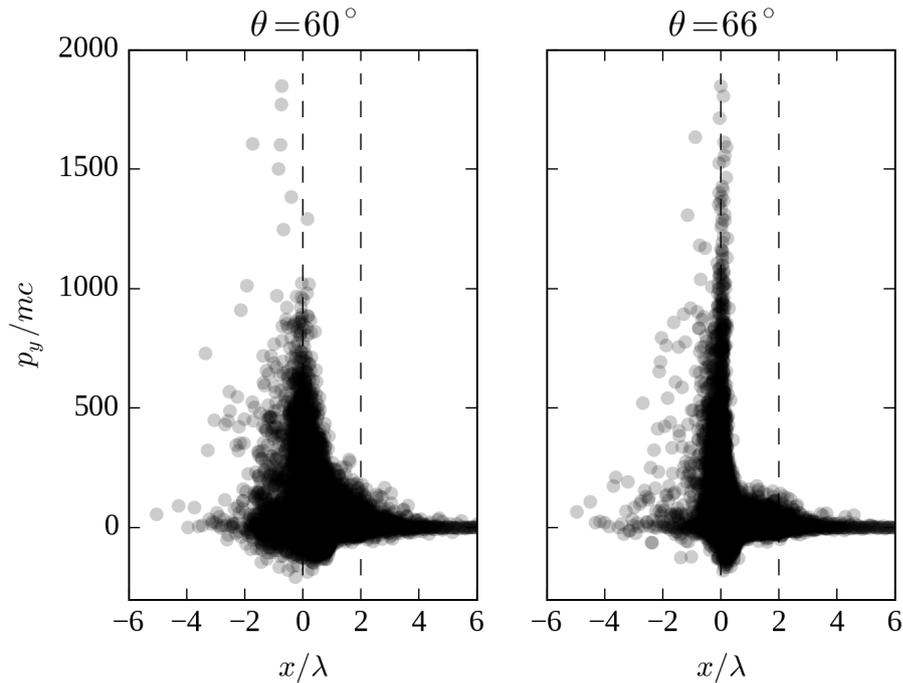


Рисунок 2.8 — Распределение компоненты электронного импульса вдоль слоя $p_y(x)$ в численном моделировании при $n_0 = 100$ и двух значениях угла падения $\theta = 60^\circ$ и 66° . Пунктиром отмечена область, заполненная плазмой в начальный момент времени.

Также необходимо отметить, что при $\theta = 66^\circ$ электроны с большим p_y (и с большой энергией) оказываются несколько чаще в области $x < 0$, чем в $x > 0$. По-видимому, это является следствием появления сильного поля E_x при увеличении угла падения. Увеличение количества электронов вне плазмы, в области сильного лазерного поля может быть причиной интенсификации излучения при больших углах; более подробно данный вопрос затронут в следующей главе.

2.3 Влияние предимпульса на эффективность генерации жестких фотонов при нормальном и наклонном падении лазерного импульса

В главе 1 было показано, что свойства релятивистского лазерно-плазменного взаимодействия сильно зависят от соотношения между нормированной на критическую концентрацией электронов в плазме $n_0 = n_e/n_{cr}$ и безразмерной амплитудой лазерного поля a_0 . При концентрации электронов

$n_0 \lesssim a_0$ реализуется условие релятивистской самоиндуцированной прозрачности, при которой коэффициент поглощения лазерной энергии плазмой максимален.

Для большинства твердых тел концентрация электронов при полной ионизации находится в диапазоне $150\text{--}1000 n_{cr}$. Следовательно, для реализации условий максимального поглощения лазерного импульса твердотельной мишенью требуется иметь лазерный импульс с $a_0 > 150$. Таких лазеров на данный момент еще не существует (хотя в ближайшие годы, как предполагается, данный порог будет преодолен на установках ELI [32], APOLLON-10PW [126] и др.). Поэтому для повышения эффективности генерации гамма-излучения требуется понижать электронную плотность плазмы. Одним из методов является использование структурированных мишеней, таких как аэрогели и «наностержни». За счет неоднородности мишеней плотность сгенерированной плазмы может быть в десятки и сотни раз ниже, чем у вещества, из которого состоит твердая фаза мишени. Но подобные мишени могут быть достаточно сложны в изготовлении, а наличие неоднородностей плотности может качественно менять процесс взаимодействия.

Другим способом понижения плотности электронов в плазме является создание градиента концентрации вблизи поверхности мишени. Часто градиент возникает естественным образом при облучении твердотельной мишени лазерным импульсом из-за наличия предимпульса. В лазерной физике чаще всего предимпульс считается паразитным эффектом, от которого стремятся избавиться; однако в отдельных случаях он может играть положительную роль (особенно с учетом того, что параметрами предимпульса и, следовательно, предплазмы возможно в некоторых пределах управлять). Предимпульс, имея значительно меньшую интенсивность, чем основной импульс, разогревает и частично ионизует вещество вблизи поверхности мишени. К моменту прихода основного импульса разогретая плазма может оказаться распределенной в пространстве уже в нескольких десятках микрометров от первоначального положения границы мишени, при этом плазма обычно имеет приблизительно экспоненциальный профиль с пространственным масштабом, зависящим от длительности предимпульса. Один из возможных способов аппроксимации профиля предплазмы низкой концен-

трации — линейный с концентрацией, меняющейся от нуля до критической концентрации [127], что также наблюдается в некоторых экспериментах [128]. Численные эксперименты в [127] показывают, что профиль предплазмы (линейный либо экспоненциальный) не сильно влияют на спектр электронов при лазерно-твердотельном взаимодействии.

В случае более плотной предплазмы и достаточно большого градиента концентрации происходит релятивистская самофокусировка лазерного импульса, что приводит к его каналированию. В результате этого интенсивность поля на переднем фронте лазерного импульса возрастает, а концентрация электронов падает за счет действующей на них эффективной пондеромоторной силы. Это также влияет на эффективность генерации жестких фотонов. Поэтому детальное исследование процесса требует привлечения методов численного моделирования даже в случае нормального падения лазерного импульса.

Как показано в статье [20], в случае нормального падения наличие градиента концентрации сильно увеличивает мощность генерируемого гамма-излучения. Оптимальный масштаб неоднородности концентрации электронов, приводящий к максимальной мощности гамма-излучения, составлял около 10–15 длин волн лазера. Но даже при толщине слоя с градиентом концентрации в несколько длин волн эффект роста поглощения лазерного импульса и эффективности генерации жестких фотонов был замечен. В работе [18] при помощи двумерного численного PIC-моделирования было также показано, что в случае наклонного падения с увеличением пространственного масштаба неоднородности коэффициент поглощения лазерной энергии также увеличивается.

Для моделирования процесса взаимодействия релятивистского лазерного излучения с веществом использовался упомянутый ранее трехмерный PIC-код Quill [129]. В качестве мишени в численном моделировании был задан плазменный слой с постоянной концентрацией электронов и ионов толщиной 4 мкм (в одном случае) и с линейно нарастающей по координате x (мишень расположена в плоскости yz) концентрацией электронов и ионов (в другом случае). Толщина мишени с градиентом концентрации x_g задавалась равной 4 и 8 мкм. Для счетов

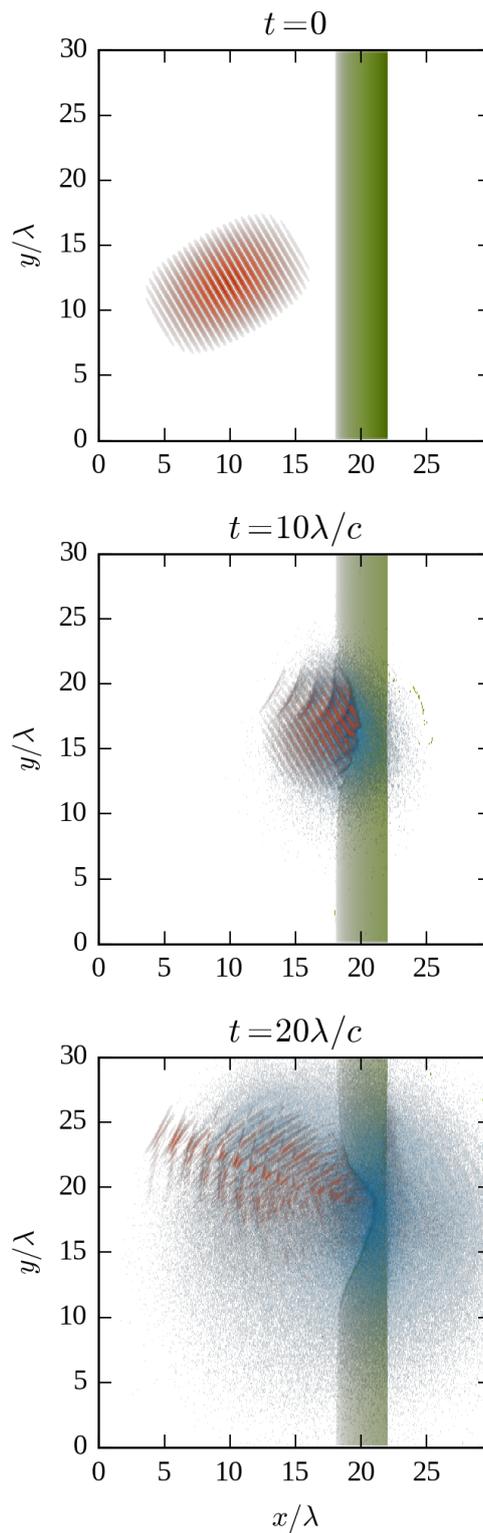


Рисунок 2.9 — Численное 3D PIC-моделирование наклонного падения лазерного импульса с $a_0 = 55$ на слой плазмы, имеющий градиент концентрации. Красным цветом показана плотность энергии электромагнитного поля, зеленым — концентрация электронов, голубым — концентрация жестких фотонов.

с однородной плазмой концентрация задавалась равной порядка 40–80% релятивистской критической: в подразделах 2.1 и 2.2 было показано, что именно в этом диапазоне концентраций гамма-кванты излучаются наиболее эффективно. Для счетов с присутствием градиента концентрации максимальное значение концентрации электронов было равно $0.9 n_{cr rel}$: этого, как выяснилось, достаточно для того, чтобы лазерный импульс практически не проходил через мишень насквозь. Дальнейшее повышение максимальной плотности в численных счетах нецелесообразно, т.к. лишь приводит к смещению влево точки, где концентрация электронов оказывается порядка релятивистской критической и в окрестности которой происходит эффективное отражение.

Первая серия численных экспериментов проводилась с лазерным импульсом, имеющим пиковую интенсивность 8.3×10^{21} Вт/см² (амплитуда $a_0 = 55$). Лазерный импульс имел p -поляризацию и задавался с огибающей $\cos^2 x$, что представляет из себя ограниченное в пространстве приближение гауссообразной огибающей. Характерный радиус лазерного импульса составлял 3 мкм, длительность импульса — около 20 фс. Длина волны лазера была равна 1 мкм. Угол падения лазерного импульса брался равным 0° , 18° , 30° и 45° . На рис. 2.9 приведено распределение плотности электромагнитных полей, электронов и жестких фотонов в численном моделировании при $\theta = 30^\circ$ и $x_g = 4\lambda$ в разные моменты времени.

Полученными из моделирования энергетическими характеристиками являются коэффициент максимального поглощения лазерного поля

$$\mu = \frac{W_{absorp}}{W_0} = \frac{W_{field}|_{t=0} - \min_t W_{field}}{W_{field}|_{t=0}}, \quad (2.6)$$

а также эффективность генерации гамма-квантов, определенная в 2.2. За W_{field} обозначена суммарная энергия «низкочастотных» (численно описываемых как волны) электромагнитных полей в области моделирования. Разница в определениях μ и η обусловлена тем, что энергия жестких фотонов является практически монотонной функцией времени (вероятность поглощения фотонов электронами

при рассматриваемых параметрах задачи пренебрежимо мала). Энергия электромагнитного поля не монотонна: как правило, ее минимум совпадает с моментом максимального проникновения лазерного излучения в плазму. Необходимо отметить, что часто в задачах рассматривают коэффициент поглощения лазерного излучения, равный отношению поглощенной энергии к полной в конце расчета; использование такой величины более оправдано с точки зрения эксперимента, тем не менее, ее точное определение в численном моделировании требует увеличения времени моделирования и размеров расчетной области. Поэтому представляется возможным проводить сравнение величины μ и из этого делать выводы о степени поглощения лазерного излучения.

На рис. 2.10 приведены коэффициент поглощения лазерного поля μ и эффективность генерации жестких фотонов η . Данные получены как для мишени с градиентом концентрации ($x_g = 4\lambda$ и $x_g = 8\lambda$), так и с мишенью однородной плотности (значения концентрации в данных случаях равны $20 n_{cr}$ и $40 n_{cr}$, что составляет $0.36 n_{cr rel}$ и $0.72 n_{cr rel}$ соответственно). Можно видеть, что градиент концентрации заметно улучшает как эффективность поглощения лазерного импульса, так и КПД генерации рентгеновских и гамма-квантов. При этом более плавный градиент концентрации соответствует большей эффективности.

Нетривиальными оказываются зависимости μ и η от угла падения. Для плазмы без градиента и с градиентом толщиной 4 мкм повышение угла падения до 30° приводит к росту поглощения и эффективности генерации жестких фотонов. Оптимальное значение угла в 30° соответствует полученному в предыдущем подразделе (а также в работе [125]), при дальнейшем увеличении θ эффективность падает. При $x_g = 8$ мкм, напротив, оптимальным является случай нормального падения ($\theta = 0$), а при наклонном падении эффективность несколько уменьшается. Таким образом, существует пороговое значение масштаба неоднородности плазмы (около 6 мкм), при превышении которой оптимальный угол падения меняется с 30° на 0° . В целом необходимо заметить, что введение градиента концентрации приводит к повышению эффективности поглощения примерно на 30–50%.

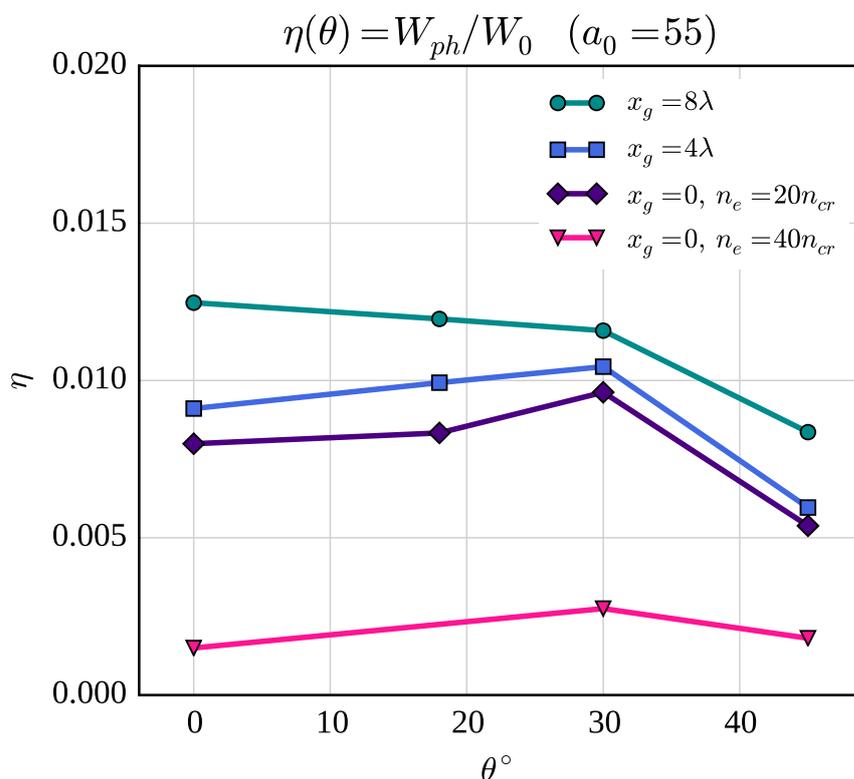
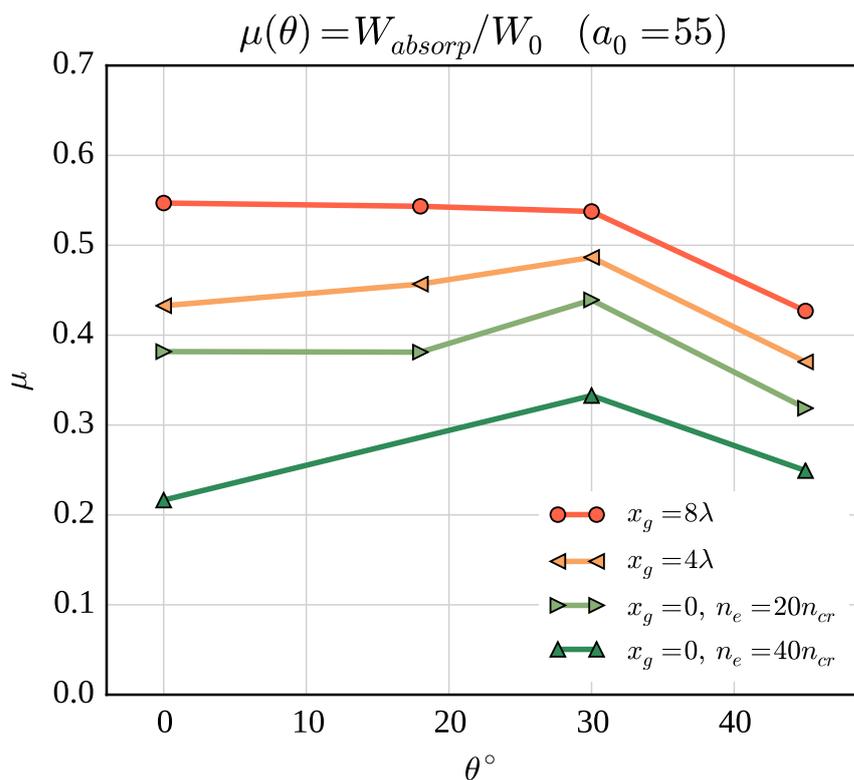


Рисунок 2.10 — Доля поглощенной энергии лазерного импульса (сверху) и КПД генерации жестких фотонов (снизу) при наклонном падении под углом θ p -поляризованного лазерного импульса с $a_0 = 55$. Концентрация электронов в мишени линейно меняется от 0 до $50 n_{cr}$ на масштабе x_g , либо постоянна (в случае $x_g = 0$).

По-видимому, различные зависимости $\mu(\theta)$ и $\eta(\theta)$ для случаев резкого и плавного градиентов плотности могут быть обусловлены эффектом «вырывания» электронов из поверхности компонентой электрического поля E_x . При наличии плавного градиента вклад этого эффекта падает (поскольку вырванные электроны не испытывают настолько же резкого увеличения окружающего электрического поля при движении в отрицательном направлении оси x), в результате чего наклонное падение не оказывается более выигрышным по сравнению с нормальным. Тем не менее, выяснение точных причин изменения характера зависимостей $\mu(\theta)$ и $\eta(\theta)$ требует более детального анализа.

Также аналогичная серия численных экспериментов была проведена для лазерного импульса с амплитудой, увеличенной в 4 раза ($a_0 = 220$, $I = 1.33 \times 10^{23}$ Вт/см²) и с пропорционально увеличенной концентрацией мишени (в соответствии с законами подобия [122], это должно в целом сохранять режим лазерно-плазменного взаимодействия). Результаты (зависимости $\mu(\theta)$ и $\eta(\theta)$) приведены на рис. 2.11. Как и при $a_0 = 55$, наблюдается рост коэффициента поглощения и КПД генерации гамма-квантов, причем величина роста КПД оказывается даже выше и достигает 1.5–2 раз. Также можно видеть, что монотонное спадание эффективности с ростом θ при плавном градиенте более не прослеживается, но различие значений при разных углах невелико. Это может быть объяснено тем, что абсолютное значение градиента dn/dx в 4 раза меньше, чем в аналогичных счетах при $a_0 = 55$. Вероятно, при дальнейшем увеличении x_g до нескольких десятков длин волн можно было бы также наблюдать изменение характера зависимости $\mu(\theta)$ и $\eta(\theta)$; однако соответствующие счета требуют в несколько раз больше вычислительных ресурсов, памяти и т. д.

При взаимодействии сверхмощного лазерного импульса с плазмой в результате синхротронного излучения, как правило, генерируется широкий спектр жестких фотонов. На рис. 2.12 представлен типичный спектр рентгеновских и гамма-квантов при $a_0 = 55$ и $a_0 = 220$. Он является типично синхротронным, с довольно широким максимумом в области низких энергий (порядка десятков

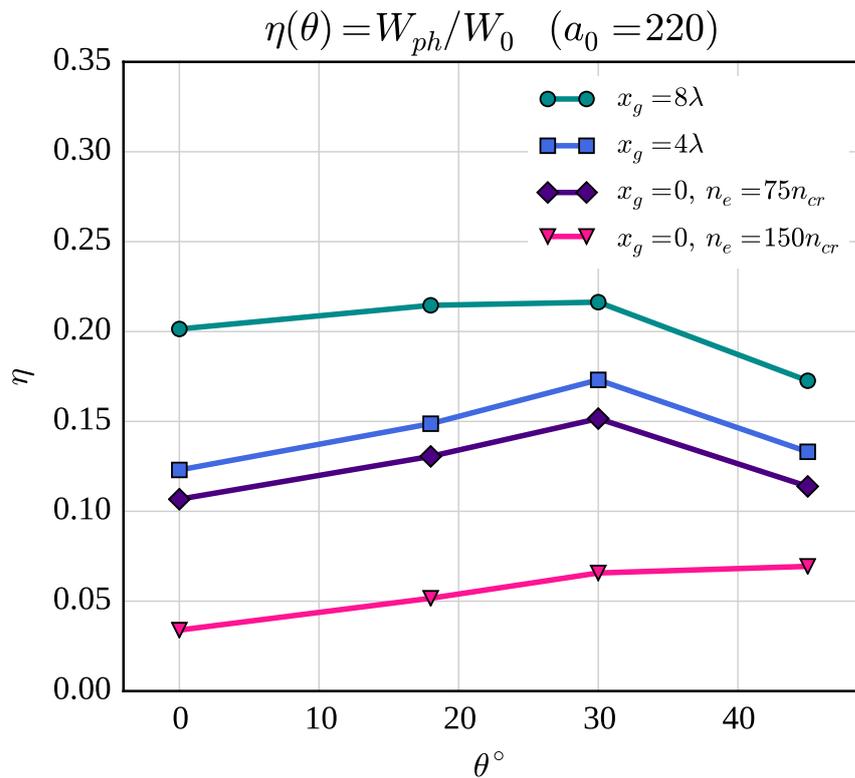
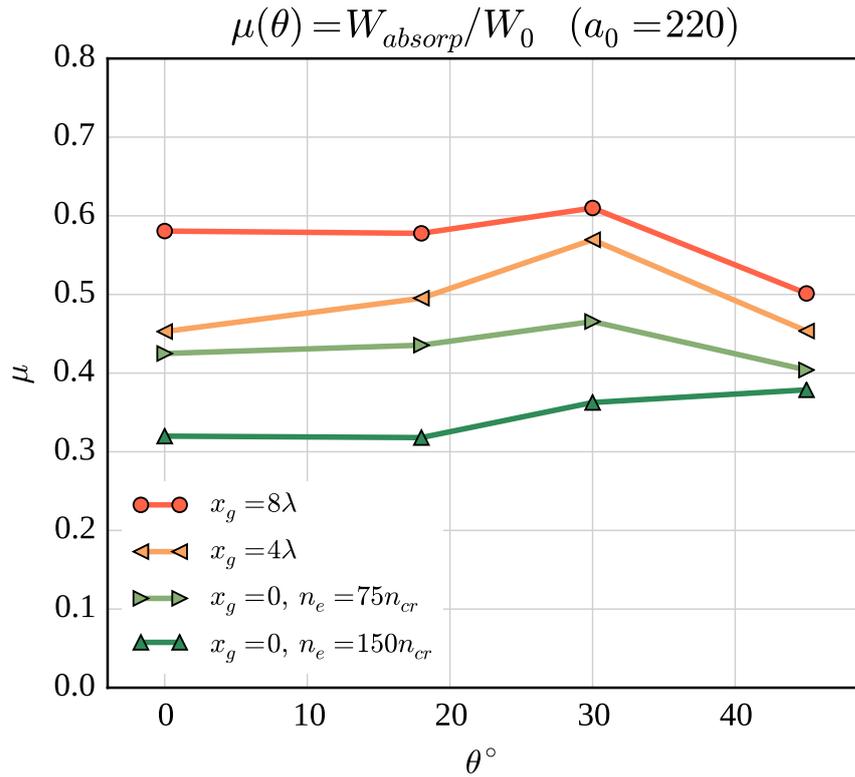


Рисунок 2.11 — Доля поглощенной энергии лазерного импульса (сверху) и КПД генерации гамма-квантов (снизу) при наклонном падении под углом θ p -поляризованного лазерного импульса с $a_0 = 220$. Концентрация электронов в мишени линейно меняется от 0 до $200 n_{cr}$ на масштабе x_g , либо постоянна (в случае $x_g = 0$).

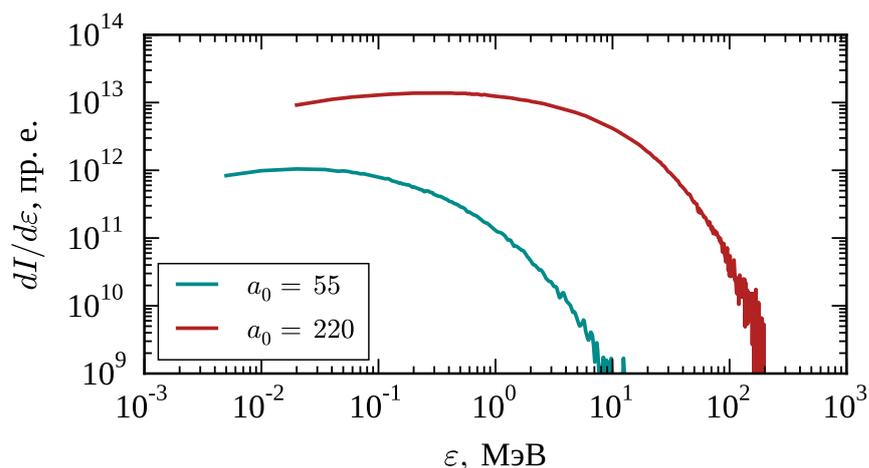


Рисунок 2.12 — Типичный спектр жестких фотонов в численном моделировании при $a_0 = 55$ и $a_0 = 220$.

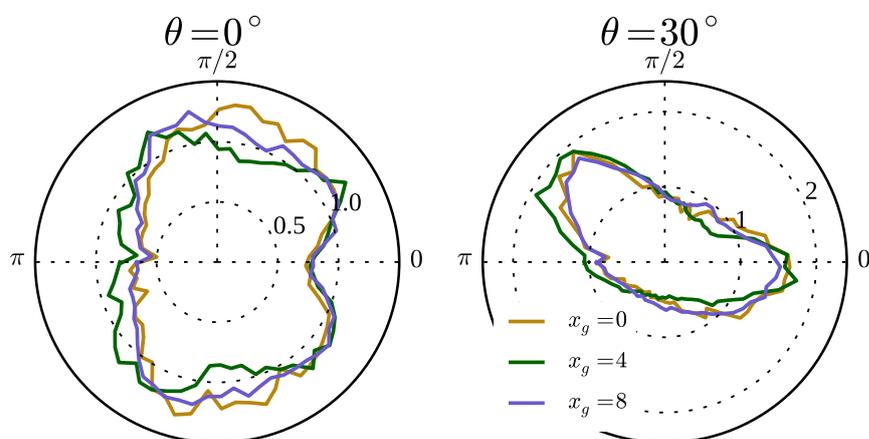


Рисунок 2.13 — Диаграммы направленности гамма-излучения в плоскости поляризации лазерного импульса при $a_0 = 220$ для нормального и наклонного под углом 30° падения, при различных значениях градиента плотности мишени. Каждая диаграмма направленности нормирована на полную энергию излучения во всех направлениях.

кэВ для $a_0 = 55$ и порядка сотен кэВ-единиц МэВ для $a_0 = 220$), а затем достаточно быстро спадает.

Также представляет интерес проанализировать, как меняются диаграммы направленности гамма-излучения при наличии градиента концентрации электронов. На рис. 2.7 приведены диаграммы направленности в плоскости xy (совпадающей с плоскостью поляризации лазерного импульса) для нормального и наклонного (под углом 30°) падения. Можно заметить, что появление градиента концентрации слабо влияет на вид диаграммы направленности, он в основ-

ном определяется углом падения лазерного импульса. При нормальном падении диаграмма направленности симметрична. При наклонном падении появляется главный максимум, направленный приблизительно в направлении отражения лазерного импульса, а также побочный максимум, направленный вдоль оси x (ортогонально поверхности). При этом гамма-излучение фокусируется в довольно узкие пучки: их угловая ширина составляет около $20\text{--}30^\circ$ (разброс излучения по направлению z , не указанный на рис. 2.13, также не превышает $20\text{--}30^\circ$), что делает данный режим более востребованным для потенциальных практических приложений по сравнению с режимом нормального падения.

Глава 3. Режим скользящего падения лазерного импульса на плоскую мишень

Как было показано в главе 2, при наклонном падении p -поляризованного лазерного импульса на плоскую твердотельную мишень характер взаимодействия сильно зависит от угла падения лазерного импульса. В частности, на рис. 2.7 можно видеть, что при углах падения более 60° излучение электронов оказывается сконцентрировано в узком пучке вдоль поверхности мишени. Анализ распределения электронов в фазовом пространстве также показывает, что наиболее высокоэнергетические электроны движутся параллельно поверхности в плоскости распространения лазерного импульса.

Конфигурация, при которой угол падения приближается к 90° , также называется режимом скользящего падения. Возможность ускорения электронов вблизи поверхности в режиме скользящего падения известна и из предыдущих работ [75; 130; 131], однако значительная роль в ускорении приписывается квазистатическим электромагнитным полям вблизи поверхности. В работах [84; 132] анализируется «гибридный» механизм ускорения электронов в плазменном канале, который возникает при облучении лазерным импульсом мишени с достаточно плотной предплазмой при скользящем падении.

В данной главе предлагается модель ускорения электронов и излучения жестких фотонов в приповерхностной структуре поля. С помощью модели определяются условия ускорения электронов в структуре поля и демонстрируется устойчивость данного процесса, а также определяется зависимость максимальной энергии электронов от угла падения. Модель также демонстрирует, что квазистатические поля не являются необходимым условием эффективного ускорения электронов вблизи поверхности. Производится сравнение результатов, полученных при помощи модели, с результатами PIC-моделирования и определяются условия применимости модели.

Основная часть результатов данной главы изложена в статье [A5], а также доложена на нескольких международных конференциях.

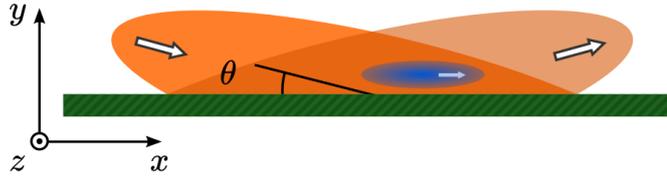


Рисунок 3.1 — Схема скользящего падения лазерного импульса на отражающую мишень. θ — угол скользящего падения. Электронный сгусток, ускоренный полем, показан синим.

3.1 Модель приповерхностного ускорения электронов при скользящем падении лазерного импульса на мишень

Рассмотрим плоскую p -поляризованную электромагнитную волну, падающую наклонно из вакуума на идеально отражающую поверхность. Введем систему координат, как показано на рис. 3.1, где ось x параллельна поверхности, а ось z перпендикулярна плоскости поляризации.

Если обозначить за θ угол скользящего падения (который равен $\pi/2 - \psi$, где ψ — угол падения лазерного импульса), падающее (i) и отраженное (r) поля над поверхностью могут быть записаны следующим образом:

$$\begin{aligned} E_{x,i} &= E_0 \sin \theta \cos(kx \cos \theta - ky \sin \theta - \omega t + \varphi_0), \\ E_{y,i} &= E_0 \cos \theta \cos(kx \cos \theta - ky \sin \theta - \omega t + \varphi_0), \\ B_{z,i} &= B_0 \cos(kx \cos \theta - ky \sin \theta - \omega t + \varphi_0), \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} E_{x,r} &= -E_0 \sin \theta \cos(kx \cos \theta + ky \sin \theta - \omega t + \varphi_0), \\ E_{y,r} &= E_0 \cos \theta \cos(kx \cos \theta + ky \sin \theta - \omega t + \varphi_0), \\ B_{z,r} &= B_0 \cos(kx \cos \theta + ky \sin \theta - \omega t + \varphi_0), \end{aligned} \quad (3.2)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число лазерной волны в вакууме, $E_0 = B_0$ — амплитуда внешнего поля, φ_0 — начальная фаза.

Суперпозиция падающего и отраженного полей дает

$$\begin{aligned} E_x &= 2E_0 \sin \theta \sin(ky \sin \theta) \sin(kx \cos \theta - \omega t + \varphi_0), \\ E_y &= 2E_0 \cos \theta \cos(ky \sin \theta) \cos(kx \cos \theta - \omega t + \varphi_0), \\ B_z &= 2E_0 \cos(ky \sin \theta) \cos(kx \cos \theta - \omega t + \varphi_0), \end{aligned} \quad (3.3)$$

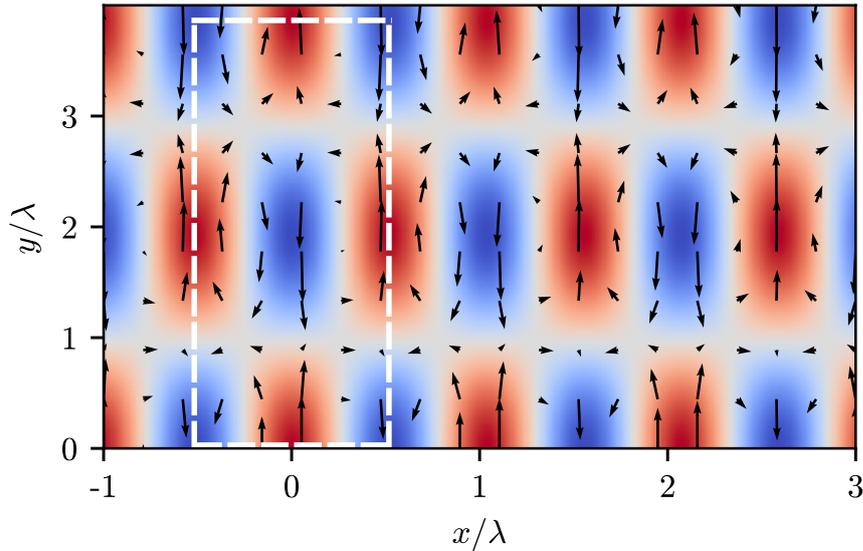


Рисунок 3.2 — Распределение электрического (стрелками) и магнитного (цветом от синего к красному) полей над поверхностью мишени в соответствии с уравнениями 3.3 для $\theta = 15^\circ$. Пунктиром отмечена область начальных условий для модели из подраздела 3.1.3, как на рис. 3.4 (слева). Поверхность мишени расположена при $y = 0$.

что является неоднородной волной, распространяющейся вдоль оси x со сверхсветовой фазовой скоростью $v_{ph} = c/\cos\theta$ и длиной волны $\lambda_x = \lambda/\cos\theta$. В направлении оси y , поле представляет из себя структуру типа стоячей волны с пространственным периодом $\Lambda = \lambda/\sin\theta$. Можно убедиться, что поле (3.3) удовлетворяет граничному условию при $y = 0$ ($E_x = 0$ и $B_y = 0$). Мгновенное распределение полей (3.3) при $t = 0$, $\varphi_0 = 0$ и $\theta = 15^\circ$ схематично показано на рис. 3.2, где стрелки показывают величину и направление электрического поля, а цветом показано магнитное поле. Необходимо отметить, что подобная структура поля может быть также создана скрещенными лазерными импульсами [133].

3.1.1 Максимально возможное ускорение

Если рассмотреть пробный электрон, помещенный в точку с $y = \Lambda/4$ при $t = 0$, оказывается, что он испытывает действие только компоненты поля E_x неод-

нородной волны ($E_y = B_z = 0$). Если амплитуда электрического поля составляет порядка 3×10^{10} В/см (что соответствует безразмерной амплитуде лазерного поля $a_0 = 1$ для типичной длины лазера $\lambda = 1$ мкм) или выше, тогда электрон становится релятивистским на периоде времени, меньшем лазерного периода. Если при этом начальная фаза φ_0 выбрана соответствующим образом, он начинает двигаться в направлении оси x со скоростью v_e , приближающейся к скорости света. В свою очередь, волна распространяется в направлении оси x с фазовой скоростью $v_{ph} = c/\cos\theta$, что близко к скорости света для скользкого падения ($\theta \ll 1$). Таким образом, электрон может испытывать электрическое поле в ускоряющей фазе на протяжении значительного времени, много большей, чем период внешнего поля $T = 2\pi/\omega$.

Данное рассуждение справедливо только для электронов, имеющих в начальный момент времени в точности $y = \lambda/4$, поскольку данная точка может быть точкой неустойчивого равновесия в поперечном направлении (направлении оси y), и не является очевидным, насколько неустойчивость может мешать процессу ускорения. Тем не менее, неустойчивость может быть подавлена для релятивистских частиц, так как электрическая и магнитная составляющая силы Лоренца практически компенсируют друг друга, если $\theta \ll 1$ и $v \approx c$. Это будет рассмотрено более детально далее.

Представляется возможным также вычислить максимальную энергию, которую электрон может приобрести в данном процессе, на основании условия дефазировки. Поскольку волна имеет фазовую скорость $v_{ph} = c/\cos\theta$, которая несколько больше, чем скорость электрона $v_e \approx c$, волна медленно обгоняет электрон. После N периодов внешнего поля, электрон пролетает расстояние $L_e \approx cNT$, а отдельный максимум поля волны проходит $L_w = cNT/\cos\theta$. Таким образом, фазовое смещение электрона в волне составляет

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{L_w - L_e}{\lambda_x} \approx \frac{2\pi}{\lambda_x} \left(\frac{c}{\cos\theta} - c \right) NT. \quad (3.4)$$

Максимально возможное смещение по фазе, при котором электрон все еще может ускоряться, равно π (так как $E_x \propto \sin\varphi$). Из этого условия можно опре-

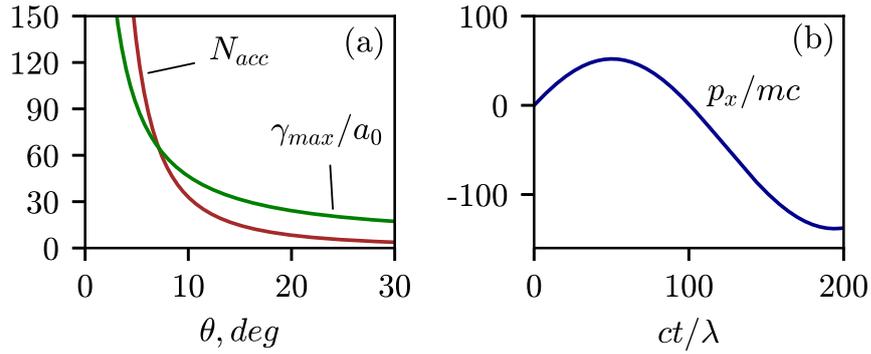


Рисунок 3.3 — (а) Функции $N_{acc}(\theta)$ (3.5) и $\gamma_{max}(\theta)/a_0$ (3.7). (б) Функция $p_x(t)/mc$ (3.15) для $a_0 = 8$, $x_0 = 0$ и $\theta = 12^\circ$.

делить N_{acc} , максимальное число периодов поля, в течение которых возможно ускорение:

$$N_{acc}(\theta) = \frac{1}{2(1 - \cos \theta)}. \quad (3.5)$$

Функция $N_{acc}(\theta)$ начинает расти очень быстро, когда θ становится близким к нулю (см. рис. 3.3 (а)); таким образом, существенное ускорение в соответствии с рассматриваемым механизмом возможно только при углах падения, относительно близких к 90° (в режиме скользящего падения).

Возможно также вычислить максимальный лоренц-фактор электрона в ходе рассматриваемого процесса:

$$\gamma_{max}(\theta) - 1 = \frac{e\overline{E}_x N_{acc} \lambda}{mc^2} \approx \frac{2}{\pi} \frac{eE_0 \cdot 2 \sin \theta N_{acc} \lambda}{mc^2} \quad (3.6)$$

где m и $e > 0$ — масса и заряд электрона соответственно. Здесь \overline{E}_x — усредненное во времени электрическое поле, которое испытывает электрон; поскольку скорость электрона $v_e \approx const = c$ (кроме очень короткого начального участка траектории), $\overline{E}_x \approx (2/\pi) \cdot 2E_0 \sin \theta$.

Таким образом, можно получить выражение для максимального лоренц-фактора электрона в зависимости от угла скользящего падения:

$$\gamma_{max}(\theta) \approx 1 + \frac{4a_0 \sin \theta}{1 - \cos \theta}, \quad (3.7)$$

график которой показан на рис. 3.3 (а).

Также, как и $N_{acc}(\theta)$, функция $\gamma_{max}(\theta)$ очень быстро растет, когда угол скользящего падения стремится к нулю. Таким образом, если электрон помещен в точности в точку, где присутствует только компонента E_x структуры поля, он может быть ускорен до сотен МэВ даже относительно умеренными интенсивностями лазерного поля ($a_0 \sim 1$) при условии неограниченности лазерного импульса в пространстве.

3.1.2 Поперечная устойчивость

Вышеупомянутые вычисления могут быть применимы только к электронам, которые изначально размещены в узлах полей E_y и B_z . Но в конфигурации, описываемой выражениями для полей (3.3), эти точки формируют множество меры нуль; поэтому чтобы понять, может ли существенное количество электронов быть ускорено до энергий $\sim mc^2\gamma_{max}$, необходимо рассмотреть пробные электроны с небольшим смещением от положения узла ($y_0 = \Lambda/4 + \delta y$, $|\delta y| \ll \Lambda$) и вычислить максимальную энергию в данном случае. Если перейти к безразмерным переменным $\hat{t} = \omega t$, $\hat{x} = 2\pi x/\lambda$, $\hat{\mathbf{v}} = \mathbf{v}/c$, $\hat{\mathbf{p}} = \mathbf{p}/mc$, $\hat{\mathbf{E}} = e\mathbf{E}/(mc\omega)$, уравнение движения электронов вдоль оси y может быть записано следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{dp_x}{dt} &= -E_x(x, y, t) = \\ &= -2a_0 \sin \theta \sin \left[\sin \theta \left(\frac{\Lambda}{4} + \delta y \right) \right] \sin(x \cos \theta - t + \varphi_0) \approx \\ &\approx -2a_0 \sin \theta \sin(x \cos \theta - t + \varphi_0) \quad (3.8) \end{aligned}$$

поскольку $\Lambda \sin \theta = 2\pi$ и $|\delta y| \sin \theta \ll 1$. Аналогично,

$$\begin{aligned} \frac{dp_y}{dt} &= -E_y(x, y, t) + v_x B_z(x, y, t) = \\ &= 2a_0(v_x - \cos \theta) \cos \left[\sin \theta \left(\frac{\Lambda}{4} + \delta y \right) \right] \cos(x \cos \theta - t + \varphi_0) \approx \\ &\approx -2a_0(v_x - \cos \theta) \delta y \sin \theta \cos(x \cos \theta - t + \varphi_0). \end{aligned} \quad (3.9)$$

Начальная фаза выбрана следующим образом: $\varphi_0 = -\pi/2$, так что при $t = 0$ сила, действующая на электроны с $x = 0$, ускоряет их в направлении распространения волны. Таким образом, уравнения движения электрона могут быть записаны следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{dp_x}{dt} &= 2a_0 \sin \theta \cos(x \cos \theta - t), \\ \frac{dp_y}{dt} &= -2a_0(v_x - \cos \theta) \delta y \sin \theta \sin(x \cos \theta - t). \end{aligned} \quad (3.10)$$

Основное приближение заключается в том, что поперечное движение электрона намного медленнее, чем продольное (здесь рассматриваются такие временные масштабы, на которых дефазировка не успевает наступить, и ускоренный электрон двигается почти параллельно оси x):

$$\left| \frac{dp_y}{dt} \right| \ll \left| \frac{dp_x}{dt} \right|, \quad |p_y| \ll |p_x|, \quad (3.11)$$

поэтому движение может быть разделено на «быструю» продольную и «медленную» поперечную составляющие. Для продольного движения

$$p_x(t) = \int_0^t 2a_0 \sin \theta \cos [x(t) \cos \theta - t] dt. \quad (3.12)$$

В пределе $a_0 \gg 1$ электрон становится ультрарелятивистским за период времени, много меньше, чем период лазерного излучения, и может быть показано, что

$$x(t) \approx t + x_0 - \frac{1}{2a_0 \sin \theta \cos(x_0 \cos \theta)} = t + x_0 - \Delta x_0 \quad (3.13)$$

для $t \gg \Delta x_0$. Здесь x_0 — начальное положение электрона по оси x . Для $\Delta x_0 \ll 1$, также предполагается, что $|x_0 \cos \theta| \lesssim \pi/4$.

Используя уравнение (3.13), можно получить ограничение на начальные положения электронов x_0 и δy_0 , для которых подход, применяемый в уравнении (3.11), применим:

$$\begin{aligned} |(v_x - \cos \theta) \delta y_0 \sin \theta \sin(x \cos \theta)| &\ll |\sin \theta \cos(x \cos \theta)|, \\ |\operatorname{tg}(x_0 \cos \theta) \delta y_0| &\ll \frac{1}{|v_x - \cos \theta|}. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Выражение в правой части всегда больше 1, поэтому условие всегда выполняется, если $|\operatorname{tg}(x_0 \cos \theta) \delta y_0|$ мало по сравнению с единицей. Здесь также предполагалось, что $t \ll (1 - \cos \theta)^{-1}$ и $\Delta x_0 \ll 1$.

Поскольку временной интервал $[0; \Delta x_0]$ вносит очень малый вклад в интеграл (3.12), можно выполнить интегрирование, как если бы электрон был релятивистским с самого начала:

$$\begin{aligned} p_x(t) &\approx 2a_0 \sin \theta \int_0^t \cos [(\cos \theta - 1)t + (x_0 - \Delta x_0) \cos \theta], \\ p_x(t) &\approx \frac{2a_0 \sin \theta}{\Omega} [\sin(\Omega t - \psi_0) + \sin \psi_0], \end{aligned} \quad (3.15)$$

с начальным условием $p_y|_{t=0} = 0$. Здесь $\Omega = 1 - \cos \theta$, и ψ_0 определяется x_0 , a_0 и θ :

$$\psi_0 = x_0 \cos \theta - \frac{\operatorname{ctg} \theta}{2a_0 \cos(x_0 \cos \theta)}. \quad (3.16)$$

Типичный график функции (3.15) показан на рис. 3.3 (b). Максимум p_x достигается при $t_{max} = \Omega^{-1}(\pi/2 - \psi_0)$, а максимальное значение p_x , описываемое (3.15), равняется

$$p_x^{max} = 2a_0(1 - \sin \psi_0) \frac{\sin \theta}{\Omega}, \quad (3.17)$$

что совпадает с (3.7), если $\sin \psi_0 = -1$.

Если $t \ll \Omega^{-1}$, импульс растет линейно:

$$p_x(t) \approx 2a_0 t \sin \theta \cos \psi_0. \quad (3.18)$$

После того, как компоненты «быстрого» движения $p_x(t)$ и $v_x(t) \approx p_x(1 + p_x^2)^{-1/2}$ определены, необходимо рассчитать «медленное» движение из уравнения (3.9):

$$\frac{dp_y}{dt} = -2a_0(v_x - \cos \theta)\delta y \sin \theta \sin(x \cos \theta - t), \quad (3.19)$$

$$\frac{d(\delta y)}{dt} = \frac{p_y}{\sqrt{1 + p_x^2}}. \quad (3.20)$$

Заменяя $x(t)$ в (3.19) на (3.13) и предполагая, что $t \ll \Omega^{-1}$ (но все еще много больше, чем $1/\Delta x_0$), можно упростить уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{dp_y}{dt} &\approx -2a_0\Omega\delta y \sin \theta \sin(-\Omega t + \psi_0), \\ \begin{cases} \frac{dp_y}{dt} = -2a_0\Omega\delta y \sin \theta (\sin \psi_0 - \Omega t \cos \psi_0) \\ \frac{d(\delta y)}{dt} = \frac{p_y}{2a_0 t \sin \theta \cos \psi_0}, \end{cases} \end{aligned} \quad (3.21)$$

или, в итоге,

$$\frac{d^2(\delta y)}{dt^2} + \frac{1}{t} \frac{d(\delta y)}{dt} - \Omega^2 \delta y + \frac{\Omega \operatorname{tg} \psi_0 \delta y}{t} = 0. \quad (3.22)$$

Если рассмотреть $t \ll \Omega^{-1} |\operatorname{tg} \psi_0|$, то член $\Omega^2 \delta y$ можно опустить; тогда данное уравнение сводится к уравнению Бесселя для аргумента \sqrt{t} . Его решение:

$$\begin{aligned} \delta y(t) &= C_1 J_0(\sqrt{\Omega_1 t}) + C_2 Y_0(\sqrt{\Omega_1 t}), \quad \psi_0 > 0, \\ \delta y(t) &= C_1 I_0(\sqrt{\Omega_1 t}) + C_2 K_0(\sqrt{\Omega_1 t}), \quad \psi_0 < 0, \end{aligned} \quad (3.23)$$

где J_0 и Y_0 — функции Бесселя первого и второго рода, соответственно; I_0 и K_0 — модифицированные функции Бесселя; $\Omega_1 = \sqrt{4\Omega |\operatorname{tg} \psi_0|}$. Начальные условия: $\delta y(0) = \delta y_0$, $\delta y'(0) \approx 0$. Строго говоря, $\delta y'(0)$ не в точности равно нулю из-за нерелятивистской динамики при $t \lesssim \Delta x_0$, где $|E_y|$ существенно больше $|v_x B_z|$ и электрон приобретает некоторую поперечную скорость. Но предполагается, что $v_y \ll v_x < 1$, тогда $\delta y'(0) \ll 1$ всегда и функции Y_0 и K_0 с особенностью при $t = 0$ должны быть отброшены как нефизические решения. Тогда

$$\begin{aligned} \delta y(t) &\approx \delta y_0 J_0(\sqrt{\Omega_1 t}), \quad \psi_0 > 0, \\ \delta y(t) &\approx \delta y_0 I_0(\sqrt{\Omega_1 t}), \quad \psi_0 < 0, \end{aligned} \quad (3.24)$$

что означает, что для нерелятивистской частицы равновесие в окрестности $y = \Lambda/4$ устойчиво для $\psi_0 > 0$, и неустойчиво в противном случае. Для типичных параметров ($a_0 \gg 1, \theta \sim 5\text{--}15^\circ$) это значит, что область устойчивости соответствует $x_0 > 0$.

На достаточно больших временах ($t \gtrsim \Omega_1^{-1}$) δy не описывается должным образом вышеприведенными выражениями. Однако на таких временах продольная сила, действующая на электрон, достигает своего максимума и начинает уменьшаться (см. рис. 3.3 (b)), поэтому такие времена не представляют интереса с точки зрения ускорения электронов.

Если $\psi_0 \approx 0$, член $\Omega^2 \delta y$ в (3.22) не может быть опущен и уравнение (3.24) становится некорректным. В таком случае (и в других случаях, которые не удовлетворяют приближениям данного подраздела), уравнения движения требуют численного интегрирования.

3.1.3 Численная модель

В предыдущем подразделе было сделано несколько предположений для оценки максимальной энергии электронов и условия поперечной устойчивости. В ситуациях, когда данные предположения невыполнимы, уравнения движения электронов не имеют аналитического решения и следует прибегнуть к методам численного интегрирования. В конфигурации, где присутствуют только компоненты полей E_x , E_y и B_z , компонента импульса p_z сохраняется, а уравнения движения в плоскости xy могут быть записаны следующим образом:

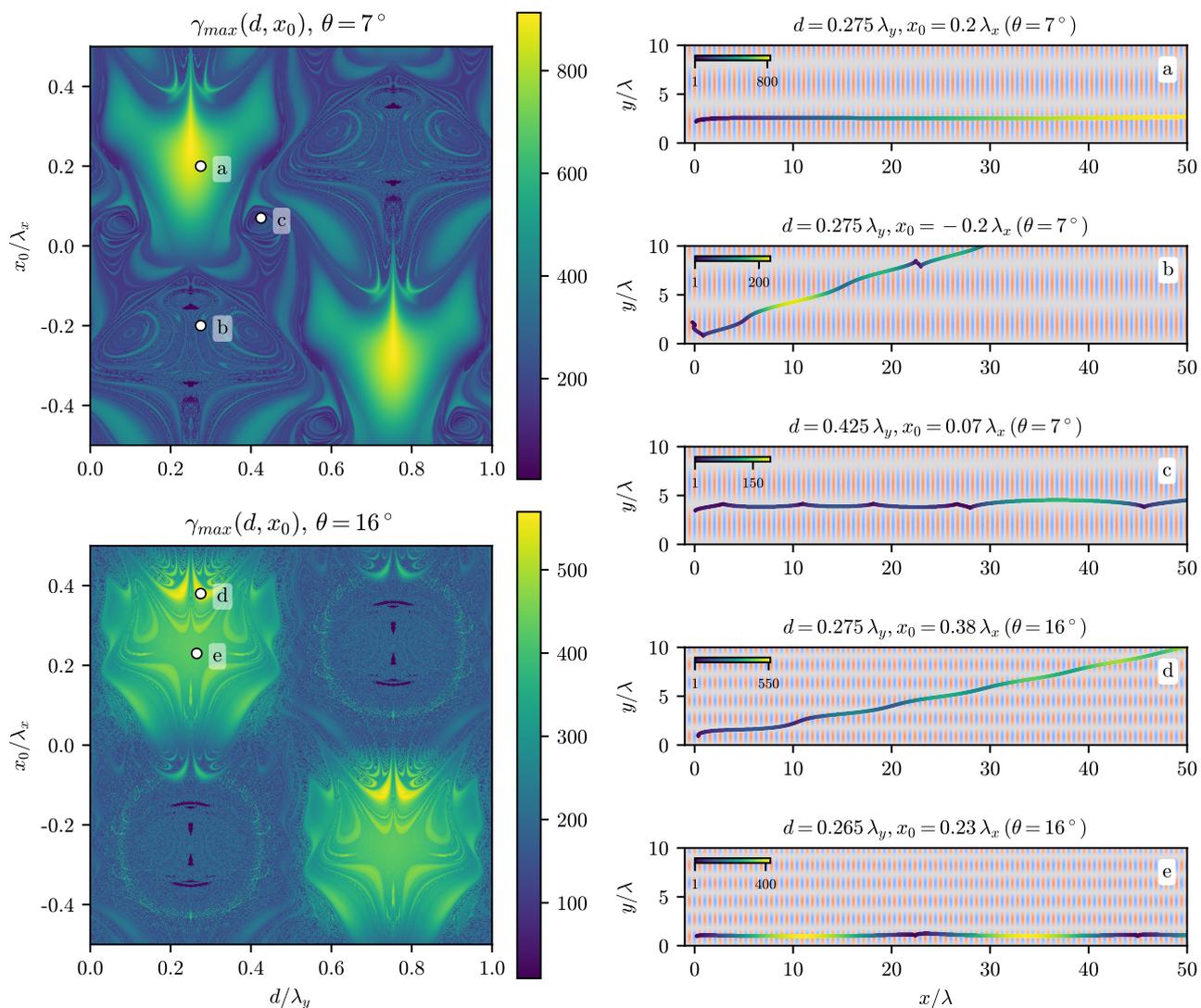


Рисунок 3.4 — (Слева) Распределение $\gamma_{max}(d, x_0)$ при $a_0 = 16$ и $\theta = 7^\circ$ (сверху) и $\theta = 16^\circ$ (снизу). (Справа) Типичные траектории электронов для различных начальных положений (отмечены точками (а)–(е) на графиках слева). Цветом показано значение лоренц-фактора электронов на траектории, фоновым цветом продемонстрировано распределение поля E_x при $t = 0$.

$$\begin{aligned}
\frac{dp_x}{dt} &= -E_x - v_y B_z, \\
\frac{dp_y}{dt} &= -E_y + v_x B_z, \\
\frac{dx}{dt} &= \frac{p_x}{\gamma}, \quad \frac{dy}{dt} = \frac{p_y}{\gamma}, \\
\gamma &= \sqrt{1 + p_x^2 + p_y^2},
\end{aligned} \tag{3.25}$$

Здесь поля \mathbf{E} и \mathbf{B} взяты из (3.3).

Начальные условия берутся следующими: $x_0 \in [-\lambda_x/2, \lambda_x/2]$, $d \in [0, \lambda_y]$, $p_x(0) = p_y(0) = p_z(0) = 0$, где d — начальное расстояние электрона от поверхности, а x_0 — начальная координата по оси x . Поскольку поля — периодические (по координатам x и y), начальное положение может быть выбрано в пределах одного пространственного периода без ограничения общности. Диапазон начальных условий показан прямоугольником на рис. 3.2. В рамках модели не учитывается, что поля не описываются выражениями (3.3) ниже поверхности (при $y < 0$) — предполагается, что электроны всегда остаются выше поверхности.

Уравнения интегрируются до момента времени t_{max} , который должен быть больше, чем $2\pi/\Omega$ (см. уравнение (3.15)). С течением времени электроны могут ускоряться или замедляться под действием поля, но ключевым параметром, характеризующим эффективность ускорения, является максимальный лоренц-фактор γ_{max} . Как можно видеть из рис. 3.3 (b), обычно он достигается на временах порядка $1/\Omega$ (в зависимости от начальных условий). Таким образом, если длительность импульса специально подобрана и поле «выключается» в момент времени, близкий к $t = \pi/(2\Omega)$, можно ожидать, что ускоренный электронный сгусток будет иметь свойства, близкие к аналогичным для пробных электронов в полевой структуре.

На рис. 3.4 (слева) показаны типичные распределения γ_{max} в зависимости от начального положения электронов. Моделирование проводилось при следующих параметрах: $a_0 = 16$, $\theta = 7^\circ$ и $\theta = 16^\circ$. Как и ожидалось, максимально возможное ускорение достигается в окрестности $d = 0.25\lambda_y$ и $x_0 > 0$, а при том же зна-

чении d и $x_0 < 0$ электроны не набирают большую энергию. Это соответствует аналитическим выражениям (3.24).

Максимальный лоренц-фактор электронов для $\theta = 7^\circ$ равняется приблизительно 900, что соответствует оценке (3.7). Важным результатом моделирования является то, что процесс ускорения является устойчивым в зависимости от начальных условий: значение энергии электронов, близкое к максимальному, может быть достигнуто для сравнительно широкого диапазона d и x_0 . Для $\theta = 7^\circ$ области устойчивости соответствуют $d/\lambda_y \approx 0.25 \pm 0.1$ и $x_0/\lambda_x \approx 0-0.3$, а также образуют симметричную ей область в окрестности $d/\lambda_y \approx 0.75 \pm 0.1$.

Несколько характерных областей могут быть выделены на распределениях γ_{max} . Если рассматривать случай $\theta = 7^\circ$ (рис. 3.4, слева сверху), можно видеть, в первую очередь, область наиболее эффективного ускорения в окрестности $d = 0.25 \lambda_y$, описанную в подразделе 3.1.1. Типичная траектория электронов в этой области показана на рис. 3.4 (а): она представляет из себя практически прямую линию, кроме нерелятивистского участка траектории, где электрическая и магнитная составляющая силы Лоренца не компенсируют друг друга. Также можно выделить области хаотической динамики, где электрон останавливается практически до состояния покоя в различные моменты времени, попадая при этом в квазислучайные точки, которые могут оказаться как в ускоряющей, так и в тормозящей фазе поля (см. рис. 3.4 (b) и рис. 3.4 (c)). Области хаотической динамики соответствуют сравнительно невысокой максимальной энергии, так как электроны не испытывают действие ускоряющей фазы лазерного поля в течение длительного периода времени.

Для большего угла скользющего падения $\theta = 16^\circ$ (рис. 3.4, слева снизу), максимальный лоренц-фактор электронов составляет около 570, что значительно ниже, чем в случае $\theta = 7^\circ$. Интересным результатом является то, что максимальное значение γ достигается не в точке $d/y_0 = 0.25$, но на некотором удалении от нее, при начальном положении электронов в областях сложной «дугообразной» формы. Если рассмотреть траекторию электрона, соответствующую максимальному ускорению (рис. 3.4 (d)), можно видеть, что траектория принципиально

отличается от того, что рассматривалось в подразделе 3.1.1. Здесь электрон приобретает некоторую энергию на одном полупериоде стоячей волны вдоль оси y , и при этом смещается по фазе ускоряющего поля на π ; затем, в тот момент, когда электрон мог попасть бы в замедляющую фазу поля в соответствии с моделью, он перемещается на следующий полупериод стоячей структуры по y , где поле E_x меняет свой знак, поэтому оно снова оказывается ускоряющим для него. В результате электрон может приобретать энергию в резонансном процессе на временах, больших чем $1/\Omega$. Напротив, траектория (e) (аналогичная (a)) соответствует электрону, ускоряющемуся до времен $t \approx 1/\Omega$, затем замедляющемуся практически до нуля и ускоряющемуся снова (в соответствии с моделью). Таким образом, для траектории (d), величина γ_{max} оказывается больше, чем $\gamma_{max}^0 = 456$ (что ожидается из уравнения (3.7) для данных параметров). Это означает, что для больших θ , режим, описанный в подразделе 3.1.1 не соответствует наиболее эффективному ускорению в описываемой структуре поля. Однако нужно заметить, что в случае реального лазерного импульса высокой интенсивности структура поля не является полубесконечной по оси y , а распространяется не более чем на несколько длин волн от поверхности, а затем спадает. Поэтому ускорение по типу траектории (e) хоть и возможно в рамках модели, но трудно реализуемо в более реалистичных условиях. Напротив, можно ожидать, что ускорение непосредственно вблизи поверхности (в окрестности первой пучности поля E_x) может быть реализуемо и в случае реалистичных лазерных импульсов.

Необходимо отметить, что область начальных условий, соответствующая наиболее эффективному приповерхностному ускорению (приблизительно параллельно оси x) уменьшается при увеличении угла θ , поскольку существенная часть «квадрантов» на рис. 3.4 (слева) оказывается покрыта «дугообразными» областями, где, как было показано выше, траектории электронов не являются приповерхностными. Поэтому можно ожидать, что режим малых θ будет более выигрышным с точки зрения не только максимальной энергии, но и числа ускоренных электронов.

Зависимость γ_{max} от θ и a_0 показана на рис. 3.6 (с) и (а), с более детальным описанием ниже.

3.1.4 Численное моделирование

Модель, рассмотренная в подразделе 3.1.3, имеет несколько ограничений. Во-первых, предполагается, что падающая на мишень волна является бесконечной плоской волной. Во-вторых, считается, что отражение от мишени является идеальным. Также предполагается, что электроны, извлеченные полем из мишени, по сути являются пробными электронами и не искажают структуру поля (т.е., электромагнитные поля, генерируемые электронами, много меньше лазерных полей по амплитуде). Данные предположения могут не выполняться в реалистичной ситуации: структура поля определяется падающим лазерным импульсом, который, как правило, сильно сфокусирован (для достижения $a_0 > 1$). Поверхность плазмы (которая в том числе может быть не полностью ионизована), также не имеет бесконечную проводимость. Кроме того, поскольку чаще всего требуется увеличить заряд ускоренных электронных сгустков, количество извлеченных из плазмы электронов может оказываться достаточно большим для искажения структуры лазерного поля. Вопрос об инжекции электронов в полевую структуру также не рассматривался в рамках модели динамики пробных частиц.

Для анализа взаимодействия в режиме скользящего падения в более идеализированной ситуации было выполнено численное моделирование методом частиц в ячейках с использованием кода Quill. Большая часть численных экспериментов была выполнена с учетом силы реакции излучения в коде, но также несколько расчетов было проведено с выключенной силой реакцией излучения для оценки ее влияния. Моделирование проводилось для a_0 в диапазоне от 4 до 96. Лазерный импульс имел $\lambda = 1$ мкм, p -поляризацию и профиль типа flat-top в пространстве и времени (с приблизительно постоянной амплитудой в центральной его

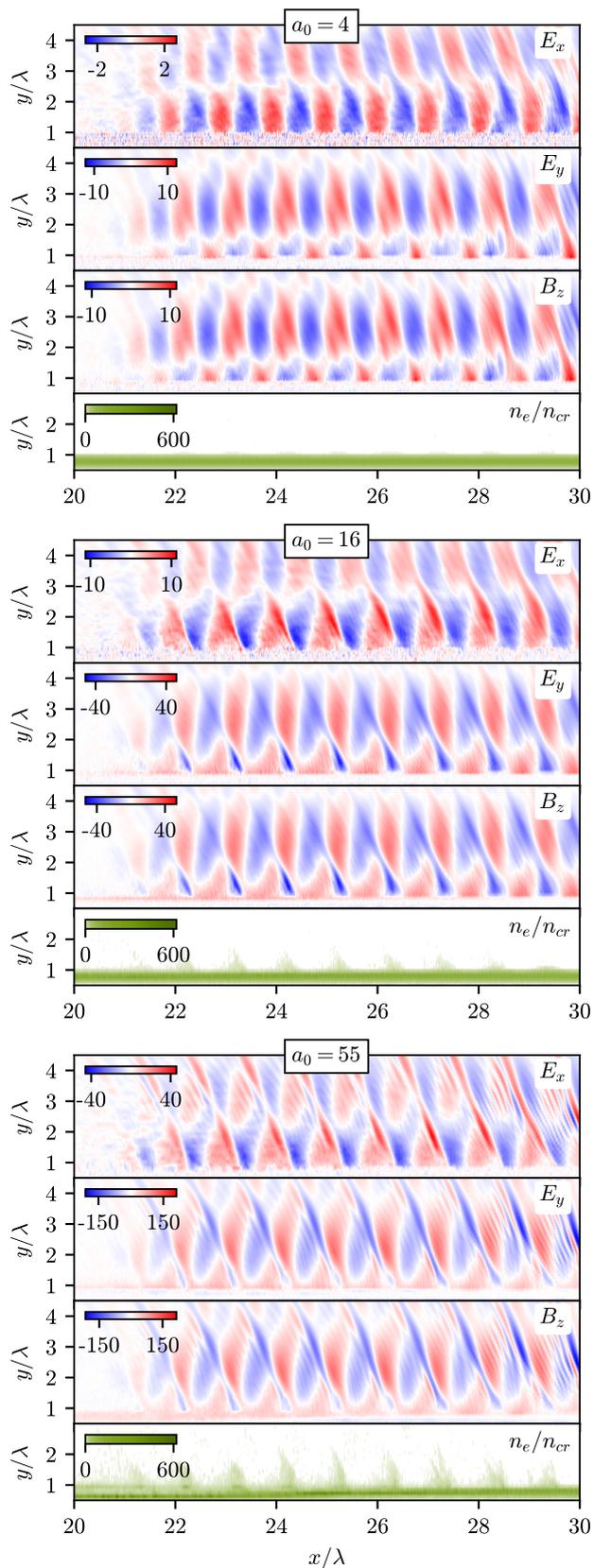


Рисунок 3.5 — Продольное (E_x) и поперечное (E_y) электрические поля, магнитное поле (B_z) и концентрация электронов (n_e/n_{cr}) в численных счетах в зависимости от α_0 при $\theta = 12^\circ$.

части и резким ее спааанием на границах). Форма была выбрана таким образом, чтобы сделать численное моделирование ближе к модели, где бесконечная плоская волна падает на мишень, а также уменьшить расчетную область. Длительность лазерного импульса составляла 36 фс, а ширина его равнялась 1 мкм. Угол скользящего падения θ варьировался от 6 до 18 градусов. Мишень была полностью ионизованной с толщиной 0.5λ и концентрацией электронов $300 n_{cr}$, что соответствует типичным твердотельным мишеням. Отношение массы ионов к их заряду составляло в 2 раза больше, чем у протона. Большая часть численных расчетов была выполнена с учетом движения ионов и эффектов квантовой электродинамики (которые в рассматриваемом диапазоне параметров включали в себя рождение рентгеновских и гамма-фотонов, а также реакцию излучения). Однако, для сравнения было проведено дополнительно две серии численных экспериментов: без учета КЭД и с подвижными ионами, а также без учета КЭД и с неподвижными ионами. Размер расчетной области в моделировании равнялся $L_x \times L_y \times L_z = 14 \times 10 \times 14 \lambda^3$. Для сокращения объема вычислений использовалось «движущееся окно» в направлении оси x со скоростью $v_{mw} = c \cos \theta$, поэтому представилось возможным поддерживать расположение центра лазерного импульса по оси x близко к центру расчетной области в течение расчета. Максимальное время в моделировании равнялось $50 \lambda/c$, а центр лазерного импульса попадал на поверхность мишени в момент времени $t = 20 \lambda/c$. Размер шага равнялся $dx \times dy \times dz = 0.008 \times 0.025 \times 0.1 \lambda^3$, количество частиц в ячейке было равно 9.

Моделирование показывает, что и структура поля и структура поверхности мишени в процессе взаимодействия существенно меняются в зависимости от a_0 . На рис. 3.5 показаны пространственные распределения полей E_x , E_y , B_z , а также нормированная плотность электронов в плоскости xy . Все величины взяты в момент времени $t = 20 \lambda/c$, угол скользящего падения равнялся 12° . При $a_0 = 4$ (сверху) структура поля похожа на суперпозицию двух плоских волн, что рассматривалось в подразделе 3.1.1. Можно видеть, что $E_x \neq 0$ на границе, поскольку проводимость плазмы не является бесконечной и вблизи поверхности

формируется скин-слой, однако изменение граничного условия на поверхности должно приводить лишь смещению структуры поля по y и не должно качественно менять динамику электронов в «вакуумной» области, поскольку поле является квазипериодическим по оси y . При $y \approx y_{node} \approx 1.4\lambda$ поперечные поля практически равны нулю, а продольное поле достигает максимума амплитуды, поэтому в данной структуре поля становится возможным ускорение согласно механизму из подразделов 3.1.1 и 3.1.3. Поверхность плазмы при $a_0 = 4$ практически остается невозмущенной.

Для более высоких значений a_0 (для $a_0 = 16$ и в особенности для $a_0 = 55$), как можно видеть на рис. 3.5, существенная доля электронов оказывается извлеченной из мишени лазерным полем, и концентрация электронов в данных областях оказывается сравнимой с концентрацией электронов в мишени. Поэтому отражение лазерного импульса от поверхности более не является близким к идеальному, и поле не может быть описано как суперпозиция двух плоских монохроматических волн. В особенности, можно наблюдать генерацию высоких гармоник в отраженном лазерном излучении при $a_0 = 55$. Однако, некоторые свойства структуры поля остаются неизменными даже при больших a_0 : поля являются квазипериодическими в направлениях осей x и y , а фазовая скорость несколько выше скорости света.

В режиме скользящего падения на поверхности присутствует компонента сильного лазерного поля E_y , которая, действуя на электроны мишени, может «оттягивать» их от поверхности вплоть до точки, где поперечное поле практически исчезает. Однако в данной точке присутствует ненулевое продольное поле, которое может захватить электрон (если он попадает в нужную фазу) и ускорить его до высоких энергий в процессе движения вдоль оси x . Данный механизм самоинжекции позволяет получить электронные сгустки с большим зарядом. На рис. 3.6 (b) показаны спектры электронов из различных численных экспериментов (различных значений θ). В спектрах можно выделить 2 части: низкоэнергетическую, где электроны имеют энергии меньше, чем $mc^2 a_0$ (из-за стохастического нагрева под действием лазерного поля), и высокоэнергетическую часть с энерги-

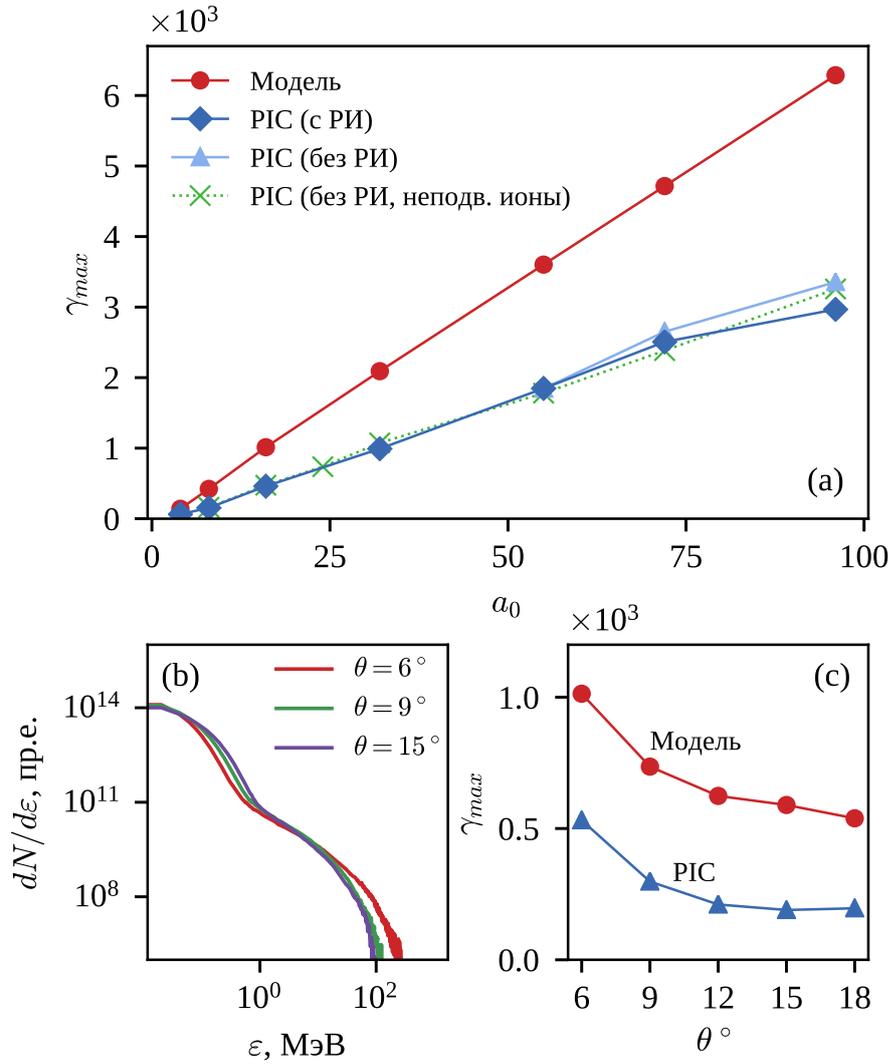


Рисунок 3.6 — (а) Максимальный лоренц-фактор электронов γ_{max} в зависимости от a_0 из модели (подраздел 3.1.3) и из численного моделирования, $\theta = 6^\circ$. (б) Спектры электронов в численном моделировании при $a_0 = 16$ и $\theta = 6, 9$ и 15° . (с) γ_{max} в зависимости от θ и $a_0 = 16$. Численные счета на графиках (б) и (с) учитывают движение ионов и силу реакции излучения (РИ).

ями до сотен МэВ (при $a_0 = 16$ на рис. 3.6 (б)). На рис. 3.6 (а) и (с) показаны зависимости максимального лоренц-фактора электронов от параметров a_0 и θ , а также максимальные энергии электронов из модели из подраздела 3.1.3. Также на рис. 3.6 (а) были добавлены результаты двух дополнительных серий численных экспериментов: без учета силы реакции излучения при $a_0 = 55, 72$ и 96 , и без учета движения ионов (и также без учета реакции излучения) для всего диапазона значений a_0 . Рис. 3.6 (с) демонстрирует, что с увеличением θ максимальная энергия электронов уменьшается, и характер зависимости аналогичен модельно-

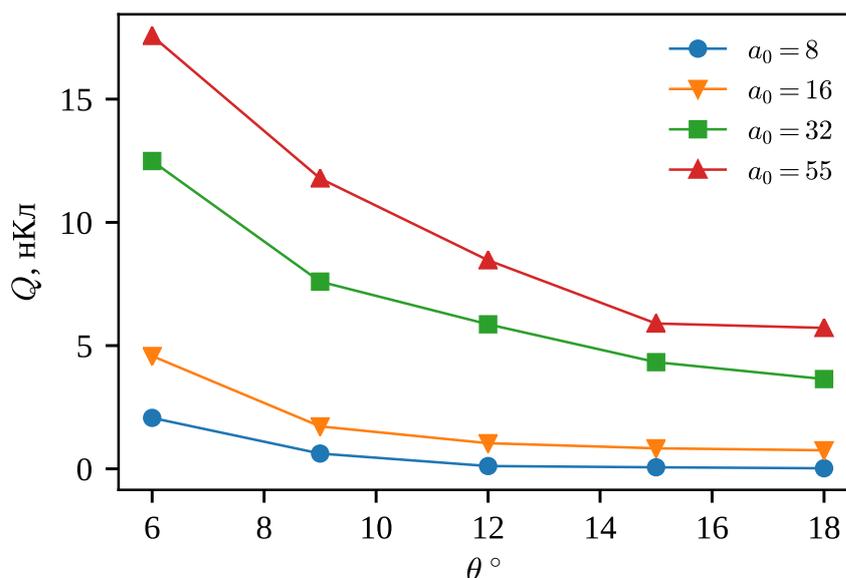


Рисунок 3.7 — Полный заряд электронных сгустков в численном моделировании в зависимости от a_0 и θ .

му (хотя абсолютные значения, предсказанные моделью, оказываются в 2–3 раза выше). На рис. 3.6 (а), построенном для $\theta = 6^\circ$, прослеживается линейная зависимость от a_0 как в численном моделировании ($\gamma_{max} \approx 35 a_0$), так и в модели ($\gamma_{max} \approx 64 a_0$). Можно также видеть, что рост γ_{max} в численных счетах с учетом реакции излучения и подвижными ионами начинает замедляться при $a_0 > 72$, так что при $a_0 = 96$ максимальная энергия электронов оказывается приблизительно на 10% ниже, чем в соответствующем численном эксперименте с учетом реакции излучения. Без учета реакции излучения нелинейность в зависимости $\gamma_{max}(a_0)$ уменьшается, но все равно прослеживается. Если же ионы являются неподвижными, то график $\gamma_{max}(a_0)$ становится практически линейным. Но во всех случаях зависимости являются довольно близкими друг к другу.

Важной особенностью рассматриваемой схемы ускорения является очень высокий (до десятков нКл) полный заряд электронных сгустков. На рис. 3.7 показана величина заряда сгустков в моделировании при различных значениях параметров a_0 и θ . Заряд сгустка был вычислен как полный заряд электронов с лоренц-фактором $\gamma > 2 a_0$ и расстоянием от поверхности $d > 0.1 \lambda$. Так же, как и максимальный лоренц-фактор, заряд сгустка значительно возрастает при умень-

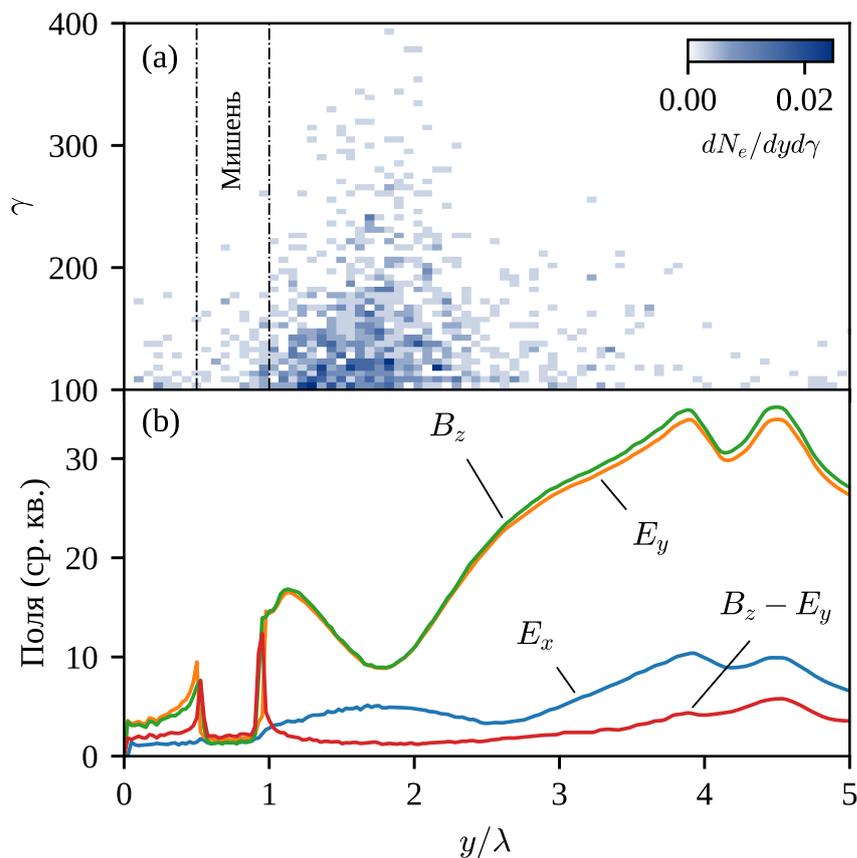


Рисунок 3.8 — (а) Распределение электронов с $\gamma > 100$ по y и γ . (б) Среднеквадратичное значение полей (E_x , E_y , B_z , $B_z - E_y$, в единицах a_0) в зависимости от y . Параметры: $t = 24 \lambda/c$, $a_0 = 32$, $\theta = 15^\circ$. Значения полей усреднены по x в области $24\lambda \leq x \leq 28\lambda$. Положение мишени схематически показано на верхнем рисунке.

шении угла скользящего падения. Заряд составляет несколько нКл (до 2.32 нКл) даже при сравнительно небольшом $a_0 = 8$. При $a_0 = 16$ и $\theta = 6^\circ$ заряд равнялся 4.57 нКл, а при $a_0 = 55$ и $\theta = 6^\circ$ — 17.5 нКл. Соответствующие эффективности генерации заряда (величины заряда в расчете на единицу энергии лазерного импульса) составляли 3.57 нКл/Дж для $a_0 = 8$, 1.75 нКл/Дж для $a_0 = 16$ и 0.56 нКл/Дж для $a_0 = 55$. Важно отметить, что электронные сгустки в моделировании имели заряд на 2–3 порядка величины выше, чем типичный заряд электронных сгустков, полученных лазерными ускорителями на плазменных волнах в газе. Это является результатом, важным для потенциальных практических приложений.

Для того, чтобы приблизиться к пониманию действительного механизма ускорения в численных счетах, было проанализировано распределение высоко-

энергетической части электронов по поперечной координате (по отношению к мишени). На рис. 3.8 (а) показано распределение электронов с лоренц-фактором, большим 100, а на рис. 3.8 (b) — средние (в среднеквадратичном смысле) величины электрического и магнитного полей как функция от y . Также было выполнено усреднение по x в области, где присутствуют как падающее, так и отраженное поле (т.е. $24\lambda \leq x \leq 28\lambda$ на рис. 3.5), а z -координата, при которой вычислялись величины полей, соответствовала центру лазерного импульса. Параметры моделирования были $a_0 = 32$, $\theta = 15^\circ$. Можно видеть, что высокоэнергетические электроны сконцентрированы области, где продольное электрическое поле достигает своего максимума, а поперечное электрическое и магнитное поля находятся вблизи минимума, а полное эффективное поперечное поле, действующее на ультрарелятивистский электрон, движущийся параллельно оси x ($B_z - E_y$ в рассматриваемой системе единиц) в несколько раз слабее продольного поля. Это означает, что механизм, описанный в подразделе 3.1.1, действительно реализуется в численных счетах, а также отвечает за ускорение большей части «горячих электронов».

Существенное отличие в максимальной энергии электронов в численных счетах и модели (2–3 раза) может быть объяснено несколькими причинами. Во-первых, в рамках модели электроны могут ускоряться полем E_x на достаточно длинной дистанции $L_{acc} \approx 0.5\lambda/(1 - \cos \theta)$. Однако в моделировании это не всегда выполняется из-за быстрой дефокусировки лазерного импульса (см. обсуждение 3.1.6), в особенности для небольших θ . Другое отличие от модели состоит в том, что даже в окрестности $y = y_{node}$ (точки, где находится узел поперечного поля, а продольное поле достигает максимума) поперечная сила, действующая на релятивистский электрон ($F_\perp \propto E_y - B_z$) не равна в точности нулю. Как можно видеть на рис. 3.8 (b), для $a_0 = 32$ и $\theta = 15^\circ$ она в среднем 4 раза слабее продольной силы, поэтому поперечный дрейф на дистанциях ускорения $L \gg \lambda$ становится существенным и электрон может выпасть из ускоряющей фазы поля.

На рис. 3.8 (и на рис. 3.5 при $a_0 = 16$ и в особенности $a_0 = 55$) можно видеть увеличение магнитного поля B_z на поверхности по отношению к

поперечному электрическому полю E_y ; данный эффект может быть объяснен теорией в работе [134]: при скользящем падении возникают сильные поверхностные токи, генерирующие приповерхностное магнитное поле. Данные токи также наблюдаются в проведенном численном моделировании, но стоит отметить, что данное квазистатическое магнитное поле присутствует только на сравнительно небольших (по сравнению с λ) расстояниях от поверхности и не оказывает определяющего влияния на динамику электронов в вакуумной области (т.е. электронов с $d \sim \lambda$).

3.1.5 Использование предплазмы для эффективной инжекции электронов

Одним из основных преимуществ конфигурации скользящего падения для лазерного ускорения электронов является то, что нет необходимости во внешнем инжекторе электронов, поскольку электроны извлекаются из толщи мишени естественным образом [6; 88]. Однако оказывается, что присутствие предплазмы с плотностью меньше критической у поверхности мишени (например, сгенерированной лазерным предимпульсом) может дополнительно улучшить характеристики ускоренных электронных сгустков. Влияние предплазмы на динамику электронов вблизи поверхности мишени неоднократно изучалось в последние годы [135; 136]. Поскольку больше электронов оказывается в области сильного поля, большее их число имеет вероятность попасть в область фазового пространства начальных условий, соответствующую максимальной эффективности ускорения. Поэтому можно ожидать, что максимальная энергия электронов и заряд ускоренных электронных сгустков окажется выше в присутствии предплазмы. Но при определенной концентрации плазменные поля в предплазме могут вырасти до величин, вносящих возмущения в приповерхностную структуру поля, и ускоряющее поле может оказаться слабее. Таким образом, можно ожидать существование оптимальной концентрации предплазмы.

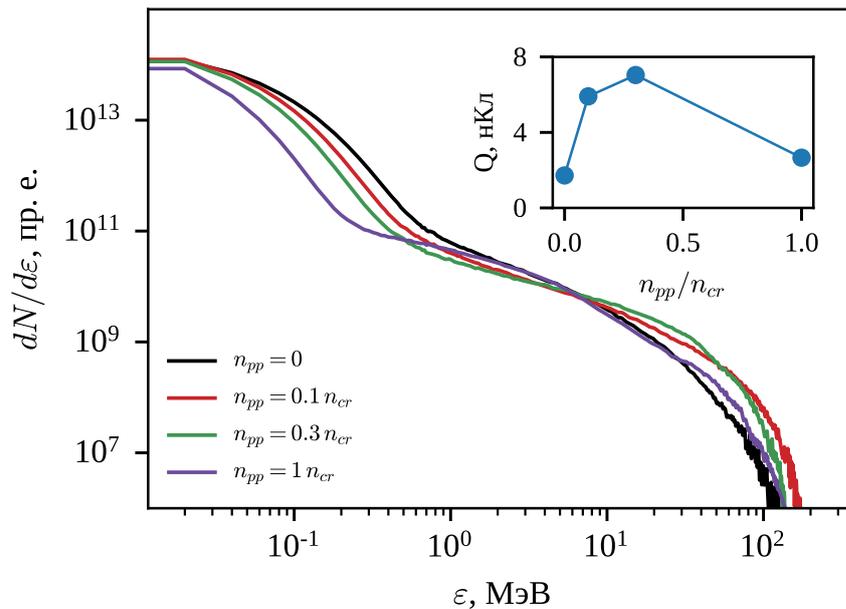


Рисунок 3.9 — Спектры электронов при параметрах, аналогичных рис. 3.6 (b) ($a_0 = 16$, $\theta = 9^\circ$) и меняющейся концентрации предплазмы n_{pp} . Внутренний график показывает зависимость полного заряда электронных сгустков от концентрации предплазмы.

Проведенные численные эксперименты подтверждают, что в присутствии предплазмы характеристики ускоренных электронных сгустков действительно могут улучшиться. На рис. 3.9 можно видеть, что концентрациях предплазмы $n_{pp} = 0.1 n_{cr}$ и $n_{pp} = 0.3 n_{cr}$, количество электронов с энергией выше 10 МэВ увеличивается приблизительно в ~ 2 –5 раз, а максимальная энергия также оказывается несколько выше. Увеличение концентрации предплазмы до $1 n_{cr}$ уже не приводит к видимому улучшению характеристик ускорения. В частности, максимальная энергия электронов начинает уменьшаться. Стоит отметить, что максимальная концентрация предплазмы в экспериментах часто составляет порядка $1 n_{cr}$ [128]. Также на рис. 3.9 на внутреннем графике показан полный заряд электронных сгустков в зависимости от концентрации предплазмы; можно видеть, что существует оптимальное значение $n_{pp} = 0.3 n_{cr}$, соответствующее заряду электронных сгустков в 7.04 нКл, что приблизительно в 4 раза выше, чем в отсутствие предплазмы.

В данных счетах параметры моделирования были аналогичными большинству численных экспериментов без предплазмы: $a_0 = 16$, $\theta = 9^\circ$, $n_e = 300 n_{cr}$. Предплазма моделировалась как приповерхностный плазменный слой с толщиной $L_{pp} = 2 \lambda$ и состояла из того же материала, что и мишень, а концентрация электронов уменьшалась линейно от n_{pp} до нуля. Реальные предплазмы обычно имеют квазиэкспоненциальный профиль концентрации с типичным пространственным масштабом порядка нескольких микрон [128], но моделирование экспоненциального профиля требует больших вычислительных ресурсов, и использование линейного профиля может быть рассмотрено как первое приближение.

3.1.6 Условия применимости модели, обсуждение результатов

В предыдущих подразделах было показано, что рассматриваемый в теоретической модели механизм ускорения может реализовываться в численном моделировании, однако, максимальная энергия электронов в нем оказывается приблизительно в 2–3 раза ниже, чем в модели. Среди возможных причин данного отличия необходимо рассмотреть дефокусировку лазерного импульса, так как данный эффект может ограничивать максимальную энергию электронов (в модели рассматривалось падение бесконечного плоского фронта на отражающую поверхность). В экспериментах, как правило, для достижения максимальной световой интенсивности на поверхности производится фокусировка лазерного импульса на пятно с характерным размером порядка нескольких длин волн. Однако с уменьшением диаметра перетяжки также уменьшается и расстояние, на котором импульс дефокусируется, и в результате поля начинают достаточно сильно отличаться от идеализированных (см. рис. 3.3).

Можно оценить характерный поперечный размер лазерного импульса, который требуется для формирования ускоряющей структуры поля, описываемой в модели. Характерное расстояние, на котором лазерный импульс расходится,

равно релеевской длине $r_d = \pi w_0^2/\lambda$, где w_0 — диаметр перетяжки. Для оценки примем расстояние $0.5 r_d$ как максимальную дистанцию, на которой волновой фронт приближенно совпадает с плоской волной. Также учтем, что расстояние, необходимое для эффективного ускорения электронного сгустка, равно $L_{acc} = 0.5\lambda/(1 - \cos \theta)$. Из условия $0.5 r_d > L_{acc}$ возможно оценить оптимальный размер перетяжки для заданного угла скользющего падения θ : $d_{opt} \approx 2\lambda/\sqrt{\pi(1 - \cos \theta)}$. В частности, $d_{opt} = 15.2 \lambda$ при $\theta = 6^\circ$, и $d_{opt} = 6.0 \lambda$ при $\theta = 15^\circ$. Необходимо отметить, что фокусировка лазерного импульса на пятно, меньшее d_{opt} , уменьшит максимальную энергию сгустка, поскольку длина ускорения L_{acc} в данном случае будет ограничена длиной дефокусировки, а не θ . Действительно, интенсивность лазерного поля в фокусе зависит от размера перетяжки как w_0^{-2} , т. е. амплитуда электрического поля зависит как w_0^{-1} , тогда как r_d пропорциональна w_0^2 .

В ряде работ [75; 84; 130] утверждается, что определяющее влияние на механизм приповерхностного ускорения электронов оказывает наличие квазистатических электромагнитных полей вблизи поверхности, которые (вместе с полем отраженного лазерного импульса) позволяют электронам находиться в резонансе с полем и приобретать энергию. Однако, в условиях проведенного численного моделирования основное влияние на динамику электронов оказывают именно падающее и отраженное поля лазера, тогда как амплитуда квазистатических полей сравнительно невелика. Можно оценить квазистатическое электрическое поле, которое создается электронами, извлеченными из поверхности лазерным полем, на основе характерной концентрации электронов в окрестности $y \gtrsim y_{node}$ (если рассматривать ускорение в окрестности первого узла поперечных полей, или при $y \approx y_{node} \approx 1.4-1.6$ на рис. 3.5). Если обозначить характерную концентрацию плазмы над поверхностью как n_p , то отношение между плазменным и лазерным полем можно оценить следующим образом: $E_p/E_0 = mc\omega_p/(eE_0) = \omega_p/(\omega_L a_0) = a_0^{-1} \sqrt{n_p/n_{cr}}$. В частности, в численном моделировании при $a_0 = 16$ концентрация n_p составляет порядка $5 n_{cr}$ в точке $y \approx y_{node}$, так что квазистатическое электрическое поле может быть оценено как $0.13 a_0$. В то же время поперечное лазерное

поле приближенно равно $2a_0$, так что динамика электронов в рассматриваемом диапазоне параметров преимущественно определяется именно лазерным полем (как падающим, так и отраженным). Однако необходимо заметить, что на больших трассах ускорения квазистатическое поле все же может оказывать влияние на траекторию, в результате чего длина ускорения L_{acc} становится меньше, чем в модели; данный эффект может также приводить к уменьшению максимальной энергии электронов по сравнению с моделью. В частности, поэтому слишком малые значения угла скользящего падения θ также не являются предпочтительными — максимальная длина ускорения электронов оказывается ограничена не условием дефазировки, а дефокусировкой лазерного импульса, тогда как амплитуда продольного (ускоряющего) поля при уменьшении θ уменьшается.

Необходимо отметить, что характерной особенностью рассмотренного источника ускоренных электронных сгустков является высокий их полный заряд (порядка 10 нКл), что обусловлено высокой концентрацией электронов в твердотельных мишенях. Ускорителям на основе лазерно-плазменного ускорения в настоящее время не доступно получение заряда такой величины. Типичный заряд сгустка в данном методе составляет порядка десятков или, в лучшем случае, нескольких сотен пКл [8; 137]. Однако в рамках рассмотренной конфигурации максимальный заряд пучка составляет 17.5 нКл при интенсивности лазера около 10^{21} – 10^{22} Вт/см², что в настоящее время доступно во многих лабораториях. Также необходимо отметить, что в недавнем эксперименте [132] было получено значение максимального заряда пучка в 96 нКл при лазерно-твердотельном взаимодействии в режиме ускорения электронов в плазменном канале вблизи поверхности. Таким образом, источники ускоренных электронов, основанные на лазерно-твердотельном взаимодействии, представляются достаточно перспективными для многих применений, таких как использование их в качестве инжекторов в многоступенчатых ускорителях или получение ярких фемтосекундных пучков гамма-излучения.

3.2 Генерация гамма-излучения в режиме скользящего падения

3.2.1 Применение модели ускорения электронов для описания процесса генерации

В соответствии с результатами, полученными в подразделе 3.1, при интенсивностях лазерного излучения порядка 10^{22} Вт/см² происходит ускорение электронов до энергий порядка нескольких сотен МэВ, что соответствует значениям лоренц-фактора порядка сотен. Как упоминалось в главе 2, при данных энергиях генерация синхротронного излучения, как правило, становится существенным процессом, т. к. доля энергии частицы, сконвертированной в гамма-излучение, может достигать процентов и выше. Однако, поскольку процесс излучения фотонов релятивистскими частицами сильно зависит от наличия поперечной силы и, вследствие этого, кривизны конкретной траектории, эффективность излучения фотонов ускоренными электронами в режиме скользящего падения требует дополнительного анализа.

Используя модель, основанную на уравнениях движения тестовых электронов (3.25), а также рассчитывая их излучение по классической формуле (2) (см. введение), можно найти суммарную энергию излучения от электронов на протяжении фиксированного промежутка времени. На рис. 3.10 показана зависимость энергии синхротронного излучения (в произвольных единицах) от начального положения электрона в периодической структуре поля для двух случаев — малого угла скользящего падения ($\theta = 6^\circ$) и относительно большого угла ($\theta = 15^\circ$). Все параметры моделирования аналогичны использованным при построении рис. 3.4.

Сравнивая рис. 3.10 с рис. 3.4, можно видеть, что области максимального ускорения и максимальной генерации гамма-излучения не совпадают. В частности, в «центральной» области для $\theta = 6^\circ$ (соответствующей траектории (а) на рис. 3.4) мощность синхротронного излучения близка к нулю. В целом это яв-

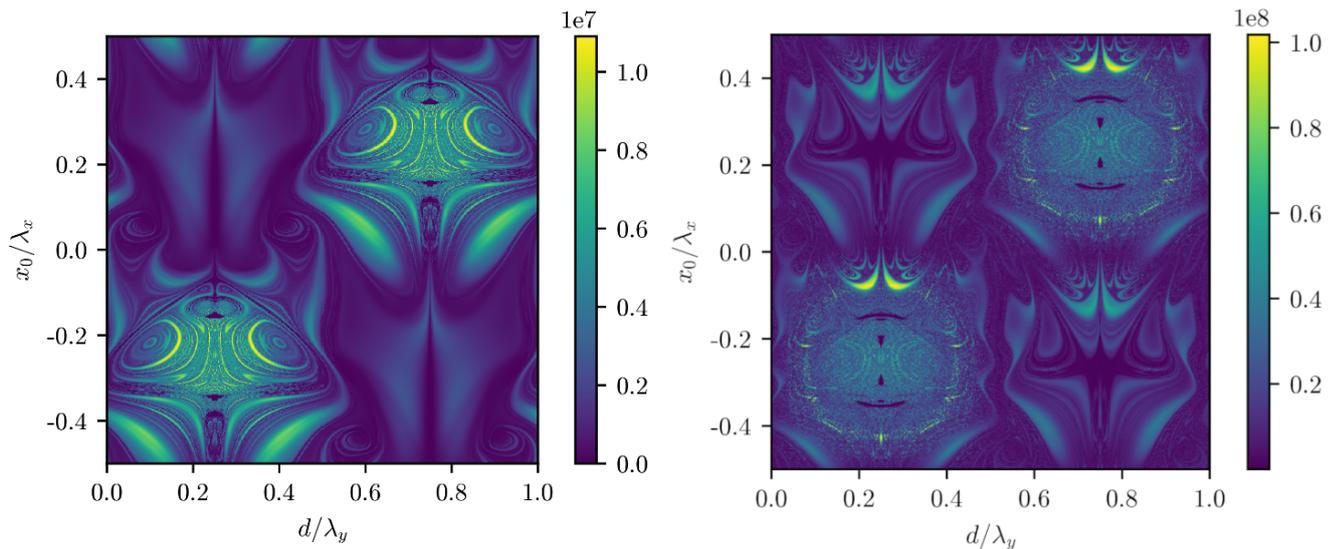


Рисунок 3.10 — Энергия синхротронного излучения электронов (в пр. ед.) в зависимости от их начальной координаты, аналогично 3.4. Слева $\theta = 6^\circ$, справа $\theta = 15^\circ$.

ляется ожидаемым результатом — в режиме наиболее эффективного ускорения траектория электрона близка к прямой линии. Аналогичные области, в которых ускорение электронов происходит эффективно, а генерация гамма-лучей — нет, можно видеть и на графике для $\theta = 15^\circ$. Напротив, моделирование показывает, что области с хаотической динамикой, где ускорение электронов происходило слабо, соответствуют большой мощности синхротронного излучения (например, квадрант $0 \leq d \leq \lambda_y$ и $0 \leq x_0 \leq \lambda_x$ для $\theta = 6^\circ$). При этом вид областей наибольшей эффективности излучения сильно нерегулярен из-за хаотизации траекторий электронов в данной области.

Максимальная интенсивность излучения в случае $\theta = 15^\circ$ соответствует «дугообразным» областям на диаграмме (на рис. 3.4 это соответствует траектории типа (d)). Для них мощность излучения равна 10^8 пр. е., что приблизительно на порядок выше, чем для «хаотических» траекторий ($\sim 10^7$ пр. е., как при $\theta = 6^\circ$, так и при $\theta = 15^\circ$). Поскольку траектории типа (d) не являются приповерхностными и, как обсуждалось ранее, обычно не могут реализовываться в численном моделировании, полная энергия излучения в модели может существенно завышаться в случае относительно больших θ .

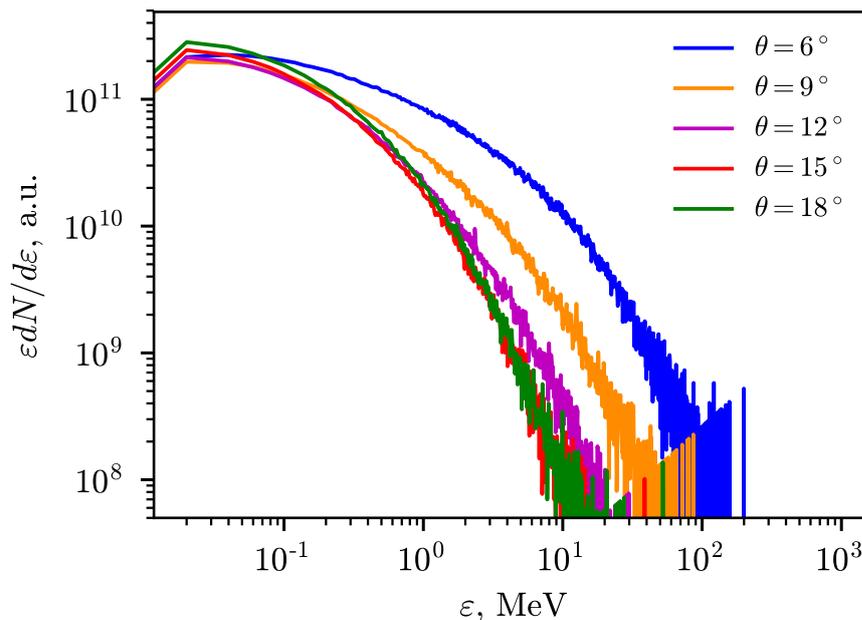


Рисунок 3.11 — Спектры гамма-квантов в численном моделировании при разных значениях угла скользящего падения θ .

Вычислив для каждого начального положения электрона суммарную энергию излучения, можно рассчитать среднюю энергию излучения с каждого участка пространства начальных положений электронов (энергия излучения считается на фиксированном промежутке времени от 0 до времени окончания моделирования t_{end}). Поскольку пространственная структура поля является периодической и полупространство возможно замостить областями начальных положений (см. рис. 3.1) для любого значения θ , средняя энергия излучения пропорциональна (в рамках модели) как полной энергии излучения, так и эффективности преобразования лазерной энергии в гамма-излучение. Данная величина может быть сравнена с численным PIC-моделированием.

3.2.2 Генерация гамма-квантов в PIC-моделировании

В подразделе 3.1.4 численное моделирование проводилось с учетом эффектов квантовой электродинамики, в частности, рождения жестких фотонов,

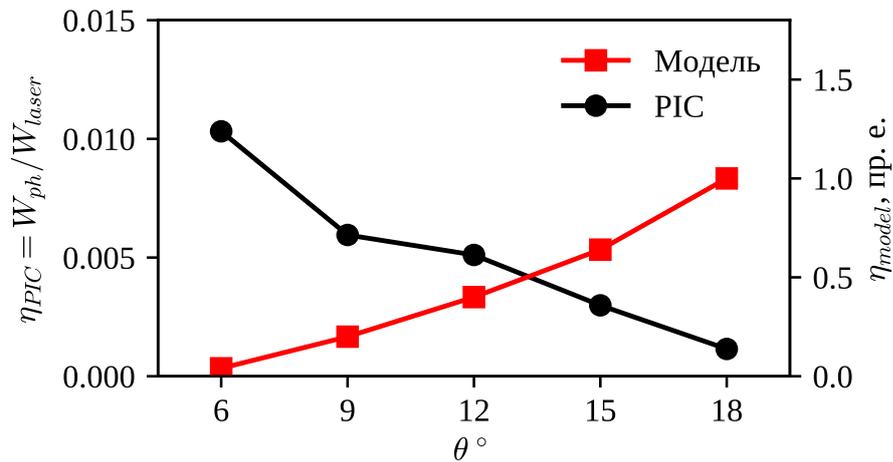


Рисунок 3.12 — Зависимость энергии синхротронного излучения электронов от угла скользющего падения θ в модели и в численном PIC-моделировании. В случае PIC-моделирования энергия нормирована на энергию лазерного импульса; в случае модели нормировка произвольная.

поэтому представляется возможным вычислить характеристики (мощность, направленность) излучения. На рис. 3.11 показаны спектры гамма-квантов в численном моделировании. Наибольшая энергия фотонов (200 МэВ) достигается при минимальном угле скользющего падения в моделировании (6°). Иными словами, и эффективность ускорения электронов, и эффективность генерации гамма-квантов повышаются при уменьшении угла между лазерным импульсом и поверхностью (в рассматриваемом диапазоне углов). Характерная диаграмма направленности гамма-лучей имеет один резкий максимум (в частности, как на рис. 2.7 для $\theta = 66^\circ$), при этом форма диаграммы направленности слабо зависит от угла падения. Качественно аналогичный вид диаграммы направленности (с одним резким пиком) получается и из модели.

Что касается суммарной энергии излученных гамма-квантов, то сравнение значений для модели и PIC-моделирования на рис. 3.12 можно видеть, что в рамках модели она увеличивается при увеличении угла скользющего падения θ , в отличие от численного моделирования, где рост наблюдается, напротив, при уменьшении θ .

Основной причиной данного различия представляется наличие электронов с траекториями типа (d) (см. рис. 3.4), которые генерируют большую часть гамма-

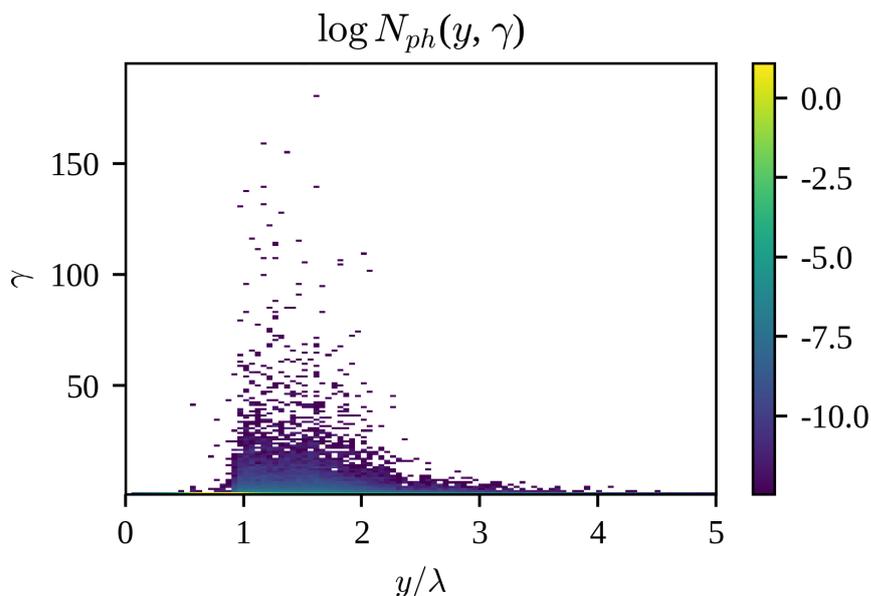


Рисунок 3.13 — Распределение энергии гамма-излучения по координате y точки, где был рожден каждый фотон, в численном PIC-моделировании при $\theta = 6^\circ$. Мишень располагается при $0.5 \leq y/\lambda \leq 1$.

квантов в модели. В численном моделировании такие траектории практически не реализуются из-за относительно небольшого размера лазерного импульса и генерируемой им структуры поля.

Анализируя распределение излученной гамма-энергии в PIC-моделировании в случае малого угла $\theta = 6^\circ$ по y -координате, где произошло излучение (см. рис. 3.13), можно заметить, что в действительности излучение было сосредоточено в области $1 \leq y/\lambda \lesssim 2$, что меньше, чем полупериод пространственной структуры поля по y в модели ($\Lambda/2 = \lambda/(2 \sin \theta) = 4.78 \lambda$). По-видимому, это в значительной степени связано с тем, что на расстоянии более $1-1.5 \lambda$ от поверхности поле значительно ослабевает (это действительно наблюдается в численном моделировании при $\theta = 6^\circ$). Таким образом, ситуация отличается от модельной, где вся периодическая структура поля содержала траектории и имела пространственную симметрию поля относительно координаты $y = \Lambda/4 + y_0$. Также нужно отметить, что, в отличие от ускоренных электронов, гамма-излучение в модели не сосредоточено в окрестности точки $y = \Lambda/4 + y_0$, а может достаточно эффективно генерироваться на практически любых расстояниях от поверхности,

включая $y = y_0$; это и наблюдается в PIC-моделировании (с поправкой на то, что лазерный импульс ограничен и поле спадает на расстояниях $\gtrsim \lambda$ от поверхности).

Нужно отметить, что эффект генерации интенсивного пучка гамма-лучей, параллельного поверхности, при распространении лазерной волны вдоль поверхности твердотельной мишени за последние несколько лет также был обнаружен и в других численных экспериментах [80; 138]. Данное излучение локализовано около поверхности, а его генерация, по-видимому, во многом определяется влиянием сильного приповерхностного тока и сильного квазистатического магнитного поля [134]. Однако рассмотренная в данном подразделе модель излучения показывает, что гамма-излучение может эффективно генерироваться на некотором расстоянии от поверхности (порядка длины волны лазера), что также подтверждается численным моделированием.

Глава 4. Ускорение электронов и генерация гамма-квантов при взаимодействии сверхмощных лазерных импульсов со структурированными мишенями

Одним из известных способов увеличить эффективность лазерно-плазменного взаимодействия (с точки зрения поглощения лазерной энергии и/или улучшения характеристик испускаемых частиц) является использование структурированных мишеней. Благодаря увеличению площади поверхности, а также модификации структуры поля вблизи поверхности в большинстве случаев коэффициент поглощения лазерной энергии увеличивается, что может использоваться для ускорения ионов, генерации тормозного излучения и т. д. Данный эффект изучен как в экспериментах [22; 139—143], так и в численном моделировании [21; 22; 81; 141; 142; 144—146] с использованием разнообразных поверхностных микроструктур: стержней, сфер, бороздок, выступов прямоугольного и треугольного профиля и т. д. В частности, мишени с бороздками прямоугольного профиля на поверхности, как показано в работе [21], повышают эффективность поглощения лазерной энергии приблизительно на порядок, до 44% (для интенсивности лазерного импульса 1.8×10^{19} Вт/см²). В работе [147] были найдены оптимальные (с точки зрения коэффициента поглощения лазерной энергии) размеры микроструктуры для интенсивности лазерного импульса 10^{20} Вт/см². Также твердотельные приповерхностные микроструктуры потенциально могут использоваться для эффективной генерации высоких гармоник лазерного излучения [148], ускорения электронов приповерхностными плазмонами [149], а также резонансного ускорения электронов сфазированной последовательностью лазерных импульсов [150]. С помощью точно изготовленных диэлектрических микроструктур, как показали эксперименты [151; 152], возможно резонансно ускорять электроны в приповерхностных модах электромагнитного поля. В работе [100] экспериментально исследовалось влияние микроструктур на поверхности на генерацию тормозного рентгеновского

излучения при субрелятивистском лазерно-твердотельном взаимодействии. В работе [153] было исследовано влияние приповерхностных микроструктур на генерацию синхротронного излучения при лазерно-твердотельном взаимодействии, однако процесс описывался при помощи двумерного численного моделирования.

В разделе 4.1 данной главы рассматривается механизм резонансного ускорения электронов релятивистски сильным лазерным импульсом в приповерхностной структуре; с помощью численного моделирования продемонстрирована возможность такого ускорения, а также с помощью модели найдена область начальных условий для электронов, в которой ускорение устойчиво. В разделе 4.2 с помощью трехмерного численного PIC-моделирования анализируется взаимодействие достаточно интенсивного (с $a_0 \sim 50-100$) лазерного импульса со структурированной мишенью, и показывается существенный рост эффективности генерации синхротронных рентгеновских и гамма-квантов в данном процессе. Также определяются оптимальные размерные характеристики мишени как для максимизации эффективности генерации жестких фотонов, так и для увеличения коэффициента поглощения лазерной энергии.

Значительная часть результатов данной главы изложена в статье [А6].

4.1 Модель ускорения электронов вдоль поверхности структурированной мишени

В работе [150] был описан механизм ускорения электронов сфазированной последовательностью лазерных импульсов в периодической структуре. Представляет интерес расширить данный механизм на случай взаимодействия достаточно широкого линейно-поляризованного лазерного импульса с плоской твердотельной мишенью, имеющей бороздки (или выступы) прямоугольного профиля на поверхности.

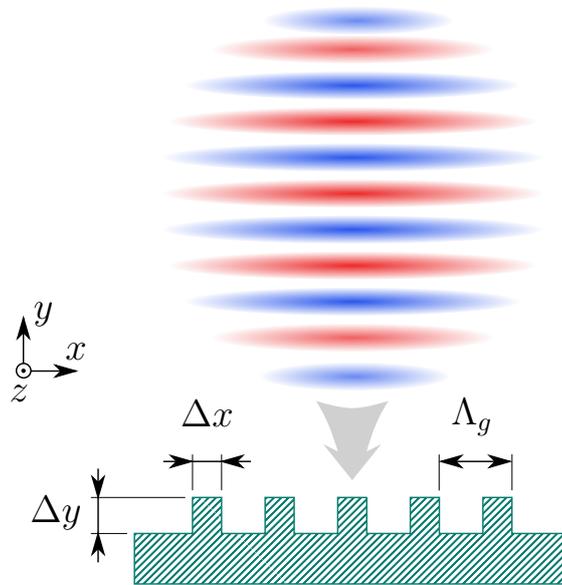


Рисунок 4.1 — Схема взаимодействия лазерного импульса с микроструктурированной мишенью с прямоугольными выступами на поверхности.

Рассмотрим нормальное падение линейно-поляризованного лазерного импульса на твердотельную мишень с выступами на поверхности, имеющими прямоугольный профиль (см. рис. 4.1). Ширина каждого зубца Δx и расстояние между зубцами равны половине длины волны лазера $\lambda/2$ (так что период структуры Λ_g равен λ), высота выступов Δy также составляет около половины длины волны. Длина выступов по координате z больше, чем поперечный размер импульса. В таком случае, если предположить, что фронт лазерного импульса проникает между выступами, сохраняя плоскую геометрию, и идеально отражается от подложки, в промежутках между выступами поле можно описать как поле стоячей волны:

$$E_x = -2E_0 \sin k(y - y_{target}) \sin \omega t \quad (4.1)$$

$$B_z = 2E_0 \cos k(y - y_{target}) \cos \omega t, \quad (4.2)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — лазерное волновое число, а y_{target} — положение поверхности (подложки) по оси y . На расстоянии 0.25λ от поверхности располагается узел магнитного поля стоячей волны, поэтому электроны, которые находятся в данной точке со скоростью, направленной вдоль оси x , испытывают действие только

компоненты поля E_x и их динамика может описываться одномерными уравнениями (в безразмерных единицах):

$$\frac{dp}{dt} = a_0 \sin t \frac{\text{sign}(\sin x) + 1}{2}, \quad (4.3)$$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{p}{\sqrt{1+p^2}}, \quad (4.4)$$

с начальными условиями $x(t=0) = x_0, p(t=0) = p_0$. В ультрарелятивистском пределе ($|p| \gg 1$) уравнение (4.4) записывается как

$$\frac{dx}{dt} = 1 - \frac{1}{2p^2}. \quad (4.5)$$

Также предполагается, что $|p| \gg a_0$. Будем считать, что при движении сквозь материал зубца энергия электрона не меняется (столкновениями релятивистских электронов с ионами можно пренебречь, см. оценку (1.20)). Записывая $x_1 = x(t=2\pi)$, можно пренебречь изменением p . Тогда

$$x_1 = x_0 + 2\pi \left(1 - \frac{1}{2p^2}\right). \quad (4.6)$$

Интегрируя уравнение (4.3), в первом приближении находим

$$p_1 = p_0 + 2a_0 \cos x_0. \quad (4.7)$$

Если ввести $\varphi_n = x_n - 2\pi n, n = 1, 2, 3, \dots$, то уравнения (4.6) и (4.7) для произвольного интервала времени $2\pi n \leq t < 2\pi(n+1)$ принимают вид отображения

$$p_{n+1} = p_n + 2a \cos \varphi_n, \quad (4.8)$$

$$\varphi_{n+1} = \varphi_n - \frac{\pi}{p_n^2}. \quad (4.9)$$

Для $n \gg 1$ отображение, определяемое уравнениями (4.6) и (4.7), может быть переписано в виде дифференциальных уравнений:

$$\frac{dp}{dt} = 2a \cos \varphi, \quad (4.10)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = -\frac{\pi}{p^2}. \quad (4.11)$$

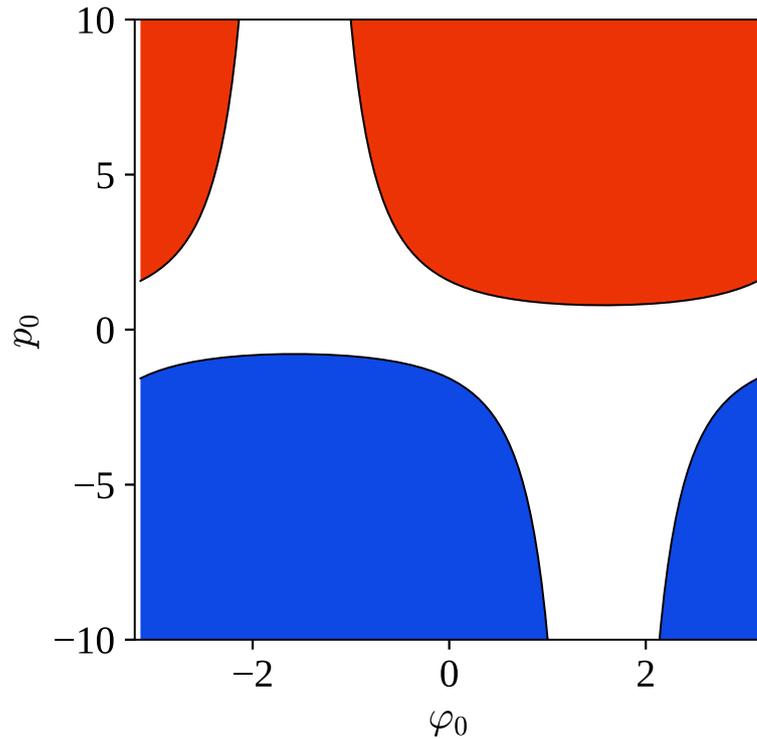


Рисунок 4.2 — Области фазового пространства, соответствующие захвату электронов и бесконечному ускорению, для $a_0 = 1$. Красным цветом показана область бесконечного ускорения в положительном направлении оси x , синим — в отрицательном.

Данные уравнения имеют гамильтониан, являющийся интегралом движения:

$$H = -2a \sin \varphi + \frac{\pi}{p}. \quad (4.12)$$

Захваченные электроны соответствуют бесконечному ускорению ($|p| \rightarrow \infty$). Начальная координата электронов, которые могут быть захвачены и бесконечно ускоряться, находится в интервале, определяемом соотношением

$$|\sin \varphi| = \left| \frac{H(|p| \rightarrow \infty)}{2a} \right| = \left| \sin \varphi_0 - \frac{\pi}{2ap_0} \right| \leq 1. \quad (4.13)$$

Область фазового пространства, соответствующая захвату, для $a_0 = 1$ приведена на рис. 4.2. Также было проведено численное интегрирование уравнений 4.3 для диапазона начальных фаз φ_0 и импульсов в диапазоне от -10 мс

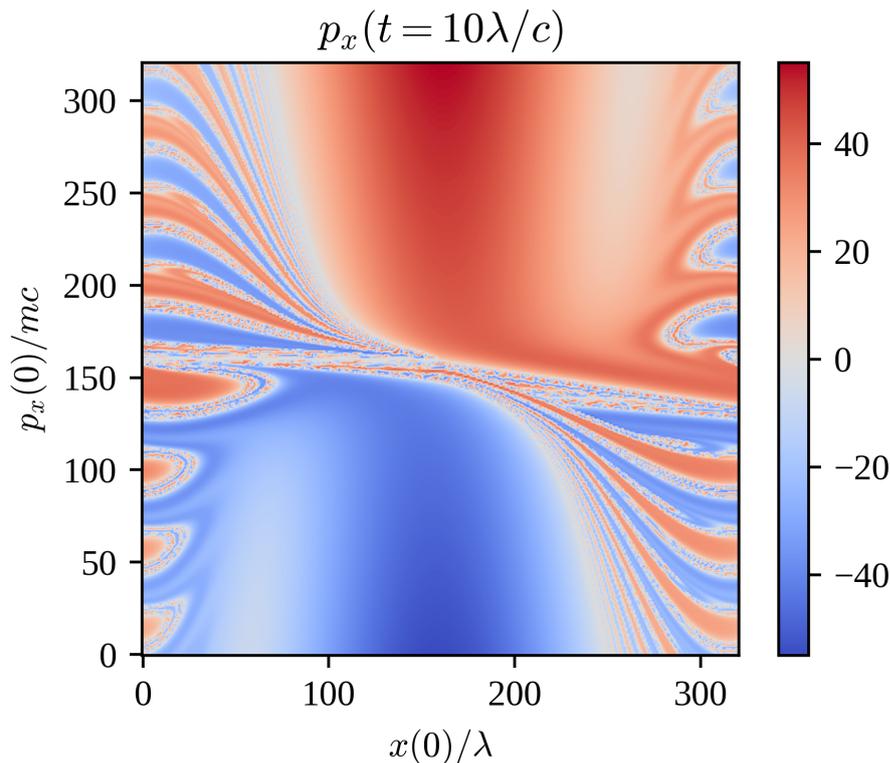


Рисунок 4.3 — Зависимость конечного импульса электронов от начального импульса и начальной координаты после 10 периодов внешнего поля, для $a_0 = 1$. до 10 пс . На рис. 4.3 показан конечный импульс электронов после 10 периодов внешнего поля в зависимости от начального импульса и фазы (т. е. координаты), и можно видеть соответствие результатам, полученным в ультрарелятивистском приближении. В обоих случаях диапазон начальных фаз, соответствующий захвату и бесконечному ускорению, увеличивается с ростом начального импульса p_0 .

С помощью численного PIC-моделирования была продемонстрирована возможность реализации данного механизма ускорения в ситуации, приближенной к условиям эксперимента. Для этого было проведено моделирование взаимодействия релятивистского лазерного импульса с интенсивностью $4.4 \times 10^{19} \text{ Вт/см}^2$ ($a_0 = 4$) и длительностью 21 фс с мишенью, имеющей твердотельную концентрацию электронов $n_e = 300 n_{cr}$. Выступы на поверхности имели размерные параметры $\Delta x = \Delta y = 0.5 \lambda$, $\Lambda_g = \lambda$. На расстоянии 0.25λ от подложки (в положении первого узла магнитного поля) задавался пучок электронов с энергией 1 МэВ, распространяющийся в горизонтальном направлении. Ионы в моделировании предполагались неподвижными.

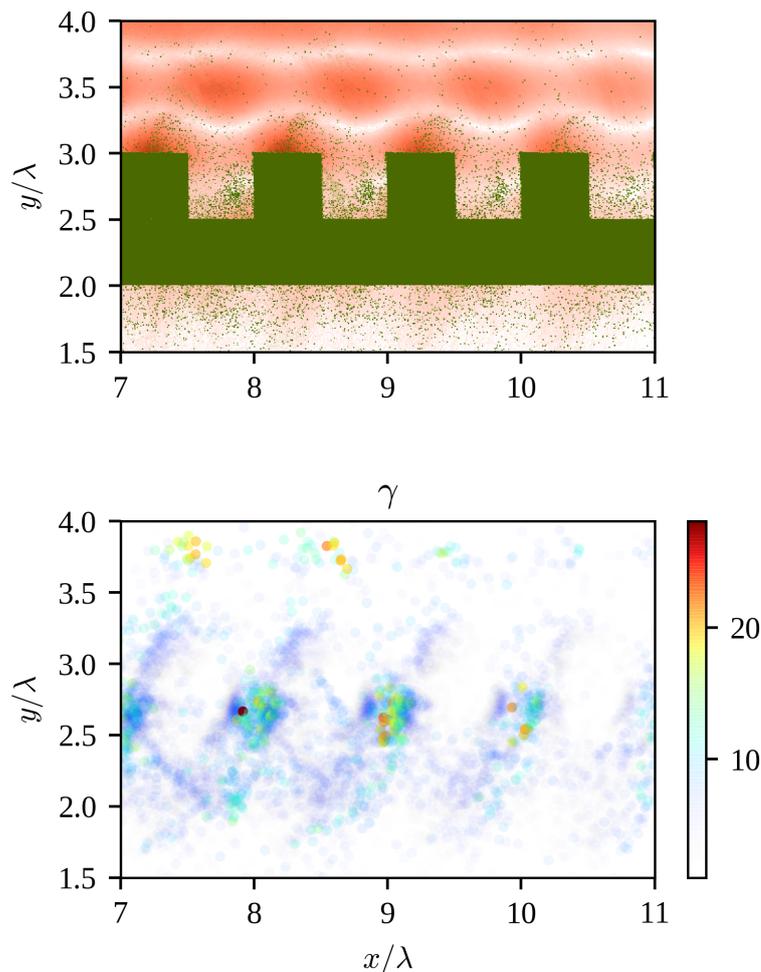


Рисунок 4.4 — Сверху — распределение концентрации электронов (зеленым) и плотности электромагнитной энергии (красным) в момент времени $t = 8\lambda/c$ в численном моделировании. Снизу — распределение наиболее высокоэнергетических электронов в плоскости xy тот же момент времени, видно формирование ускоренных электронных сгустков. Цветом показана величина лоренц-фактора электронов.

На рис. 4.4 можно видеть, что спустя 8 лазерных периодов (к моменту, когда большая часть лазерного импульса уже провзаимодействовала со структурой) наблюдается формирование ускоренных электронных сгустков с максимальным лоренц-фактором, равным 28 (что соответствует 14.3 МэВ). По порядку величины рост энергии сравним с максимальным, который равняется $\varepsilon_{max} = 2a_0N(mc^2)^{-1} = 32.7$ МэВ при $a_0 = 4$, но необходимо учитывать то, что передний фронт лазерного импульса имеет меньшую амплитуду, и то, что структура поля между выступами отличается от модельной. Однако результаты численного моделирования свидетельствуют о возможности реализации резонансного меха-

низма ускорения электронов в периодической твердотельной микроструктуре в условиях, приближенных к условиям эксперимента.

4.2 Генерация гамма-лучей при взаимодействии со структурированными мишенями

4.2.1 Улучшение характеристик источника фотонов в случае структурированной мишени

Моделирование проводилось с помощью упомянутого ранее трехмерного PIC-кода Quill [129].

Рассматриваемая геометрия может быть описана следующим образом: p -поляризованный лазерный импульс нормально падает на твердотельную мишень с прямоугольными выступами, расположенными периодически (см. рис. 4.1). Направление выступов относительно поляризации лазера может быть различным, но в рамках данного подраздела рассматривается случай вектора \mathbf{E} , перпендикулярного направлению выступов. Пространственные размеры выступов (высота Δy , ширина Δx и пространственный период Λ_g) были переменными в различных численных экспериментах. Хотя конфигурация по сути является двумерной, для более реалистичного описания электронной динамики и, следовательно, генерации синхротронных фотонов достаточно важно изучить взаимодействие в рамках трехмерного моделирования.

Длина волны лазерного импульса составляла $\lambda = 1$ мкм, концентрация электронов в мишени $n_e = 300 n_{cr}$ ($n_{cr} = \pi m c^2 / (4 e^2 \lambda^2)$ — критическая концентрация, где c — скорость света, m и $e > 0$ — масса и заряд электрона соответственно). Область моделирования имела размеры $L_x \times L_y \times L_z = 15\lambda \times 20\lambda \times 15\lambda$. Пространственные шаги были равны $dx \times dy \times dz = 0.005\lambda \times 0.005\lambda \times 0.15\lambda$ и были выбраны для лучшего разрешения скин-слоя на поверхности при уменьшении

требований к памяти (изменение шагов в 2–4 раза в обоих направлениях существенно не изменило распределения частиц в конце моделирования). Количество частиц в каждой ячейке равнялось 8. Лазерный импульс имел продольную и поперечную огибающие типа \cos^2 (которые очень близки к гауссовым), длительность лазерного импульса составляла 45 фс, поперечный размер в обоих направлениях равнялся 9λ (как длительность, так и поперечные размеры заданы на уровне $1/e$ по амплитуде поля). Амплитуда лазерного поля в единицах $a_0 = eE/(mc\omega)$ (где ω — частота лазера) варьировалась между 32 (что соответствует интенсивности $I = 2.81 \times 10^{21}$ Вт/см²) и 128 ($I = 4.5 \times 10^{22}$ Вт/см²), в то время как большинство счетов выполнялось с $a_0 = 64$ ($I = 1.13 \times 10^{22}$ Вт/см²).

Моделирование проводилось с неподвижными ионами (за исключением одного тестового моделирования с движущимися ионами, см. раздел 4.2.3). Чтобы уменьшить объем потребляемой памяти в этих счетах, код был изменен, чтобы не рассматривать фотоны как реальные частицы в алгоритме пересчета координат; т. е. квазичастицами, эволюционирующими в соответствии с уравнениями Максвелла, моделировались только электроны и ионы, а испускаемые фотоны рассматривались как невзаимодействующие частицы, движущиеся с постоянной скоростью, что применимо, если пренебречь развитием КЭД-каскадов. Поскольку рассматриваемый диапазон амплитуд лазера варьировался между $a_0 = 32$ и $a_0 = 128$, а каскады при лазерно-твердотельном взаимодействии начинают играть значительную роль лишь при $a_0 \gtrsim 500$, это предположение можно считать справедливым.

На рис. 4.5 показано распределение полей и концентрации электронов в моделировании в разные моменты времени в плоскости xy : $t = 0$, $t = 6\lambda/c$ и $t = 12\lambda/c$, с параметрами: $a_0 = 64$, $\Delta x = \Delta y = 0.5\lambda$, $\Lambda_g = \lambda$. Общее время моделирования равнялось $14\lambda/c$ (в этот момент времени вычислялась полная поглощенная энергия и полная энергия каждого вида частиц). Как видно на рис. 4.5 (по центру и снизу), лазерный волновой фронт рассеивается на элементах структуры, а «отраженные» волны распространяются в разных направлениях в плоскости xy . Поэтому динамика полей и частиц в рассматриваемом сценарии

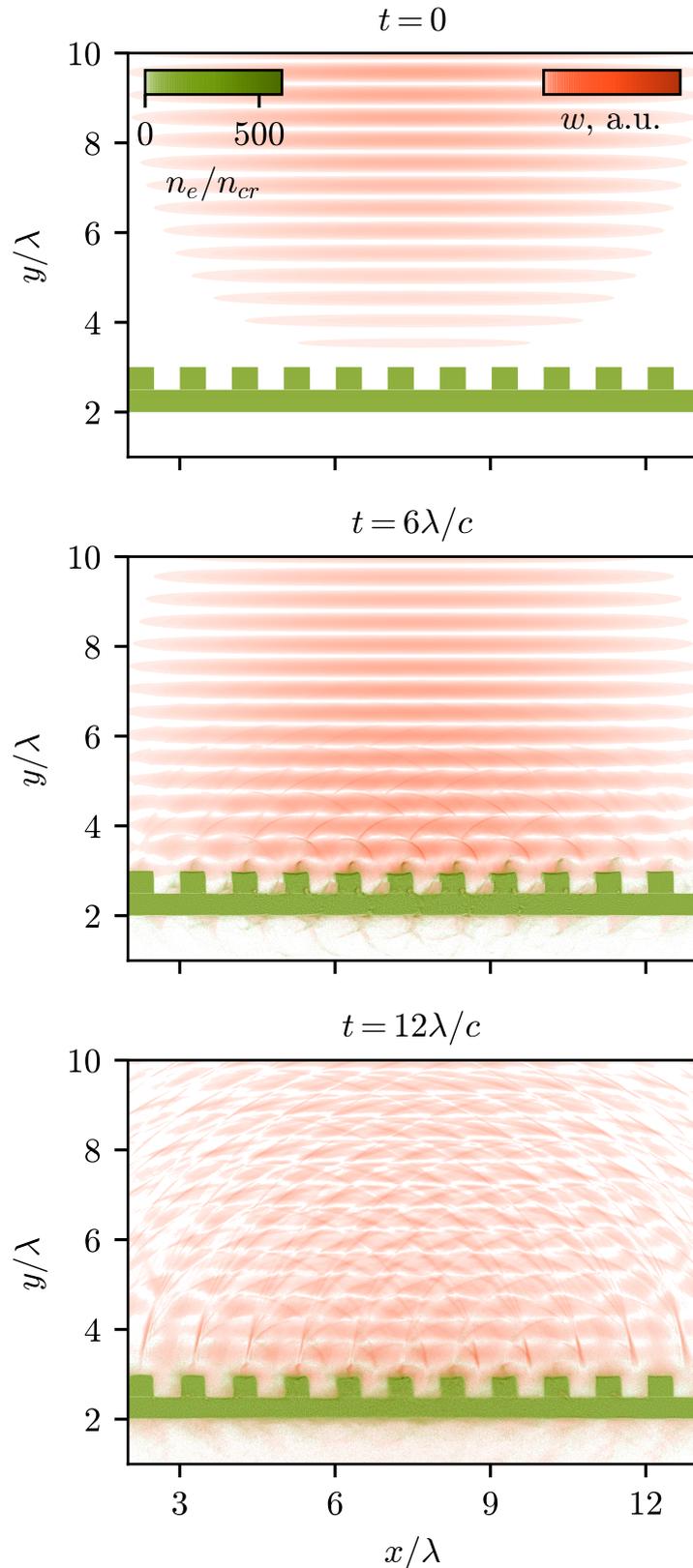


Рисунок 4.5 — Распределения плотности энергии электромагнитного поля w и концентрации электронов n_e в типичном численном моделировании в разные моменты времени. Интенсивность лазерного поля $I = 1.13 \times 10^{22}$ Вт/см², концентрация электронов в мишени составляет $300 n_{cr}$.

является довольно сложной, что существенно затрудняет аналитическое описание данного процесса даже при использовании различных приближений. Кроме того, на рис. 4.5 наблюдается процесс размытия распределения плотности электронов, а также формирование горячего электронного облака вокруг мишени. Это объясняется высоким поглощением энергии электронами в структурированной мишени. Такое увеличение эффективности поглощения было изучено в ряде работ (см. введение к данной главе). Однако высокая эффективность генерации гамма-излучения не обязательно коррелирует с сильным поглощением лазерной энергии, поскольку мощность синхротронного излучения электрона сильно зависит как от его энергии, так и от поперечной электромагнитной силы. Например, известно, что мощность излучения линейно ускоряющегося электрона ничтожно мала, но такие электроны могут поглощать некоторое количество лазерной энергии. Поэтому представляет интерес проанализировать как поглощение лазерной энергии, так и генерацию жестких фотонов в случае микроструктурированной мишени с выступами прямоугольного профиля.

На рис. 4.6 показаны спектры фотонов и электронов в конце моделирования. В данных счетах использовались два различных профиля микроструктур: одна с выступами с $\Delta x = \Delta y = 0.5 \lambda$ и $\Lambda_g = \lambda$, а вторая с относительно высокими и узкими выступами-«пластинками» ($\Delta x = 0.1 \lambda$ и $\Delta y = 0.5 \lambda$, тот же пространственный период структуры). Для сравнения также представлены спектры электронов и фотонов в случае плоской поверхности. Оба графика показывают многократное увеличение как максимальной, так и полной энергии электронов и фотонов. Максимальная энергия фотонов увеличивается с 6 МэВ до 46.6 МэВ, если используется микроструктурированная мишень с $\Delta x = 0,5 \lambda$, и до 59.1 МэВ, если рассматривается мишень с 0.1λ . Максимальная энергия электронов также увеличивается более чем в два раза, с 80 до 198 МэВ ($\Delta x = 0.5 \lambda$). Также важно, что ширина каждого выступа Δx практически не влияет на спектр электронов, но фотоны становятся существенно более высокоэнергетическими (как с точки зрения средней, так и максимальной энергии), если берется поверхность с более узкими выступами.

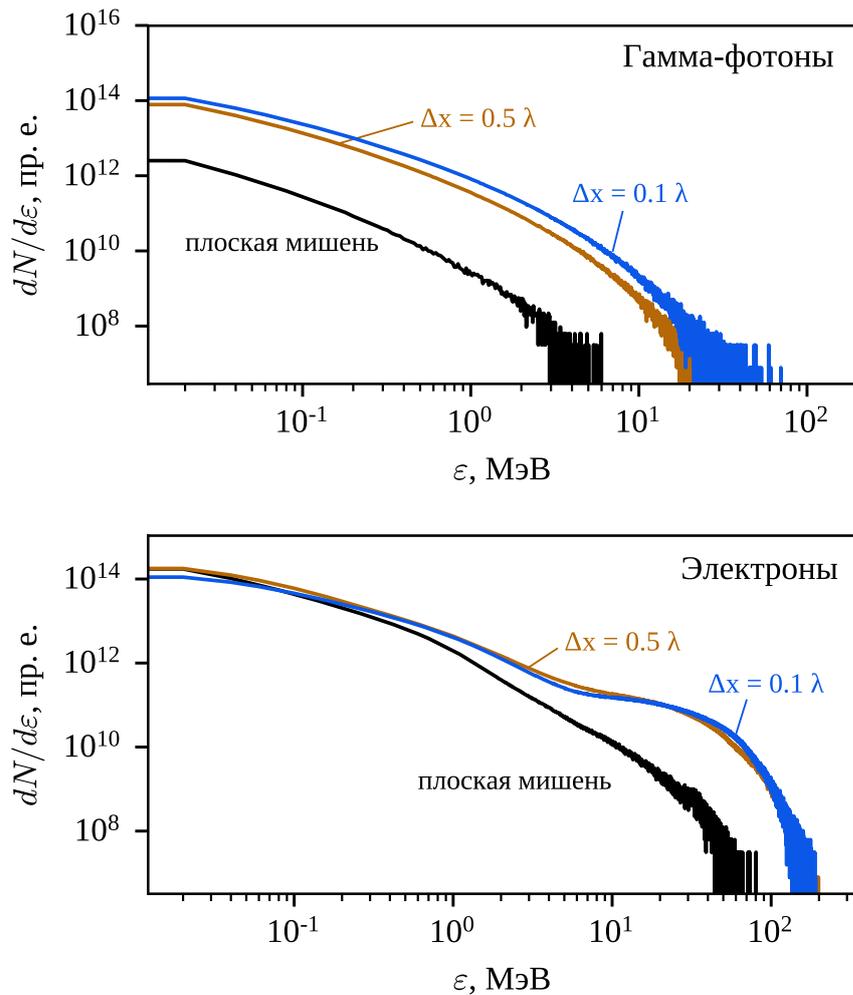


Рисунок 4.6 — Спектры фотонов и электронов при $t = 12 \lambda/c$ в счетах с плоской мишенью и структурированной мишенью с различными Δx . Общие параметры всех расчетов: $a_0 = 64$, $\Delta y = 0.5 \lambda$, $\Lambda_g = \lambda$.

Эффективность генерации гамма-излучения $\eta_{photons}$ (доля лазерной энергии, преобразованной в жесткие фотоны) также зависит от формы структуры. При $\Delta x = 0.1 \lambda$ $\eta_{photons} = 1.4\%$, в отличие от 0.6% для более широких элементов структуры ($\Delta x = 0.5 \lambda$). Оба значения примерно на 2 порядка выше, чем в случае плоской мишени: $\eta_{photons} = 0.008\%$. Что касается коэффициента поглощения лазерной энергии $\kappa_{absorp} = W_{absorp}/W_{laser}$ (где W_{absorp} — сумма энергий электронов и фотонов в конце моделирования, а W_{laser} — начальная энергия лазерного импульса), он составлял 43% для $\Delta x = 0.1 \lambda$ и 40% для $\Delta x = 0.5 \lambda$, что также значительно выше, чем в случае с плоской мишенью: $\kappa_{absorp} = 2.4\%$.

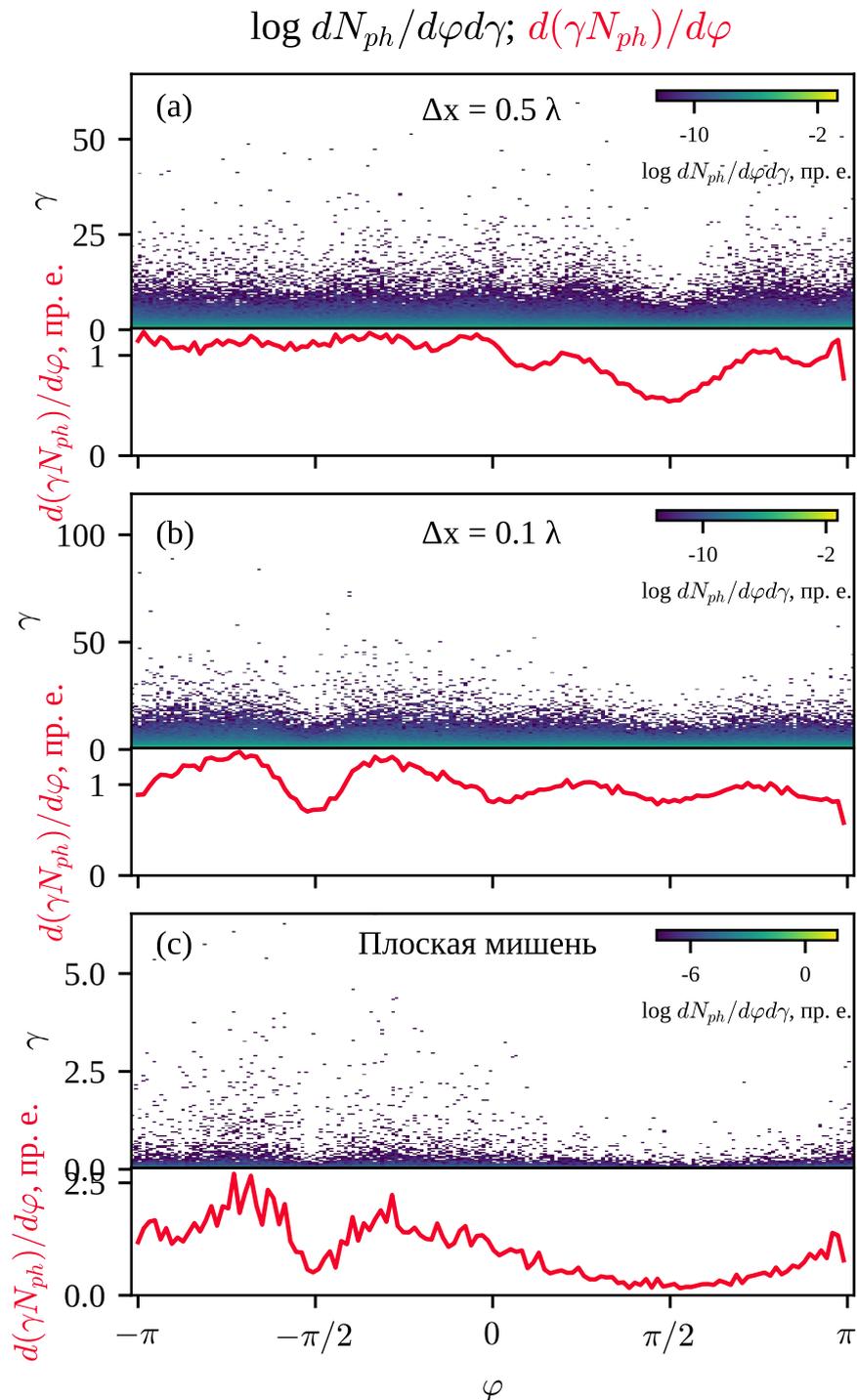


Рисунок 4.7 — Диаграммы направленности гамма-лучей в плоскости xu в случае структурированной мишени с $\Delta x = \Delta y = 0.5 \lambda$ (а), структурированной мишени с $\Delta x = 0.1 \lambda, \Delta y = 0.5 \lambda$ (б) и плоской мишени (с). $\varphi = 0$ соответствует направлению оси x , $\varphi = \pi/2$ — направлению оси y .

Также была на основе результатов моделирования была рассчитана диаграмма направленности гамма-излучения (рис. 4.7), и результаты для случаев плоской и структурированной мишени заметно отличаются. В обоих случаях гамма-лучи излучаются в направлении, близком к плоскости xy , причем характерный угол между направлением распространения гамма-квантов и плоскостью xy составляет меньше 5° . На рис. 4.7 показаны два типа диаграмм направленности в плоскости xy . Верхние графики показывают распределение количества фотонов по углу и энергии фотонов. Угол φ измеряется от оси x , так что $\varphi = 0$ соответствует положительному направлению оси x , $\varphi = \pi/2$ — положительному направлению оси y , $\varphi = -\pi/2$ — отрицательному направлению оси y и т. д. Значение на графиках показывает логарифмическую величину распределения (т. е. $\log dN_{ph}/d\varphi d\gamma$) для лучшего разрешения углового распределения наиболее энергичных фотонов. Нижние графики показывают, напротив, распределение энергии фотонов по углу (т. е. $d(\gamma N_{ph})/d\varphi$), что чаще всего используется для описания свойств источников излучения для практических приложений. На рис. 4.7 (а) (для случая мишени с $\Delta x = 0.5 \lambda$) распределение жестких фотонов практически изотропно в плоскости xy , за исключением более слабого излучения в обратном направлении относительно направления распространения лазерного импульса ($\varphi = \pi/2$). В случае мишени с «узкими пластинками» на поверхности (рис. 4.7 (b)) в диаграмме появляются два выраженных максимума, положения которых соответствуют положениям максимумов в случае плоской мишени (рис. 4.7 (c)). Таким образом, можно предположить, что физические механизмы излучения в двух последних случаях являются сходными; данный вопрос будет подробнее затронут ниже.

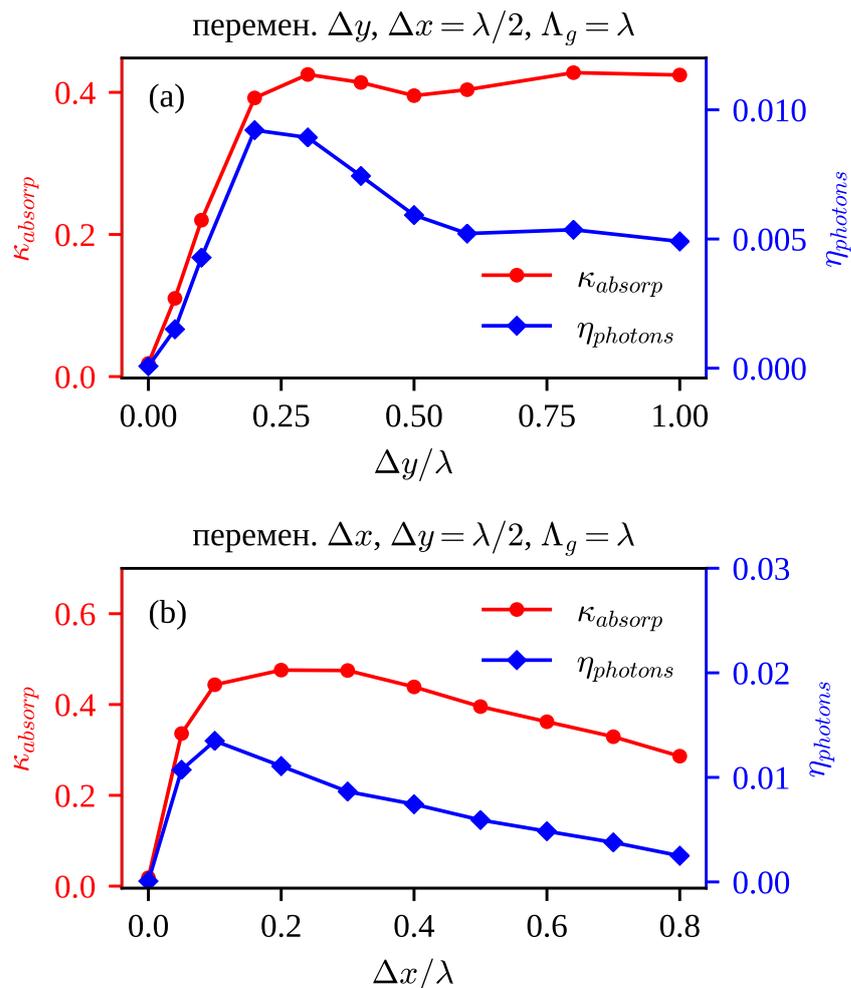


Рисунок 4.8 — Доля поглощенной лазерной энергии κ_{absorp} и доля лазерной энергии, преобразованной в жесткие фотоны $\eta_{photons}$ при (a) фиксированной ширине выступов $\Delta x = 0.5 \lambda$ и переменной их высоте Δy , и при (b) фиксированной $\Delta y = 0.5 \lambda$ и переменной Δx . Амплитуда лазерного поля $a_0 = 64$.

4.2.2 Зависимость от размеров микроструктуры и амплитуды лазера

Для определения зависимости поглощения лазерного импульса и генерации гамма-излучения от размерностей выступов на мишени было проведено несколько серий численных экспериментов. Лазерный импульс имел $a_0 = 64$ ($I = 1.13 \times 10^{22}$ Вт/см²). В первой серии счетов высота ребер Δy варьировалась от нуля (что соответствовало плоской мишени) до 1λ , в то время как ширина каждого выступа была фиксированной: $\Delta x = 0.5 \lambda$. Период структуры при этом был

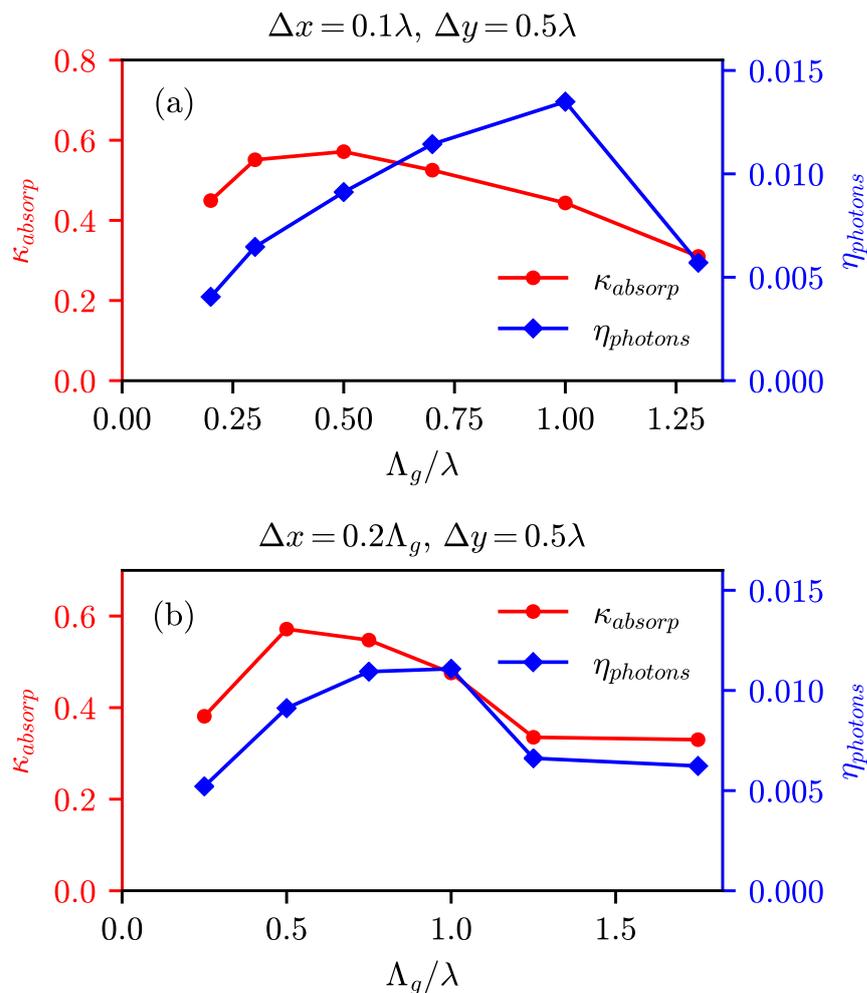


Рисунок 4.9 — Зависимость доли поглощенной лазерной энергии κ_{absorp} и доли лазерной энергии, преобразованной в жесткие фотоны, $\eta_{photons}$ от пространственного периода структуры Λ_g при (a) фиксированном $\Delta x = 0.1\lambda$ и переменном Λ_g , и при (b) соотношении $\Delta x = 0.2\Lambda_g$. Высота выступов Δy составляет 0.5λ .

равен 1λ . Для каждого моделирования была рассчитана эффективность поглощения энергии лазерного импульса и эффективность генерации гамма-излучения. Результаты представлены на рис. 4.8 (a). От $\Delta y = 0$ до $\Delta y = 0.2\lambda$ наблюдается рост как эффективности поглощения, так и эффективности генерации гамма-лучей. Максимальная доля поглощенной энергии в этом случае равна 43% (при $\Delta x = 0.3\lambda$), а максимальная эффективность генерации гамма-лучей составляет 0.92%. При дальнейшем увеличении высоты элементов структуры эффективность поглощения становится почти постоянной, в отличие от $\eta_{photons}$, которая падает почти в 2 раза до $\approx 0.5\%$.

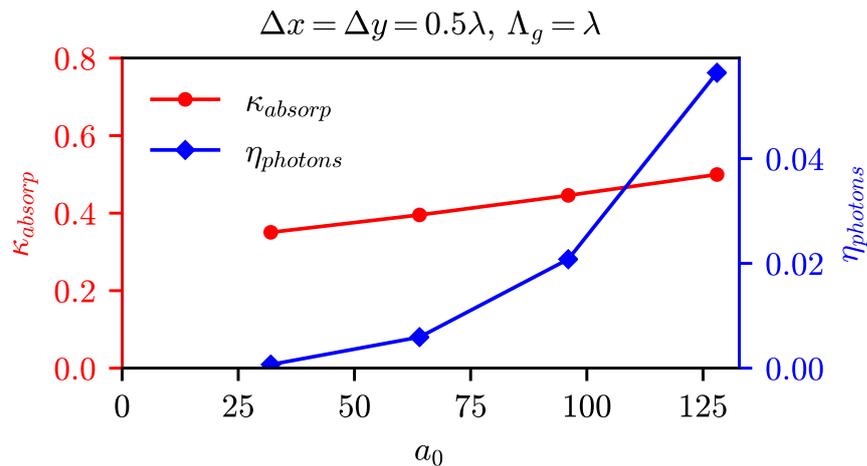


Рисунок 4.10 — Доля поглощенной лазерной энергии κ_{absorp} и доля лазерной энергии, преобразованной в жесткие фотоны $\eta_{photons}$ в зависимости от лазерной амплитуды a_0 .

Во второй серии счетов ширина Δx каждого элемента микроструктуры варьировалась от 0.05λ до 0.8λ , высота выступов Δy была равна 0.5λ , а период структуры составлял также λ . Результаты приведены на рис. 4.8 (b). Резкий рост κ_{absorp} и $\eta_{photons}$ наблюдается между $\Delta x = 0$ и $\Delta x = 0.1\lambda$, при этом $\eta_{photons}$ достигает максимума в 1.4%, после чего эффективность генерации гамма-лучей постепенно снижается. Рост коэффициента поглощения приостанавливается при $\Delta x = 0.2\lambda$ ($\kappa_{absorp} = 47\%$ в этой точке), а затем κ_{absorp} также начинает уменьшаться.

Наконец, были выполнены две серии моделирований с различным пространственным периодом микроструктуры. В одном случае (см. 4.9 (a)) размеры каждого выступа были фиксированными: $\Delta x = 0.1\lambda$, $\Delta y = 0.5\lambda$, а пространственный период Λ_g варьировался; в другом случае (рис. 4.9 (b)) ширина каждого выступа Δx увеличивалась пропорционально Λ_g , так что средняя объемная плотность мишени осталась прежней (при этом высота выступов также была равна 0.5λ). В обоих случаях максимальная эффективность генерации гамма-излучения была достигнута, если период был равен λ , а максимальный коэффициент поглощения соответствовал значениям $\Lambda_g = 0.5\text{--}0.7\lambda$ (но с очень слабой зависимостью). Максимальное значение κ_{absorp} в 57% наблюдалось при

$\Delta x = 0.1 \lambda$ и $\Lambda_g = 0.5 \lambda$, но, как и на рис. 4.8 (b), он не соответствовал максимальному значению $\eta_{photons}$. В данных счетах максимальное значение $\eta_{photons}$ 1.4% было достигнуто в точке $[\Delta x = 0.1 \lambda, \Lambda_g = \lambda]$, которая также присутствует на рис. 4.8 (b).

Существование оптимального Λ_g можно объяснить тем, что, с одной стороны, увеличение пространственного периода приводит к уменьшению площади поверхности мишени и числа электронов, взаимодействующих с лазерным полем; следовательно, уменьшаются эффективности поглощения лазерной энергии и генерации гамма-излучения. С другой стороны, очень малые значения Λ_g приводят к слишком малому расстоянию между стенками микроструктуры, поэтому при достаточно малых Λ_g большая часть лазерной энергии отражается от максимально удаленных от поверхности частей выступов, и лазерный фронт не успевает полностью проникнуть в нижнюю часть микроструктуры. Та же причина (требование иметь одновременно большую площадь поверхности и большую долю лазерного импульса, проникающего между стенками микроструктуры), вероятно, отвечает за существование оптимальных значений на рис. 4.8. Однако это объяснение является качественным, и требуется более детальное исследование для нахождения реальных причин полученных форм зависимостей κ_{absorp} и $\eta_{photons}$.

Хотя только малая часть всего трехмерного пространства параметров была охвачена численным моделированием, наблюдаемые тенденции позволяют выделить оптимальные размеры выступов структуры с точки зрения генерации гамма-излучения: $\Delta x = 0.1 \lambda$, $\Delta y = 0.3 \lambda$, $\Lambda_g = \lambda$, а оптимальные параметры с точки зрения максимизации поглощения лазерной энергии (например, для ускорения ионов) составляют: Δx — около $0.2-0.3 \lambda$, $\Lambda_g \approx 0.5-0.7 \lambda$, $\Delta y > 0.2 \lambda$. Следует также отметить, что полученные параметры в целом соответствуют результатам оптимизации размеров микроструктуры для увеличения поглощения лазерной энергии [144] (в плане значений для Δy и Λ_g), хотя полученный выше результат для оптимального Δx меньше, чем было предложено в [144], если экстраполировать значения параметров, использованных в текущем моделировании ($I = 1.13 \times 10^{22}$ Вт/см² и $n_e = 300 n_{cr}$).

Также был проведен ряд численных экспериментов при различных амплитудах лазера a_0 , результаты которых представлены на рис. 4.10. Как и ожидается для синхротронного излучения, эффективность генерации гамма-излучения растет с увеличением a_0 и достигает 6% при $a_0 = 128$ ($I = 4.5 \times 10^{22}$ Вт/см²). Коэффициент поглощения также медленно увеличивается с ростом a_0 , от 35% при $a_0 = 32$ до 50% при $a_0 = 128$. Однако при более высоком a_0 влияние движения ионов становится более значительным, поэтому при учете данного эффекта скорость роста κ_{absorp} и $\eta_{photons}$ может измениться.

4.2.3 Влияние динамики ионов

В предыдущих работах ([154; 155] и др.) было показано, что учет движения ионов при моделировании может существенно влиять на эффективность поглощения, среднюю энергию электронов и другие характеристики взаимодействия. Для лучшего оценки влияния движения ионов в рассматриваемой конфигурации было выполнено одно моделирование с подвижными ионами. Отношение заряда иона к массе составляло в 2 раза меньше, чем у протона, амплитуда лазера a_0 равнялась 64, геометрические параметры мишени были: $\Delta x = 0.5 \lambda$, $\Delta y = 0.5 \lambda$, период структуры был равен λ .

В результате скорость поглощения в случае подвижных ионов увеличилась до $\kappa_{absorp} = 0.43$, что несколько выше, чем в случае неподвижных ионов ($\kappa_{absorp} = 0.4$). Но с подвижными ионами более не справедливо, что вся поглощенная энергия лазерного импульса переходит в электроны (если пренебречь 0.5% энергии, преобразованной в фотоны). В данном моделировании ионами и электронами было поглощено 9% и 34% от общей энергии, соответственно. Эффективность генерации фотонов несколько снизилась (до 0.42%), что объясняется более низкой средней энергией электронов. Однако $\eta_{photons}$ по-прежнему была в несколько раз выше, чем в случае плоской мишени. Кроме того, диаграмма направленно-

сти излучения практически не отличалась в случаях подвижных и неподвижных ионов. Можно сделать вывод, что динамика ионов не оказывает принципиального влияния на процесс генерации гамма-излучения и характеристики источника жестких фотонов. Однако результирующая энергия гамма-лучей может оказаться несколько меньше, чем описывается моделированием с неподвижными ионами.

4.2.4 Физические механизмы излучения

Результаты численного моделирования из подразделов 4.2.1 и 4.2.2 показывают, что наличие периодических микроструктур прямоугольной формы на поверхности мишени резко изменяет свойства лазерно-плазменного взаимодействия, что приводит к существенному увеличению эффективности поглощения лазерной энергии и генерации гамма-излучения. Представляет интерес проанализировать и обсудить возможные физические механизмы, отвечающие за данные процессы.

На рис. 4.6 можно видеть, что число горячих электронов (в диапазоне МэВ) растет примерно на 2 порядка при наличии структуры на поверхности, что также наблюдалось в других работах, где изучались структурированные мишени с выступами прямоугольного профиля [21; 81]. Во-первых, увеличение количества высокоэнергетических электронов в случае микроструктурированной мишени можно отнести к появлению составляющей электрического поля лазера E_x , нормальной к поверхности «вертикальных» стенок, и гораздо большее количество электронов может быть извлечено из них, приобрести энергию и вернуться в мишень в механизме, сходном с механизмом Брунеля [6]. Увеличение эффективности извлечения электронов из мишени наблюдалось в различных конфигурациях, где лазерный импульс с нормальной к поверхности составляющей электрического поля распространялся вдоль твердотельной мишени [81; 142].

Также возникает вопрос о причинах увеличения максимальной энергии электронов. Во-первых, часть электронов, имеющие подходящие начальные условия, могут резонансно ускоряться в соответствии с механизмом из подраздела 4.1. Однако даже и без его учета энергия электронов может значительно увеличиваться по сравнению со случаем плоской мишени (численное моделирование показывает, что значительная часть высокоэнергетических электронов имеет скорость, направленную не вдоль оси x). Энергия, которую электрон может получить в лазерном поле, определяется работой электрического поля: $\varepsilon(t) \sim \left| \int_0^t \mathbf{E}(t') \mathbf{v}(t') dt' \right|$, где \mathbf{v} — вектор мгновенной скорости частицы. Расчет средних значений электромагнитных полей вблизи поверхности (см. табл. 1) позволяет предположить, что поля в случаях микроструктурированных мишеней по величине не больше, чем в случае плоской мишени. Поэтому более высокие энергии электронов должны быть следствием большего времени и дистанции, на которой происходит взаимодействие.

Действительно, анализируя траектории электронов $\gamma(x, y)$ (рис. 4.11 (а)-(с)), можно отметить, что в случае плоской мишени электроны, которые извлекаются с поверхности, не находятся в вакуумной области на протяжении более чем половины лазерного периода, поэтому максимальная энергия электронов составляет порядка a_0 (поскольку приповерхностное поле можно приближенно описать как стоячую волну, а амплитуда поля в ней равна $2a_0$). Действие компоненты лазерного поля B_z вблизи поверхности приводит к дугообразным траекториям, а максимальное смещение электронов в этом случае равно $d_{max} \approx 0.2 \lambda$. Динамика электронов на поверхности также может быть описана с помощью модели релятивистской электронной пружины (см. главу 1), но данная модель предполагает, что электронный слой движется в целом, и электроны не могут покидать его. Следует также отметить, что процесс генерации высоких гармоник лазерного излучения вблизи поверхности приводит к более высокой максимальной амплитуде отраженного поля и, следовательно, к более высокой максимальной амплитуде ускоряющей силы, чем в случае идеальной стоячей волны. На рис. 4.11 (а), видно,

что приповерхностные электроны ускоряются до $\gamma \approx 100$, что все еще порядка $a_0 = 64$.

Напротив, в случае микроструктурированных мишеней (рис. 4.11 (b, c)), максимальный лоренц-фактор электронов составляет около 250, а траектории горячих электронов охватывают обширную область между выступами мишени и над ними. Это можно объяснить следующим: (а) благодаря действию компоненты поля E_x стенки выступов становятся очень эффективным источником электронов, причем начальные позиции электронов находятся внутри области сильного лазерного поля, и (б) в случае структурированной мишени структура поля вблизи поверхности становится гораздо более сложной (особенно над выступами при $y > y_{target} + \Delta y$, см. рис. 4.5), и электроны могут испытывать стохастический нагрев [156] в течение нескольких лазерных периодов (в этом процессе $\varepsilon_{max}(t) \sim a_0 \sqrt{\omega t}$). Здесь $y_{target} = 2.5 \lambda$ — это координата подложки мишени по y в моделировании. Кроме того, следует отметить, что в случае микроструктурированных мишеней вблизи поверхности присутствует очень сильное (всего в несколько раз слабее самого лазерного поля) квазистатическое поле E_y (см. таблицу 1), и оно охватывает область вплоть до нескольких лазерных длин волн от поверхности. Это поле накапливается из-за очень высокого заряда извлеченных электронов и приводит к дополнительной силе, ускоряющей их при движении по направлению к поверхности. Это также приводит к тому, что большинство высокоэнергетических электронов имеют отрицательную y -составляющую их скорости (рис. 4.11 (b, c)).

Увеличение энергии и количества «горячих» электронов неизбежно приводит к росту числа и энергии гамма-квантов (рис. 4.6, верхний). Но важным результатом здесь является то, что один тип поверхностной структуры (узкие выступы, $\Delta x = 0.1 \lambda$) приводит к значительно большей полной энергии излученных гамма-квантов, чем другой (выступы с квадратным профилем, $\Delta x = 0.5 \lambda$); общая эффективность генерации гамма-лучей более чем в два раза выше (1.4% против 0.6%, см. рис. 4.8 (снизу)), если рассматривать узкие выступы. В этих случаях представляет интерес проанализировать механизм генерации

гамма-излучения, чтобы приблизиться к пониманию различий. Известно, что генерация гамма-излучения требует сочетания высокой энергии электронов и искривленной траектории. Можно построить распределение квантовоэлектродинамического параметра χ по траекториям электронов; результаты представлены на рис. 4.11 (d)–(f). Прежде всего, в случае плоской мишени (d) и в случае мишени с узкими выступами (e) максимум χ достигается близко к поверхности (т. е. генерация излучения в основном происходит в этой области), а с выступами квадратного профиля (f) гамма-лучи генерируются на плоских «плато» в верхней части выступов. Излучение происходит преимущественно на дугообразных участках траектории вблизи «горизонтальной» поверхности, где магнитное поле достигает максимума за счет отражения лазерного импульса от плазмы.

Механизм излучения в случае узких ребер можно описать следующим образом. Так как ширина выступов значительно меньше, чем длина волны лазера, поле лазера около поверхности значительно не изменено по сравнению со случаем плоской мишени; это также можно видеть в численном моделировании. Таким образом, структуру полей E_x и B_z вблизи поверхности можно аппроксимировать как плоскую стоячую волну, где при $y = y_{target} + 0.25\lambda$ расположена пучность электрического поля. Если некоторые релятивистские электроны появляются в этой области при $t \approx 0$ (например, из-за стохастической динамики в вакуумной области), распространяются в направлении оси x и имеют $v_x/v_y \ll 1$, они будут испытывать дальнейшее ускорение в направлении преимущественно оси x (как показано на рис. 4.11 (b)) в течение половины лазерного периода (между $t = 0$ и $t = \pi/\omega$), в то время как квазистатическое электрическое поле медленно искривляет траекторию по направлению к мишени. При $t \approx \pi/\omega$ электрон оказывается при $y < y_{target} + 0.25\lambda$, где значение B_z отрицательно, поэтому магнитная составляющая силы Лоренца направлена вниз, а кривизна траектории увеличивается. Затем электрон пересекает поверхность подложки (где также расположена пучность магнитного поля) с близкой к максимальной кривизной и высокой вероятностью гамма-излучения.

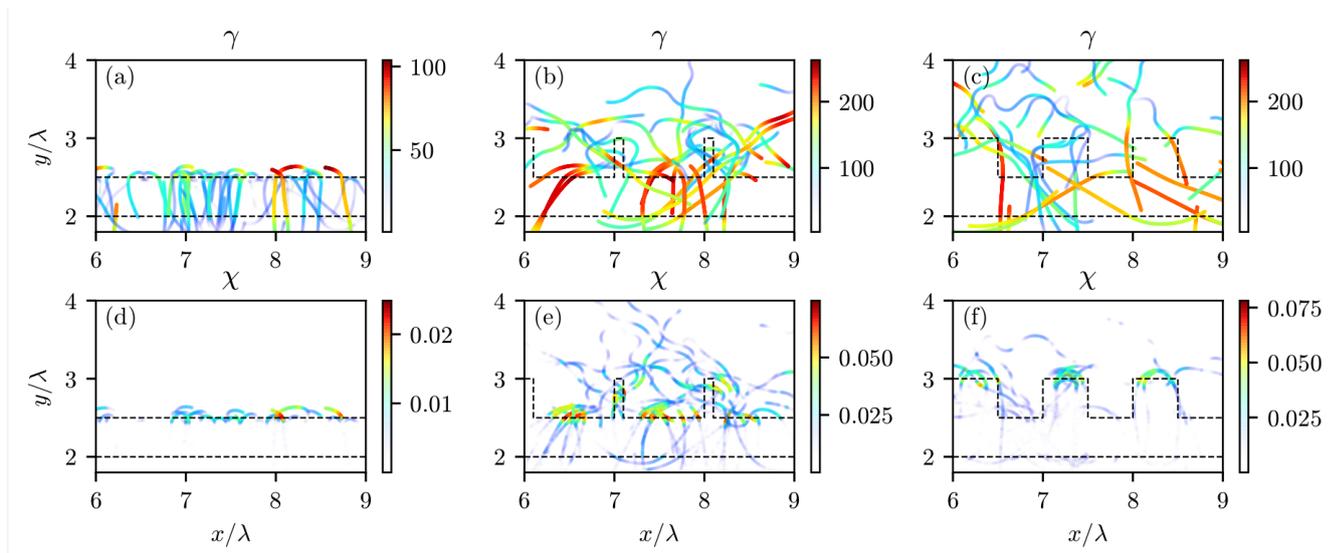


Рисунок 4.11 — (a)–(c) Траектории электронов, где цветом показан лоренц-фактор $\gamma(x,y)$, между $t = 10\lambda/c$ и $t = 12\lambda/c$, в случае плоской мишени (a), мишени с $\Delta x = 0.1\lambda$ (b), и мишени с $\Delta x = 0.5\lambda$ (c). (d)–(f) Траектории электронов, где цветом обозначен квантовоэлектродинамический параметр χ (характеризующий вероятность излучения гамма-фотонов) для тех же мишеней.

В идеальной стоячей волне этот процесс может происходить вблизи разных узлов / пучностей, но в рассматриваемом случае даже вблизи второй пучности магнитного поля ($y = y_{target} + \lambda$) поле значительно возмущается отражением от ребер структуры; вероятно, поэтому этот процесс наблюдается в основном около поверхности. Кроме того, средняя энергия электронов увеличивается по мере приближения к мишени, как можно видеть на рис. 4.11 (b)-(c), поэтому мощность гамма-излучения вблизи поверхности намного выше, так как она очень чувствительна к значению энергии электронов ($\sim \gamma^4$).

На рис. 4.12 показаны распределения энергии испускаемого гамма-излучения по углу излучения φ и координате излучения фотона y . Для мишени с $\Delta x = 0.1\lambda$ излучение практически полностью происходит между пучностями магнитного и электрического полей ($2.5 < y/\lambda < 2.75$), а характерный V-образный вид соответствует описанным выше траекториям (если учитывать, что синхротронное излучение излучается почти полностью в прямом направлении).

В случае плоской мишени гамма-излучение может быть описано моделью из главы 1. Механизмы излучения по существу являются сходными, но отличие случая плоской мишени от случая структурированной заключается в том, что

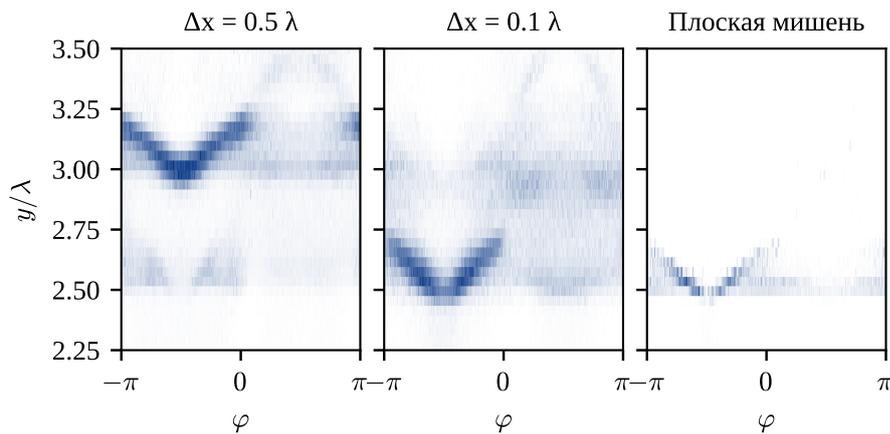


Рисунок 4.12 — Распределение энергии гамма-лучей ($d(\gamma N_{ph})/d\varphi dy$, в пр.ед.) по углу излучения φ и y -координаты точки, в которой был излучен каждый фотон в численном моделировании. Распределения построены для двух микроструктурированных мишеней (с $\Delta x = 0.5 \lambda$ и $\Delta x = 0.1 \lambda$) и плоской мишени. Выступы мишени занимают области между $y = 2.5 \lambda$ и $y = 3 \lambda$, поверхность подложки располагается при $y = 2.5 \lambda$.

электроны извлекаются непосредственно из поверхности, имеют меньшую дистанцию ускорения и в момент излучения фотона обычно имеют в несколько раз меньшую энергию, чем в случае микроструктурированных мишеней.

Случай выступов квадратного профиля ($\Delta x = 0.5 \lambda$) показывает, что фотоны генерируются на плоских участках «плато» в верхней части выступов (рис. 4.11 (f)), со сходными дугообразными траекториями, соответствующими максимуму χ . Аналогично, диаграмма направленности имеет V-образный вид (рис. 4.12), начиная с $y = 3 \lambda$, что свидетельствует о том, что в случае мишени с выступами квадратного профиля описанный механизм генерации гамма-лучей также может быть применим. Однако в области над ребрами не наблюдается столько же высокоэнергетических электронов, сколько вблизи подложки (рис. 4.11 (с)), что является одной из причин снижения эффективности гамма-излучения в этом случае. Кроме того, площадь «горизонтальных» участков поверхности, от которых эффективно отражается лазерный фронт и вблизи которых генерируется сильное магнитное поле, оказывается меньше, чем в случае мишени с $\Delta x = 0.1 \lambda$ (так как лазерный фронт практически не проникает

	$\langle E_x \rangle$	$\langle B_z \rangle$	$\langle E_y \rangle$
Плоская мишень	52.81	53.35	6.43
$\Delta x = 0.1 \lambda$	53.1	40.26	32.03
$\Delta x = 0.5 \lambda$	34.56	26.1	16.95

Таблица 1 — Средние (в среднеквадратичном смысле) значения электрического и магнитного полей в области между выступами мишени в численном моделировании, усредненные по одному лазерному периоду. В случае плоской мишени пространственное усреднение выполнялось по прямоугольной области с размерами $x \times y = \lambda \times 0.5 \lambda$ около поверхности.

между выступами квадратного профиля), что также может влиять на эффективность генерации гамма-излучения.

Анализируя распределение горячих электронов $n_h(y)$ (например, имеющих $\gamma > 50$) по y , также можно видеть, что, в то время как экспоненциальный «хвост» распределения простирается до $y = 5 \lambda$, $n_h(y_{target} + \Delta y) \approx (0.5 - 0.7) \times n_h(y_{target})$ в зависимости от порогового значения γ . В свою очередь, области вблизи подложки, где находится больше горячих электронов, не испытывают влияние сильных магнитных полей (см. таблицу 1), поскольку лазерная волна не может эффективно проникать в узкие промежутки между выступами (с шириной $\lambda/2$).

Таким образом, механизмы генерации излучения во всех трех случаях являются сходными, однако излучение в случае микроструктур в виде узких «пластинок» генерируется с поверхности подложки, аналогично случаю плоской мишени. При увеличении ширины элементов микроструктуры излучение начинает генерироваться в основном с вершин выступов (так как лазерное поле слабо проникает между ними), что приводит к уменьшению эффективности генерации. Также необходимо отметить, что энергия излучающих электронов в обоих случаях структурированных мишеней значительно выше (в значительной степени благодаря эффективному стохастическому нагреву электронов в «вакуумной области»). Найденные оптимальные размеры микроструктур могут быть использованы при проведении экспериментов, которые планируются в ИПФ РАН в будущем.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Разработана модель динамики приповерхностного слоя электронов при нормальном падении релятивистского лазерного импульса на плоскую закритическую мишень с учетом силы реакции излучения. С помощью сравнения с результатами численного PIC-моделирования определена область применимости модели. Теоретически вычислена диаграмма направленности гамма-квантов в данном режиме, и показано соответствие результатов с полученными в численном моделировании.
2. Определена зависимость эффективности генерации синхротронного гамма-излучения от угла падения лазерного импульса и концентрации плазмы при взаимодействии с плоской мишенью. Найдены оптимальные концентрация плазмы и угол падения, соответствующие максимуму эффективности генерации.
3. Найдены зависимости эффективности генерации гамма-квантов и поглощения лазерной энергии от пространственного масштаба неоднородности плазмы и угла падения лазерного импульса. Показано, что при превышении масштаба неоднородности плазмы над пороговым оптимальный угол падения лазерного импульса с точки зрения эффективности генерации гамма-фотонов становится близким к нормальному.
4. Разработана модель приповерхностного ускорения электронов в режиме скользящего падения лазерного импульса на твердотельную мишень. Теоретически показано, что ускорение является устойчивым для определенного диапазона начальных условий. Установлено, что область фазового пространства начальных условий, соответствующая захвату электронов и ускорению параллельно поверхности, увеличивается при приближении угла падения к 90° . С помощью трехмерного численного моделирования продемонстрирована возможность реализации механиз-

ма ускорения в условиях, приближенных к реалистичным. Найдена оптимальная концентрация предплазмы с точки зрения максимального заряда и энергии ускоренного электронного сгустка.

5. Показано, что при облучении твердотельной мишени с периодическими субмикронными структурами на поверхности интенсивным лазерным импульсом эффективность гамма-излучения увеличивается приблизительно на порядок по сравнению со случаем плоской мишени. Найдены оптимальные размеры микроструктур с точки зрения повышения эффективности генерации гамма-лучей и поглощения лазерной энергии. Показано, что при учете динамики ионов эффективность генерации гамма-лучей уменьшается приблизительно на 20%.

Таким образом, в ходе выполнения работы проведено исследование динамики электронов и излучения электронами жестких фотонов при взаимодействии интенсивных лазерных импульсов с различными твердотельными мишенями в широком диапазоне условий, в том числе для задач получения ускоренных электронных сгустков и создания источников рентгеновского и гамма-излучения высокой яркости.

В заключение автор выражает благодарность и большую признательность научному руководителю Костюкову И. Ю. за поддержку, обсуждение результатов и научное руководство. Также автор благодарит Неруша Е. Н. за поддержку, помощь в разработке численных моделей и обсуждение результатов, а также за разработку ПС-кода Quill, с помощью которого получена значительная часть результатов. Кроме того, автор выражает благодарность Голованову А. А. за помощь в разработке численного кода, в частности, за полезные замечания в ходе рецензии кода, Волковой (Кукушкиной) Т. М. за помощь в выполнении численных экспериментов, а также всем, кто сделал настоящую работу автора возможной.

Список сокращений и условных обозначений

- CPA** chirped pulse amplification, усиление чирпированных импульсов
- CWE** coherent wake emission, когерентное излучение кильватерной волны
- DLA** direct laser acceleration, прямое ускорение лазерным полем
- ELI** Extreme Light Infrastructure [32]
- LWFA** laser wakefield acceleration, лазерное ускорение в кильватерной волне
- OPCPA** optical parametric chirped pulse amplification, оптическое параметрическое усиление чирпированных импульсов
- PIC** particle-in-cell, метод частиц в ячейках
- RSIT** relativistic self-induced transparency, релятивистская самоиндуцированная прозрачность
- VLA** vacuum laser acceleration, вакуумное лазерное ускорение
- XCELS** Exawatt Center for Extreme Light Studies [33]
- КПД** коэффициент полезного действия
- КЭД** квантовая электродинамика
- РИ** реакция излучения
- РЭП** «релятивистская электронная пружина»

Публикации автора по теме диссертации

- A1. *Serebryakov, D. A.* Incoherent synchrotron emission of laser-driven plasma edge / D. A. Serebryakov, E. N. Nerush, I. Y. Kostyukov // *Phys. Plasmas*. — 2015. — Т. 22, № 12. — С. 123119.
- A2. *Серебряков, Д. А.* Эффективная генерация гамма-излучения при наклонном падении сверхмощных лазерных импульсов на плоский плазменный слой / Д. А. Серебряков, Е. Н. Неруш // *Квантовая электроника*. — 2016. — Т. 46. — С. 299—304.
- A3. Образование и динамика плазмы в сверхсильных лазерных полях с учетом радиационных и квантово-электродинамических эффектов / И. И. Артеменко [и др.] // *Письма в ЖЭТФ*. — 2016. — Т. 104, № 12. — С. 892—902.
- A4. *Серебряков, Д. А.* Влияние предимпульса на эффективность генерации гамма-излучения при наклонном падении релятивистского лазерного импульса на плоскую мишень / Д. А. Серебряков, Е. Н. Неруш // *Квантовая электроника*. — 2017. — Т. 47, № 3. — С. 206—211.
- A5. *Serebryakov, D. A.* Near-surface electron acceleration during intense laser–solid interaction in the grazing incidence regime / D. A. Serebryakov, E. N. Nerush, I. Y. Kostyukov // *Physics of Plasmas*. — 2017. — Т. 24, № 12. — С. 123115.
- A6. Efficient gamma-ray source from solid-state microstructures irradiated by relativistic laser pulses / D. A. Serebryakov [и др.] // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. — 2019. — Т. 61, № 7. — С. 074007.
- A7. Моделирование квантовых процессов в интенсивных электромагнитных полях / Н. В. Введенский [и др.] // *Сборник статей под редакцией В.П. Гергея*. — 2015. — С. 6—14.

- A8. *Serebryakov, D. A.* Analytical model for gamma-ray generation in laser-irradiated plasma / D. A. Serebryakov, E. N. Nerush, I. Y. Kostyukov // Topical problems of nonlinear wave physics. — 2014. — P. 230—231.
- A9. *Nerush, E. N.* Effect of gamma-ray emission on hole-boring at ultrahigh intensity laser-solid interaction / E. N. Nerush, D. A. Serebryakov, I. Y. Kostyukov // International conference on ultrahigh-intensity lasers. — 2014.
- A10. *Serebryakov, D. A.* Semi-analytical model for electron layer dynamics and gamma-ray emission at ultrahigh intensity laser-solid interaction / D. A. Serebryakov, E. N. Nerush, I. Y. Kostyukov // Super Intense Laser-Atom Physics. — 2015.
- A11. *Серебряков, Д.* Повышение эффективности синхротронного γ -излучения при наклонном падении интенсивного лазерного импульса на плоскую мишень / Д. Серебряков, Е. Неруш // Научная школа «Нелинейные волны». — 2016. — С. 129.
- A12. *Serebryakov, D. A.* Bright gamma-ray source from intense laser pulses obliquely incident on a plasma layer / D. A. Serebryakov, E. N. Nerush, I. Y. Kostyukov // 43rd European Physical Society Conference on Plasma Physics. — 2016. — P. 5.121.
- A13. Laser-matter interaction at extreme intensities / I. I. Artemenko [et al.] // Frontiers of nonlinear physics. — 2016. — P. 30—31.
- A14. *Serebryakov, D. A.* Efficient gamma-ray generation from oblique incident petawatt laser pulses / D. A. Serebryakov, E. N. Nerush, I. Y. Kostyukov // Frontiers of nonlinear physics. — 2016. — P. 123—124.
- A15. *Serebryakov, D. A.* Generation of gamma-rays and hard X-rays by intense ultra-short laser pulses interacting with foils: normal and oblique incidence / D. A. Serebryakov, E. N. Nerush, I. Y. Kostyukov // Science of the future. — 2016. — P. 545—546.

- A16. *Serebryakov, D. A.* Collimated gamma-ray beam produced by laser-matter interaction in the grazing incidence regime / D. A. Serebryakov, E. N. Nerush, I. Y. Kostyukov // Nuclear photonics. — 2016. — P. 170.
- A17. *Serebryakov, D. A.* Model for hard x-ray generation and electron acceleration during grazing incidence of a laser pulse onto a planar target / D. A. Serebryakov, E. N. Nerush, I. Y. Kostyukov // Topical problems of nonlinear wave physics. — 2017. — P. 85.
- A18. *Серебряков, Д. А.* Приповерхностное ускорение электронов при скользющем падении релятивистского лазерного импульса на твердотельную мишень / Д. А. Серебряков, Е. Н. Неруш, И. Ю. Костюков // Научная школа «Нелинейные волны». — 2018. — С. 173—175.
- A19. Some processes in extremely strong EM fields: from atomic systems and laser-plasma interactions to astrophysical phenomena / I. Y. Kostyukov [et al.] // Proc. SPIE 11039, Research Using Extreme Light: Entering New Frontiers with Petawatt-Class Lasers. Vol. IV. — 2019. — P. 1103907.
- A20. Gamma-ray generation and energy absorption enhancement with laser-irradiated microstructured targets / D. A. Serebryakov [et al.] // Frontiers of nonlinear physics. — 2019. — P. 122.

Список литературы

1. Petawatt class lasers worldwide / C. Danson [и др.] // High Power Laser Sci. Eng. — 2015. — Т. 3. — е3.
2. *Corkum, P. B.* Plasma perspective on strong field multiphoton ionization / P. B. Corkum // Phys. Rev. Lett. — 1993. — Т. 71, № 13. — С. 1994.
3. High-field harmonic generation in helium / J. K. Crane [и др.] // Opt. Lett. — 1992. — Т. 17, № 18. — С. 1256—1258.
4. *Macklin, J. J.* High-order harmonic generation using intense femtosecond pulses / J. J. Macklin, J. Kmetec, C. Gordon III // Phys. Rev. Lett. — 1993. — Т. 70, № 6. — С. 766.
5. *Kruer, W.* $J \times B$ heating by very intense laser light / W. Kruer, K. Estabrook // Phys. Fluids. — 1985. — Т. 28, № 1. — С. 430—432.
6. *Brunel, F.* Not-so-resonant, resonant absorption / F. Brunel // Phys. Rev. Lett. — 1987. — Т. 59, № 1. — С. 52.
7. Effects of laser polarization on jet emission of fast electrons in femtosecond-laser plasmas / L. Chen [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Т. 87, № 22. — С. 225001.
8. *Esarey, E.* Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators / E. Esarey, C. Schroeder, W. Leemans // Rev. Mod. Phys. — 2009. — Т. 81, № 3. — С. 1229.
9. Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids / R. Snavely [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2000. — Т. 85, № 14. — С. 2945.
10. Laser acceleration of quasi-monoenergetic MeV ion beams / B. M. Hegelich [и др.] // Nature. — 2006. — Т. 439, № 7075. — С. 441.
11. *Macchi, A.* A femtosecond neutron source / A. Macchi // Appl. Phys. B. — 2006. — Т. 82, № 3. — С. 337—340.

12. *Korneev, P.* Gigagauss-scale quasistatic magnetic field generation in a snail-shaped target / P. Korneev, E. d'Humières, V. Tikhonchuk // *Phys. Rev. E.* — 2015. — Т. 91, № 4. — С. 043107.
13. Hard x-ray production from high intensity laser solid interactions / M. Perry [и др.] // *Rev. Sci. Instrum.* — 1999. — Т. 70, № 1. — С. 265—269.
14. High-resolution multi-MeV x-ray radiography using relativistic laser-solid interaction / C. Courtois [и др.] // *Phys. Plasmas.* — 2011. — Т. 18, № 2. — С. 023101.
15. High-Resolution γ -Ray Radiography Produced by a Laser-Plasma Driven Electron Source / Y. Glinec [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Т. 94. — С. 025003.
16. A tuneable ultra-compact high-power, ultra-short pulsed, bright gamma-ray source based on bremsstrahlung radiation from laser-plasma accelerated electrons / S. Cipiccia [и др.] // *Jour. Appl. Phys.* — 2012. — Т. 111. — С. 3302.
17. Energy partition, γ -ray emission, and radiation reaction in the near-quantum electro-dynamical regime of laser-plasma interaction / L. L. Ji [и др.] // *Phys. Plasmas.* — 2014. — Т. 21, № 2.
18. Absorption of short laser pulses on solid targets in the ultrarelativistic regime / Y. Ping [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Т. 100, № 8. — С. 085004.
19. *Bourdier, A.* Oblique incidence of a strong electromagnetic wave on a cold inhomogeneous electron plasma. Relativistic effects / A. Bourdier // *Phys. Fluids.* — 1983. — Т. 26, № 1804.
20. High-Power Gamma-Ray Flash Generation in Ultraintense Laser-Plasma Interactions / T. Nakamura [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Т. 108, № 19. — С. 195001.

21. Short pulse laser interaction with micro-structured targets: simulations of laser absorption and ion acceleration / O. Klimo [и др.] // *New J. Phys.* — 2011. — Т. 13, № 5. — С. 053028.
22. Enhanced relativistic laser–plasma coupling utilizing laser-induced micromodified target / K. Ivanov [и др.] // *Laser Phys. Lett.* — 2015. — Т. 12, № 4. — С. 046005.
23. *Maiman, T. H.* Stimulated optical radiation in ruby / T. H. Maiman // *Nature*. — 1960. — № 187. — С. 493—494.
24. *McClung, F.* Giant optical pulsations from ruby / F. McClung, R. Hellwarth // *Jour. Appl. Phys.* — 1962. — Т. 33, № 3. — С. 828—829.
25. *Mocker, H. W.* Mode competition and self-locking effects in aq-switched ruby laser / H. W. Mocker, R. Collins // *Appl. Phys. Lett.* — 1965. — Т. 7, № 10. — С. 270—273.
26. *Strickland, D.* Compression of amplified chirped optical pulses / D. Strickland, G. Mourou // *Opt. Commun.* — 1985. — Т. 55, № 6. — С. 447—449.
27. *Пискарскас, А.* Фазовые явления в параметрических усилителях и генераторах сверхкоротких импульсов света / А. Пискарскас, А. Стабинис, А. Янкаускас // *УФН*. — 1986. — Т. 150, № 9. — С. 127—143.
28. Compact 0.56 petawatt laser system based on optical parametric chirped pulse amplification in KD*P crystals / V. Lozhkarev [и др.] // *Las. Phys. Lett.* — 2007. — Т. 4, № 6. — С. 421.
29. 35 J broadband femtosecond optical parametric chirped pulse amplification system / O. Chekhlov [и др.] // *Opt. Lett.* — 2006. — Т. 31, № 24. — С. 3665—3667.
30. High-energy, high-contrast, multiterawatt laser pulses by optical parametric chirped-pulse amplification / H. Kiriyaма [и др.] // *Opt. Lett.* — 2007. — Т. 32, № 16. — С. 2315—2317.

31. Roadmap on ultrafast optics / D. T. Reid [и др.] // Journal of Optics. — 2016. — Т. 18, № 9. — С. 093006.
32. Extreme Light Infrastructure. — <http://www.eli-laser.eu/>.
33. Exawatt Center for Extreme Light Studies. — <http://www.xcels.iapras.ru/>.
34. *Hora, H.* Theory of relativistic self-focusing of laser radiation in plasmas / H. Hora // JOSA. — 1975. — Т. 65, № 8. — С. 882—886.
35. *Feit, M.* Relativistic self-focusing in underdense plasma / M. Feit, A. Komashko, A. Rubenchik // Physica D: Nonlinear Phenomena. — 2001. — Т. 152. — С. 705—713.
36. Threshold of induced transparency in the relativistic interaction of an electromagnetic wave with overdense plasmas / F. Cattani [и др.] // Phys. Rev. E. — 2000. — Т. 62, № 1. — С. 1234.
37. *Ахиезер, А.* К теории волновых движений электронной плазмы / А. Ахиезер, Р. Половин // ЖЭТФ. — 1956. — Т. 30, № 5. — С. 915.
38. *Kaw, P.* Relativistic nonlinear propagation of laser beams in cold overdense plasmas / P. Kaw, J. Dawson // Phys. Fluids. — 1970. — Т. 13, № 2. — С. 472—481.
39. Absorption of ultra-intense laser pulses / S. Wilks [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1992. — Т. 69, № 9. — С. 1383.
40. Relativistically correct hole-boring and ion acceleration by circularly polarized laser pulses / A. Robinson [и др.] // Plasma Phys. Control. Fusion. — 2009. — Т. 51, № 2. — С. 024004.
41. *Popruzhenko, S.* Efficiency of radiation friction losses in laser-driven ‘hole boring’ of dense targets / S. Popruzhenko, T. Liseykina, A. Macchi // New J. Phys. — 2019. — Т. 21, № 3. — С. 033009.
42. Ignition and high gain with ultrapowerful lasers / M. Tabak [и др.] // Phys. Plasmas. — 1994. — Т. 1, № 5. — С. 1626—1634.

43. Hole boring in a DT pellet and fast-ion ignition with ultraintense laser pulses / N. Naumova [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Т. 102, № 2. — С. 025002.
44. *Ландау, Л. Д.* Теория поля / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. — Москва; Ленинград: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1941.
45. *Джексон, Д.* Классическая электродинамика: Пер. с англ / Д. Джексон. — Мир, 1965.
46. Anomalous radiative trapping in laser fields of extreme intensity / A. Gonoskov [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Т. 113, № 1. — С. 014801.
47. *Никишов, А.* Квантовые процессы в поле плоской электромагнитной волны и в постоянном поле / А. Никишов, В. Ритус // *ЖЭТФ.* — 1964. — Т. 46, № 2. — С. 776.
48. *Bell, A.* Possibility of prolific pair production with high-power lasers / A. Bell, J. G. Kirk // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Т. 101, № 20. — С. 200403.
49. Limitations on the attainable intensity of high power lasers / A. Fedotov [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Т. 105, № 8. — С. 080402.
50. Laser field absorption in self-generated electron-positron pair plasma / E. Nerush [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — Т. 106, № 3. — С. 035001.
51. Probing nonperturbative QED with optimally focused laser pulses / A. Gonoskov [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Т. 111, № 6. — С. 060404.
52. Laser-plasma acceleration of quasi-monoenergetic protons from microstructured targets / H. Schworer [и др.] // *Nature.* — 2006. — Т. 439, № 7075. — С. 445.
53. *Brantov, A.* Synchronized ion acceleration by ultraintense slow light and electron source for x-ray production from low-density targets / A. Brantov, V. Y. Bychenkov // *Plasma Phys. Control. Fusion.* — 2017. — Т. 59, № 3. — С. 034009.

54. Investigation of the reaction $D(\gamma, n)H$ near the threshold by means of powerful femtosecond laser radiation / I. N. Tsymbalov [и др.] // Phys. Atomic Nuclei. — 2017. — Т. 80, № 3. — С. 397—401.
55. Ultrafast multi-MeV gamma-ray beam produced by laser-accelerated electrons / S. Li [и др.] // Phys. Plasmas. — 2017. — Т. 24, № 9. — С. 093104.
56. All-optical Compton gamma-ray source / K. T. Phuoc [и др.] // Nat. Photonics. — 2012. — Т. 6, № 5. — С. 308—311.
57. Quasi-monoenergetic and tunable X-rays from a laser-driven Compton light source / N. D. Powers [и др.] // Nat. Photonics. — 2014. — Т. 8, № 1. — С. 28—31.
58. Compact source of narrowband and tunable X-rays for radiography / S. Banerjee [и др.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. — 2015. — Т. 350. — С. 106—111.
59. Observation of terahertz emission from a laser-plasma accelerated electron bunch crossing a plasma-vacuum boundary / W. Leemans [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2003. — Т. 91, № 7. — С. 074802.
60. Demonstration of coherent terahertz transition radiation from relativistic laser-solid interactions / G.-Q. Liao [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2016. — Т. 116, № 20. — С. 205003.
61. High harmonic generation in the relativistic limit / B. Dromey [и др.] // Nat. Phys. — 2006. — Т. 2, № 7. — С. 456.
62. *Tajima, T.* Laser electron accelerator / T. Tajima, J. M. Dawson // Phys. Rev. Lett. — 1979. — Т. 43, № 4. — С. 267.
63. *Pukhov, A.* Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime / A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn // Appl. Phys. B. — 2002. — Т. 74, № 4/5. — С. 355—361.

64. A multidimensional theory for electron trapping by a plasma wake generated in the bubble regime / I. Kostyukov [и др.] // *New J. Phys.* — 2010. — Т. 12, № 4. — С. 045009.
65. Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser–plasma interactions / S. P. Mangles [и др.] // *Nature.* — 2004. — Т. 431, № 7008. — С. 535.
66. A laser–plasma accelerator producing monoenergetic electron beams / J. Faure [и др.] // *Nature.* — 2004. — Т. 431, № 7008. — С. 541.
67. GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator / W. P. Leemans [и др.] // *Nat. Phys.* — 2006. — Т. 2, № 10. — С. 696.
68. Near-GeV acceleration of electrons by a nonlinear plasma wave driven by a self-guided laser pulse / S. Kneip [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Т. 103, № 3. — С. 035002.
69. Multi-GeV electron beams from capillary-discharge-guided subpetawatt laser pulses in the self-trapping regime / W. Leemans [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Т. 113, № 24. — С. 245002.
70. Petawatt Laser Guiding and Electron Beam Acceleration to 8 GeV in a Laser-Heated Capillary Discharge Waveguide / A. J. Gonsalves [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2019. — Т. 122, вып. 8. — С. 084801.
71. *Haaland, C. M.* Laser electron acceleration in vacuum / C. M. Haaland // *Opt. Commun.* — 1995. — Т. 114, № 3/4. — С. 280–284.
72. *Esarey, E.* Laser acceleration of electrons in vacuum / E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall // *Phys. Rev. E.* — 1995. — Т. 52, № 5. — С. 5443.
73. *Salamin, Y. I.* Subcycle high electron acceleration by crossed laser beams / Y. I. Salamin, C. H. Keitel // *Appl. Phys. Lett.* — 2000. — Т. 77, № 8. — С. 1082–1084.

74. *Salamin, Y. I.* Electron acceleration by a tightly focused laser beam / Y. I. Salamin, C. H. Keitel // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Т. 88, № 9. — С. 095005.
75. Observation of a fast electron beam emitted along the surface of a target irradiated by intense femtosecond laser pulses / Y. Li [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Т. 96, № 16. — С. 165003.
76. Quasimonoenergetic electron beams with relativistic energies and ultrashort duration from laser-solid interactions at 0.5 kHz / A. G. Mordovanakis [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Т. 103, № 23. — С. 235001.
77. Spectrally peaked electron beams produced via surface guiding and acceleration in femtosecond laser-solid interactions / J. Mao [и др.] // *Phys. Rev. E.* — 2012. — Т. 85, № 2. — С. 025401.
78. Direct acceleration of electrons in a corrugated plasma waveguide / A. York [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Т. 100, № 19. — С. 195001.
79. Enhanced laser-radiation-pressure-driven proton acceleration by moving focusing electric-fields in a foil-in-cone target / D. Zou [и др.] // *Phys. Plasmas.* — 2015. — Т. 22, № 2. — С. 023109.
80. Bright x-ray source from a laser-driven microplasma waveguide / L. Yi [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2016. — Т. 116, № 11. — С. 115001.
81. Effects of front-surface target structures on properties of relativistic laser-plasma electrons / S. Jiang [и др.] // *Phys. Rev. E.* — 2014. — Т. 89, № 1. — С. 013106.
82. Energy penetration into arrays of aligned nanowires irradiated with relativistic intensities: Scaling to terabar pressures / C. Bargsten [и др.] // *Sci. Advances.* — 2017. — Т. 3, № 1. — e1601558.
83. Vacuum laser acceleration of relativistic electrons using plasma mirror injectors / M. Thévenet [и др.] // *Nat. Phys.* — 2016. — Т. 12, № 4. — С. 355.

84. Well collimated MeV electron beam generation in the plasma channel from relativistic laser-solid interaction / I. Tsymbalov [и др.] // *Plasma Phys. Control. Fusion.* — 2019.
85. Electron acceleration by relativistic surface plasmons in laser-grating interaction / L. Fedeli [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2016. — Т. 116, № 1. — С. 015001.
86. *Macchi, A.* Surface plasmons in superintense laser-solid interactions / A. Macchi // *Phys. Plasmas.* — 2018. — Т. 25, № 3. — С. 031906.
87. Evidence of ultrashort electron bunches in laser-plasma interactions at relativistic intensities / S. Baton [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Т. 91, № 10. — С. 105001.
88. Attosecond electron bunches / N. Naumova [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Т. 93, № 19. — С. 195003.
89. *Brabec, T.* Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics / T. Brabec, F. Krausz // *Rev. Mod. Phys.* — 2000. — Т. 72, № 2. — С. 545.
90. Coherent wake emission of high-order harmonics from overdense plasmas / F. Quéré [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Т. 96, № 12. — С. 125004.
91. Harmonic emission from the rear side of thin overdense foils irradiated with intense ultrashort laser pulses / U. Teubner [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Т. 92, № 18. — С. 185001.
92. Relativistic Doppler effect: Universal spectra and zeptosecond pulses / S. Gordienko [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Т. 93, № 11. — С. 115002.
93. Few-cycle driven relativistically oscillating plasma mirrors: a source of intense isolated attosecond pulses / P. Heissler [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Т. 108, № 23. — С. 235003.
94. *An der Brügge, D.* Enhanced relativistic harmonics by electron nanobunching / D. An der Brügge, A. Pukhov // *Phys. Plasmas.* — 2010. — Т. 17, № 3. — С. 033110.

95. Ultrarelativistic nanoplasmonics as a route towards extreme-intensity attosecond pulses / A. A. Gonoskov [и др.] // *Phys. Rev. E.* — 2011. — Т. 84. — С. 046403.
96. The new bremsstrahlung facility at the superconducting electron accelerator ELBE / A. Wagner [и др.] // *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics.* — 2005. — Т. 31, № 10. — S1969.
97. *Bilderback, D. H.* Review of third and next generation synchrotron light sources / D. H. Bilderback, P. Elleaume, E. Weckert // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics.* — 2005. — Т. 38, № 9. — S773.
98. Research opportunities at the upgraded {HIS} facility / H. R. Weller [и др.] // *Progress in Particle and Nuclear Physics.* — 2009. — Т. 62, № 1. — С. 257—303.
99. *Nerush, E.* Radiation emission by extreme relativistic electrons and pair production by hard photons in a strong plasma wakefield / E. Nerush, I. Kostyukov // *Phys. Rev. E.* — 2007. — Т. 75, № 5. — С. 057401.
100. Nanostructured plasmas for enhanced gamma emission at relativistic laser interaction with solids / K. Ivanov [и др.] // *Appl. Phys. B.* — 2017. — Т. 123, № 10. — С. 252.
101. *Landau, L. D.* The Classical Theory of Fields / L. D. Landau, E. M. Lifshitz. — Oxford : Elsevier, 1975.
102. *Берестецкий, В. Б.* Релятивистская квантовая теория. Т. 4 / В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский. — Наука, Глав. ред. физико-математической лит-ры, 1968.
103. Dense Electron-Positron Plasmas and Ultraintense gamma rays from Laser-Irradiated Solids / C. P. Ridgers [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Т. 108, № 16. — С. 165006.
104. Dense electron-positron plasmas and bursts of gamma-rays from laser-generated quantum electrodynamic plasmas / C. P. Ridgers [и др.] // *Phys. Plasmas.* — 2013. — Т. 20. — С. 056701.

105. Gamma-ray generation in ultrahigh-intensity laser-foil interactions / E. N. Nerush [и др.] // *Phys. Plasmas*. — 2014. — Т. 21. — С. 013109.
106. Synchrotron radiation, pair production, and longitudinal electron motion during 10-100 PW laser solid interactions / C. S. Brady [и др.] // *Phys. Plasmas*. — 2014. — Т. 21. — С. 033108.
107. The generation of collimated γ -ray pulse from the interaction between 10 PW laser and a narrow tube target / J. Yu [и др.] // *Appl. Phys. Lett.* — 2018. — Т. 112, № 20. — С. 204103.
108. *Birdsall, C. K. Plasma physics via computer simulation / C. K. Birdsall, A. B. Langdon. — CRC press, 2004.*
109. *Pukhov, A. Three-dimensional electromagnetic relativistic particle-in-cell code VLPL (Virtual Laser Plasma Lab) / A. Pukhov // J. Plasma Phys. — 1999. — Т. 61, № 3. — С. 425—433.*
110. *Pukhov, A. Relativistic laser-plasma interaction by multi-dimensional particle-in-cell simulations / A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn // Phys. Plasmas. — 1998. — Т. 5, № 5. — С. 1880—1886.*
111. Contemporary particle-in-cell approach to laser-plasma modelling / T. Arber [и др.] // *Plasma Phys. Control. Fusion*. — 2015. — Т. 57, № 11. — С. 113001.
112. Extended particle-in-cell schemes for physics in ultrastrong laser fields: Review and developments / A. Gonoskov [и др.] // *Phys. Rev. E*. — 2015. — Т. 92, № 2. — С. 023305.
113. *Аммосов, М. Туннельная ионизация сложных атомов и атомарных ионов в переменном электромагнитном поле / М. Аммосов, Н. Делоне, В. Крайнов // ЖЭТФ. — 1986. — Т. 91. — С. 2008.*
114. Strong field ionization rate for arbitrary laser frequencies / S. Popruzhenko [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Т. 101, № 19. — С. 193003.

115. *Sanz, J.* Model for ultraintense laser-plasma interaction at normal incidence / J. Sanz, A. Debayle, K. Mima // *Phys. Rev. E.* — 2012. — Т. 85, № 4. — С. 046411.
116. Plasma surface dynamics and smoothing in the relativistic few-cycle regime / S. G. Rykovanov [и др.] // *New J. Phys.* — 2011. — Т. 13, № 2. — С. 023008.
117. Strong field electrodynamics of a thin foil / S. V. Bulanov [и др.] // *Phys. Plasmas.* — 2013. — Т. 20. — С. 123114.
118. *An der Brügge, D.* Enhanced relativistic harmonics by electron nanobunching / D. An der Brügge, A. Pukhov // *Phys. Plasmas.* — 2010. — Т. 17. — С. 3110.
119. Radiation-pressure-dominant acceleration: Polarization and radiation reaction effects and energy increase in three-dimensional simulations / M. Tamburini [и др.] // *Phys. Rev. E.* — 2012. — Т. 85. — С. 016407.
120. Radiation reaction effects on ion acceleration in laser foil interaction / M. Chen [и др.] // *Plasma Phys. Control. Fusion.* — 2011. — Т. 53, № 1. — С. 014004.
121. *Capdessus, R.* Modeling of radiation losses in ultrahigh power laser-matter interaction / R. Capdessus, E. d’Humières, V. T. Tikhonchuk // *Phys. Rev. E.* — 2012. — Т. 86. — С. 036401.
122. *Gordienko, S.* Scalings for ultrarelativistic laser plasmas and quasimonoenergetic electrons / S. Gordienko, A. Pukhov // *Phys. Plasmas.* — 2005. — Т. 12. — С. 043109.
123. *Sentoku, Y.* Numerical methods for particle simulations at extreme densities and temperatures: Weighted particles, relativistic collisions and reduced currents / Y. Sentoku, A. J. Kemp // *Journal of Computational Physics.* — 2008. — Т. 227, № 14. — С. 6846—6861.
124. *Spitzer, L.* Physics of fully ionized gases / L. Spitzer. — Courier Corporation, 2006.

125. Tunable hard x-ray source from obliquely incident intense laser interacting with overdense solid targets / K. Pan [и др.] // *Phys. Plasmas*. — 2015. — Т. 22, № 8. — С. 083301.
126. The Apollon-10P project: Design and current status / D. Papadopoulos [и др.] // *Adv. Solid State Lasers*. — Optical Society of America. 2013. — АTu3A—43.
127. *Брантов, А. В.* Повышение выхода горячих электронов и гамма-излучения подбором толщины преплазмы мишени, облучаемой коротким лазерным импульсом / А. В. Брантов, М. Г. Лобок, В. Ю. Быченков // *Квант. электрон.* — 2017. — Т. 47, № 3. — С. 232—235.
128. Characterization of the preformed plasma for high-intensity laser-plasma interaction / S. Le Pape [и др.] // *Opt. Lett.* — 2009. — Т. 34, № 19. — С. 2997—2999.
129. *Неруш, Е.* Моделирование эффектов квантовой электродинамики в сверхсильном лазерном поле / Е. Неруш, И. Костюков // *Вопросы атомной науки и техники*. — 2010. — Т. 68. — С. 3—7.
130. Surface electron acceleration in relativistic laser-solid interactions / M. Chen [и др.] // *Opt. Express*. — 2006. — Т. 14, № 7. — С. 3093—3098.
131. Effective fast electron acceleration along the target surface / X. Yuan [и др.] // *Opt. Express*. — 2008. — Т. 16, № 1. — С. 81—86.
132. Ultrahigh-charge electron beams from laser-irradiated solid surface / Y. Ma [и др.] // *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* — 2018. — Т. 115, № 27. — С. 6980—6985.
133. *Salamin, Y. I.* Subcycle high electron acceleration by crossed laser beams / Y. I. Salamin, C. H. Keitel // *Appl. Phys. Lett.* — 2000. — Т. 77, № 8. — С. 1082—1084.
134. Surface-magnetic-field and fast-electron current-layer formation by ultraintense laser irradiation / T. Nakamura [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Т. 93, № 26. — С. 265002.

135. Effects of preplasma scale length and laser intensity on the divergence of laser-generated hot electrons / V. Ovchinnikov [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Т. 110, № 6. — С. 065007.
136. Prepulse controlled electron acceleration from solids by a femtosecond laser pulse in the slightly relativistic regime / K. Ivanov [и др.] // *Phys. Plasmas.* — 2017. — Т. 24, № 6. — С. 063109.
137. *Malka, V. Plasma Wake Accelerators: Introduction and Historical Overview / V. Malka // CERN Yellow Reports.* — 2016. — Т. 1, № 0. — С. 1.
138. Ultra-bright γ -ray emission by using PW laser irradiating solid target obliquely / Y. Zhao [и др.] // *Plasma Phys. Control. Fusion.* — 2019. — Т. 61, № 6. — С. 065010.
139. Laser-driven proton acceleration enhancement by nanostructured foils / D. Margarone [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Т. 109, № 23. — С. 234801.
140. Relativistic plasma nanophotonics for ultrahigh energy density physics / M. A. Purvis [и др.] // *Nat. Photonics.* — 2013. — Т. 7, № 10. — С. 796.
141. Microengineering laser plasma interactions at relativistic intensities / S. Jiang [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2016. — Т. 116, № 8. — С. 085002.
142. Exploring novel target structures for manipulating relativistic laser–plasma interaction / L. Ji [и др.] // *High Power Laser Sci. Eng.* — 2017. — Т. 5.
143. Enhanced energy absorption of high intensity laser pulses by targets of modulated surface / M. Cerchez [и др.] // *Appl. Phys. Lett.* — 2018. — Т. 112, № 22. — С. 221103.
144. Efficient generation of fast ions from surface modulated nanostructure targets irradiated by high intensity short-pulse lasers / A. Andreev [и др.] // *Phys. Plasmas.* — 2011. — Т. 18, № 10. — С. 103103.
145. Table-top laser-based proton acceleration in nanostructured targets / M. Blanco [и др.] // *New J. Phys.* — 2017. — Т. 19, № 3. — С. 033004.

146. Enhancing Bremsstrahlung production from ultraintense laser-solid interactions with front surface structures / S. Jiang [и др.] // *Europ. Phys. J. D.* — 2014. — Т. 68, № 10. — С. 283.
147. Electron acceleration at grazing incidence of a subpicosecond intense laser pulse onto a plane solid target / N. E. Andreev [и др.] // *Laser Part. Beams.* — 2016. — Т. 34, № 1. — С. 115—122.
148. *Lavocat-Dubuis, X.* Numerical and theoretical study of the generation of extreme ultraviolet radiation by relativistic laser interaction with a grating / X. Lavocat-Dubuis, J.-P. Matte // *Phys. Plasmas.* — 2010. — Т. 17, № 9. — С. 093105.
149. Electron acceleration by relativistic surface plasmons in laser-grating interaction / L. Fedeli [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2016. — Т. 116, № 1. — С. 015001.
150. Coherent acceleration by laser pulse echelons in periodic plasma structures / A. Pukhov [и др.] // *Europ. Phys. J. Spec. Topics.* — 2014. — Т. 223, № 6. — С. 1197—1206.
151. *Breuer, J.* Laser-based acceleration of nonrelativistic electrons at a dielectric structure / J. Breuer, P. Hommelhoff // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Т. 111, № 13. — С. 134803.
152. Enhanced energy gain in a dielectric laser accelerator using a tilted pulse front laser / D. Cesar [и др.] // *Opt. express.* — 2018. — Т. 26, № 22. — С. 29216—29224.
153. *Martinez, B.* Synchrotron emission from nanowire array targets irradiated by ultraintense laser pulses / B. Martinez, E. d’Humières, L. Gremillet // *Plasma Phys. Control. Fusion.* — 2018. — Т. 60, № 7. — С. 074009.
154. *Capdessus, R.* Influence of ion mass on laser-energy absorption and synchrotron radiation at ultrahigh laser intensities / R. Capdessus, E. d’Humières, V. Tikhonchuk // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Т. 110, № 21. — С. 215003.

155. Kinetic and finite ion mass effects on the transition to relativistic self-induced transparency in laser-driven ion acceleration / E. Siminos [и др.] // *New J. Phys.* — 2017. — Т. 19, № 12. — С. 123042.
156. Stochastic heating and acceleration of electrons in colliding laser fields in plasma / Z.-M. Sheng [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Т. 88, № 5. — С. 055004.

Список рисунков

- 0.1 Рост максимальной интенсивности, достигнутой на лазерных установках по всему миру, с течением времени, согласно обзорной статье [31]. 14
- 1.1 Схематическая структура электронного слоя вблизи поверхности плазмы и электромагнитные поля в режиме «релятивистской электронной пружины». Сплошной черной линией показана плотность электронов, точками — ионов, красным — сумма лазерного поля и поля, излученного слоем в направлении $+x$ ($E_{l,y} + E_{y,+}$), синим — поле, излученное слоем в направлении $-x$ ($E_{y,-}$), зеленым — поле E_x 29
- 1.2 Траектория слоя электронов из модели для $a_0 = 100$, $n_0 = 100$. Цветом показана величина лоренц-фактора электронов в каждой точке. 31
- 1.3 (а) Положение электронного слоя из модели в разные моменты времени при $a_0 = n_0 = 400$ (красная линия) и $a_0 = n_0 = 100$ (синяя линия). Черная пунктирная линия соответствует динамике слоя при условии точной компенсации лазерных полей за слоем [105] при $n_0 = a_0$. (б) Динамика лоренц-фактора для вышеупомянутых траекторий. Тонкая серая линия соответствует уравнениям (1.10–1.13), где не учитывается реакция излучения, при $a_0 = n_0 = 400$. (с) Максимальная величина лоренц-фактора электронного слоя в модели, нормированная на a_0 , при $t = 9\lambda/c$ и $a_0 = n_0$. Синим цветом показаны результаты из модели с учетом реакции излучения, серым — без ее учета. 32

- 1.4 (a) Траектория слоя электронов из модели (красным) и траектория $x_{\Delta}(t)$, рассчитанная в соответствии с (1.17), для Δ между 0.01λ (нижняя граница) и 0.11λ (верхняя граница) при $a_0 = 240$ и $n_0 = 320$.
 (b) Траектории отдельных электронов в PIC-моделировании, цветом показана величина γ^4/R^2 (мгновенная мощность синхротронных радиационных потерь). Сплошной линией показана средняя траектория электронов \bar{x}_{PIC} с $\gamma > 0.05 a_0$ 36
- 1.5 Зависимость лоренц-фактора электронного слоя от времени в модели (красным) и в численном PIC-моделировании (синим). В PIC-моделировании за лоренц-фактор электронного слоя принимается средняя энергия электронов с $\gamma > 0.05 a_0$ 37
- 1.6 Доля лазерной энергии, переданной электронам (слева), и полная доля поглощенной лазерной энергии (справа) в численном моделировании при различных значениях параметров a_0 и n_e 38
- 1.7 Распределения лоренц-фактора электронов по оси x в момент времени $t = 5.8 \lambda/c$ (лазерный импульс падает слева) для различных значений параметра S (и фиксированном $a_0 = 240$). Мишень занимает область пространства $12 < x/\lambda < 14$ 41
- 1.8 Форма поверхности плазмы с $n_0 = 320$ при падении лазерного импульса с $a_0 = 240$ под углом 30° . Сплошная линия соответствует модели; оттенками серого показана плотность электронов в численном PIC-моделировании. 43
- 2.1 (a) Траектория электронного слоя из модели для $a_0 = 240$, $n_0 = 320$. Цветом отмечена интенсивность синхротронного излучения электронов в произвольных единицах. (b) Диаграмма-направленности гамма-излучения в плоскости xy из модели (сплошными линиями) и PIC-моделирования (точками) для тех же параметров. $\theta = 0$ соответствует направлению оси x 46

- 2.2 Сверху — эффективность генерации гамма-излучения в численном моделировании в зависимости от значений параметров n_0 и a_0 . Снизу — то же, при фиксированном соотношении $a_0 = n_0$, а также аналогичная зависимости из модели. Сплошные линии соответствуют графикам $\eta \propto a_0^{0.9}$ (красным) и $\eta \propto a_0^{0.85}$ (синим). 48
- 2.3 Эффективность генерации гамма-излучения в численном моделировании с учетом движения ионов в зависимости от значений параметров n_0 и a_0 50
- 2.4 КПД генерации гамма-квантов при различных значениях концентрации плазмы $n_0 = n_e/n_{cr}$ и угла падения θ 52
- 2.5 Спектр гамма-излучения и электронов мишени для найденных параметров эффективной генерации $n_0 = 100$ и $\theta = 30^\circ$ (при $a_0 = 220$). 54
- 2.6 «Выигрыш» \mathcal{G} при различных значениях концентрации плазмы n_0 и угла падения θ . \mathcal{G} отражает способность источника генерировать интенсивное и направленное излучение. 55
- 2.7 Диаграммы направленности гамма-излучения в плоскости xy при $n_0 = 100$ и различных углах падения θ . Угол, под которым направлено излучение, отсчитывается от оси x против часовой стрелки (см. рис. 1.1) 57
- 2.8 Распределение компоненты электронного импульса вдоль слоя $p_y(x)$ в численном моделировании при $n_0 = 100$ и двух значениях угла падения $\theta = 60^\circ$ и 66° . Пунктиром отмечена область, заполненная плазмой в начальный момент времени. 58
- 2.9 Численное 3D PIC-моделирование наклонного падения лазерного импульса с $a_0 = 55$ на слой плазмы, имеющий градиент концентрации. Красным цветом показана плотность энергии электромагнитного поля, зеленым — концентрация электронов, голубым — концентрация жестких фотонов. 61

- 2.10 Доля поглощенной энергии лазерного импульса (сверху) и КПД генерации жестких фотонов (снизу) при наклонном падении под углом θ p -поляризованного лазерного импульса с $a_0 = 55$. Концентрация электронов в мишени линейно меняется от 0 до $50 n_{cr}$ на масштабе x_g , либо постоянна (в случае $x_g = 0$). 64
- 2.11 Доля поглощенной энергии лазерного импульса (сверху) и КПД генерации гамма-квантов (снизу) при наклонном падении под углом θ p -поляризованного лазерного импульса с $a_0 = 220$. Концентрация электронов в мишени линейно меняется от 0 до $200 n_{cr}$ на масштабе x_g , либо постоянна (в случае $x_g = 0$). 66
- 2.12 Типичный спектр жестких фотонов в численном моделировании при $a_0 = 55$ и $a_0 = 220$ 67
- 2.13 Диаграммы направленности гамма-излучения в плоскости поляризации лазерного импульса при $a_0 = 220$ для нормального и наклонного под углом 30° падения, при различных значениях градиента плотности мишени. Каждая диаграмма направленности нормирована на полную энергию излучения во всех направлениях. 67
- 3.1 Схема скользящего падения лазерного импульса на отражающую мишень. θ — угол скользящего падения. Электронный сгусток, ускоренный полем, показан синим. 70
- 3.2 Распределение электрического (стрелками) и магнитного (цветом от синего к красному) полей над поверхностью мишени в соответствии с уравнениями 3.3 для $\theta = 15^\circ$. Пунктиром отмечена область начальных условий для модели из подраздела 3.1.3, как на рис. 3.4 (слева). Поверхность мишени расположена при $y = 0$ 71
- 3.3 (a) Функции $N_{acc}(\theta)$ (3.5) и $\gamma_{max}(\theta)/a_0$ (3.7). (b) Функция $p_x(t)/mc$ (3.15) для $a_0 = 8$, $x_0 = 0$ и $\theta = 12^\circ$ 73

- 3.4 (Слева) Распределение $\gamma_{max}(d, x_0)$ при $a_0 = 16$ и $\theta = 7^\circ$ (сверху) и $\theta = 16^\circ$ (снизу). (Справа) Типичные траектории электронов для различных начальных положений (отмечены точками (а)–(е) на графиках слева). Цветом показано значение лоренц-фактора электронов на траектории, фоновым цветом продемонстрировано распределение поля E_x при $t = 0$ 79
- 3.5 Продольное (E_x) и поперечное (E_y) электрические поля, магнитное поле (B_z) и концентрация электронов (n_e/n_{cr}) в численных счетах в зависимости от a_0 при $\theta = 12^\circ$ 84
- 3.6 (а) Максимальный лоренц-фактор электронов γ_{max} в зависимости от a_0 из модели (подраздел 3.1.3) и из численного моделирования, $\theta = 6^\circ$. (б) Спектры электронов в численном моделировании при $a_0 = 16$ и $\theta = 6, 9$ и 15° . (с) γ_{max} в зависимости от θ и $a_0 = 16$. Численные счета на графиках (б) и (с) учитывают движение ионов и силу реакции излучения (РИ). 87
- 3.7 Полный заряд электронных сгустков в численном моделировании в зависимости от a_0 и θ 88
- 3.8 (а) Распределение электронов с $\gamma > 100$ по y и γ . (б) Среднеквадратичное значение полей ($E_x, E_y, B_z, B_z - E_y$, в единицах a_0) в зависимости от y . Параметры: $t = 24 \lambda/c, a_0 = 32, \theta = 15^\circ$. Значения полей усреднены по x в области $24\lambda \leq x \leq 28\lambda$. Положение мишени схематически показано на верхнем рисунке. 89
- 3.9 Спектры электронов при параметрах, аналогичных рис. 3.6 (б) ($a_0 = 16, \theta = 9^\circ$) и меняющейся концентрации предплазмы n_{pp} . Внутренний график показывает зависимость полного заряда электронных сгустков от концентрации предплазмы. 92
- 3.10 Энергия синхротронного излучения электронов (в пр. ед.) в зависимости от их начальной координаты, аналогично 3.4. Слева $\theta = 6^\circ$, справа $\theta = 15^\circ$ 97

- 3.11 Спектры гамма-квантов в численном моделировании при разных значениях угла скользящего падения θ 98
- 3.12 Зависимость энергии синхротронного излучения электронов от угла скользящего падения θ в модели и в численном РС-моделировании. В случае РС-моделирования энергия нормирована на энергию лазерного импульса; в случае модели нормировка произвольная. 99
- 3.13 Распределение энергии гамма-излучения по координате y точки, где был рожден каждый фотон, в численном РС-моделировании при $\theta = 6^\circ$. Мишень располагается при $0.5 \leq y/\lambda \leq 1$ 100
- 4.1 Схема взаимодействия лазерного импульса с микроструктурированной мишенью с прямоугольными выступами на поверхности. 104
- 4.2 Области фазового пространства, соответствующие захвату электронов и бесконечному ускорению, для $a_0 = 1$. Красным цветом показана область бесконечного ускорения в положительном направлении оси x , синим — в отрицательном. 106
- 4.3 Зависимость конечного импульса электронов от начального импульса и начальной координаты после 10 периодов внешнего поля, для $a_0 = 1$. 107
- 4.4 Сверху — распределение концентрации электронов (зеленым) и плотности электромагнитной энергии (красным) в момент времени $t = 8\lambda/c$ в численном моделировании. Снизу — распределение наиболее высокоэнергетических электронов в плоскости xy тот же момент времени, видно формирование ускоренных электронных ступок. Цветом показана величина лоренц-фактора электронов. . . . 108
- 4.5 Распределения плотности энергии электромагнитного поля w и концентрации электронов n_e в типичном численном моделировании в разные моменты времени. Интенсивность лазерного поля $I = 1.13 \times 10^{22}$ Вт/см², концентрация электронов в мишени составляет $300 n_{cr}$ 111

- 4.6 Спектры фотонов и электронов при $t = 12 \lambda/c$ в счетах с плоской мишенью и структурированной мишенью с различными Δx . Общие параметры всех расчетов: $a_0 = 64$, $\Delta y = 0.5 \lambda$, $\Lambda_g = \lambda$ 113
- 4.7 Диаграммы направленности гамма-лучей в плоскости xy в случае структурированной мишени с $\Delta x = \Delta y = 0.5 \lambda$ (а), структурированной мишени с $\Delta x = 0.1 \lambda$, $\Delta y = 0.5 \lambda$ (b) и плоской мишени (с). $\varphi = 0$ соответствует направлению оси x , $\varphi = \pi/2$ — направление оси y 114
- 4.8 Доля поглощенной лазерной энергии κ_{absorp} и доля лазерной энергии, преобразованной в жесткие фотоны $\eta_{photons}$ при (а) фиксированной ширине выступов $\Delta x = 0.5 \lambda$ и переменной их высоте Δy , и при (b) фиксированной $\Delta y = 0.5 \lambda$ и переменной Δx . Амплитуда лазерного поля $a_0 = 64$ 116
- 4.9 Зависимость доли поглощенной лазерной энергии κ_{absorp} и доли лазерной энергии, преобразованной в жесткие фотоны, $\eta_{photons}$ от пространственного периода структуры Λ_g при (а) фиксированном $\Delta x = 0.1 \lambda$ и переменном Λ_g , и при (b) соотношении $\Delta x = 0.2 \Lambda_g$. Высота выступов Δy составляет 0.5λ 117
- 4.10 Доля поглощенной лазерной энергии κ_{absorp} и доля лазерной энергии, преобразованной в жесткие фотоны $\eta_{photons}$ в зависимости от лазерной амплитуды a_0 118
- 4.11 (а)–(с) Траектории электронов, где цветом показан лоренц-фактор $\gamma(x,y)$, между $t = 10 \lambda/c$ и $t = 12 \lambda/c$, в случае плоской мишени (а), мишени с $\Delta x = 0.1 \lambda$ (b), и мишени с $\Delta x = 0.5 \lambda$ (с). (d)–(f) Траектории электронов, где цветом обозначен квантовоэлектродинамический параметр χ (характеризующий вероятность излучения гамма-фотонов) для тех же мишеней. 125

4.12 Распределение энергии гамма-лучей ($d(\gamma N_{ph})/d\varphi dy$, в пр.ед.) по углу излучения φ и y -координаты точки, в которой был излучен каждый фотон в численном моделировании. Распределения построены для двух микроструктурированных мишеней (с $\Delta x = 0.5 \lambda$ и $\Delta x = 0.1 \lambda$) и плоской мишени. Выступы мишени занимают области между $y = 2.5 \lambda$ и $y = 3 \lambda$, поверхность подложки располагается при $y = 2.5 \lambda$. 126

Список таблиц

- 1 Средние (в среднеквадратичном смысле) значения электрического и магнитного полей в области между выступами мишени в численном моделировании, усредненные по одному лазерному периоду. В случае плоской мишени пространственное усреднение выполнялось по прямоугольной области с размерами $x \times y = \lambda \times 0.5 \lambda$ около поверхности. 127