

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

**НАУЧНЫЙ ДОКЛАД
ОБ ОСНОВНЫХ РЕЗУЛЬТАТАХ ПОДГОТОВЛЕННОЙ
НАУЧНО-КВАЛИФИКАЦИОННОЙ РАБОТЫ (ДИССЕРТАЦИИ)**

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

Аспирант: Серебряков Дмитрий Андреевич

(подпись аспиранта)

**Научный руководитель: Костюков И.Ю.,
д.ф.-м.н., профессор, зав. отд. 330 ИПФ РАН**

(подпись научного руководителя)

Направление подготовки:

03.06.01 Физика и астрономия

Направленность (профиль) подготовки:

01.04.08 Физика плазмы

Форма обучения: очная

Общая характеристика работы

Актуальность темы. В последнее десятилетие в связи с развитием лазерной технологии фемтосекундные лазеры 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 лазерных импульсов петаваттного уровня мощности, может почти мгновенно ионизировать твердотельные мишени, а динамика заряженных частиц в лазерном и плазменном полях с амплитудами до 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, нагрев мишени и генерация горячих (релятивистских) электронов, ускорение ионов, генерация высокоэнергетических нейтронов, получение экстремальных магнитных полей, генерация рентгеновского тормозного излучения, генерация жесткого рентгеновского и гамма-излучения по синхротронному механизму. 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 [2], при котором лазерный импульс нормально падает на плоскую мишень твердотельной 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 [3], 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 [3; 4], от пространственного масштаба неоднородности плазмы [5] или от наличия микроструктур на поверхности [6; 7]. 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 в связи с прогрессом в микро- и нанотехнологиях стало возможным изготавливать твердотельные микроструктуры с заданными размерами с высокой точностью, что позволяет оптимизировать конфигурацию электромагнитного поля вблизи поверхности мишени при лазерно-твердотельном 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, а также стремления к росту междисциплинарного взаимодействия в различных областях науки, в том числе в физике.

Целью данной работы является 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 ступков 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 твердотельной 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 твердотельную 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 взаимодействии 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, которая учитывает 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 пучков 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 пучка. 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. Область фазового пространства, соответствующая захвату и ускорению электронов при взаимодействии лазерного импульса с твердотельной мишенью с периодическими микроструктурами прямоугольного профиля на поверхности, увеличивается с ростом начальной энергии электронов и амплитуды лазерного поля.
5. 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 19 печатных изданиях, 6 из которых изданы в периодических научных журналах, индексируемых Web of Science и Scopus [A1—A6], 13 — в тезисах докладов [A7—A19]

Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, формулируется цель, ставятся задачи работы, излагается научная новизна и практическая значимость представляемой работы, формулируются положения, представляемые на защиту, обосновывается достоверность полученных результатов, а также приводятся данные об апробации работы, личном вкладе автора и количестве публикаций по теме диссертации. Также во введении приводится обзор литературы.

Первая глава посвящена рассмотрению динамики электронного слоя, возникающего при взаимодействии релятивистского лазерного импульса петаваттного уровня мощности (с интенсивностью $I \sim 10^{21}$ – 10^{23} Вт/см² при узкой фокусировке) с мишенью из закритической плазмы твердотельной плотности. Важным параметром, описывающим характер динамики электронов в лазерном поле, является безразмерная амплитуда лазерного поля $a_0 = eE/(mc\omega)$

$= \sqrt{I / 2.75 \times 10^{18}} \lambda_{\mu m}$ (где I выражается в Вт/см², а λ — в микрометрах). При взаимодействии лазерного импульса с плазмой типичный Лоренц-фактор электронов по порядку величины равен a_0 . Таким образом, в лазерных полях рассматриваемой интенсивности электроны в плазме являются сильно релятивистскими, а рассмотрение их динамики должно учитывать реакцию синхротронного излучения. Если концентрация плазмы больше релятивистской критической (релятивистская критическая концентрация выражается как $n_{cr\ rel} = a_0 n_{cr}$), на границе плазменного слоя формируется тонкий электронный слой, который эффективно отражает падающую волну. В случае нормально падающего линейно-поляризованного импульса данный слой периодически смещается в направлении, перпендикулярном поверхности, а ионы за счет значительно большей массы остаются почти неподвижными. Данный процесс был описан в модели «релятивистской электронной пружины» [8—10] преимущественно с целью генерации высоких гармоник лазерного излучения, однако, рассматривались не сильно релятивистские интенсивности лазерного поля, при которых сила реакции излучения оказывается пренебрежимо мала. Однако, при росте a_0 до величин порядка 100 сила реакции излучения уже начинает забирать существенную долю энергии электрона на периоде лазерного поля.

В данной главе была предложена модель динамики электронного слоя в режиме «релятивистской электронной пружины», учитывающая силу реакции излучения, а также на ее основе был найден Лоренц-фактор электронов в слое в зависимости от времени. В конечном счете это позволило найти диаграмму направленности излученных гамма-квантов (в рамках главы 2). Результаты, полученные с помощью модели, были сравнены с результатами трехмерного численного моделирования методом «частиц в ячейках». Сравнение показало, что в численном моделировании электроны не находятся в слое на протяжении более нескольких лазерных периодов и покидают слой, проникая вглубь плазмы, однако коллективная динамика электронов хорошо описывается моделью. Зависимость Лоренц-фактора слоя от времени также соответствует модели, но его величина оказывается несколько ниже из-за покидания высокоэнергетическими электронами слоя.

Также с помощью численного моделирования была проанализирована зависимость коэффициента поглощения лазерной энергии от интенсивности лазерного импульса и концентрации плазмы. Моделирование показало, что модель лучше всего описывает динамику электронного слоя, если $1 < S \lesssim 1.9$, где $S = n_0/a_0 = n_e(a_0 n_{cr})^{-1}$ — релятивистский параметр подобия [11]. При больших значениях S процесс формирования приповерхностного слоя в численном моделировании становится сильно отличающимся от модели, в частности, большая часть электронов слоя находятся в нем только половину лазерного период, а затем покидают слой со значительной энергией. При значениях $S < 1$ приповерхностный слой вообще не формируется, так как в данной области параметров плазма оказывается релятивистски прозрачной для плазмы [12].

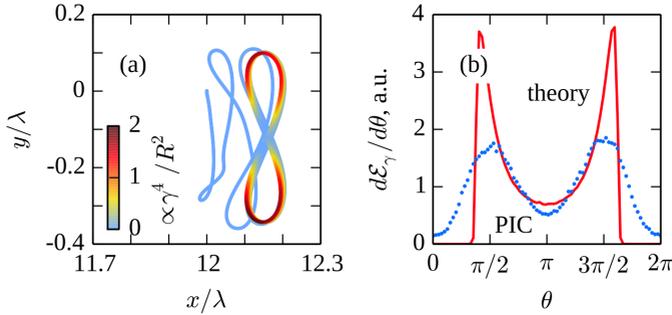


Рис. 0.1 — (а) Траектория электронного слоя из модели для $a_0 = 240$, $n_0 = n_e/n_{cr} = 320$. Цветом отмечена интенсивность синхротронного излучения электронов в произвольных единицах. (б) Диаграмма направленности гамма-излучения в плоскости поляризации лазерного импульса из модели (сплошными линиями) и PIC-моделирования (точками) для тех же параметров. $\theta = 0$ соответствует направлению распространения лазерного импульса.

Основная часть результатов, изложенных в данной главе, опубликована в статье [A1].

Вторая глава посвящена исследованию генерации синхротронного гамма-излучения при взаимодействии лазерных импульсов с интенсивностью порядка 10^{22} – 10^{23} Вт/см² с мишенями из плазмы, имеющей закритическую концентрацию. При таких интенсивностях в описанном выше режиме «релятивистской электронной пружины» релятивистская динамика электронов поверхностного слоя приводит к эффективной генерации жестких фотонов. При этом излучение является сильно сколламированным в два узких пучка, расположенные в плоскости поляризации лазерного импульса [13]. Разработанная в рамках главы 1 модель динамики электронного слоя позволила теоретически рассчитать мощность излучения фотонов на каждом участке траектории (см. рис. 0.1 (а)). Это дало возможность вычислить диаграмму направленности гамма-квантов и сравнить с трехмерным численным моделированием (рис. 0.1 (б)). Можно заметить, что модель хорошо описывает положения пиков диаграммы направленности, но в численном моделировании пики являются более размытыми, что обусловлено отличиями траекторий индивидуальных электронов от предположений модели (в частности, толщина электронного слоя в моделировании не бесконечно мала, и электроны имеют некоторый разброс по скоростям). Также было проведено сравнение зависимостей эффективности генерации гамма-излучения (доли энергии лазерного импульса, преобразованного в гамма-кванты) от параметра a_0 в модели и численном моделировании. Результаты показали, что при $a_0 \sim 200$ обе зависимости имеют сходный вид (близки с точностью до нормировки), а абсолютное значение эффективности генерации в модели завышается, поскольку модель не учитывает постоянную

потерю слоев высокоэнергетических электронов (которая наблюдается в численном моделировании) и, следовательно, меньшую энергию электронного слоя по сравнению с моделью.

Также в рамках данной главы исследована зависимость эффективности генерации гамма-излучения в численном моделировании от концентрации плазмы и угла падения лазерного импульса. Показано, что при интенсивности лазерного излучения в 1.33×10^{23} Вт/см² максимум эффективности генерации достигается при угле падения в 30° и концентрации около $100 n_{cr}$. При этом как при увеличении, так и при уменьшении угла падения оптимальная концентрация плазмы уменьшается. Диаграмма направленности гамма-излучения в случае наклонного падения становится сильно несимметричной, а при увеличении угла падения до 60–65° приобретает вид коллимированного пучка излучения вдоль поверхности. Данный режим (режим скользящего падения) более подробно рассмотрен в главе 3.

Кроме этого, в данной главе также исследовано влияние наличия градиента концентрации плазмы на эффективность генерации гамма-лучей и поглощение лазерной энергии при наклонном падении лазерного импульса на плоский плазменный слой. Выявлено существование оптимального пространственного масштаба неоднородности концентрации плазмы, при превышении которого оптимальным с точки зрения эффективности генерации становится режим нормального падения (тогда как при меньшей толщине неоднородной области оптимальный угол падения равен, как и в случае плоской мишени, приблизительно 30°).

Результаты, изложенные в данной главе, опубликованы в статьях [A2–A4].

Третья глава посвящена рассмотрению режима скользящего падения релятивистского лазерного импульса на плоскую твердотельную мишень с точки зрения получения ускоренных электронных ступок и пучков гамма-квантов. Данный режим соответствует углам падения лазерного импульса, приближающимся к 90° (т.е. угол между направлением распространения лазерного импульса и поверхностью является малым). При отражении *p*-поляризованного лазерного импульса от поверхности возле нее может формироваться структура поля, которая представляет из себя стоячую волну в направлении, перпендикулярном поверхности, и бегущую волну в направлении вдоль поверхности, причем фазовая скорость бегущей волны несколько выше скорости света. Если тестовый электрон находится в данной структуре поля на расстоянии $\lambda/(4 \cos \theta)$ от поверхности (где $\theta \approx 90^\circ$ — угол падения лазерного импульса) и его импульс имеет только компоненту в направлении фазовой скорости бегущей волны, то на него не будет действовать поперечная сила, а при определенном начальном положении продольная сила будет способствовать ускорению электрона в направлении бегущей волны. Поскольку рассматривается релятивистское поле, электрон очень быстро приобретает скорость, близкую к скорости света, и поэтому оказывается в синхронизме с волной на протяжении большого числа периодов. В результате электрон теоретически может достичь максимальной

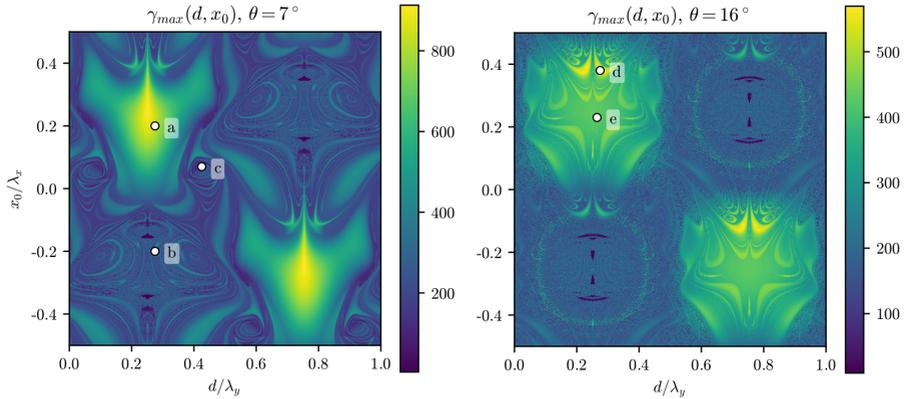


Рис. 0.2 — Распределение максимального Лоренц-фактора электронов $\gamma_{max}(d, x_0)$ в зависимости от начальных координат тестовых электронов в численной модели приповерхностного ускорения электронов в режиме скользящего падения при $a_0 = 16$ и $\theta = 7^\circ$ (сверху) и $\theta = 16^\circ$ (снизу). энергии

$$\varepsilon_{max}(\theta) \approx mc^2 \frac{4a_0 \sin \theta}{1 - \cos \theta}, \quad (1)$$

где mc^2 — энергия покоя электрона.

Если же начальное положение электрона отличается от «идеального», соответствующего максимальному ускорению, то на него могут в том числе действовать поперечные силы, смещающие электрон в область более слабого продольного (ускоряющего) электрического поля. Однако теоретически показано, что действие поперечного электрического поля при ультрарелятивистском движении подавляется магнитным полем, и по поперечной координате электрон может находиться в ускоряющей фазе поля вплоть до момента дефазировки по продольному полю. Поэтому устойчивое ускорение может реализовываться для широкого диапазона начальных условий электронов. Численное интегрирование траекторий пробных частиц в описанной структуре поля также подтвердило данный результат (см. рис. 0.2).

Также в данной главе представлены результаты трехмерного численного моделирования, где учитывается влияние таких эффектов, как дефокусировка лазерного импульса, наличие плазменных полей, неидеальность отражения лазерного импульса от поверхности и т.д. В моделировании, как и в модели, наблюдается формирование ускоренных электронных сгустков, локализованных на расстоянии $\lambda/(4 \cos \theta)$ от поверхности (в области, где поперечное электрическое поле минимально, а продольное поле достигает максимума). Это подтверждает возможность реализации рассмотренного в модели механизма ускорения в условиях, приближенным к условиям реальных экспериментов. Зависимость максимальной энергии электронов от угла скользящего падения

качественно соответствует модели, однако абсолютное значение максимального Лоренц-фактора электронов в моделировании приблизительно в 2 раза ниже, в основном из-за отличия структуры отраженного поля от модельного (в отраженной волне присутствуют гармоники лазерной частоты) и дефокусировки лазерного импульса. Полный заряд ускоренного электронного сгустка в моделировании достигает десятков нКл, что приблизительно на 2 порядка выше, чем в настоящий момент достигнуто на лазерных ускорителях на основе плазменной волны [14]. Также было показано, что наличие предплазмы с концентрацией до $1 n_{cr}$ возле поверхности позволяет дополнительно увеличить и максимальную энергию, и полный заряд электронного сгустка. При этом оптимальная концентрация предплазмы с точки зрения максимальной энергии и заряда сгустка составляет около $0.1-0.3 n_{cr}$. Кроме этого, численное моделирование показало повышение эффективности генерации синхротронного гамма-излучения при уменьшении угла между направлением распространения лазерного импульса и поверхностью при лазерно-плазменном взаимодействии в режиме скользящего падения.

Основная часть результатов, изложенных в данной главе, представлена в статье [A5].

В **четвертой главе** рассматривается взаимодействие релятивистских линейно-поляризованных лазерных импульсов с твердотельными мишенями, имеющими периодические субмикронные структуры прямоугольного профиля на поверхности. Одна из рассмотренных задач заключается в приповерхностном ускорении электронов линейно-поляризованным лазерным импульсом, нормально падающим на микроструктурированную мишень. Если период микроструктур равен длине волны лазерного излучения, а направление бороздок микроструктур перпендикулярно направлению электрического поля лазера, то возможно резонансное ускорение электронов в соответствии с механизмом, описанным в статье [15] для последовательности лазерных импульсов. При этом электрон поочередно пролетает через «вакуумную» область, где присутствует продольное по отношению к траектории электрона ускоряющее лазерное поле, и через выступы микроструктуры (при пролете сквозь них энергия электрона практически не меняется, т.е. тормозящая фаза поля эффективно экранируется выступами микроструктуры).

В рамках одномерной модели в ультрарелятивистском приближении было найдено условие захвата электрона в ускоряющую фазу поля в зависимости от начального импульса электрона p_0 и начальной фазы (безразмерной координаты) ϕ_0 :

$$|\sin \phi| = \left| \sin \phi_0 - \frac{\pi}{2a_0 p_0} \right| \leq 1 \quad , \quad (2)$$

из чего можно сделать вывод, что при увеличении начальной энергии электронов диапазон начальных координат, для которых происходит захват и бесконечное резонансное ускорение, увеличивается. На рис. 0.3 (слева) показана форма

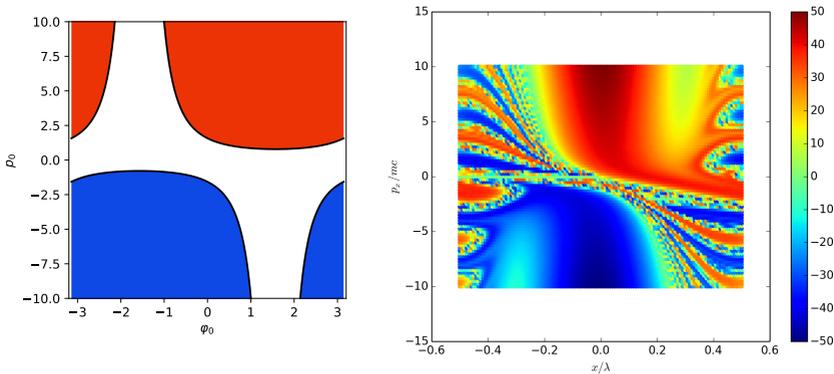


Рис. 0.3 — Слева — области фазового пространства, соответствующие захвату электронов и бесконечному ускорению, для $a_0 = 1$. Красным цветом показана область бесконечного ускорения в положительном направлении оси x , синим — в отрицательном. Справа — зависимость конечного импульса электронов от начального импульса и начальной координаты после 10 периодов внешнего поля, для $a_0 = 1$.

областей захвата в рамках модели в координатах (ϕ_0, p_0) . Также было выполнено численное интегрирование одномерных уравнений движения, и на рис. 0.3 (справа) можно увидеть зависимость конечного импульса электронов от начальной координаты и импульса; можно видеть, что форма областей наиболее эффективного ускорения приближенно соответствует модели, использующей ультррелятивистское приближение. Кроме этого, было выполнено трехмерное численное моделирование процесса ускорения электронного пучка по описанному выше механизму вблизи поверхности структурированной мишени, облучаемой лазерным импульсом с широким фронтом. Результаты моделирования показали возможность реализации рассмотренного процесса ускорения, а также захвата пучка ускоренных электронов поперечным полем и стабилизации их по поперечной координате (что не учитывалось в одномерной модели).

Также в рамках данной главы с помощью численного моделирования была показана возможность эффективной генерации гамма-излучения при взаимодействии лазерного импульса петаваттного уровня мощности с микроструктурированной мишенью с выступами прямоугольного профиля на поверхности, а также найдены оптимальные размеры выступов с точки зрения повышения эффективности генерации жестких фотонов. Наибольшая эффективность в моделировании достигалась при высоте выступов около 0.5λ и их ширине 0.1λ , расположенных на поверхности с периодом порядка длины волны лазера. Значение максимальной эффективности генерации равнялось 0.92% , что более чем на порядок выше, чем в случае плоской мишени (лазерный импульс во всех случаях имел интенсивность 1.13×10^{22} Вт/см²). Анализ траекторий электронов в численном моделировании позволил определить, что большая часть

гамма-квантов в случае структурированной мишени с узкими выступами (с их шириной 0.1λ) генерируется вблизи поверхности подложки, а источником излучающих электронов служат стенки выступов микроструктуры, на поверхности которых присутствует сильная компонента электрического лазерного поля. При увеличении ширины выступов до 0.5λ электрическое поле менее эффективно проникает между ними, в результате чего количество и средняя энергия высокоэнергетических электронов снижаются. При этом гамма-излучение начинает генерироваться преимущественно с наиболее отдаленной от подложки части выступов, а эффективность его генерации уменьшается приблизительно в 2 раза по сравнению с наиболее оптимальным случаем.

Результаты исследования генерации гамма-излучения при взаимодействии лазерных импульсов со структурированными мишенями опубликованы в статье [А6].

В **заключении** приведены основные результаты работы, которые 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 механизма ускорения в условиях, приближенных к реалистичным. Найдена

- оптимальная концентрация предплазмы с точки зрения максимального заряда и энергии ускоренного электронного сгустка.
5. Разработана модель захвата и резонансного ускорения электронов вблизи мишени с периодическими структурами прямоугольного профиля на поверхности. Показано, что при увеличении начальной энергии электронов и интенсивности лазерного импульса область начальных условий, при которых возможен захват, увеличивается. Продемонстрирована возможность ускорения электронного сгустка по описываемому механизму при взаимодействии лазерного импульса с широким фронтом с твердотельной микроструктурированной мишенью.
 6. 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%.

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. Гергеля. — 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 скользящем 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.

Список литературы

1. Petawatt class lasers worldwide / C. Danson [и др.] // High Power Laser Science and Engineering. — 2015. — Т. 3. — е3.
2. Energy partition, γ -ray emission, and radiation reaction in the near-quantum electro-dynamical regime of laser-plasma interaction / L. L. Ji [и др.] // Physics of Plasmas. — 2014. — Т. 21, № 2. — URL: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/pop/21/2/10.1063/1.4866014>.
3. Absorption of short laser pulses on solid targets in the ultrarelativistic regime / Y. Ping [и др.] // Physical review letters. — 2008. — Т. 100, № 8. — С. 085004.
4. *Bourdier, A.* Oblique incidence of a strong electromagnetic wave on a cold inhomogeneous electron plasma. Relativistic effects / A. Bourdier // Physics of Fluids. — 1983. — Т. 26, № 1804.
5. High-Power Gamma-Ray Flash Generation in Ultraintense Laser-Plasma Interactions / T. Nakamura [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Май. — Т. 108, № 19. — С. 195001. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.195001>.
6. Short pulse laser interaction with micro-structured targets: simulations of laser absorption and ion acceleration / O. Klimo [и др.] // New Journal of Physics. — 2011. — Т. 13, № 5. — С. 053028.
7. Enhanced relativistic laser-plasma coupling utilizing laser-induced micromodified target / K. Ivanov [и др.] // Laser Physics Letters. — 2015. — Т. 12, № 4. — С. 046005.
8. Ultrarelativistic nanoplasmonics as a route towards extreme-intensity attosecond pulses / A. A. Gonoskov [и др.] // Phys. Rev. E. — 2011. — Т. 84. — С. 046403.
9. Plasma surface dynamics and smoothing in the relativistic few-cycle regime / S. G. Rykovanov [и др.] // New Journal of Physics. — 2011. — Т. 13, № 2. — С. 023008. — URL: <http://iopscience.iop.org/1367-2630/13/2/023008>.

10. Gamma-ray generation in ultrahigh-intensity laser-foil interactions / E. N. Nerush [и др.] // *Physics of Plasmas*. — 2014. — Т. 21. — С. 013109.
11. *Gordienko, S.* Scalings for ultrarelativistic laser plasmas and quasimonoenergetic electrons / S. Gordienko, A. Pukhov // *Physics of Plasmas*. — 2005. — Т. 12. — С. 043109.
12. Threshold of induced transparency in the relativistic interaction of an electromagnetic wave with overdense plasmas / F. Cattani [и др.] // *Physical Review E*. — 2000. — Т. 62, № 1. — С. 1234.
13. Energy partition, γ -ray emission, and radiation reaction in the near-quantum electrodynamic regime of laser-plasma interaction / L. Ji [и др.] // *Physics of Plasmas*. — 2014. — Т. 21, № 2. — С. 023109.
14. *Esarey, E.* Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators / E. Esarey, C. Schroeder, W. Leemans // *Reviews of modern physics*. — 2009. — Т. 81, № 3. — С. 1229.
15. Coherent acceleration by laser pulse echelons in periodic plasma structures / A. Pukhov [и др.] // *The European Physical Journal Special Topics*. — 2014. — Май. — Т. 223, № 6. — С. 1197—1206. — URL: <https://doi.org/10.1140/epjst/e2014-02173-3>.