

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

На правах рукописи

Цымбалов Иван Николаевич

**Нелинейные плазменные волны и ускорение электронов при
воздействии лазерного излучения релятивистской интенсивности
на плотную плазму**

01.04.21 – Лазерная физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2019

Работа выполнена на кафедре общей физики и волновых процессов физического факультета Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

- Научный руководитель** – ***Савельев-Трофимов Андрей Борисович** – доктор физико-математических наук, профессор*
- Официальные оппоненты** – ***Сергей Александрович Урюпин** – доктор физико-математических наук, физический институт им. П. Н. Лебедева РАН лаборатория теории плазменных явлений, главный научный сотрудник*
- Гусейн-заде Намик Гусейнага оглы** – доктор физико-математических наук профессор, заведующий теоретическим отделом института общей физики им. А.М. Прохорова РАН*
- Кузелев Михаил Викторович** - доктор физ.-мат. наук, кафедра физической электроники физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, профессор*

Защита диссертации состоится « 20 » июня 2019 г. в 17 часов на заседании диссертационного совета МГУ.01.13 Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова по адресу: 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 62, корпус нелинейной оптики, аудитория им. С.А. Ахманова.

Е-mail: diss.sov.31@physics.msu.ru

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций научной библиотеки МГУ имени М.В. Ломоносова (Ломоносовский просп., д. 27) и на сайте ИАС «ИСТИНА»:

<https://istina.msu.ru/dissertations/194933142/>

Автореферат диссертации разослан « » мая 2019 года

Ученый секретарь
Диссертационного совета МГУ.01.13,
Кандидат физико-математических наук

А.А. Коновко.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность исследования. В последние десятилетия лазерно-плазменные ускорители стали способны конкурировать с традиционными радиочастотными, так как достижимые амплитуды ускоряющего поля в плазме на несколько порядков превосходят максимальные поля в ВЧ-резонаторах. Лазерная плазма может быть источником высокоэнергетичных электронов благодаря различным нелинейным механизмам [1]. Наиболее популярный метод генерации пучков электронов с большими энергиями в плазме – это ускорение в кильватерной волне. На данный момент с использованием лазеров петаваттного класса получены пучки с энергией до 8 ГэВ и зарядом десятки пКл [2]. Для многих приложений, таких как задачи ядерной физики и получение изображений в рентгеновском диапазоне, не требуются такие большие энергии, но важно иметь большой (единицы – сотни нКл) заряд электронного пучка. Поставив на пути таких электронов мишень из вещества с большим атомным номером, можно получить тормозное рентгеновское и гамма излучения. В задачах ядерной фотоники гамма излучение используется для исследования фотоядерных реакций [3]. Для этого необходимы энергии 1.7-20 МэВ (в соответствии с порогами таких реакций) и потоки квантов, достаточные для надежной регистрации продуктов реакции при ее небольших сечениях. Задачи получения изображений требуют малого (единицы мкм) размера источника, это необходимо для высокого контраста.

Плотная плазма может быть создана при воздействии интенсивного лазерного излучения на поверхность твердотельной мишени. Существует ряд работ, в которых обсуждалось влияние контраста лазерного излучения на формирование такой плазмы и ускорение в ней электронов [4,5]. От контраста зависит масштаб неоднородности плазмы $L = n_e / \frac{dn_e}{dx}$, где n_e – концентрация электронов, а он, в свою очередь, будет определять

преобладающие механизмы ускорения электронов.

В последние годы многие научные группы исследовали генерацию электронного пучка в направлении отражения лазерного пучка от неоднородной плазмы [6,7]. В этих работах генерируемый пучок имеет большую расходимость (>0.2 рад), что связано с особенностями ускорения электронов лазерным полем после отражения от поверхности мишени [8]. Для формирования коллимированного пучка подходит бетатронное ускорение в плазменном канале [9,10]. Пример реализации бетатронного ускорения в плотной плазме приведен в [11]: лазерное излучение субпикосекундной длительности разбивается на несколько отдельных каналов в протяженной плазме $L \sim 10\lambda_0$ (λ_0 – длина волны лазерного излучения), в результате чего генерируются пучки электронов с энергиями ~МэВ и зарядом в единицы нКл.

В [8] генерация электронных пучков происходила при взаимодействии лазерного импульса с резкой $L < 0.1\lambda_0$ границей плазма-вакуум. При этом источником электронов являются поверхностные волны электронной концентрации. При увеличении протяженности плазмы до $L < 0.5\lambda_0$ вблизи концентрации $\frac{n_c}{4}$ развиваются параметрические неустойчивости, и образующиеся плазменные волны могут быть более эффективным для инжекции в канал источником электронов. Такие неустойчивости подробно изучены для случая взаимодействия наносекундных лазерных импульсов с квазиоднородной плазмой [12,13]. Так же есть ряд работ по возбуждению параметрических неустойчивостей

фемтосекундными импульсами субрелятивистских и релятивистских интенсивностей [14,15], но для случая воздействия фемтосекундных импульсов на плазму $L \sim \lambda_0$ они изучены слабо [16].

Одной из особенностей взаимодействия лазерного излучения с волнами, возникающими вследствие параметрических неустойчивостей, является генерация оптического излучения на частоте $3/2\omega_0$ (ω_0 – центральная частота лазерного излучения) [16,17]. Как было указано выше, для изучения процессов взаимодействия лазерного импульса с плазмой важно знать ее масштаб неоднородности L . Исследование механизмов генерации излучения плазмы на частоте $3/2\omega_0$ необходимо для разработки основанных на измерении параметров гармоник $3/2\omega_0$ и $2\omega_0$ методов диагностики плазмы, позволяющих, среди прочего, оценить L . Преимущество таких методов заключается в том, что они дают информацию о параметре L для плазмы с $n_e < n_c$, что для резких градиентов другими способами сделать затруднительно.

Цель работы состоит в численном и экспериментальном исследовании процессов возбуждения лазерным импульсом субрелятивистской и релятивистской интенсивностей (10^{17} - $5 \cdot 10^{19}$ Вт/см²) в плазме с масштабом неоднородности $L \sim \lambda_0$ волн электронной концентрации и его рассеяния на этих волнах, разработке основанных на этих процессах методик диагностики параметров плазмы, а также в установлении физической картины формирования сгустков быстрых электронов (а также гамма квантов) при взаимодействии фемтосекундного лазерного излучения релятивистской интенсивности с плазмой, имеющей масштаб неоднородности электронной концентрации вблизи критической концентрации порядка длины волны греющего излучения.

Задачи исследования:

- Численное и экспериментальное изучение механизмов возбуждения плазменных волн и генерации оптических гармоник при взаимодействии лазерного излучения интенсивностью 10^{17} - 10^{19} Вт/см² с коротким ($L \sim \lambda_0$) плазменным градиентом, а также разработка методик диагностики параметров плазмы по измеренным частотно-угловым характеристикам указанных гармоник.
- комплексное экспериментальное исследование процессов ускорения электронов при взаимодействии лазерного излучения релятивистской интенсивности ($5 \cdot 10^{18}$ Вт/см²) с плотной плазмой, создаваемой наносекундным предимпульсом на поверхности твердотельной мишени, с помощью широкого набора методик (регистрация электронов, гамма-излучения и собственного электромагнитного излучения плазмы, оптическая диагностика, нейтронная диагностика) при варьировании параметров используемых лазерных излучений (интенсивность, длительность, задержка между импульсами др.);
- численное моделирование взаимодействия фемтосекундного лазерного излучения с неоднородной ($L \sim \lambda_0$) плазмой с помощью пакета Мандор [18], реализующего метод частиц в ячейке (PIC); поиск оптимальных режимов генерации электронных пучков; установление физических механизмов возбуждения плазменных волн, их развития и процессов ускорения электронов.

Научная новизна работы заключалась в следующем:

Показано, что при наклонном падении р-поляризованного лазерного излучения под углами 45° - 60° с интенсивностью в диапазоне 10^{17} - $5 \cdot 10^{19}$ Вт/см² на плазменный градиент с масштабом неоднородности 0.5 - $3\lambda_0$ основным механизмом возбуждения плазменных волн является гибридная неустойчивость ВКР – двухплазмонный распад.

Установлено, что ключевой особенностью генерации излучения на частоте $3/2\omega_0$ в неоднородной плазме $L=0.5-3\lambda_0$ является немедленное выполнение условий синхронизма, не требующее распространения плазмонов.

Показано, что уже при субрелятивистских интенсивностях наблюдаются новые механизмы генерации излучения на частоте $3/2\omega_0$ на высших гармониках нелинейных плазменных волн.

Предложена методика оценки масштаба неоднородности L плазменного градиента, основанная на сопоставлении выхода излучения на частотах $3/2\omega_0$ и $2\omega_0$, измеренного в эксперименте, с полученным в численном моделировании.

Показано, что электроны, ускоряемые в плазменном канале отраженным от плотной плазмы лазерным импульсом с интенсивностью $5 \cdot 10^{18}$ Вт/см², могут быть эффективно инжектированы в него при распаде плазменных волн гибридной параметрической неустойчивости.

Научно-практическая значимость

Разработан метод диагностики масштаба неоднородности электронной концентрации L по выходу излучения на частотах $3/2\omega_0$ и $2\omega_0$. Выход излучения измеряется экспериментально, а затем сравнивается с выходами, полученными в серии численных расчетов для различных L . Таким методом можно оценить масштаб неоднородности плазмы в диапазоне $L=0.5-5\lambda_0$ вблизи критической электронной концентрации, что затруднительно сделать традиционными для такой задачи интерферометрическими методами.

Разработан ряд программных инструментов и подходов к обработке результатов PIC моделирования для анализа плазменных волн, генерации гармоник и процессов ускорения электронов. Они позволяют получить и визуализировать: различные гармоники оптического излучения и волн электронной концентрации; пондеромоторные силы, создающие плазменные неустойчивости; источники тока, порождающие оптическое излучение на новых частотах; траектории отдельных тестовых частиц, отобранные по задаваемым параметрам; работу потенциальных и вихревых компонент поля над тестовыми частицами.

Получен коллимированный пучок электронов с энергиями в несколько МэВ и зарядом десятки пКл. Такой пучок может быть использован для исследований в области ядерной физики. В частности, с помощью полученного из него тормозного излучения было измерено сечение фотоядерной реакции $D(\gamma, n)$ вблизи порога [3].

Основные положения, выносимые на защиту

- Гибридная неустойчивость ВКР – двухплазменный распад является основным механизмом возбуждения плазменных волн при наклонном падении (под углом 45-60 град.) р-поляризованного лазерного излучения с интенсивностью в диапазоне $10^{17}-5 \cdot 10^{19}$ Вт/см² на плазму с масштабом неоднородности концентрации электронов $L=0.5-3\lambda_0$ (λ_0 - длина волны излучения) в области начальных концентраций 0.2-1 от критической концентрации n_c . Генерирующиеся при этом плазменные волны имеют широкий пространственный спектр $\Delta k \sim k_0$ (k_0 - волновое число падающего излучения) вдоль оси, направленной по градиенту электронной концентрации.

- Условия синхронизма для генерации излучения на частоте $3/2\omega_0$ в неоднородной плазме с $L=0,5-3\lambda_0$ вследствие рассеяния р-поляризованного лазерного излучения с интенсивностью $10^{17}-5*10^{19}$ Вт/см² на плазменных волнах гибридной неустойчивости при углах падения 45-60 град. выполняются немедленно в области возбуждения этих волн из-за широкого пространственного спектра плазмонов и волны накачки ($\Delta k \sim k_0$).
- Нелинейность плазменных волн уже при интенсивностях 10^{17} Вт/см² приводит к появлению дополнительного механизма генерации излучения на частоте $3/2\omega_0$ за счет генерации нелинейного тока при взаимодействии второй гармоники одного из плазмонов с первой гармоникой другого плазмона либо со стоксовой электромагнитной волной.
- Воздействие на мишень последовательности из двух лазерных импульсов (наносекундного с интенсивностью $\sim 5*10^{12}$ Вт/см² и р-поляризованного фемтосекундного с интенсивностью $\sim 5*10^{18}$ Вт/см²) при угле падения 45 град. приводит к формированию коллимированного пучка электронов с зарядом в десятки пКл в зеркальном направлении с расходимостью ~ 0.05 рад, экспоненциальным спектром с наклоном 1.5-2 МэВ и максимальной энергией до 10 МэВ.
- Масштаб неоднородности плазмы $L \sim 0.5\lambda_0$ в области начальных концентраций $\sim 0.5n_c$ в сочетании с протяженной плазменной короной в области низких ($< 0.1n_c$) концентраций обеспечивают оптимальные условия для создания плазменного канала отраженным лазерным пучком (при интенсивности р-поляризованного излучения $\sim 5*10^{18}$ Вт/см² и угле падения 45 град.), развития гибридной неустойчивости и последующего ускорения электронов в этом канале.
- Инжекция электронов в плазменный канал, формируемый отраженным лазерным пучком в плазме малой плотности при интенсивности падающего р-поляризованного излучения $\sim 5*10^{18}$ Вт/см² и угле падения 45 град, возникает при разрушении плазменных волн гибридной неустойчивости в плазме с $L/\lambda_0 \sim 0.5$ и начальной концентрацией $\sim 0.5n_c$.

Личный вклад автора работы состоял в активном участии в постановке задач, проведении всех экспериментов и моделирования, анализе литературы, обработке полученных данных, а также написании статей. Все результаты, представленные в работе, получены автором лично либо в соавторстве при его определяющем участии.

Степень достоверности данных. Достоверность полученных результатов обеспечивалась, в первую очередь, высоким уровнем современного экспериментального оборудования; использованием современных теоретических представлений и методов обработки при анализе данных; поддержкой экспериментальных результатов ПИС моделированием; согласованием полученных в моделировании результатов с экспериментом; публикацией результатов в рецензируемых научных журналах.

Апробация результатов. Результаты диссертационной работы докладывались на 17ой Международной конференции «Оптика Лазеров 2016» (Санкт-Петербург, 2016 год); Международной конференции «Ultrafast Light-2017» (Москва, 2017 год); 18ой

Международной конференции «Оптика Лазеров 2018» (Санкт-Петербург, 2018 год); Международной конференции «Complex Systems of Charged Particles and Their Interactions with Electromagnetic Radiation 2018» (Москва, 2018 год); Международной конференции «45th EPS Conference on Plasma Physics» (Прага, 2018 год); Международной конференции «Ultrafast Light-2018» (Москва, 2018 год); Международной конференции «XV International Seminar on Electromagnetic Interactions of Nuclei (EMIN-2018)» (Москва, 2018 год); Международной конференции SPIE Optics+Optoelectronics (Прага, 2019 год);

Публикации. Основные результаты, изложенные в работе, опубликованы в 12 научных работах, из них 8 статей, включенных в перечень рецензируемых научных изданий ВАК.

Объем и структура диссертации. Работа изложена на 102 странице и состоит из введения, 3 глав, заключения и списка литературы, включающего 110 источника. Диссертационная работа иллюстрирована 39 рисунками.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

В **первой главе** приведено описание постановки экспериментов, результаты которых будут изложены в следующих главах. Так же дано описание методов регистрации оптического излучения плазмы и генерируемых в ней электронных пучков. Приведено описание разработанной методики оценки заряда электронного пучка по выходу нейтронов в фотоядерной реакции $\text{Be}(\gamma, n)$, замечательной тем, что она свободна от генерируемых плазмой наводок и нечувствительна к низкоэнергетичным электронам. В настоящей работе экспериментальные результаты поддержаны численным моделированием, поэтому в этой главе так же описаны используемые подходы к описанию плазмы и ее моделированию методом крупных частиц (PIC - моделирование).

Во **второй главе** рассмотрены процессы возбуждения параметрических неустойчивостей при наклонном падении фемтосекундного лазерного излучения на плазму с масштабом неоднородности $L \sim \lambda$ в области электронных концентраций $0.2-0.5n_c$. Такие условия определяются особенностью преплазмы, создаваемой лазерным предимпульсом на поверхности твердотельной мишени [5]. Другим рассмотренным вопросом будет генерация в лазерной плазме излучения на частоте $3/2\omega_0$.

Проведенное численное моделирование показало, что одним из основных механизмов возбуждения плазменных волн, которые после разрушения рожают горячие электроны, является гибридная неустойчивость двухплазмонного распада и ВКР. Для ее детального изучения были проведены моделирование и эксперименты с более низкой интенсивностью и большей длительностью лазерного импульса по сравнению с [19]. Это значительно упростило наблюдаемую картину и позволило разработать методы анализа временных и пространственных распределений полей и плотности плазмы, взятых из PIC-моделирования.

В разделе 2.1 приведено введение к главе, а в разделе 2.2 приводится краткий обзор механизмов возникновения параметрических неустойчивостей и особенностей развития их в неоднородной плазме.

В разделе 2.3 рассмотрено взаимодействие лазерного излучения с сильно неоднородной плазмой $L \sim \lambda_0$. В этом случае волна накачки неустойчивостей не является

плоской. Рассматривалось распространение лазерного импульса в сильно градиентной плазме, система координат была выбрана так, чтобы неоднородность электронной концентрации зависела только от координаты y . Тогда компоненты волнового вектора падающего излучения будут $k_x = k_0 \sin \alpha$, $k_y = k_0 \cos \alpha$, где α – угол падения. Поскольку в нашем случае диэлектрическая проницаемость плазмы зависит только от координаты y , x -компонента волнового вектора будет сохраняться, а y -компонента будет меняться от $k_0 \cos \alpha$ для падающего излучения до $-k_0 \cos \alpha$ для отраженного. В случае плазмы $L \gg \lambda_0$ электромагнитные волны просто распространялись бы под разными углами в областях с различной электронной концентрацией. В случае сильно неоднородной плазмы ($L \sim \lambda_0$) эти пространственные гармоники будут образовывать волновой пакет, локализованный вблизи точки поворота. Таким образом, накачка может быть представлена в виде суперпозиции плоских волн. В этой главе приводится оценка инкремента двухплазменной неустойчивости в сильно неоднородной плазме, полученная суммированием инкрементов отдельных плоских волн накачки. Оцененные таким образом области возможного усиления плазменных волн совпадают с их пространственными спектрами, полученными в моделировании на ранней стадии развития неустойчивости.

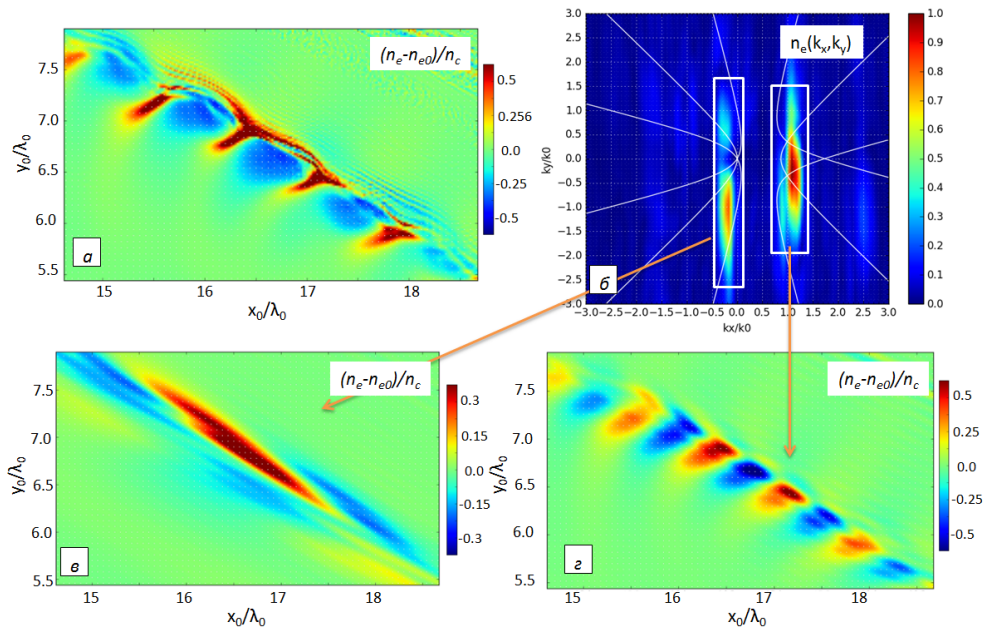


Рис. 1. Отклонение электронной концентрации от равновесной $n_e - n_0$ (а), пространственный спектр $n_e - n_0$ (б), белыми прямоугольниками показаны полосы фильтрации. Электронная концентрация после полосовой фильтрации в окрестности $k_x \approx 1.1\omega_0/c$ ($\Delta k_x \approx 0.5\omega_0/c$) соответствует общей для двухплазменной неустойчивости и ВКР волне (в), электронная концентрация после полосовой фильтрации в окрестности $k_x \approx -0.2\omega_0/c$ ($\Delta k_x \approx 0.5\omega_0/c$) соответствует второй волне двухплазменной неустойчивости (г). Представлены результаты для угла падения 60° .

Однако уже через несколько периодов лазерного импульса компоненты пространственного спектра с большими k ослабевают. Поскольку накачка в выбранной системе координат имеет узкий пространственный спектр по x и широкий по y , не удивительно, что и спектр генерируемых на неустойчивостях плазменных волн ведет себя похожим образом. Далее будем указывать на отдельные плазменные волны, называя x -компоненту волнового вектора. В случае $\alpha = 60^\circ$ усиливаются две волны с $k_{1x} \approx 1.1\omega_0/c$ и $k_{2x} \approx -0.23\omega_0/c$ (рис. 1б), а волна накачки имеет $k_{0x} \approx 0.87\omega_0/c$. Таким образом, волновые

числа ряда плазмонов лежат вблизи k_0 , что характерно для вынужденного комбинационного рассеяния при $n_e \approx 0.25 n_c$. Следовательно, усиление волн с малыми k связано с тем, что помимо двухплазменной неустойчивости, являющейся следствием взаимного усиления плазменных волн биениями их полей с полем волны накачки, начинает сказываться ВКР, связанное с взаимодействием стоксовой волны с накачкой.

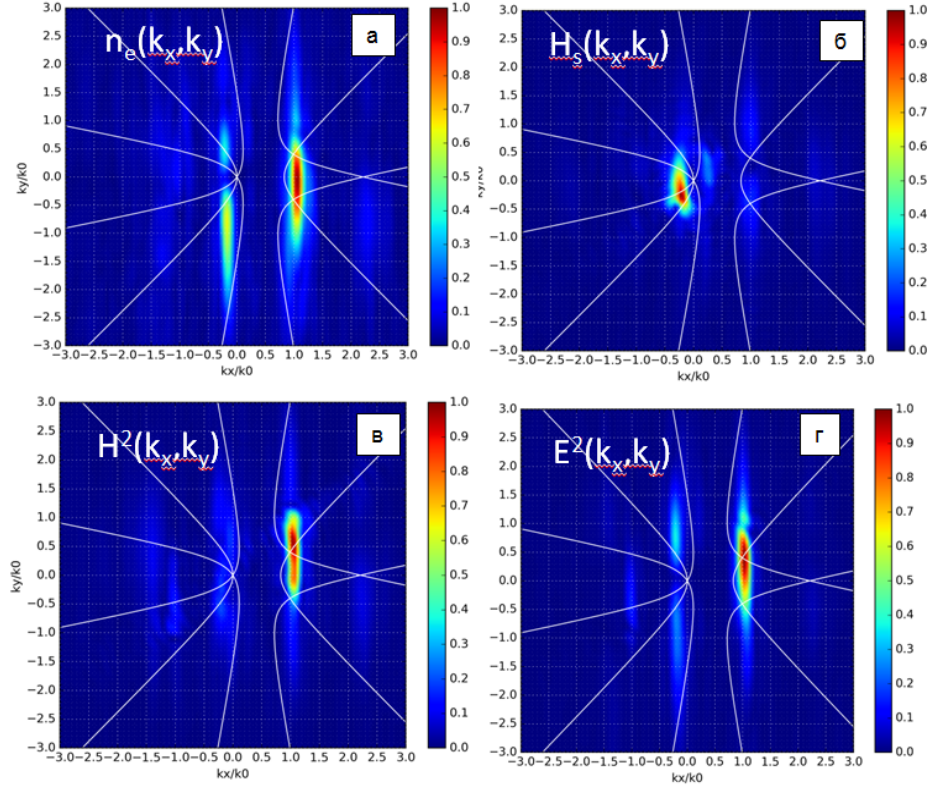


Рис. 2. Пространственные спектры после полосовой фильтрации на $\omega_0/2$, $\Delta\omega=0.3\omega_0$: электронной концентрации (а), H_s (б) (соответствует стоксовой волне ВКР), E^2 (в) (показывает области пространственного спектра, в которых действует пондеромоторная сила, возбуждающая двухплазменную неустойчивость и ВКР), H^2 (г) (соответствует пондеромоторной силе, связанной только с ВКР). Представлены результаты для угла падения 60° .

На рис. 1а изображены полученные при моделировании возмущения электронной концентрации. На их пространственном спектре (рис. 1б) указаны области полосовой фильтрации, соответствующие волнам $k_{1x} \approx 1.1\omega_0/c$ и $k_{2x} \approx -0.23\omega_0/c$. Результаты такой фильтрации приведены на рис. 1в,г. Видно, что волны локализованы в узкой ($\sim \lambda_0$) области вблизи $n_e \approx 0.25 n_c$ вдоль поверхности мишени. Волны, общие для ВКР и двухплазменной неустойчивости, бегут почти вдоль поверхности (рис. 1в), в то время как вторая волна, соответствующая только двухплазменной неустойчивости, представляет собой колебание в один пространственный период, направленное приблизительно вдоль градиента электронной концентрации. Из-за низкой температуры плазмы эти волны не распространяются вне области окрестности $1/4$ -критической концентрации, где локализованы возбуждающие их пондеромоторные силы.

Для установления картины совместного действия двухплазменной неустойчивости и ВКР в разделе 2.4 проведен анализ пондеромоторных сил. Мы имеем две группы плазменных волн с продольными полями $\mathbf{E}_1(\omega_1, \mathbf{k}_1)$ и $\mathbf{E}_2(\omega_2, \mathbf{k}_2)$, электромагнитные волны накачки с полями $\mathbf{E}_0(\omega_0, \mathbf{k}_0)$, $\mathbf{H}_0(\omega_0, \mathbf{k}_0)$ и рассеянные стоксовы с полями $\mathbf{E}_s(\omega_s, \mathbf{k}_s)$, $\mathbf{H}_s(\omega_s, \mathbf{k}_s)$. Частоты плазменных волн близки к плазменной частоте, а поскольку процесс идет вблизи четверть критической концентрации, $\omega_1 \approx \omega_2 \approx \omega_p \approx \omega_0/2$. Стоксовы электромагнитные компоненты возникают при рассеянии волны накачки на плазменных волнах и также имеют частоты, близкие к плазменным $\omega_s = \omega_0 - \omega_p \approx \omega_0/2$. Нас интересуют резонансные с плазменной волной члены пондеромоторной силы $\pi_0 \sim -\nabla E^2$ [20]:

$$\mathbf{E}^2 = \mathbf{E}(\omega_0) \mathbf{E}_1(\omega_0/2) + \mathbf{E}(\omega_0) \mathbf{E}_2(\omega_0/2) + \mathbf{E}(\omega_0) \mathbf{E}_s(\omega_0/2) + \text{нерезонансные члены}, \quad (1)$$

$$\mathbf{H}^2 = \mathbf{H}(\omega_0) \mathbf{H}_s(\omega_0/2) + \text{нерезонансные члены}. \quad (2)$$

В численном счете выделить резонансную часть пондеромоторной силы можно, вычислив $\mathbf{E}^2$ и наложив на результат полосовой фильтр с центром на плазменной частоте $\omega_p \approx \omega_0/2$, $\Delta\omega = 0.3\omega_0$. Пространственный спектр сигнала после такой фильтрации представлен на рис. 2г. Из рисунка видно, что спектральные компоненты совпадают с компонентами пространственного спектра плазменной волны (рис. 2а), что указывает на возможность выполнения фазового синхронизма и усиления обеих плазменных волн. Но в (1) входят биения волны накачки как с ленгмюровскими, так и электромагнитными волнами. Однако, если взять квадрат магнитного поля (2), то мы учтем только биения электромагнитных волн. Это не вполне верно, так как в неоднородной плазме продольные волны возбуждают поперечные и наоборот, поэтому пространственный спектр $\mathbf{H}^2(\omega_0/2)$, показанный на рис. 2в, имеет слабые компоненты, повторяющие $\mathbf{E}^2(\omega_0/2)$. Тем не менее, в пространственном спектре $\mathbf{H}^2(\omega_0/2)$ преобладает компонента, усиливающая только плазменную волну $k_{1x} \approx 1.1\omega_0/c$ и соответствующая ВКР. Она создается биениями поля накачки и стоксовой компоненты, представляющей собой распространяющуюся назад электромагнитную волну на частоте $\omega_0/2$, пространственный спектр которой близок к спектру второй плазменной волны $k_{1x} \approx -0.23\omega_0/c$, но уже по у-координате (рис. 2б). Похожие волновые числа $k \approx 1.1\omega_0/c - 1.2\omega_0/c$ при $a_0 = 0.2$ ($a_0 = \frac{eA_0}{mc}$) в однородной плазме соответствуют одному из максимумов инкремента гибридной неустойчивости, полученного в [14]. Усиление второй плазменной волны $k_{1x} \approx -0.23\omega_0/c$ электромагнитной частью пондеромоторной силы невозможно, так как волновые числа соответствующей стоксовой волны $k_{sx} \approx 0.87\omega_0/c + 0.23\omega_0/c = 1.1\omega_0/c$ не могут удовлетворять дисперсионному соотношению ($k_s < 0.5\omega_0/c$).

В разделе 2.5 рассмотрена генерация излучения на частоте $3/2\omega_0$. Его источником является компонента тока $\mathbf{j} = \rho(\omega_0/2)\mathbf{v}_{osc}(\omega_0)$ на частоте $3/2\omega_0$. Для того, чтобы созданная источником электромагнитная волна распространялась, необходимо чтобы для ее частоты и волнового вектора выполнялось дисперсионное соотношение $k_{3/2}^2 c^2 = 9/4\omega_0^2 - \omega_p^2$. Это условие эквивалентно условиям фазового синхронизма $\mathbf{k}_{3/2} = \mathbf{k}_p + \mathbf{k}_0$, $\omega_{3/2} = \omega_p + \omega_0$. Одной из особенностей генерации такого излучения в относительно протяженной плазме является невозможность выполнения условий синхронизма плазмонами, родившимися в результате двухплазменной неустойчивости [21]. Синхронизм наступает при изменении волновых векторов плазмонов при их распространении в неоднородной плазме, и генерация плазменных волн и рассеянного на них излучения могут быть разнесены в пространстве. Благодаря уширению пространственного спектра плазменных волн, в

сильно неоднородной плазме становится возможным выполнить условия синхронизма немедленно.

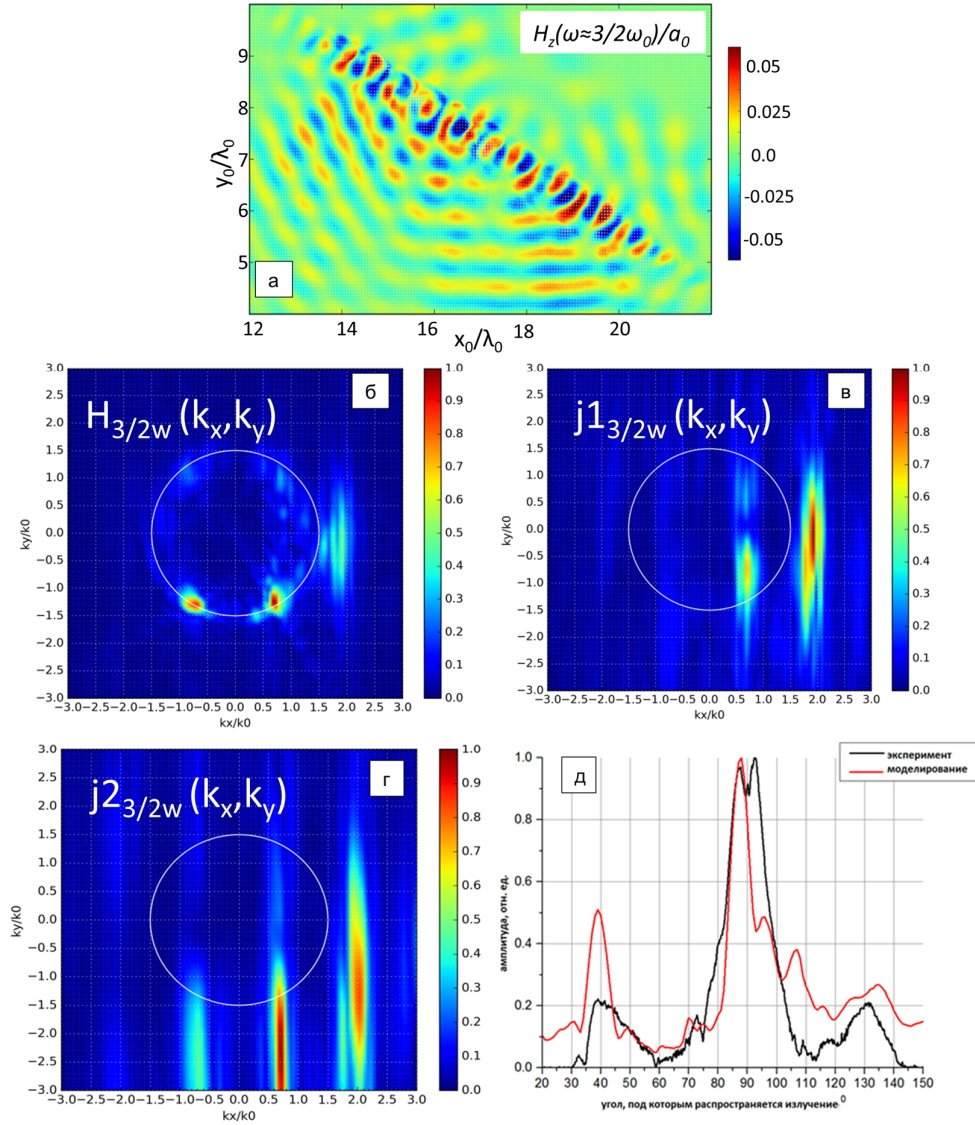


Рис. 3. Результаты численного моделирования для угла падения 60° . $H_z(x, y)$ на частоте $3/2\omega_0$ (а). Пространственные спектры после полосовой фильтрации на частоте $3\omega_0/2$, $\Delta\omega=0.3\omega_0$: H_z (б) (соответствует стоксовой волне ВКР), плотности тока $\mathbf{j}=-en_e(\omega_0/2)\mathbf{v}_{osc}(\omega_0)$ (в), плотности тока $\mathbf{j}=-en_e(2\omega_0/2)\mathbf{v}_{osc}(\omega_0/2)$ (г). На белом круге лежат волновые векторы, удовлетворяющие дисперсионному соотношению для излучения на частоте $3/2\omega_0$. Угловые распределения полуторной гармоники (сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования) (д).

На рис. 3а,б показано излучение на частоте $3/2\omega_0$ и его пространственный спектр. Видно, что наибольшую амплитуду в пространственном спектре имеют компоненты, лежащие на белой окружности $k_{3/2}^2 c^2 = 9/4\omega_0^2 - \omega_p^2$, то есть удовлетворяющие дисперсионному соотношению для электромагнитной волны на частоте $3/2\omega_0$. Пространственный спектр источника тока, генерирующего такое излучение, также должен пересекать эту окружность, и именно лежащие на окружности его компоненты эффективно создают излучение.

Из данных численного счета были взяты зависимости полей и плотности заряда от координат и времени: $\rho(x,y,t)$ и $E(x,y,t)$. Чтобы получить пространственный спектр источника $j_I(3/2\omega_0)=\rho(\omega_0/2)v_{osc}(\omega_0)$, на плотность заряда был наложен фильтр с центром вблизи $\omega_0/2$, $\Delta\omega=0.3\omega_0$. Осцилляторная скорость v_{osc} в первом приближении может быть найдена из закона движения $m \frac{\partial v}{\partial t} = -eE$, где на E также накладывается полосовой фильтр, но на частоте ω_0 , $\Delta\omega=0.3\omega_0$. Перемножив $\rho(\omega_0/2)$ и $v_{osc}(\omega_0)$ мы получим компоненты с комбинационными частотами, и вновь используя полосовой фильтр, но уже на частоте $3/2\omega_0$ ($\Delta\omega=0.3\omega_0$) получаем источник $j_I(3/2\omega_0)$. Его пространственный спектр изображен на рис.3в. Как уже было сказано выше, условием эффективной генерации оптического излучения является пересечение пространственного спектра с окружностью, уравнение которой следует из дисперсионного соотношения для электромагнитной волны. Для плазменных градиентов с протяженностью $L \sim \lambda$ ширина пространственного спектра вдоль оси, направленной вдоль градиента концентрации, ширина спектра $\Delta k_y(3/2\omega_0)$ оказывается порядка k_0 , что и позволяет генерировать излучение на частоте $3/2\omega_0$ на плазмонах сразу после их возбуждения. На рис 3в видно, что источник имеет пересечение с окружностью при $k_{11x}(3/2\omega_0) \approx 0.7\omega_0/c$, что соответствует $k_{0x}+k_{2x}=0.9\omega_0/c - 0.2\omega_0/c = 0.7\omega_0/c$. Рассеяние на другом плазмоне дает $k_{12x}(3/2\omega_0) = k_{0x}+k_{1x}=0.9\omega_0/c+1.1\omega_0/c=2\omega_0/c$, что не может удовлетворить дисперсионному соотношению, однако через несколько (~ 5) периодов поля лазерного импульса происходит уширение x -компонент спектра k_{12x} до $\Delta k_x \approx 0.5k_0$, и он начинает «дотягиваться» до окружности и генерировать излучение $3/2\omega_0$.

На рис. 3б в пространственном спектре есть еще одна область с $k_{21x}(3/2\omega_0) \approx -0.7\omega_0/c$, соответствующая распространяющейся волне, но отсутствующая в источнике $j_I(3/2\omega_0)$. Этот оптический пучок является следствием сильной нелинейности плазменных волн и характерен только для относительно больших ($>10^{17}$ Вт/см²) интенсивностей. Этот результат впервые получен в настоящей работе. Уже при интенсивности 10^{17} Вт/см² инкремент неустойчивости вблизи черверть-критической концентрации может быть оценен как $\gamma \approx 0.05\omega_0$, что достаточно для усиления плазменных волн за длительность лазерного импульса до больших амплитуд. При этом происходит укрупнение плазменной волны, и ее спектр обогащается высшими гармониками $e^{-i(n\omega_p t - nk_p x)}$. Тогда возможен иной источник излучения $3/2\omega_0$: $j_2(3/2\omega_0)=\rho(2\omega_0/2)v_{osc}(\omega_0/2)$, где $\rho(2\omega_0/2)$ - вторая гармоника колебаний плотности заряда в плазменной волне, а $v_{osc}(\omega_0/2)$ - гидродинамическая скорость колебаний в плазменной или стоксовой электромагнитной волне. Следует заметить, что в неоднородной плазме продольный ток может быть источником поперечной электромагнитной волны. Таким образом, мы получаем следующие источники излучения: $k_{21x}(3/2\omega_0) = 2k_{2x} + k_{2x} = -0.46\omega_0/c - 0.23\omega_0/c = -0.69\omega_0/c$, $k_{22x}(3/2\omega_0) = k_{1x} + 2k_{2x} = 1.1\omega_0/c - 0.46\omega_0/c = 0.64\omega_0/c$ и $k_{23x}(3/2\omega_0) = 2k_{1x} + k_{2x} = 2.2\omega_0/c - 0.23\omega_0/c = 1.97\omega_0/c$. Второй и третий источники близки по пространственному спектру к $j_I(3/2\omega_0)$, но первый источник с $k_x(3/2\omega_0) = -0.69\omega_0/c$ может возникнуть только при взаимодействии нелинейных плазменных волн. Таким образом, излучение $3/2\omega_0$, распространяющееся под определенным углом, может быть индикатором наличия в плазме сильно нелинейных волн. В разделе 2.6 приведены экспериментальные результаты измерения угловых характеристик излучения на частоте $3/2\omega_0$. Они хорошо совпадают с результатами моделирования (рис. 3д).

В разделе 2.7 показано, что описанная выше гибридная неустойчивость характерна для интенсивностей лазерного излучения в диапазоне $10^{17} - 5 \cdot 10^{19}$ Вт/см².

В разделе 2.8 приведено описание механизмов генерации второй гармоники в неоднородной плазме с использованием тех же методов, что применялись при анализе генерации излучения на частоте $3/2\omega_0$. Показано, что за генерацию второй гармоники при протяженностях $L \geq \lambda_0$ отвечают плазменные волны, возникшие при линейной трансформации лазерного импульса в точке поворота.

Выход второй гармоники быстро падает с увеличением L . Излучение на частоте $3/2\omega_0$ наиболее эффективно генерируется при $L \approx 1-3\lambda_0$. При $L < 0.5\lambda_0$ возбуждение плазменных волн подавляется, а при $L > 3-5\lambda_0$ перестают выполняться условия синхронизма генерации излучения на частоте $3/2\omega_0$, завязанные на уширение пространственного спектра. В разделе 2.9 показана возможность оценки протяженности плазменного градиента, основанная на сопоставлении выхода излучения на частотах $3/2\omega_0$ и $2\omega_0$, измеренного в эксперименте, с полученным в численном моделировании. Основным преимуществом данной методики является возможность узнать параметры плазмы вблизи критической концентрации, что при помощи обычных методов (интерферометрии, теневой диагностики) на резких градиентах сделать затруднительно.

В третьей главе показана возможность генерации коллимированного ~ 0.05 рад пучка электронов с энергией до нескольких МэВ и зарядом в десятки пКл на фемтосекундной лазерной системе с энергией импульса ~ 50 мДж. Ускорение осуществляется в плазменном канале, который формируется отраженным от плотной плазмы лазерным импульсом. Специально подобранные параметры искусственного предимпульса позволяют сформировать на поверхности твердотельной мишени такую плазму, которая, с одной стороны, имеет достаточную протяженность в области низких ($< 0.1n_c$) концентраций для создания в ней канала, а с другой, не вызывает существенного поглощения и незеркального отражения лазерного импульса и обеспечивает инжекцию в канал максимального числа электронов. Показано, что для выполнения последних условий, оптимальный наклон плазменного градиента вблизи критической концентрации должен быть $\sim 0.5\lambda_0$. При этом в плазменный канал эффективно происходит инжекция электронов, получивших начальное ускорение после разрушения плазменных волн, возбужденных параметрическими неустойчивостями.

В разделе 3.1 приведено введение к главе, а разделе 3.2 приведен обзор процессов ускорения электронов в полях плазменных и электромагнитных волн.

В разделе 3.3 приведены результаты экспериментального исследования генерации пучков ускоренных электронов. Для проведения экспериментов использовалась 1ТВт Ti:Sa лазерная система МЛЦ МГУ (800 нм, 10 Гц, 50 мДж, 50 фс, $5 \cdot 10^{18}$ Вт/см², уровень контраста на наносекундной временной шкале – 10^{-7}). Р-поляризованное излучение с вакуумным диаметром фокусировки 3 мкм падало под углом 45° на мишень из вольфрама. Источником контролируемого предимпульса для создания над поверхностью мишени облака преплазмы был дополнительный Nd:YAG лазер (1064 нм, 10 Гц, 200 мДж, длительность 10 нс по полувысоте). Максимумы лазерных импульсов совпадали по времени. Положение фокуса наносекундного импульса можно было изменять, в результате чего интенсивность на поверхности мишени менялась от 5×10^{11} до 5×10^{12} Вт/см². Электроны, вылетающие из плазмы в зеркальном направлении, попадали на сцинтилляционный экран LANEX. Для измерения энергетического спектра в пучок вставлялась магнитная отклоняющая система. Для оценки заряда пучка использовался цилиндр Фарадея с фильтром на входе, отсекающим электроны с энергией < 1 МэВ. С

помощью ПЗС камеры с полосовым фильтром на 800 нм фиксировалось пространственное распределение отраженного лазерного излучения. Кроме того, использовался еще один косвенный метод: электронный пучок попадал в толстый (2мм вольфрама) конвертор, а полученное тормозное излучение взаимодействовало со вторичной мишенью из бериллия. По выходу нейтронов в фотоядерной реакции оценивался заряд пучка.

Эксперимент проводился при двух интенсивностях искусственного предимпульса 5×10^{11} и 5×10^{12} Вт/см². На рис. 4 представлены результаты измерения параметров электронного пучка для этих двух режимов. В случае меньшей интенсивности предимпульса наблюдается кольцеобразная структура пучка с расходимостью ~ 0.3 рад, а наклон высокоэнергетичной части спектра составляет 1 МэВ. При увеличении интенсивности предимпульса наблюдается коллимация электронного пучка до ~ 0.05 рад, а наклон этой части спектра вырастает до 2 МэВ. Кроме того, на рис. 4(в,г) показан отраженный лазерный пучок. Видно, что его расходимость также значительно уменьшается при переходе к предимпульсу с интенсивностью 5×10^{12} Вт/см² и становится сравнимой с расходимостью в вакууме. Измеренный цилиндром Фарадея заряд пучка во втором случае составлял 30 ± 10 пКл (для энергий электронов > 1 МэВ), а оценка на основе измерения выхода нейтронов показала, что заряд суммарный электронов с энергией > 1.7 МэВ составляет 10 ± 4 пКл. Измерения заряда пучка в форме кольца при более слабом предимпульсе были затруднены из-за его большой угловой расходимости, однако по яркости засветки сцинтилляционного экрана можно оценить, что он в несколько раз меньше и составляет единицы пКл.

Из экспериментальных результатов видно, что наибольший интерес представляет режим коллимированного пучка, однако совместное рассмотрение с режимом с большой расходимостью позволит лучше понять картину взаимодействия. В первую очередь для объяснения наблюдаемых различий необходимо знать параметры плазмы, созданной предимпульсом.

Ранее в нашей лаборатории была проведена интерферометрическая диагностика плазмы, созданной таким наносекундным импульсом [22], и она дала оценку $L \sim 10\lambda_0$. Однако такую протяженность плазма имеет в области $n_e < 0.1n_c$. Вблизи точки поворота уже при интенсивности 5×10^{11} Вт/см² происходит укручение плазменного градиента из-за действия пондеромоторных сил. Из оценок протяженности плазмы вблизи точки поворота, основанных на анализе генерируемых плазмой гармоник фемтосекундного лазерного импульса [19], следует, что при интенсивности предимпульса 5×10^{11} Вт/см² $L = 1.5\lambda_0$. В [13] показано, что $L \sim v_{os}^{-1.1}$, где v_{os} – осцилляторная скорость электрона. Таким образом, при увеличении интенсивности предимпульса до 5×10^{12} Вт/см² можно ожидать уменьшение протяженности плазменного градиента до $0.5\lambda_0$.

На основе приведенных оценок параметров преплазмы было проведено численное моделирование, описанное в разделе 3.4. Расчет проводился с использованием 3D3V PIC-кода MANDOR в 2D3V режиме. Временной шаг составлял 0.003фс, пространственный – $\lambda_0/100 = 0.01$ мкм. Характерный размер расчетной области был $30 \times 50\lambda_0$, длительность импульса по полувысоте – 50фс. Диаметр по полувысоте пучка в перетяжке составлял $4\lambda_0$, временная и пространственная огибающие были гауссовы, пиковая интенсивность была 5×10^{18} Вт/см². Р-поляризованное излучение падало под углом 45° на плазменные градиенты $n_e = n_0 e^{\xi/1.5\lambda} + n_1 e^{\xi/10\lambda}$ и $n_e = n_0 e^{\xi/0.5\lambda} + n_1 e^{\xi/10\lambda}$, где ξ – координата вдоль

нормали к поверхности мишени, что, согласно приведенным выше оценкам, соответствует интенсивностям предимпульса 5×10^{11} и 5×10^{12} Вт/см².

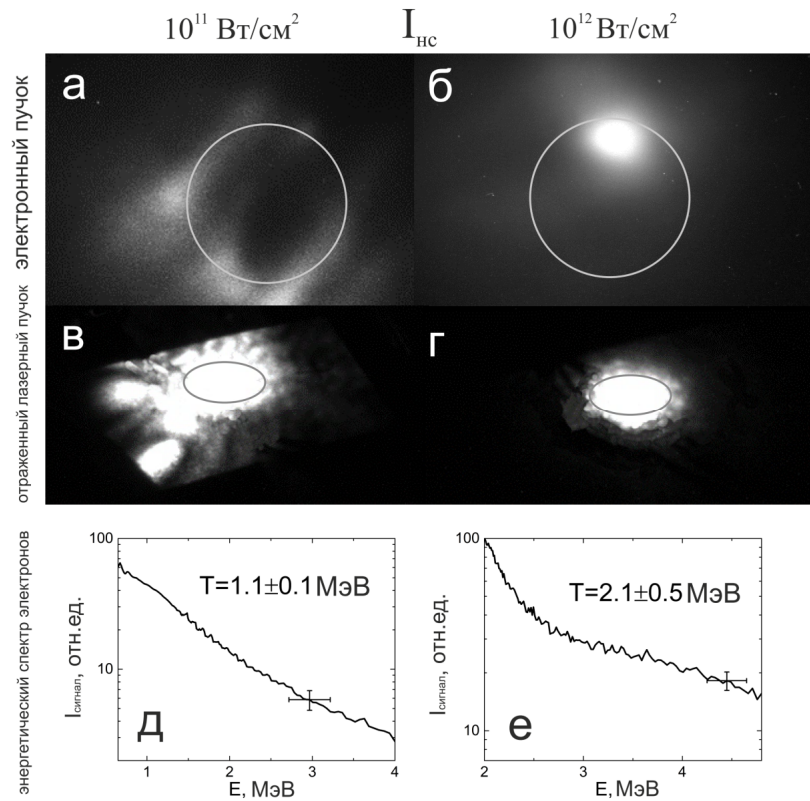


Рис. 4. Визуализация электронного пучка (а,б), отраженного лазерного излучения (в,г) и электронные спектры (д,е) для интенсивности предимпульса 5×10^{11} Вт/см² (а,в,д) и 5×10^{12} Вт/см² (б,г,е). Окружности изображены для сопоставления масштаба на разных снимках, их диаметр соответствует угловой расходимости 0.2 рад.

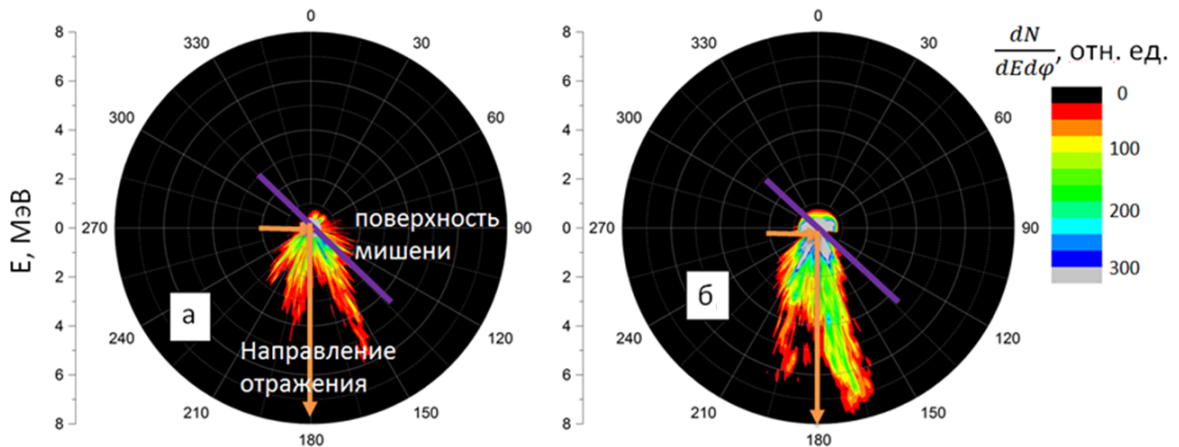


Рис. 5. Результаты численного моделирования: распределение электронов в пространстве энергия - угол вылета. Параметры моделирования соответствуют экспериментам с интенсивностью предимпульса 5×10^{11} Вт/см² (а) и 5×10^{12} Вт/см² (б).

В моделировании были получены угловые и энергетические характеристики электронных пучков и отраженного лазерного излучения (рис. 5). В случае $L = 1.5\lambda_0$ (рис. 5а) наблюдается большая расходимость как отраженного оптического излучения, так и

электронного пучка. Ослабление и высокая расходимость отраженного лазерного импульса вызваны эффективным поглощением и рассеянием вблизи точки поворота. Использование плазмы с $L=0.5\lambda_0$ (рис. 5б) позволяет уменьшить поглощение и получить отраженный лазерный импульс, способный создать канал в подкритической плазме. Как будет показано ниже, в этом канале идет бетатронное ускорение электронов попавших туда после разрушения плазменных волн.

В случае $L=1.5\lambda_0$ отраженный лазерный импульс не создает плазменного канала, излучение расходится при распространении в вакууме и наблюдается VLA с характерной полой структурой электронного пучка (рис 5а). Источником электронов для VLA все также является распад плазменных волн. Таким образом, численное моделирование качественно объясняет наблюдаемые в эксперименте структуры электронных пучков и отраженного лазерного импульса.

Раздел 3.5 посвящен поиску оптимальных начальных условий для эффективного ускорения электронов. На основе моделирования движения тестовых электронов в заданном поле были получены оптимальные начальные параметры, приводящие к набору максимальной энергии на выходе из канала. Показано, что электроны должны попасть в канал с начальной энергией в несколько сотен кэВ и в момент максимума огибающей лазерного импульса, распространяющегося в канале.

Характерные волновые числа плазменных волн гибридной неустойчивости лежат вблизи $k_p \sim k_0$, а ускоряющее электроны после разрушения волн поле можно оценить как $E_{wb} = \frac{m_e \omega_p v_\phi}{c}$, v_ϕ - фазовая скорость плазменной волны, $\omega_p = \omega_0/2$, так как эти неустойчивости развиваются вблизи $n_c/4$ [23]. Тогда максимальная набираемая электроном энергия $W = eE_{wb}L_d$, где $L_d = \frac{2\pi}{k_p}$, будет порядка $mc^2 = 511$ кэВ. Эти простые оценки показывают, что плазменные волны гибридной неустойчивости способны генерировать электроны с нужными для оптимальной инжекции в канал энергиями.

В разделе 3.6 подробнее рассмотрено ускорение электронов для плазмы $L=0.5\lambda_0$. Для анализа был выбран один из электронов, набравших максимальную энергию к концу симуляции. Обычно при анализе процессов ускорения в плазменных каналах рассчитывают работу продольной и поперечной компонент поля, что позволяет показать, где основной вклад дало поле плазменных волн, а где - лазерного импульса [24]. В нашем случае из-за наличия как падающего, так и отраженного излучений, нельзя разделить поля на продольное и поперечное. Мы будем работать в кулоновской калибровке. Поле представим в виде суммы вихревой и потенциальной компонент $\mathbf{E} = \mathbf{E}_A + \mathbf{E}_\phi = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla \phi$. Из численного моделирования мы получаем значения электрического и магнитного поля, а так же электронной концентрации. Решая уравнение Пуассона $\Delta \phi = -4\pi \rho$ можно получить потенциальную часть поля, а из $\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}$ с учетом калибровки – вихревую. Далее, мы вычислили работу этих компонент поля над электроном $W_A = -e \int_0^t \mathbf{E}_A \mathbf{v} dt$, $W_\phi = -e \int_0^t \mathbf{E}_\phi \mathbf{v} dt$. Сравнивая эти величины, можно понять, на каких участках траектории основной вклад в ускорение дали поля плазменных волн, а на каких - лазерные поля.

На рис. 6а показано поле лазерного импульса и траектория тестового электрона, а на 6б работа, совершаемая над ним вихревой и потенциальной частями электрического поля. Анализ показал, что в процессе ускорения электрона можно выделить 3 этапа. При

взаимодействии интенсивного лазерного излучения с плазмой при концентрациях ниже $n_c/4$ быстро развивается ВКР [13]. Ее инкремент достаточно велик, и всего за несколько периодов лазерного поля амплитуда этих волн достигает предельного значения и происходит их разрушение (wavebreaking). Изначально электроны колеблются в плазменных волнах около положения равновесия, однако после разрушения часть из них захватывается полями плазмы и, набирая энергию, покидает область начального положения. На рис. 6а,б это соответствует области 1, а на рис. 6в показан процесс разрушения плазменных волн. Значительного увеличения энергии электрона на этом этапе не происходит.

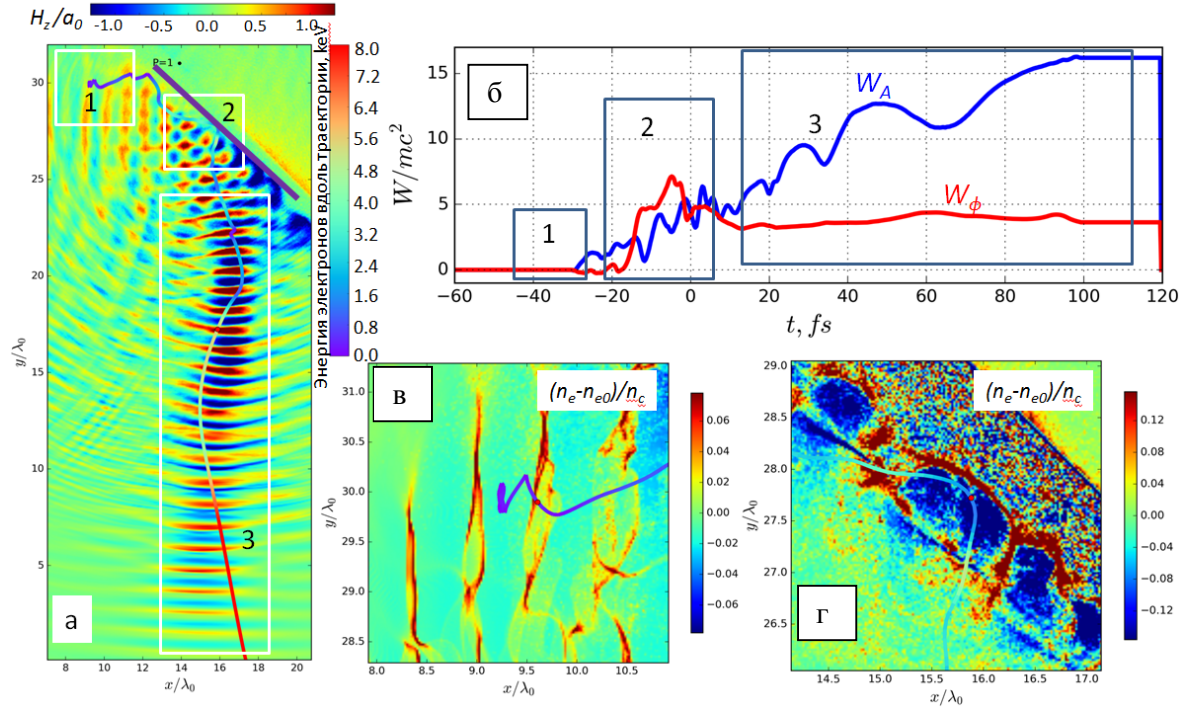


Рис. 6. Магнитное поле лазерного импульса (а) и траектория тестового электрона, работа вихревой и потенциальной компонент электрического поля над тестовым электроном (б), электронная концентрация, показывающая плазменные волны параметрических неустойчивостей в момент их разрушения и начала ускорения электрона (в) и в момент инжекции в плазменный канал (г). Цвет траектории соответствует энергии электрона. Работа нормирована на mc^2 .

На следующем этапе электрон попадает в окрестность точки поворота (область 2 на рис 6а), где также развиваются плазменные волны за счет гибридной [25] неустойчивости. Вообще говоря, изначально в точке поворота такая неустойчивость развиться не может, возможным это становится благодаря снижению электронной концентрации из-за пондеромоторного действия интенсивного лазерного излучения и релятивистских эффектов. Плазменные волны этой неустойчивости и траектория электрона показаны на рис. 6г. Из-за большей плотности плазмы их амплитуда оказывается больше, и здесь электрон набирает энергию, причем по большей части от полей плазмы, что видно на рис. 6б. Как показано в предыдущей главе, при такой неустойчивости возбуждаются 2 группы плазменных волн: первая, направленная вдоль поверхности четверть-критической концентрации с характерными волновыми числами порядка k_0 , и вторая, представляющая собой одно пространственное колебание и направленная вдоль градиента электронной

концентрации. Фазовая скорость первой волны $v_\varphi = \frac{\omega_p}{k_p} \approx \frac{\frac{\omega_0}{2}}{k_0} = \frac{c}{2}$, поэтому электрон, набрав энергию даже в несколько сотен кэВ, быстро испытывает дефазировку, что видно по уменьшению W_φ в области 2. При этом он не просто тормозится, а выталкивается полем второй волны по направлению от поверхности плазмы (рис. 6г). Таким образом, электрон получает начальный импульс в направлении, близком к направлению плазменного канала. Из-за высокой интенсивности плазменные волны возникают еще до того, как через точку поворота пройдет максимум огибающей лазерного импульса, поэтому волны успевают усилиться, разрушиться и предускорить электроны для инъекции вблизи максимума огибающей.

Первые два этапа одинаковы для $L=0.5\lambda_0$ и $L=1.5\lambda_0$. Заключительным 3 этапом является DLA при $L=0.5\lambda_0$ и VLA при $L=1.5\lambda_0$. Ускорению в плазменном канале соответствует область 3 на рис. 6а,б. Видно, что на этом этапе энергия электрона увеличивается за счет работы W_A вихревой части электрического поля, что свидетельствует в пользу DLA. В случае VLA график работы полей выглядит похожим образом, но на последнем этапе (3) присутствует только одно переколебание, после чего электрон покидает область с лазерным полем. В случае DLA переколебаний несколько, так как электрон отражается от стенок канала и снова попадает в поле лазерного импульса и набирает энергию.

Все электроны, набравшие к концу симуляции энергию более 4 МэВ, ускорились по описанному сценарию, различалось только их начальное положение: часть из них появлялась при распаде волн ВКР, как показано в рассмотренном примере, а часть появлялась уже при распаде волн гибридной неустойчивости в области 2 на рис. 6а.

Основные результаты

В работе проведено исследование процессов возбуждения плазменных волн и ускорения электронов при воздействии лазерного излучения релятивистской интенсивности на плотную плазму и получены следующие основные результаты:

- Варьированием интенсивности предимпульса был получен режим генерации коллимированного электронного пучка. В таком режиме лазерным импульсом интенсивностью 5×10^{18} Вт/см² и энергией 50 мДж генерируется электронный пучок с расходимостью 0.05 рад, наклоном экспоненциального спектра 2 МэВ и зарядом десятки пКл.
- Данные о заряде пучка подтверждаются косвенной методикой, основанной на использовании конвертора из вольфрама, в котором электронный пучок генерировал тормозное излучение. Это излучение попадало в бериллиевую мишень и в ней шла фотоядерная реакция $\text{Be}(\gamma, n)$. Нейтроны регистрировались ^3He – счетчиками, и по измеренному выходу нейтронов восстанавливался заряд пучка. Пороговый (1.7 МэВ) характер реакции гарантировал, что указанный заряд несут электроны больших энергий.
- Экспериментальные результаты поддержаны численным моделированием с использованием PIC – кода. Получено хорошее согласие численных результатов с экспериментальными. Предложены различные методики обработки результатов

численного моделирования. Пространственная и временная Фурье фильтрация и построенный на ней анализ пондеромоторных сил позволяет идентифицировать и визуализировать механизмы, отвечающие за возбуждение плазменных волн. Так же методы фильтрации позволяют выделить источники тока, отвечающие за генерацию излучения второй и полуторной гармоник. Анализ пространственного спектра этих источников позволяет показать, для каких волновых чисел выполняются условия синхронизма и источник начинает излучать электромагнитную волну. При помощи пространственного Фурье преобразования получаются угловые распределения излучения гармоник для сравнения с экспериментальными результатами.

- На основе измерения выходов второй и полуторной оптических гармоник разработан метод оценки протяженности преплазмы. Сопоставление выхода излучения на частотах $3/2\omega_0$ и $2\omega_0$, измеренного в эксперименте, с полученным в численном моделировании позволяет для плазменных градиентов $L=0.1-5\lambda_0$ оценить протяженность вблизи критической электронной концентрации, что затруднительно сделать стандартной для такой задачи интерферометрией.
- На основе указанной выше диагностики были оценены параметры плазмы, которые стали входными параметрами моделирования. В счете так же был получен пучок электронов с близкими к эксперименту параметрами. Для анализа процесса ускорения электронов из этого пучка была предложена следующая методика: поля разделяются на потенциальные и вихревые, а затем вычисляется их работа над тестовой частицей. Работа потенциальных полей соответствует ускорению в плазменных волнах, а вихревых – бетатронному ускорению.
- Для поиска оптимальных условий инжекции электрона в канал был написан простой код, интегрирующий уравнения движения в заданном поле лазерного импульса и полях канала. Сделанные с его помощью расчеты показали, что возникающие после распада плазменных волн параметрических неустойчивостей горячие электроны с энергиями 200-600 кэВ могут быть эффективно инжектированы в канал и ускорены.
- В численном эксперименте показано, что при наклонном падении под углами 45^0-60^0 р-поляризованного лазерного излучения с интенсивностью в диапазоне $10^{17}-5 \cdot 10^{19}$ Вт/см² на плазму с масштабом неоднородности $0,5-3\lambda_0$ основным механизмом возбуждения плазменных волн является гибридная неустойчивость ВКР – двухплазмонный распад. Генерирующиеся при этом волны имеют широкий пространственный спектр $\Delta k \sim k_0$ вдоль оси, направленной по градиенту электронной концентрации, что непосредственно связано с уширением пространственного спектра волны накачки при отражении от сильно неоднородной плазмы. Проекция волновых чисел на ось, направленную вдоль поверхности плазмы, близки к $\sim 1.2k_0$ и $\sim 0.2k_0$.
- Моделирование показало, что ключевой особенностью генерации излучения на частоте $3/2\omega_0$ в неоднородной плазме $L=0,5-3\lambda_0$ является немедленное выполнение условий синхронизма, не требующее распространения плазмонов. Оно достигается благодаря широкому пространственному спектру $\Delta k \sim k_0$ плазмонов и волны накачки.

- Впервые показано, что уже при субрелятивистских интенсивностях наблюдаются новые механизмы генерации излучения на частоте $3/2\omega_0$ на высших гармониках нелинейных плазменных волн. Полученные из моделирования угловые характеристики излучения на частоте $3/2\omega_0$ хорошо согласуются с наблюдаемыми в эксперименте.
- PIC – моделирование показало, что в результате распада волн, возбужденных за счет параметрических неустойчивостей при $L=0.5-3\lambda_D$, образуются электроны с характерными энергиями 300 кэВ – 1 МэВ. Эти электроны могут быть захвачены лазерным полем либо суперпозицией полей лазерного импульса и плазмы и эффективно ускорены до 5-8 МэВ уже при интенсивности $5 \cdot 10^{18}$ Вт/см². Часть таких электронов формирует пучок по направлению отражения от мишени.
- Моделирование показало, что в процессе инжекции наблюдается 3 этапа. Первый - разрушение плазменных волн ВКР или гибридной неустойчивости, на втором этапе происходит ускорение преимущественно в поле одной из 2-х волн гибридной неустойчивости, распространяющейся вдоль поверхности мишени. Другая волна гибридной неустойчивости представляет одно пространственное колебание с фазовой скоростью, направленной по нормали к мишени в сторону с меньшей электронной концентрацией. На последнем третьем этапе поле этой волны отклоняет ускоренный электрон в сторону плазменного канала, что обеспечивает инжекцию в канал и последующее бетатронное ускорение.

Список работ, опубликованных по теме диссертации

Публикации по теме диссертации в рецензируемых журналах Scopus, WoS, RSCI а также в Перечне изданий МГУ

- [1] Electronic parametric instabilities in an inhomogeneous plasma with a sharp concentration gradient, excited by a femtosecond laser pulse of subrelativistic intensity / I. N. Tsymbalov, D. A. Gorlova, V. Y. Bychenkov, A. B. Savel'ev // Quantum Electronics. — 2019. — Vol. 49, no. 4. — P. 386–390. IF 1.151
- [2] Prepulse controlled electron acceleration from solids by a femtosecond laser pulse in the slightly relativistic regime / K. A. Ivanov, I. N. Tsymbalov, S. A. Shulyapov, D. A. Krestovskikh, A. V. Brantov, V. Y. Bychenkov, R. V. Volkov, and A. B. Savel'ev // Physics of Plasmas. — 2017. — Vol. 24, no. 6. — P. 063109. IF 1.941
- [3] Investigation of the reaction $d(\gamma, n)h$ near the threshold by means of powerful femtosecond laser radiation / I. N. Tsymbalov, R. V. Volkov, N. V. Eremin, K. A. Ivanov, V. G. Nedorezov, A. A. Paskhalov, A. L. Polonskij, A. B. Savel'ev, N. M. Sobolevskij, A. A. Turinge, and S. A. Shulyapov // Physics of Atomic Nuclei. — 2017. — Vol. 80, no. 3. — P. 397–401. IF 1.04
- [4] Photoexcitation of spin isomers of In and Cd nuclei in the pigmy resonance region / V. Nedorezov, E. Konobeevski, A. Polonski, V. Ponomarev, A. Savel'ev, G. Solodukhov, I. Tsymbalov, A. Turinge, S. Zuyev, and D. Gorlova, // Physica Scripta. — 2018. — Vol. 94, no. 1 IF 1.902
- [5] Parametric waves excitation in relativistic laser-plasma interactions for electron acceleration / S. A. Shulyapov, K. Ivanov, I. N. Tsymbalov, D. A. Krestovskikh, A. B. Savel'ev, P. A.

- Ksenofontov, A. V. Brantov, and V. Y. Bychenkov, // Journal of Physics: Conference Series. — 2015. — Vol. 653, no. 3. — P. 012007 IF 0.241
- [6] Postionisation of a spatially nonuniform plasma plume under high-intensity femtosecond laser irradiation / D. A. Krestovskikh, K. A. Ivanov, I. N. Tsymbalov, S. A. Shulyapov, V. V. Bukin, R. V. Volkov, A. A. Rupasov, and A. B. Savel'ev // Quantum Electronics. — 2017. — Vol. 47, no. 1. — P. 42–47. IF 1.151
- [7] An electron magnetic spectrometer for experiments on a terawatt femtosecond laser / A. V. Rusakov, K. A. Ivanov, N. A. Borisov, I. N. Tsymbalov, D. A. Gorlova, A. M. Lapik, A. S. Lar'kin, V. P. Lisin, I. M. Mordvintsev, A. N. Mushkarenkov, V. G. Nedorezov, A. L. Polonski, and A. B. Savel'ev-Trofimov // Instruments and Experimental Techniques. — 2017. — Vol. 60, no. 5. — P. 690–694. IF 0.613
- [8] Laser-plasma sources of ionizing radiation for simulation of radiation effects in microelectronic materials and components / I. N. Tsymbalov, K. A. Ivanov, R. V. Volkov, A. B. Savel'ev, L. S. Novikov, L. I. Galanina, N. P. Chirskaya, V. Y. Bychenkov, and A. I. Chumakov // Inorganic Materials: Applied Research. — 2017. — Vol. 8, no. 3. — P. 359–363. IF 0.38

Научные статьи, опубликованные в сборниках трудов конференций, индексируемых Scopus, WOS, РИНЦ:

- [9] Plasma optimization for efficient gamma production at relativistic intensities / I. Tsymbalov, S. Shulyapov, A. Larkin et al. // *IEEE 2018 International Conference Laser Optics (ICLO)*. — 2018. — P. 240–240.
- [10] Two plasmon decay instability in inhomogeneous femtosecond laser plasma / I. N. Tsymbalov, K. A. Ivanov, S. A. Shulyapov et al. // *IEEE 2018 International Conference Laser Optics (ICLO)*. — 2018. — P. 250–250.
- [11] Mechanisms of hot electrons generation and optical harmonics emission at relativistic laser-plasma interaction / I. N. Tsymbalov, S. A. Shulyapov, K. A. Ivanov et al. // *Журнал прикладной спектроскопии*. — 2016. — Vol. 83, no. 6-16. — P. 406–406.
- [12] Relativistic laser-plasma interactions in the case of the long pre-plasma layer: Experimental study / S. A. Shulyapov, I. N. Tsymbalov, D. A. Krestovskikh et al. // *Журнал прикладной спектроскопии*. — 2016. — Vol. 83, no. 6-16. — P. 401–401.

Список цитированной литературы

1. Krueer W.L., Estabrook K. J×B heating by very intense laser light // *Phys. Fluids*. 1985. Vol. 28, № 1. P. 430–432.
2. Gonsalves A.J. et al. Petawatt Laser Guiding and Electron Beam Acceleration to 8 GeV in a Laser-Heated Capillary Discharge Waveguide // *Phys. Rev. Lett. American Physical Society*, 2019. Vol. 122, № 8. P. 84801.
3. Tsymbalov I.N. et al. Investigation of the reaction $D(\gamma, n)H$ near the threshold by means of powerful femtosecond laser radiation // *Phys. At. Nucl.* 2017. Vol. 80, № 3. P. 397–401.
4. Chen L.M. et al. Intense high-contrast femtosecond K-shell x-ray source from laser-driven Ar clusters // *Phys. Rev. Lett.* 2010. Vol. 104, № 21. P. 1–4.
5. Bastiani S. et al. Experimental study of the interaction of subpicosecond laser pulses with solid targets of varying initial scale lengths // *Phys. Rev. E - Stat. Physics, Plasmas, Fluids, Relat. Interdiscip. Top.* 1997. Vol. 56, № 6. P. 7179–7185.
6. Li Y.T. et al. Observation of a fast electron beam emitted along the surface of a target irradiated by intense femtosecond laser pulses // *Phys. Rev. Lett.* 2006. Vol. 96, № 16. P. 2–5.

7. Mao J.Y. et al. Highly collimated monoenergetic target-surface electron acceleration in near-critical-density plasmas // *Appl. Phys. Lett.* 2015. Vol. 106, № 13. P. 0–5.
8. Thévenet M. et al. Vacuum laser acceleration of relativistic electrons using plasma mirror injectors // *Nat. Phys.* 2016. Vol. 12, № 4. P. 355–360.
9. Pukhov A., Sheng Z.M., Meyer-ter-Vehn J. Particle acceleration in relativistic laser channels // *Phys. Plasmas*. 1999. Vol. 6, № 7. P. 2847–2854.
10. Tsakiris G.D., Gahn C., Tripathi V.K. Laser induced electron acceleration in the presence of static electric and magnetic fields in a plasma // *Phys. Plasmas*. 2000. Vol. 7, № 7. P. 3017–3030.
11. Ma Y. et al. Ultrahigh charge electron beams from laser-irradiated solid surface. 2017. № 31. P. 2–7.
12. Afeyan B.B., Williams E.A. A variational approach to parametric instabilities in inhomogeneous plasmas II: Stimulated Raman scattering // *Phys. Plasmas*. 1997. Vol. 4, № 11. P. 3803–3826.
13. Kruer W.L. The physics of laser plasma interactions. Redwood: Addison-Wesley, 1988. 182 p.
14. Quesnel B. et al. Electron parametric instabilities of ultraintense laser pulses propagating in plasmas of arbitrary density // *Phys. Plasmas*. 1997. Vol. 4, № 9. P. 3358–3368.
15. Guérin S. et al. Modulational and Raman instabilities in the relativistic regime // *Phys. Plasmas*. 1995. Vol. 2, № 7. P. 2807–2814.
16. Tarasevitch A. et al. 3/2 Harmonic generation by femtosecond laser pulses on solid targets // *Springer Ser. Chem. Phys.* 2003. Vol. 71. P. 102–104.
17. Veisz L. et al. Three-halves harmonic emission from femtosecond laser produced plasmas // *Phys. Plasmas*. 2002. Vol. 9, № 8. P. 3197–3200.
18. Romanov D. V. et al. Self-organization of a plasma due to 3D evolution of the weibel instability // *Phys. Rev. Lett.* 2004. Vol. 93, № 21. P. 19–22.
19. Ivanov K.A. et al. Prepulse controlled electron acceleration from solids by a femtosecond laser pulse in the slightly relativistic regime // *Phys. Plasmas*. 2017. Vol. 24, № 6.
20. Mulser P., Bauer D. High Power Laser-Matter Interaction. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2010. Vol. 238. 416 p.
21. Tarasevitch A. et al. 3/2 Harmonic Generation By Femtosecond Laser Pulses in Steep-Gradient Plasmas // *Phys. Rev. E - Stat. Physics, Plasmas, Fluids, Relat. Interdiscip. Top.* 2003. Vol. 68, № 2. P. 6.
22. D.A. Krestovskikh, K.A. Ivanov, I.N. Tsymbalov, S.A. Shulyapov, V.V. Bukin, R.V. Volkov, A.A. Rupasov A.B.S. Postionisation of a spatially nonuniform plasma plume under high-intensity femtosecond laser irradiation // *Quantum Electron.* 2017. Vol. 1, № 47. P. 42–47.
23. Davidson R.W.C., Schram P.P.J.M. Nonlinear oscillations in a cold plasma // *Nucl. Fusion*. IOP Publishing, 1968. Vol. 8, № 3. P. 183–195.
24. Hazra D. et al. Betatron resonance electron acceleration and generation of relativistic electron beams using 200 fs Ti:sapphire laser pulses // *Plasma Phys. Control. Fusion*. IOP Publishing, 2018. Vol. 60, № 8. P. 85015.
25. Tsymbalov I.N. et al. Two plasmon decay instability in inhomogeneous femtosecond laser plasma // 2018 International Conference Laser Optics (ICLO). IEEE, 2018. Vol. 3197, № 2002. P. 250–250.