

СЕРЕБРЯКОВ Дмитрий Андреевич

**ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОННЫХ СТРУКТУР  
И ГЕНЕРАЦИЯ ФОТОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ  
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНОГО  
ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
С ЗАКРИТИЧЕСКОЙ ПЛАЗМОЙ**

СЕРЕБРЯКОВ Дмитрий Андреевич

**ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОННЫХ СТРУКТУР  
И ГЕНЕРАЦИЯ ФОТОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ  
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
С ЗАКРИТИЧЕСКОЙ ПЛАЗМОЙ**

А в т о р е ф е р а т

01.04.08 — физика плазмы

Автореферат  
диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Подписано к печати 14.10.2019 г.  
Формат 60×90/16. Усл. печ. л. 1.25.  
Тираж 100 экз. Заказ № 76(2019).

Отпечатано в типографии Института прикладной физики РАН,  
603950, г. Н. Новгород, ул. Ульянова, 46

Нижний Новгород — 2019

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном научном учреждении «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» (ИПФ РАН).

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, член-корр. РАН  
**Костюков Игорь Юрьевич**

Официальные оппоненты: **Брантов Андрей Владимирович**,  
доктор физико-математических наук,  
Федеральное государственное бюджетное учреждение  
науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской  
академии наук,  
ведущий научный сотрудник;

**Савельев-Трофимов Андрей Борисович**,  
доктор физико-математических наук, профессор,  
Федеральное государственное бюджетное образовательное  
учреждение высшего образования «Московский  
государственный университет имени М. В. Ломоносова»,  
физический факультет, отделение радиофизики,  
профессор по кафедре общей физики и волновых процес-  
сов.

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение  
науки Институт общей физики им. А. М. Прохорова Рос-  
сийской академии наук

Защита состоится \_\_\_ декабря 2019 г. в 15:00 на заседании диссертационно-  
го совета Д 002.069.02 при ИПФ РАН по адресу: 603950, г. Нижний Новгород,  
БОКС-120, ул. Ульянова, 46.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИПФ РАН, а также на сайте  
ИПФ РАН: <https://ipfran.ru/training/sovvet/dissertations>.

Отзывы на автореферат в двух экземплярах, заверенные печатью учрежде-  
ния, просьба направлять по адресу: 603950, г. Нижний Новгород, БОКС-120,  
ул. Ульянова, 46, ученому секретарю диссертационного совета Д 002.069.02.

Автореферат разослан \_\_\_\_\_ 2019 года.

Ученый секретарь  
диссертационного совета Д 002.069.02  
доктор физико-математических наук



Э. Б. Абубакиров

15. Energy partition,  $\gamma$ -ray emission, and radiation reaction in the near-quantum electrodynamic regime of laser-plasma interaction / L. L. Ji [и др.] // Phys. Plasmas. — 2014. — Т. 21, № 2.
16. 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.
17. 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.
18. High-Power Gamma-Ray Flash Generation in Ultraintense Laser-Plasma Interactions / T. Nakamura [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Т. 108, № 19. — С. 195001.
19. 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.
20. Ultrarelativistic nanoplasmonics as a route towards extreme-intensity attosecond pulses / A. A. Gonoskov [и др.] // Phys. Rev. E. — 2011. — Т. 84. — С. 046403.
21. Gordienko, S. Scalings for ultrarelativistic laser plasmas and quasimonoenergetic electrons / S. Gordienko, A. Pukhov // Phys. Plasmas. — 2005. — Т. 12. — С. 043109.
22. 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.
23. 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.
24. 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.
25. 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.
26. 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.

## Список литературы

1. Petawatt class lasers worldwide / C. Danson [и др.] // High Power Laser Sci. Eng. — 2015. — Т. 3. — e3.
2. Corkum, P. B. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization / P. B. Corkum // Phys. Rev. Lett. — 1993. — Т. 71, № 13. — С. 1994.
3. Krueer, W. J×B heating by very intense laser light / W. Krueer, K. Estabrook // Phys. Fluids. — 1985. — Т. 28, № 1. — С. 430—432.
4. Brunel, F. Not-so-resonant, resonant absorption / F. Brunel // Phys. Rev. Lett. — 1987. — Т. 59, № 1. — С. 52.
5. 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.
6. 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.
7. Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids / R. Snavely [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2000. — Т. 85, № 14. — С. 2945.
8. Laser acceleration of quasi-monoenergetic MeV ion beams / B. M. Hegelich [и др.] // Nature. — 2006. — Т. 439, № 7075. — С. 441.
9. Macchi, A. A femtosecond neutron source / A. Macchi // Appl. Phys. B. — 2006. — Т. 82, № 3. — С. 337—340.
10. 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.
11. Hard x-ray production from high intensity laser solid interactions / M. Perry [и др.] // Rev. Sci. Instrum. — 1999. — Т. 70, № 1. — С. 265—269.
12. High-resolution multi-MeV x-ray radiography using relativistic laser-solid interaction / C. Courtois [и др.] // Phys. Plasmas. — 2011. — Т. 18, № 2. — С. 023101.
13. High-Resolution  $\gamma$ -Ray Radiography Produced by a Laser-Plasma Driven Electron Source / Y. Glinec [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2005. — Т. 94. — С. 025003.
14. 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.

## Общая характеристика работы

**Актуальность темы.** В последнее десятилетие в связи с развитием лазерной технологии фемтосекундные лазеры субпеттаваттного и петтаваттного уровня мощности появились в большом числе лабораторий по всему миру, в том числе в России [1]. Лазерное излучение с интенсивностью до  $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>, которое может быть получено путем фокусировки петтаваттных лазерных импульсов, способно 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], нагрев мишени и генерация горячих (релятивистских) электронов [3—5], ускорение электронов в плазменной волне [6], ускорение ионов [7; 8], генерация нейтронов [9], получение экстремальных магнитных полей [10], генерация рентгеновского тормозного излучения [11; 12], генерация синхротронного жесткого рентгеновского и гамма-излучения в сильном лазерном поле [13; 14]. Использование интенсивного лазерного излучения для ускорения частиц рассматривается перспективным, поскольку лазерные установки значительно компактнее, чем, к примеру, широко используемые синхротроны или линейные ускорители. Также генерация гамма-квантов при помощи лазерно-плазменного взаимодействия, в отличие от генерации гамма-лучей при помощи распада изотопов, позволяет получить более контролируемый источник излучения 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 жестких фотонов. В частности, согласно результатам численного моделирования [15], 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/см<sup>2</sup> эффективность преобразования лазерного излучения в гамма-кванты увеличивается более чем на порядок, с  $\mathcal{E} \approx 0.15\%$  до  $\approx 2\%$ . Согласно экспериментальным результатам [16], 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 [16; 17], от пространственного масштаба неоднородности плазмы [18] или от наличия микроструктур на поверхности [19]. 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 гамма-квантов при взаимодействии релятивистского лазерного импульса с плоской мишенью твердотельной плотности. 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 микро-структур на поверхности твердотельных мишеней для эффективной генерации жестких фотонов и ускорения электронов. В последние десятилетия прогресс в микро- и нанотехнологиях сделал возможным производство твердотельных микро-структур 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.

**Целью** данной работы является исследование динамики электронов и излучения электронами жестких фотонов при взаимодействии интенсивных лазерных импульсов с твердотельными 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 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.

- A11. *Серебряков, Д. А.* Повышение эффективности синхротронного  $\gamma$ -излучения при наклонном падении интенсивного лазерного импульса на плоскую мишень / Д. А. Серебряков, Е. Н. 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.
- 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.

## 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.

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 критическую 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  $30^\circ$ .
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  $90^\circ$ .
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

Результаты исследования генерации гамма-лучей при облучении лазерными импульсами структурированных мишеней опубликованы в статье [А6].

**В заключении** приведены основные результаты работы:

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  $90^\circ$ . 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. 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%.

тормозящая фаза поля заэкранирована (если пренебречь столкновениями с ионами).

В рамках одномерной модели в ультррелятивистском приближении было найдено условие захвата электрона в ускоряющую фазу поля в зависимости от начального импульса электрона  $p_0$  и начальной фазы (безразмерной координаты)  $\phi_0$ :  $|\sin \phi| = |\sin \phi_0 - \pi/(2a_0 p_0)| \leq 1$ , из которого следует, что при увеличении начальной энергии электронов диапазон начальных координат, для которых происходит захват и бесконечное резонансное ускорение, увеличивается. На рис. 3 (слева) показана форма областей захвата в рамках модели в координатах  $(\phi_0, p_0)$ . Также было выполнено численное интегрирование одномерных уравнений движения, и на рис. 3 (справа) можно увидеть зависимость конечного импульса электронов от начальной координаты и импульса; заметно, что форма областей наиболее эффективного ускорения приближенно соответствует модели, использующей ультррелятивистское приближение. Результаты трехмерного PIC-моделирования также 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).

Во второй части данной главы с помощью трехмерного PIC-моделирования была показана возможность эффективной генерации гамма-излучения при взаимодействии лазерного импульса петаваттного уровня мощности с микроструктурированной мишенью с выступами прямоугольного профиля на поверхности, расположенными периодически, а также найдены оптимальные размеры выступов с точки зрения повышения эффективности генерации жестких фотонов. Наибольшая эффективность генерации в моделировании достигалась при высоте выступов около  $0.5 \lambda$ , их ширине  $0.1 \lambda$  и периоде порядка  $\lambda$ . 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  $1.13 \times 10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>). Анализ траекторий электронов в численном моделировании позволил определить, что большая часть гамма-квантов в случае структурированной мишени с узкими выступами (с их шириной  $\approx 0.1 \lambda$ ) генерируется вблизи поверхности подложки, а источником излучающих электронов служат стенки выступов микроструктуры, на поверхности которых присутствует сильная поперечная компонента электрического лазерного поля. При увеличении ширины выступов до  $0.5 \lambda$  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.

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 рецензируемых журналах, индексируемых Web of Science и Scopus [A1—A6], 14 — в тезисах докладов [A7—A20]

## 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/см<sup>2</sup> при узкой фокусировке) с мишенью из закритической плазмы твердотельной плотности. Важным параметром, описывающим характер динамики электронов в сильном лазерном поле, является безразмерная амплитуда лазерного поля  $a_0 = eE/(mc\omega) = eE\lambda/2\pi mc^2 = \sqrt{I/2.75 \times 10^{18} \lambda_{\mu m}}$  (где плотность

потока электромагнитной энергии  $I$  выражается в Вт/см<sup>2</sup>, а длина волны лазера  $\lambda$  — в микрометрах;  $m$  и  $e$  — масса и заряд электрона, соответственно, а  $c$  — скорость света). 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 анализ их динамики должен учитывать реакцию синхротронного излучения. Если концентрация плазмы выше релятивистской критической (релятивистская критическая концентрация определяется как  $n_{cr\ rel} = a_0 n_{cr}$ , где  $n_{cr} = \pi m c^2 / (e^2 \lambda^2)$  — критическая концентрация плазмы), на границе плазменного слоя формируется тонкий (по сравнению с  $\lambda$ ) электронный слой, который эффективно отражает падающую волну. В случае нормального падения линейно-поляризованного импульса данный слой осциллирует в направлении, перпендикулярном поверхности, с удвоенной частотой лазерного поля, а ионы за счет значительно большей массы остаются почти неподвижными. Данный процесс был описан в модели «релятивистской электронной пружины» [20] преимущественно с целью генерации высоких гармоник лазерного излучения, однако, рассматривались не сильно релятивистские интенсивности лазерного поля, при которых сила реакции излучения оказывается пренебрежимо мала. Тем не менее, 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 предложена модель динамики электронного слоя в режиме «релятивистской электронной пружины», учитывающая силу реакции излучения. Это в дальнейшем позволило вычислить диаграмму направленности излученных гамма-квантов (в рамках главы 2). Результаты, полученные с помощью модели, были сравнены с результатами полномасштабного трехмерного численного моделирования методом «частиц в ячейках». Сравнение показало, что в численном моделировании электроны не находятся в слое на протяжении более нескольких периодов лазерного поля и покидают слой, проникая вглубь плазмы, однако коллективная динамика электронов хорошо описывается моделью. Зависимость лоренц-фактора слоя от времени также в целом соответствует модели, но его величина оказывается несколько ниже из-за покидания высокоэнергетическими электронами слоя.

Было проведено полномасштабное трехмерное численное моделирование с использованием распространенного метода «частиц в ячейках» (particle-in-cell, PIC), который применяется для приближенного решения уравнения Власова-Больцмана. С помощью моделирования была проанализирована зависимость коэффициента поглощения лазерной энергии от интенсивности лазерного импульса и концентрации плазмы. Показано, 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 [21]. При больших значениях  $S$  процесс

моделировании, как и в модели, наблюдается формирование ускоренных электронных сгустков, локализованных на расстоянии  $\lambda/(4 \sin \theta)$  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 скользкого падения качественно соответствует модели, однако абсолютное значение максимального лоренц-фактора электронов в моделировании приблизительно в 2 раза ниже, в основном из-за дефокусировки лазерного импульса, а также отличия структуры отраженного поля от модельного (в отраженной волне присутствуют гармоники лазерной частоты). 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 [6]. 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  $n_{cr}$ .

Численное моделирование показало, что при уменьшении угла между направлением распространения лазерного импульса и поверхностью при лазерно-плазменном взаимодействии в режиме скользкого падения эффективность генерации синхротронного гамма-излучения повышается. В частности, при  $a_0 = 55$  ( $I = 8.3 \times 10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>) и  $\theta = 6^\circ$  максимальная энергия гамма-фотонов в моделировании равнялась около 150 МэВ, а эффективность генерации гамма-лучей составляла 1%, что в 5 раз выше, чем при той же лазерной интенсивности и  $\theta = 18^\circ$ .

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 релятивистским 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 [26] 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, где



характерного пространственного масштаба неоднородности концентрации плазмы (порядка  $4\lambda$ ), 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  $30^\circ$ .

Результаты, изложенные в данной главе, опубликованы в статьях [A1–A4].

**Третья глава** посвящена рассмотрению режима скользящего падения релятивистского лазерного импульса на плоскую твердотельную мишень с точки зрения получения ускоренных электронных ступков и пучков гамма-квантов. Данный режим соответствует углам падения лазерного импульса, приближающимся к  $90^\circ$ . При отражении  $p$ -поляризованного лазерного импульса от поверхности возле нее может формироваться структура поля, распространяющаяся вдоль поверхности и имеющая фазовую скорость несколько выше скорости света. В случае идеального отражения от поверхности это эквивалентно скрещенным линейно-поляризованным волнам [25]. Если тестовый электрон находится в данной структуре поля на расстоянии  $\lambda/(4 \sin \theta)$  от поверхности (где  $\theta \sim 5\text{--}10^\circ$  — угол между поверхностью и направлением распространения лазерного импульса) и его импульс имеет только компоненту в направлении бегущей волны, то на него не будет действовать поперечная сила, а при определенном начальном положении продольная сила будет способствовать ускорению электрона вдоль поверхности. 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 ходе данного процесса электрон теоретически может достичь максимальной энергии  $\varepsilon_{max}(\theta) \approx mc^2 4a_0 \sin \theta / (1 - \cos \theta)$ .

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 поперечное отклонение начального положения электрона не нарастает вплоть до момента дефазировки по продольной координате (который соответствует набору электроном энергии  $\approx \varepsilon_{max}$ ). Поэтому устойчивое ускорение может реализовываться для широкого диапазона начальных условий электронов. Численное интегрирование траекторий пробных частиц в описанной структуре поля также подтверждает данный результат (см. рис. 2).

Далее представлены результаты трехмерного численного моделирования ускорения электронов в режиме скользящего падения, где учитывается влияние таких эффектов, как дефокусировка лазерного импульса, наличие плазменных полей, неидеальность отражения лазерного импульса от поверхности и т. д. В

формирования приповерхностного слоя в численном моделировании становится сильно отличающимся от модели, в частности, большая часть электронов слоя находится в нем только половину лазерного периода, а затем покидает 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 [22].

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  $10^{22}\text{--}10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup> с мишенями из плазмы, имеющей закритическую концентрацию. При таких интенсивностях в описанном выше режиме «релятивистской электронной пружины» динамика электронов поверхностного слоя приводит к эффективной генерации рентгеновских и гамма-квантов, причем данное излучение является некогерентным, поскольку его характерная длина волны много меньше толщины электронного слоя. Данное излучение является достаточно сильно сколламированным — как показывает численное моделирование, диаграмма направленности представляет из себя два узких пучка, расположенные в плоскости поляризации лазерного импульса [15]. Разработанная в рамках главы 1 модель динамики электронного слоя позволила теоретически рассчитать мощность синхротронного излучения фотонов на каждом участке траектории (см. рис. 1 (а)). Это дает возможность вычислить диаграмму направленности гамма-квантов из модели и сравнить ее с трехмерным численным PIC-моделированием (рис. 1 (b)). 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.

С помощью трехмерного PIC-моделирования исследована зависимость эффективности генерации гамма-излучения в численном моделировании от концентрации плазмы и угла падения лазерного импульса. Показано, что при

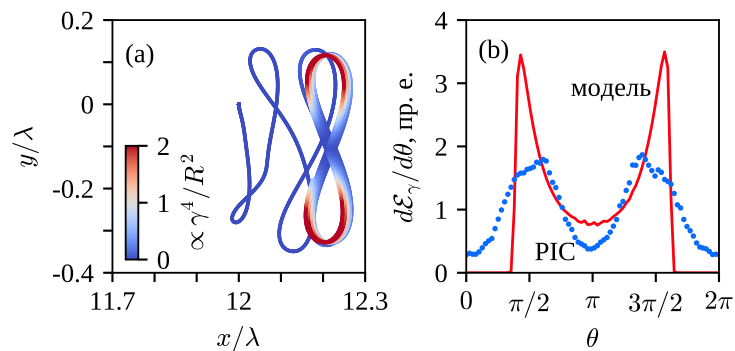


Рис. 1 — (a) Траектория электронного слоя из модели для  $a_0 = 240$ ,  $n_0 = n_e/n_{cr} = 320$ , с интенсивностью синхротронного излучения электронов в произвольных единицах. (b) Диаграмма направленности гамма-излучения в плоскости поляризации лазерного импульса из модели (сплошными линиями) и PIC-моделирования (точками) для тех же параметров.  $\theta = 0$  соответствует направлению распространения лазерного импульса.

интенсивности лазерного излучения в  $1.33 \times 10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup> максимум эффективности генерации достигается при угле падения в  $30^\circ$  и концентрации около  $100 n_{cr} = 0.45 n_{cr,rel}$ . При этом как при увеличении, так и при уменьшении угла падения оптимальная концентрация плазмы уменьшается. Одновременная оптимизация эффективности генерации гамма-излучения и ширины диаграммы направленности (с целью получения наибольшего потока гамма-лучей в выделенном направлении) показывает, что одна из областей оптимума также соответствует углу в  $30^\circ$ , но также существует область углов выше  $60\text{--}65^\circ$ , в которой диаграмма направленности приобретает вид направленного вдоль поверхности коллимированного пучка. В результате, несмотря на не очень высокую интегральную эффективность генерации гамма-лучей по всем направлениям, поток гамма-излучения вдоль поверхности оказывается высоким. Данный режим (режим скользящего падения) более подробно рассмотрен в главе 3.

Кроме этого, в данной главе исследовано влияние наличия градиента концентрации плазмы на эффективность генерации гамма-лучей и поглощение лазерной энергии при наклонном падении лазерного импульса на плоский плазменный слой. В реальных лазерных установках, как правило, имеется предимпульс, который приводит к формированию предплазмы с различной концентрацией и пространственным масштабом, в результате чего свойства взаимодействия лазерного импульса с мишенью могут меняться [23; 24]. С помощью трехмерного численного моделирования выявлено существование

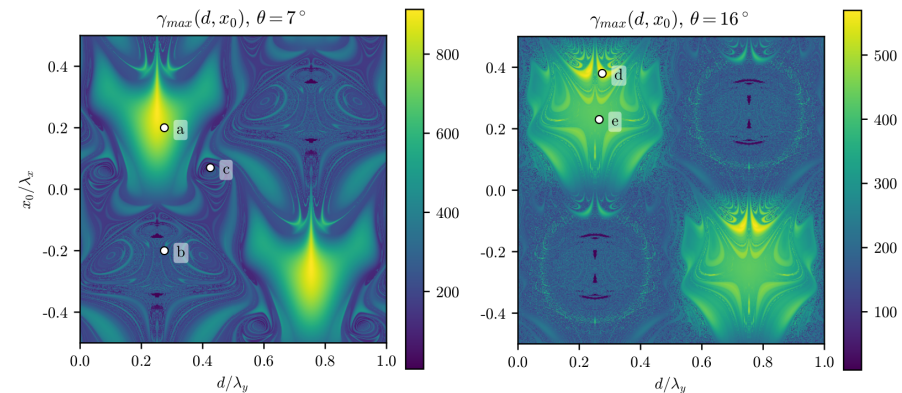


Рис. 2 — Распределение максимального лоренц-фактора электронов  $\gamma_{max}(d, x_0)$  в зависимости от начальных координат тестовых электронов в численной модели приповерхностного ускорения электронов в режиме скользящего падения при  $a_0 = 16$  и  $\theta = 7^\circ$  (сверху) и  $\theta = 16^\circ$  (снизу).

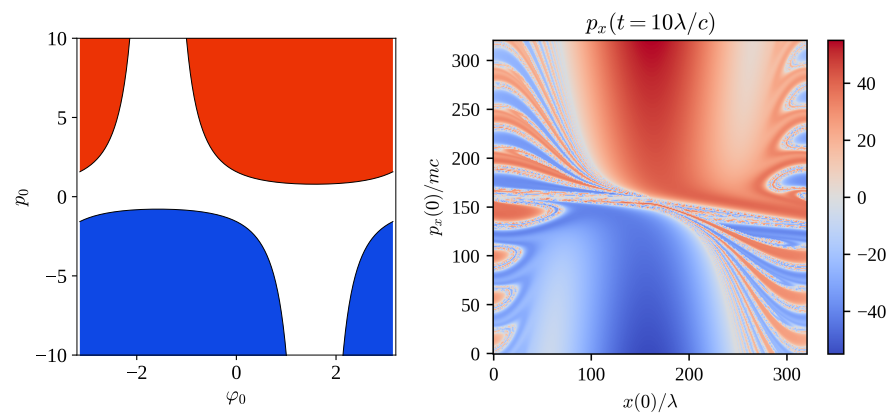


Рис. 3 — Слева — области фазового пространства (закрашенные), соответствующие захвату электронов и бесконечному ускорению, для  $a_0 = 1$ . Справа — зависимость конечного импульса электронов от начального импульса и начальной координаты после 10 периодов внешнего поля, для  $a_0 = 1$ .