

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

На правах рукописи

Ракитина Мария Александровна

**Роль преплазмы мишени в задачах аномального
поглощения излучения и лазерного ускорения частиц**

Специальность 1.3.19 – Лазерная физика

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2026

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физическом институте им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН).

Научный

руководитель: доктор физико-математических наук
Брантов Андрей Владимирович

Официальные
оппоненты:

Андреев Николай Евгеньевич,
доктор физико-математических наук, профессор,
Федеральное государственное бюджетное учреждение
науки «Объединенный институт высоких температур
Российской академии наук» (ОИВТ РАН) (г. Москва), за-
ведующий лабораторией лазерной плазмы

Коржиманов Артем Владимирович,
кандидат физико-математических наук,
Федеральное государственное бюджетное научное учре-
ждение «Федеральный исследовательский центр Инсти-
тут прикладной физики Российской академии наук»
(ИПФ РАН) (г. Нижний Новгород), заместитель заведу-
ющего по научной работе отдела сверхбыстрых процессов
(330)

Ведущая

организация: Федеральное государственное бюджетное образователь-
ное учреждение высшего образования «Санкт-Петербург-
ский государственный университет» (СПбГУ)

Защита состоится 18 мая 2026 г. в 11 часов на заседании диссертационно-
го совета 24.1.262.01 на базе Федерального государственного бюджетного
учреждения науки Физического института им. П. Н. Лебедева Российской
академии наук (ФИАН), расположенного по адресу: 119991, г. Москва, Ле-
нинский проспект, д. 53.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте ФИАН:
www.lebedev.ru.

Автореферат разослан «___» _____ 2026 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета
24.1.262.01,
доктор физ.-мат. наук

А. С. Золотько

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования.

Физика плазменной короны является важной частью как задач лазерного термоядерного синтеза (ЛТС), так и задач, связанных с лазерным ускорением частиц. Именно преплазма (плазменная корона) определяет долю поглощенной энергии падающего лазерного излучения, от которой зависят как эффективность сжатия термоядерной мишени, так и эффективность лазерного ускорения заряженных частиц. При этом существует множество различных каналов поглощения лазерного излучения, вклад от которых в общее поглощение излучения сильно зависит от характерных параметров преплазмы и до сих пор не до конца изучен. Одной из важных задач в этой области является проблема определения поглощения лазерного излучения в короне мишени ЛТС (на что оказывают влияние возникающие неустойчивости в плазме) и преплазме мишени, облучаемой мощным коротким лазерным импульсом релятивистской интенсивности.

Использование лазеров для осуществления управляемой термоядерной реакции считается одним из наиболее перспективных методов зажигания. Впервые идея использования лазеров была высказана еще в 1960-х годах Н.Г. Басовым и О.Н. Крохиным [1]. Тогда же и были проведены первые эксперименты по сжатию мишени лазерным импульсом в Физическом институте им. П.Н. Лебедева [2]. Современное состояние исследований ЛТС указывает на то, что лазеры с энергией в несколько мегаджоулей способны привести к зажиганию мишени с положительным КПД, что достигнуто недавно в Ливерморской национальной лаборатории США на установке NIF, в схеме непрямого сжатия мишени [3]. К началу 2022 года энерговыход термоядерной реакции составил 1.37 МДж, что с учетом вложенной энергии, равной 1.92 МДж, дает величину прироста энергии 0.72 [4], а в конце 2022 года было сообщено о первом успешном зажигании термоядерного топлива, при котором выход энергии превысил вложенную энергию лазерного излучения. При вложенной энергии, равной 2.05 МДж, было произведено в ходе термоядерной реакции 3.1 МДж энергии [5]. Успешные эксперименты показали перспективность данного подхода и возможность осуществления термоядерной реакции. Таким образом, в настоящее время встает вопрос о дальнейшем повышении эффективности преобразования энергии лазера в энерговыход термоядерной реакции и практическом использовании управляемого термоядерного синтеза. В частности, рассматривается возможность перехода к первоначально предложенной схеме прямого сжатия мишени, поскольку в схеме непрямого облучения на мишень попадает только 8-10% полной энергии лазерного импульса.

В схеме прямого облучения мишени на ее поверхности (или испаряемой оболочке - абляторе) образуется плазменная корона, имеющая

температуру порядка нескольких кэВ. Лазерное излучение проникает в мишень только до глубины, соответствующей критической плотности электронов, частично отражается и поглощается электронами плазмы в результате обратного тормозного поглощения. Однако, такая упрощенная гидродинамическая модель зачастую не позволяет полностью описать процесс формирования плазменной короны, требующей учета кинетики лазерно-плазменного взаимодействия. Эта проблема представляет целый ряд задач, связанных с описанием различных механизмов поглощения лазерного импульса, возникновением неустойчивостей, самовозбуждением полей, процессами переноса и генерацией быстрых частиц, которые становятся наиболее актуальными именно для схемы прямого сжатия мишени [6]. Одна из возможных неустойчивостей, приводящих к аномальному поглощению электронами излучения, ионно-звуковая неустойчивость обратного тока, связана с возникновением в плазме больших градиентов температуры. Развитие этой неустойчивости приводит к ионно-звуковой турбулентности.

Турбулентный нагрев в плазме был впервые рассмотрен в начале 60-х годов [7, 8]. В то же время, численное моделирование, считавшееся одним из самых надежных способов исследования токовых неустойчивостей, давало результаты, существенно отличающиеся от теоретических расчетов. При сравнении численного моделирования и теоретических расчетов становится видно, что теория имеет весьма ограниченную область применения, но на ее основе можно развить численные расчеты (которые были недостаточно точными для того времени) для вычисления ионно-звуковой неустойчивости. Кроме того, существовал ряд работ [9, 10], предсказывающих аномально большое дополнительное поглощение из-за развития этой неустойчивости. К настоящему времени теория ионно-звуковой турбулентности развита достаточно хорошо [11] и имеется теоретическая модель, описывающая дополнительное аномальное поглощение в результате развития этой неустойчивости [12]. Однако самосогласованных расчетов сферического разлета мишени ЛТС с описанием влияния этого аномального поглощения и учетом точных порогов возникновения ионно-звуковой неустойчивости все еще не было проведено. Кроме того, испаряемая оболочка мишени ЛТС обычно состоит из пластика, в состав которого входит несколько разных типов ионов, что требует отдельного рассмотрения для задач возникновения ионно-звуковой неустойчивости.

В начале девяностых годов для плазмы, содержащей два сорта ионов, было обнаружено существенное увеличение эффективности рассеяния ионно-звуковых волн на ионах [11, 13]. Однако, как правило, в предшествующих работах, рассматривались приближенные решения дисперсионного уравнения для плазмы с двумя сортами ионов, область использования которых сильно ограничена и зачастую не отвечает реальным параметрам

разлетающейся короны мишени ЛТС. В данной работе условия возникновения ионно-звуковой неустойчивости в плазме с двумя сортами ионов рассчитаны с использованием точного решения дисперсионного уравнения.

С ростом интенсивности ультракоротких лазерных импульсов [14] все большую актуальность приобретают источники лазерно-ускоренных заряженных частиц и вторичного излучения. В настоящее время доминирующее количество исследований по взаимодействию мощного лазерного излучения с мишенями направлено на генерацию высокоэнергетичных частиц. Это связано в первую очередь с большим числом возможных приложений относительного компактного лазерного источника таких частиц. Ускорение частиц зачастую происходит благодаря нескольким механизмам одновременно, что приводит к получению высокоэнергетичных частиц с различными характеристиками. Детальное исследование задачи лазерного ускорения частиц может обеспечить возможность получения пучков с заданными характеристиками, требующимися для тех или иных задач. Данное исследование требует комплексного гидродинамико-кинетического многомерного моделирования с условиями, максимально приближенными к экспериментальным. Таким образом, можно оптимизировать взаимодействие лазерного излучения с мишенями и найти условия получения высокоэнергетичных частиц с заданными характеристиками пучка, а также интерпретировать экспериментальные результаты и предсказывать пути повышения эффективности ускорения частиц.

Значительные результаты достигнуты при взаимодействии релятивистских лазерных импульсов с газовыми мишенями и капиллярной плазмой [15]. Однако заряды пучков электронов оказываются на уровне десятых долей нКл. Эффективный способ повышения количества электронов высоких энергий заключается в использовании мишеней с плотностями порядка критической. С помощью подобных мишеней возможно достижение рекордных значений конверсии энергии лазерного импульса в энергию ускоренных электронов [16]. Возможность получения таких мишеней в результате разлета твердотельных фольг является одной из задач данной работы.

С момента первой демонстрации эффективного ускорения протонов до энергий в десятки МэВ [17] ведутся многочисленные работы по оптимизации лазерных и мишеневых условий для достижения более высоких максимальных энергий ионов. Для получения пучков протонов с максимальными энергиями предлагается использование ультратонких фольг оптимальной толщины, которая составляет десятки нм в зависимости от интенсивности лазерного излучения [18].

Особенности ускорения ионов (в первую очередь протонов, которые наиболее эффективно ускоряются практически из любой мишени из заднего слоя органического загрязнения) зависят не только от параметров лазерного импульса, но также от материала мишени и состояния её

поверхности. Для наиболее эффективного ускорения протонов важно избежать разрушения задней стенки мишени, вследствие чего толщина мишени должна выбираться так, чтобы мишень не была разрушена до прихода основного импульса [19], однако при этом достаточно большая толщина мишени может привести к снижению максимальной энергии протонов [20]. Таким образом, контроль плазмы, сформированной под действием предимпульса, позволит избежать случаев разрушения мишени, обеспечивая при этом эффективное ускорение протонов.

Для контроля профилей плотности разлетающейся под действием лазерного импульса мишени необходимо гидродинамическое моделирование. Несмотря на значительное количество работ, посвященных ускорению частиц, все еще остаются нерешенными некоторые вопросы, связанные с нахождением оптимальных параметров лазерной установки или оптимальных мишеней для получения пучков протонов и электронов с желаемыми характеристиками. В диссертационной работе проведено самосогласованное многомерное гидродинамико-кинетическое моделирование для фемтосекундных лазерных установок с пиковой интенсивностью 10^{19} – 10^{22} Вт/см² и наносекундным предимпульсом с длительностью 3–5 нс интенсивностью от 10^{11} Вт/см² до 10^{13} Вт/см².

Таким образом, корректные гидродинамические расчеты формирования короны и сжатия мишеней лазерного термоядерного синтеза требуют включения кинетических эффектов, связанных, например, с развитием неустойчивостей в плазменной короне. С другой стороны кинетическое моделирование ускорения частиц фемтосекундными лазерными импульсами релятивистской интенсивности должно включать предварительные гидродинамические расчеты, описывающие воздействие на мишени наносекундного предимпульса.

Цели и задачи диссертационной работы

Целью диссертационной работы является исследование особенностей формирования плазменной короны (преплазмы) для задач лазерного термоядерного синтеза (с учетом влияния кинетических эффектов, связанных с развитием ионно-звуковой неустойчивости обратного тока) и задач лазерного ускорения заряженных частиц. В соответствии с поставленной целью в диссертационной работе ставились следующие задачи:

1. Получить выражение для порога ионно-звуковой неустойчивости обратного тока в зависимости от параметров плазмы с одним сортом ионов, пригодное для внедрения в гидродинамический код, и провести расчеты влияния аномального поглощения, возникающего вследствие развития этой неустойчивости, на динамику короны мишени ЛТС.
2. Рассчитать порог возникновения ионно-звуковой неустойчивости обратного тока в плазме с двумя сортами ионов.

3. Провести гидродинамические расчеты формирования преплазмы мишени под действием предимпульса наносекундной длительности (3-5 нс) с интенсивностью от 10^{11} Вт/см² до 10^{13} Вт/см² для определения характерных масштабов возникающей преплазмы и модификации мишени.

4. С использованием полученных в гидродинамических расчетах профилей плотности преплазмы исследовать ускорение электронов и протонов короткими лазерными импульсами релятивистской интенсивности.

Научная новизна.

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

1. Предложено выражение для порогового градиента температуры, при котором возникает ионно-звуковая неустойчивость обратного тока в плазме лазерного термоядерного синтеза.
2. Показано, что в плазме с двумя сортами ионов возможно возникновение ионно-звуковой неустойчивости даже в случае изотермической плазмы за счет возбуждения колебаний медленного звука.
3. Расчетно-теоретически показано, что сдвиг точки фокусировки лазерного импульса влияет на эффективность ускорения электронов и протонов. Наиболее эффективное ускорение наблюдается при выполнении условий самозахвата лазерного импульса в точке фокусировки лазерного импульса на растущий профиль плотности преплазмы.

Практическая значимость.

Диссертационная работа имеет расчетно-теоретический характер и может быть полезна при планировании экспериментов и анализе их результатов. Исследование ионно-звуковой неустойчивости обратного тока представляет интерес для задачи лазерного термоядерного синтеза в схеме с прямым облучением мишени. Результаты моделирования взаимодействия коротких лазерных импульсов с твердотельными мишенями могут использоваться для планирования экспериментов или оценки их результатов, а также позволяют подобрать параметры оптимальных мишеней на основе тонких твердотельных фольг для эффективной генерации высокоэнергетичных протонов и электронов.

Положения, выносимые на защиту.

1. Предложенная аналитическая формула для порогового градиента температуры ионно-звуковой неустойчивости позволяет корректно учесть

аномальное поглощение в гидродинамическом моделировании нагрева термоядерной мишени, которое приводит к увеличению поглощения на 10%.

2. Наличие ветви медленных звуковых колебаний в плазме с двумя сортами ионов может приводить к возбуждению ионно-звуковой неустойчивости обратного тока даже в изотермической плазме при резком градиенте температуры.

3. Правильный выбор точки фокусировки на профиль преплазмы (отвечающей условию релятивистского самозахвата лазерного импульса) позволяет повысить эффективность ускорения электронов и протонов при условии острой фокусировки импульса.

4. Наличие преплазмы на фронте ультратонкой фольги позволяет повысить максимальную энергию протонов до 50% по сравнению с ультратонкой фольгой без преплазмы, за исключением мишени оптимальной толщины, составляющей десятки нанометров (для которой преплазма приводит к падению максимальной энергии на 5%).

Достоверность результатов работы.

Достоверность результатов исследования обеспечивается надёжностью применявшихся теоретических методов, использованием проверенных численных кодов и совпадением полученных результатов по ускорению протонов с экспериментальными данными.

Апробация работы.

Основные результаты работы были представлены автором лично на конференциях: Международных конференциях «Лазерные, плазменные исследования и технологии» (Москва, 2020, 2021, 2022), Международных научных конференциях студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов» (Москва, 2020, 2021, 2022), International Conference on Ultrafast Optical Science (Москва, 2022, 2023, 2025), Всероссийская конференция «Невская Фотоника» (Санкт-Петербург, 2023), XXXIX международная конференция «Уравнения состояния материи» (Кабардино-Балкария, 2024), 21st International Conference Laser Optics «ICLO» (Санкт-Петербург, 2024), 8th International Conference "Frontiers of Nonlinear Physics" (Москва, 2024), Сложные системы заряженных частиц и их взаимодействие с электромагнитным излучением «CSCPIER» (Москва, 2025).

Публикации.

По материалам диссертации было опубликовано 10 печатных работ в рецензируемых научных изданиях, индексируемых в базах данных Web of Science и Scopus: [A1-A10]

Личный вклад автора.

Все представленные в диссертации результаты выполнены лично автором или при его непосредственном участии. Автором лично проведены аналитические расчеты возникновения ионно-звуковой неустойчивости, выполнены гидродинамические расчеты, включая их обработку и последующий анализ, и проведены кинетические расчеты ускорения частиц из мишеней с преплазмой. Также автором осуществлялись: написание научных статей, подготовка и представление докладов на научных конференциях. Постановка задач исследования, интерпретация результатов и написание статей проводились совместно с научным руководителем. Автор не принимал участия в экспериментальной части работы [A9], результаты которой приведены для сравнения с теоретическими расчетами, и моделировании генерации нейтронов в мишени ЛТС в работе [A3], которое не входит в диссертацию.

Объем и структура диссертации.

Диссертационная работа состоит из введения, включающего обзор литературы, двух оригинальных глав и заключения. Полный объем работы составляет 106 страниц с 42 рисунками. Список литературы содержит 119 наименований.

Основное содержание работы.

Во введении обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, приводится обзор научной литературы по изучаемой проблеме, формулируется цель и ставятся задачи работы, излагается научная новизна и практическая значимость работы, представляются выносимые на защиту научные положения. Также даются сведения о достоверности, практической значимости результатов и их апробации.

Первая глава посвящена исследованию ионно-звуковой неустойчивости обратного тока в плазме лазерного термоядерного синтеза и ее влиянию на дополнительное аномальное поглощение лазерного излучения в мишени.

В **разделе 1.1** рассмотрена ионно-звуковая неустойчивость обратного тока в углеродной плазме. Приводятся аналитические выражения для частоты и затухания ионно-звуковой волны, которые хорошо согласуются с численным решением дисперсионного уравнения. С использованием аналитических выражений вычислены пороги возникновения ионно-звуковой неустойчивости углеродной плазмы. Условием возникновения неустойчивости является условие на коэффициент затухания, $\tilde{\gamma} = \tilde{\gamma}_e - \tilde{\gamma}_i > 0$; $\frac{\partial \tilde{\gamma}}{\partial k} = 0$, из которого и можно найти пороговое значение градиента температуры, δ_T .

Предложено аналитическое выражение для порогового значения градиента температуры с учетом ион-ионных столкновений в виде дополнительного параметра, $\tilde{\lambda}_{ii}$:

$$\delta_T = \begin{cases} \frac{0.5}{(g-3)^{0.8}} \frac{1}{2.4 + \sqrt{\mu}} \frac{\tilde{\lambda}_{ii} + 3}{\tilde{\lambda}_{ii} + 1} & \text{for } 6 < g < 21\mu^{0.05} \\ \frac{0.2}{\sqrt{g}} \frac{1}{2 + \sqrt{\mu}} \frac{\tilde{\lambda}_{ii} + 3}{\tilde{\lambda}_{ii} + 1} & \text{for } 21\mu^{0.05} \leq g < 100 \end{cases} \quad (1)$$

Здесь $\mu = Zm_i/m_p$, $\tilde{\lambda}_{ii} = v_{Ti}/\nu_i\lambda_{De}$, $g = ZT_e/T_i$. На Рис. 1 представлены сравнения порогового значения градиента температуры δ_T численного решения с предложенной в формуле (1) аппроксимацией. Аппроксимация при помощи формулы (1), введенная для упрощения расчетов, обеспечивает необходимую точность для вычисления значения δ_T . В дальнейшем эта аппроксимация была использована в гидродинамическом моделировании в качестве критерия для учета аномального поглощения.

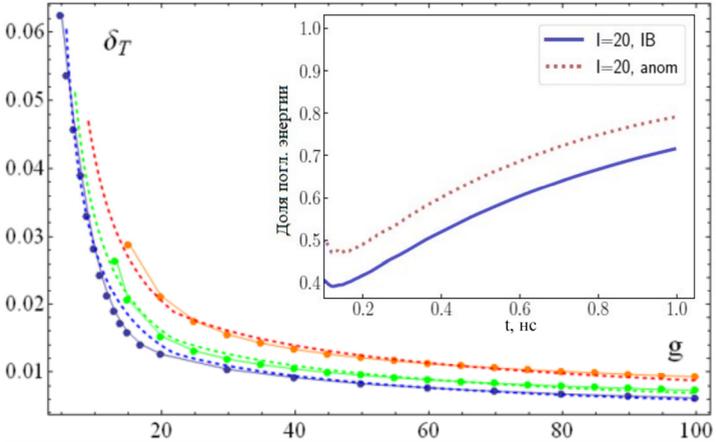


Рис. 1: Зависимость порогового значения градиента температуры δ_T от отношения температуры электронов к температуре ионов (параметра $g = ZT_e/T_i$) С-плазмы ($\mu = 2$). Синим цветом обозначена функция для $\tilde{\lambda}_{ii} = 100$ (случай без столкновений), зеленым - для $\tilde{\lambda}_{ii} = 10$ и оранжевым для $\tilde{\lambda}_{ii} = 3$. На вставке приведена доля поглощенной энергии в зависимости от времени для интенсивности $I = 2 \times 10^{15}$ Вт/см² с учетом (anom) и без учета (IB) аномального поглощения.

Моделирование плазменной короны проводилось при помощи гидродинамического кода FRONT [21], который включает в себя основные необходимые физические параметры: двухтемпературные уравнения гидродинамики, лазерный нагрев, электрон-ионные столкновения и электрическую теплопроводность. Код FRONT – эйлеров параллельный

трёхмерный код. Энергия лазера в основном поглощается вблизи критической плотности электронов плазмы. Перераспределение поглощенной энергии происходит только за счет теплового потока электронов, который контролирует температуру плазмы вблизи точки поглощения.

В тех точках, где выполняется критерий на градиент температуры, при котором возникает ионно-звуковая неустойчивость, добавляется дополнительное аномальное поглощение, коэффициент которого можно вычислить по формуле:

$$k_{anom} = \frac{1}{c} \frac{\omega_{Le}^2}{\omega_l^2} \nu_{anom}, \quad (2)$$

где ν_{anom} - частота столкновений при аномальном поглощении, зависящая от спектров ионного звука [12], ω_l - частота лазерного излучения.

Оценку величины аномального поглощения можно получить при помощи явного вида для ν_{ei} и ν_{anom} :

$$\frac{k_{anom}}{k} \sim \left(\frac{Zm_e}{m_i} \right)^{1/2} \frac{T_e}{T_i} \frac{n_e \lambda_{De}^3}{\Lambda} \quad (3)$$

Вклад аномального поглощения пропорционален количеству электронов в дебаевской сфере ($n_e \lambda_{De}^3$). Обычно для горячей плазмы короны это число велико, поэтому аномальное поглощение представляется значительным. В моделировании использовалась плоская углеродная мишень ($Z=6$), облученная лазерным импульсом зеленого цвета на второй гармонике ($\lambda = 0.53$ мкм). Интенсивность лазера постепенно увеличивалась за время τ_{las} по экспоненциальному закону $I = I_0(1 - \exp(t_0 - t)/\tau_{las})$ для момента времени $t < t_0$ и оставалась постоянной, когда $t > t_0$.

Максимальное значение интенсивности варьировалось от $I_0 = 3 \times 10^{14}$ Вт/см² до $I_0 = 5 \times 10^{15}$ Вт/см². Такие интенсивности лазерного излучения можно ожидать на мишени в экспериментах с прямым способом зажигания из-за перекрытия большого числа лазерных импульсов. Доля поглощенной энергии, равная $1 - E_{out}/E_{in}$, изображена на Рис. 1, на вставке. В ходе расчетов было вычислено, что аномальное поглощение необходимо учитывать при интенсивностях $I_0 \geq 7 \times 10^{14}$ Вт/см². Исходя из результатов моделирования, доля поглощенной энергии увеличивается примерно на 10% при учете аномального поглощения. Увеличение доли поглощенной энергии мало зависит от интенсивности лазерного импульса и остается практически одинаковым в моделировании.

Таким образом, неустойчивость обратного тока проявляется только в области с плотностью, близкой к критической, и вносит небольшой вклад в общее поглощение, в отличие от ранее опубликованных рассуждений [9, 10], которые предполагали широкие области плотности, где может существовать ионно-звуковая неустойчивость, например, $n_e > 0.3n_c$ [10], а также

высокий вклад ионно-звуковой неустойчивости, например, до дополнительного вклада 50%, в общее поглощение [22].

В разделе 1.2 рассматривается ионно-звуковая неустойчивость, возникающая в плазме с более сложным составом. В частности, в качестве материала рассматривался пластик (состоящий из атомов углерода и водорода), который часто используется в экспериментах по зажиганию мишени. Сведение задачи к рассмотренному в разделе 1.1 случаю с одним сортом ионов не дает нужной точности для описания ионно-звуковой неустойчивости, что было продемонстрировано при помощи сравнения численного решения с моделями среднего и эффективного ионов. Также в отличие от предыдущего случая с одним сортом ионов, в дисперсионном уравнении для плазмы с двумя сортами ионов возникают два решения - быстрая и медленная ветви звуковых колебаний - которые зависят от условий, накладываемых на частоту колебаний. Приближенные выражения для частоты и затухания могут использоваться для описания звуковых волн в плазме с двумя сортами ионов только для очень узкого диапазона параметров плазмы, как правило, трудно реализуемого на практике, что приводит к необходимости использования численного решения дисперсионного уравнения.

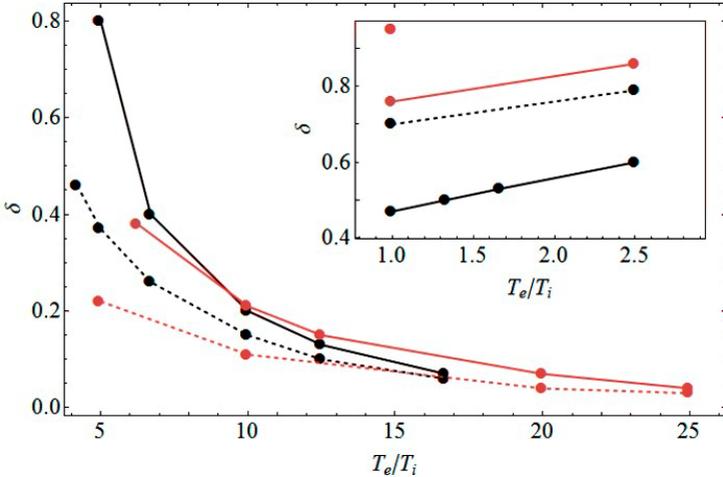


Рис. 2: Зависимость порогового значения δ , приводящего к возникновению ионно-звуковой неустойчивости, от отношения температуры электронов к температуре ионов при раскачки неустойчивости на быстром и медленном (показано на вставке) звуке для CH- (черные кривые) и CH₂ плазмы (красные кривые) для $Z = 6$ (сплошные кривые) и $Z = 4$ (пунктирные кривые) (справа).

Численно были рассчитаны пороги возникновения ионно-звуковой неустойчивости для быстрой и медленной ветвей ионно-звуковых колебаний (см. рис. 2). Проведенные расчеты показывают возможность раскачки неустойчивости в изотермической плазме за счет возбуждения ветви медленных звуковых колебаний. Однако, приведенные результаты предсказывают, что для раскачки ионно-звуковой неустойчивости в плазме с двумя сортами ионов требуются довольно резкие градиенты температуры (сравнимые с длиной свободного пробега горячих электронов), примерно на порядок большие, чем для плазмы с одним сортом ионов. Поэтому для плазмы короны лазерного термоядерного синтеза, образованной за счет разлета аблятора сложного ионного состава, возбуждение ионно-звуковой неустойчивости можно ожидать только на начальной стадии нагрева, пока температуры электронов и ионов плазмы не успевают выровняться за счет электрон-ионных соударений. Проведенный анализ основан на бесстолкновительном подходе, использованном для определения частоты и затухания ионно-звуковых колебаний. Можно ожидать, что столкновения между тяжелыми и легкими сортами ионов приведут к некоторому увеличению значений градиентов температуры, необходимых для возникновения ионно-звуковой неустойчивости.

Раздел 1.3 выступает в качестве заключения к **первой главе**, где перечислены основные полученные выводы. Результаты, представленные в первой главе, опубликованы в работах [A1-A3].

Вторая глава включает в себя гидродинамическое моделирование разлета преплазмы под действием наносекундного лазерного импульса и кинетические расчеты ускорения электронов и протонов фемтосекундным лазерным импульсом.

В **разделе 2.1** рассмотрено гидродинамическое моделирование взаимодействия наносекундного лазерного импульса с интенсивностями от 10^{11} Вт/см² до 10^{13} Вт/см² и твердотельной мишени толщиной 6-10 мкм. Описание разлета мишеней под действием предимпульса/дополнительного импульса, синхронизированного с основным, является необходимым условием моделирования экспериментальных данных и показывает необходимость учета модификации мишени для их объяснения.

Ключевым моментом во взаимодействии лазерных импульсов с мишенями из фольги является образование преплазмы до того, как основной импульс достигнет мишени. Можно предположить, что такая преплазма является причиной усиленной генерации высокоэнергетичных электронов и, следовательно, усиленной генерации электрического поля, которое эффективно ускоряет ионы. Одним из простых способов получения преплазмы является использование дополнительного (обычно наносекундного) лазерного импульса, синхронизированного с основным. Также при низком коэффициенте контрастности (отношении интенсивности основного лазерного импульса к интенсивности предимпульса) энергии лазера можно

также ожидать, что плазма распространится на заднюю поверхность мишени из фольги ещё до прихода основного импульса. Ключевым моментом является использование цилиндрической геометрии в гидродинамическом моделировании, что позволяет наблюдать разлет плазмы не только в продольном направлении лазерного импульса, но и в поперечном. Сравнение расчетов в цилиндрической геометрии с расчетами, сделанными в одномерной геометрии, показывает, что использование одномерной геометрии существенно завышает параметры преплазмы и мишени (см. Рис.3, слева).

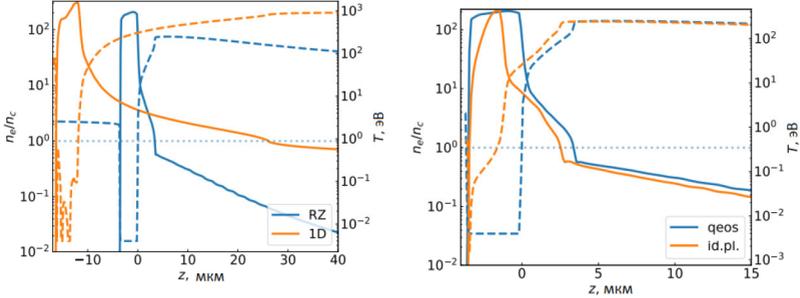


Рис. 3: Сравнение профилей плотности (сплошные линии) и температуры электронов (пунктирные линии) для расчетов, проведенных в одномерной и цилиндрической геометрии (слева). Сравнение профилей плотности электронов (сплошные линии) и температуры электронов (пунктирные линии) для расчетов с различными уравнениями состояния (справа). Расчеты соответствуют интенсивности лазерного импульса $I = 10^{13}$ Вт/см² и моменту времени $t = 2$ нс.

В гидродинамическом коде FRONT реализовано широкодиапазонное уравнения состояния, QEOS, которое учитывает как твердотельную часть, так и низкоплотную корону [23]. При использовании уравнения идеальной плазмы положение критической плотности оказывается на несколько микрон смещено вглубь мишени (см. Рис.3, справа). Также для уравнения состояния идеальной плазмы максимальное значение давления находится на границе с плотной плазмой, что приводит к тому, что мишень сдвигается первой ударной волной. Для второго уравнения состояния пиковое значение давления находится в области высокой плотности, что связано с серией ударных волн, прошедших по среде и сжавших мишень. Несмотря на это, если интересоваться только областью плазменной короны, более простого уравнения состояния идеальной плазмы оказывается достаточно. Однако в некоторых задачах (например, для определения точки фокусировки мощного короткого лазерного импульса) важно положение точки критической плотности, так как от этого зависит эффективность ускорения частиц.

Профили плотности разлетающейся преплазмы определяются двумя характерными градиентными длинами - в области околочитической

плазмы и в области низкоплотного плазменного хвоста. Для всех рассмотренных плотностей энергии характерные градиентные длины слабо зависят как от материала мишени, так и от ее толщины. Характерная градиентная длина околокритической плазмы быстро выходит на насыщение (~ 0.3 мкм) с ростом интенсивности лазерного импульса и остается постоянной при дальнейшем увеличении интенсивности лазерного импульса. Рост характерной градиентной длины низкоплотной плазмы с увеличением вложенной плотности энергии несколько замедляется и остается в пределах 3-20 мкм для всех рассмотренных материалов (Al, Si, Fe и W) и толщин мишени. Таким образом, возможности управления параметрами преплазмы с использованием предимпульса оказываются довольно ограниченными, поскольку продольный профиль преплазмы мало меняется в зависимости от интенсивности предимпульса.

Большие возможности управления параметрами мишени появляются при использовании независимого наносекундного лазерного импульса, в частности, при возможности фокусировки мощного основного импульса, используемого для ускорения электронов, под разными углами в мишени и в особенности почти параллельно разлетающейся мишени. В этом случае основной импульс распространяется вдоль поперечного профиля сформированной преплазмы. В результате, при больших интенсивностях наносекундного импульса ($\geq 5 \times 10^{13}$ Вт/см²) на некотором удалении от центра мишени возникает область околокритической плотности длиной 5-10 мкм, которую можно использовать для ускорения. Характерные времена изменения профиля плотности преплазмы составляют сотни пикосекунд, что делает возможным синхронизацию наносекундного импульса, создающего преплазму, с фемтосекундным лазерным импульсом, направленным в создаваемую область поперек разлетающейся преплазмы, для наиболее эффективного ускорения электронов.

Профили плотности разлетающейся преплазмы были использованы для кинетического моделирования ускорения электронов и протонов в **разделах 2.2-2.3**. В **разделе 2.2**, посвященном кинетическому ускорению электронов в мишенях с преплазмой показано, что оптимальная градиентная длина низкоплотной плазмы составляет $\sim 15-20$ мкм для низкоэнергетичного лазерного импульса (с энергией 50 мДж), который позволяет значительно повысить эффективность ускорения и получать пучки электронов со средней энергией более 2 МэВ. Коэффициент конверсии лазерного импульса в энергию ускоренных электронов в случае оптимальных параметров составляет 28%.

Также эффективность ускорения электронов зависит не только от градиента плотности преплазмы, но и от положения точки фокусировки падающего излучения на градиенте, что связано с возможной филаментацией лазерного импульса при его фокусировке в достаточно плотную плазму

(см. рис. 4, в). При изменении положения точки фокусировки можно найти такие параметры плазмы, при которых не возникает филаментации лазерного импульса (см. Рис. 4, а,б) и тем самым добиться повышения эффективности ускорения электронов. Фокусировка лазерного импульса в точку на расстоянии $45\lambda_{las}$ от мишени позволяет повысить температуру горячих электронов до 2.2 МэВ и максимальную энергию электронов до 22 МэВ. Коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию электронов составляет в этом случае 30%. Здесь стоит отметить, что похожие результаты были обнаружены и экспериментально для лазерного импульса несколько меньшей энергии [24].

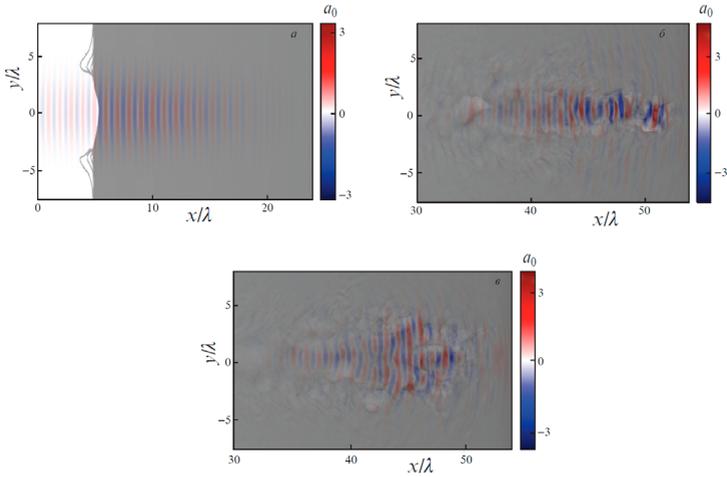


Рис. 4: Изображение лазерного импульса при фокусировке в точку на расстоянии $45\lambda_{las}$ от фольги перед мишенью (а) и вблизи мишени (б) и фокусировку на расстоянии $5\lambda_{las}$ (в) для профиля плотности преплазмы с градиентной длиной $24\lambda_{las}$

При использовании лазера большей энергии (~ 1 Дж) эффективность ускорения электронов слабо зависит от плотности плазменного факела при изменении характерной градиентной длины от 14λ до 24λ , что, по видимому, связано с практически полным удалением электронов из области фокального пятна, что уменьшает количество электронов, вовлеченных во взаимодействие. Коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию электронов в этом случае не превышает 10%. Увеличить эффективность ускорения электронов можно путем использования двухслойных мишеней с околоритической плотностью, что позволяет поднять коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию электронов до 35%, а также получить максимальную энергию электронов на уровне 100 МэВ.

Приведенные в **разделе 2.3** теоретические результаты показывают возможность управления параметрами преплазмы при фиксированной энергии предимпульса за счет сдвига мишени относительно точки наилучшей фокусировки, способствующего увеличению эффективности ускорения протонов, что подтверждается экспериментальными данными [A9]. Эксперимент проводился с помощью Ti:Sa фемтосекундного лазерного импульса (РФЯЦ-ВНИИТФ), длительность импульса, измеренная на полувысоте интенсивности, составляла 25-30 фс. Длина волны лазерного импульса равнялась 800 нм, полная энергия доходила до значения 2 Дж. В качестве мишени использовалась алюминиевая фольга толщиной 6 мкм.

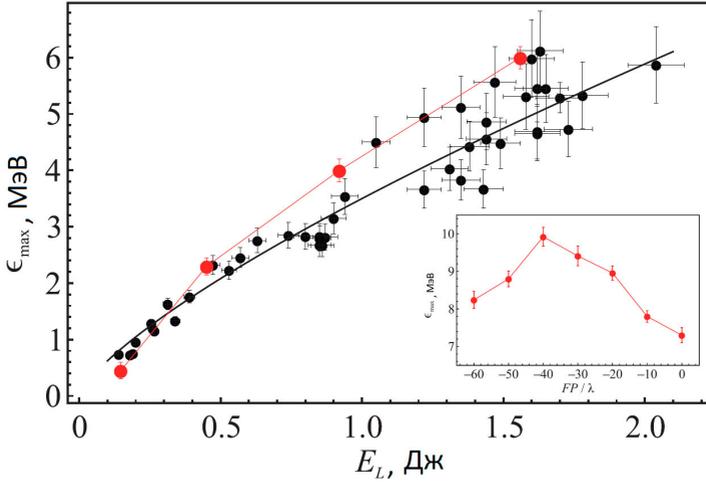


Рис. 5: Экспериментально измеренная зависимость максимальной энергии протонов от энергии лазерного импульса (черные точки). Черная кривая описывает зависимость $E_{max} \sim E_L^{0.75}$. Красная кривая отвечает результатам моделирования. На вставке показано РИС-моделирование зависимости максимальной энергии протонов от положения точки фокусировки лазерного импульса с энергией 2 Дж.

На Рис. 5 приведена зависимость максимальной энергии протонов от энергии лазерного импульса (черные точки - экспериментальные данные, красные - моделирование). Рост максимальной энергии протонов с увеличением энергии лазерного импульса более быстрый, чем пондеромоторный, обычно используемый для описания ускорения ионов с тыльной стороны мишени полем разделения заряда. Данный результат может быть следствием повышенного нагрева электронов за счет генерации так называемых суперпондеромоторных электронов при стохастическом нагреве последних.

Подобный результат был получен численно в моделировании ускорения протонов из ультратонкой фольги [18].

Полученное в данном эксперименте увеличение энергии протонов по сравнению с пондеромоторным скейлингом может быть объяснено наличием преплазмы на переднем фронте мишени, образующейся из-за конечного контраста лазерного излучения. При контрасте не хуже $C = 10^{-8}$ интенсивность наносекундного лазерного предимпульса длительностью 5 нс $I \geq 10^{12}$ Вт/см². Подобный предимпульс создает протяженную преплазму на переднем фронте мишени и влияет на энергию горячих электронов, которые в свою очередь повышают энергию ускоренных протонов.

Дополнительно простой сдвиг мишени от точки фокусировки может привести к существенному увеличению максимальной энергии протонов в 1.5 раза. Для рассматриваемых параметров лазерной установки с энергией порядка 1-2 Дж и алюминиевой мишени толщиной 6 мкм оптимальная величина сдвига составляет 40 мкм (см. Рис. 5, на вставке), что совпадает с экспериментальными результатами. С одной стороны, такой сдвиг отвечает оптимальным условиям фокусировки лазерного импульса на профиль плотности преплазмы, а, с другой стороны, позволяет избежать прогорания мишени или нарушения ее задней поверхности при максимально вложенной энергии. На основе физических представлений о реализации режима каналированного распространения лазерного импульса в режиме самозахвата дано объяснение возможности увеличения энергии протонов без повышения энергии лазера. Такой простой способ повышения эффективности ускорения протонов применим к достаточно толстым мишеням (мульти-мкм толщины) и не препятствует его использованию в высокочастотном режиме работы лазерных импульсов, когда затруднительна быстрая смена сверхтонких мишеней, считающихся наилучшими. Например, подобные энергии протонов (~ 10 МэВ) получались ранее на похожих лазерных установках (с энергией ~ 2 Дж) только с использованием ультратонких фольг ($\sim 1-2$ мкм) [25], для облучения которых необходим сложно получаемый высококонтрастный лазерный импульс.

В случае использования в качестве мишени тонких фольг, существует оптимальная толщина мишени, при которой энергия протонов максимальна. Для лазерного импульса с энергией ~ 2 Дж оптимальная толщина мишени составляет 0.03λ. При этом эффективность ускорения резко уменьшается при использовании мишени не оптимальной толщины.

При использовании мишени с преплазмой эффективность ускорения меньше зависит от толщины, однако максимальная энергия протонов становится несколько меньше (44 МэВ вместо 47 МэВ). Как правило, протоны ускоряются с задней поверхности мишени полем разделения заряда, возникающим как за счет вылета нагретых горячих электронов, так и вследствие выталкивания холодных электронов из тонкой фольги пондеромоторной силой лазерного импульса. Полученные зависимости для максимальной

энергии могут быть объяснены конкуренцией механизмов ускорения (ускорения за счет поля разделения заряда и ускорения за счет выталкивания холодных электронов из тонкой фольги пондеромоторной силой светового давления). Наблюдаемый максимум энергии при использовании мишени оптимальной толщины отвечает случаю, когда пондеромоторная сила сдвигает почти все холодные электроны на заднюю поверхность мишени, за счет чего световое давление обеспечивает наиболее эффективное ускорение протонов. При этом уменьшение или увеличение толщины приводит к резкому падению эффективности, что наблюдается в моделировании. С другой стороны, при наличии преплазмы на переднем фронте мишени, электроны нагреваются более эффективно, и именно эти электроны вносят определяющий вклад в ускоряющее поле. В этом случае зависимость эффективности ускорения протонов от толщины мишени оказывается значительно слабее. Пространственное распределение протонов с энергией больше 5 МэВ оказывается более узко направленным в случае использования мишени с преплазмой. Расходимость пучка протонов находится на уровне 10° , в то время как для тонкой фольги этот угол составляет примерно 20° и видимо связан с неоднородностью пондеромоторной силы остро сфокусированного лазерного импульса (электроны одновременно выдавливаются и продольной, и поперечной компонентами градиента интенсивности импульса). Таким образом, можно сделать вывод, что формирование протяженной преплазмы даёт преимущество для ускорения ионов, если используется тонкая мишень произвольной толщины (за исключением оптимальной).

Также в данном разделе продемонстрирована возможность применения лазерного импульса длительностью 25 фс установки XCELS (мощностью 10-15 ПВт) для получения рекордных энергий ускоренных протонов. Показано, что использование разлетающейся мишени с формирующимся оптимальным профилем плотности позволяет достичь энергии протонов ~ 0.8 ГэВ. Численные расчеты предсказывают получение пучков протонов с полной энергией более 20 Дж с высоким (вплоть до 6%) коэффициентом конверсии энергии лазерного импульса в энергию ускоренных высокоэнергетических протонов (учитывались протоны с энергией более 100 МэВ).

В **заключении** изложены основные выводы и результаты, полученные в диссертационной работе.

В конце диссертации дается список используемой литературы.

Основные результаты работы.

1. В рамках исследования ионно-звуковой неустойчивости обратного тока уточненная формула порогового градиента температуры, при котором

возникает неустойчивость, позволила в гидродинамическом моделировании учесть вклад аномального поглощения, связанного с раскачкой этой неустойчивости, в нагрев термоядерной мишени. Показано, что дополнительное аномальное поглощение возникает при интенсивностях больше 7×10^{14} Вт/см² (на второй гармонике неодимового лазера) вблизи критической плотности и вносит вклад в общее поглощение на уровне 10 % на начальной стадии нагрева мишени.

2. В случае плазмы с двумя сортами ионов вычисленные дисперсионные свойства двух ветвей колебаний (быстрой и медленной звуковой волны) позволили рассчитать порог возникновения ионно-звуковой неустойчивости, в частности, показана возможность возникновения ионно-звуковой неустойчивости в изотермической плазме за счет возбуждения медленной ветви звуковых колебаний.

3. Обосновано влияние преплазмы на эффективность ускорения электронов и ионов в рамках проведенного гидродинамико-кинетического моделирования. Предложенное описание позволяет объяснять результаты эксперимента и находить оптимальные параметры мишени и точки фокусировки лазерного импульса на профиль преплазмы и тем самым повышать эффективность ускорения заряженных частиц.

4. Учет преплазмы приводит к некоторому снижению максимальной энергии протонов (~ 5 %) для ультратонкой мишени оптимальной толщины (составляющей 30 нм), облучаемой лазерным импульсом с энергией порядка 1-2 Дж, однако дает существенный прирост к энергии протонов (вплоть до 50 %), для всех других толщин мишеней (толщиной до нескольких мкм), что связано с одной стороны с подавлением ускорения протонов световым давлением, а с другой стороны, с увеличением эффективности ускорения ионов полем разделения зарядов.

Список публикаций по теме диссертации.

Публикации в научных рецензируемых журналах, индексируемых в международных базах данных Web of Science и Scopus:

- [A1] Anomalous absorption due to development of return current instability / Glazyrin S.I., Brantov A.V., Rakitina M.A. and Bychenkov V.Yu. // High Energy Density Physics. 2020. Vol. 36. P. 100824–1–6.
- [A2] Раkitина М.А., Брантов А.В. О раскачке ионно-звуковой неустойчивости в плазме с двумя сортами ионов // Физика плазмы. 2021. Т. 57, № 10. С. 921–927.
- [A3] Simulation of Direct Drive Target Compression and Ignition Taking into Account Hot Electrons Generation / Glazyrin S.I., Brantov A.V., Rakitina

М.А., Gorodnichev K.E. and Bychenkov V.Yu. // Physics of Atomic Nuclei. 2022. Vol. 85, № 12. P. 1966–1971.

- [A4] Ракитина М.А., Брантов А.В., Глазырин С.И. Расчет разлета мишени для задач оптимизации лазерного ускорения ионов // Оптика и спектроскопия. 2023. Т. 131, № 2. С. 191–195.
- [A5] Лазерное ускорение ионов с использованием мишеней низкой плотности / Брантов А.В., Ракитина М.А., Глазырин С.И., Быченков В.Ю. // Квантовая электроника. 2023. Т. 53, № 3. С. 205–209.
- [A6] Брантов А.В., Ракитина М.А., Глазырин С.И. Эффективное лазерное ускорение электронов и ионов из мишеней с контролируемой преплазмой // Квантовая электроника. 2024. Т. 54, № 6. С. 335–340.
- [A7] Источник гамма-излучения на основе лазерного ускорения электронов из мишеней со слоем низкоплотной плазмы / Брантов А.В., Ракитина М.А., Глазырин С.И., Лобок М.Г. // Квантовая электроника. 2024. Т. 54, № 11. С. 668–672.
- [A8] Глазырин С.И., Ракитина М.А., Брантов А.В. Формирование лазерной преплазмы для управления эффективностью ускорения частиц // Физика плазмы. 2025. Т. 51, № 1. С. 64–67.
- [A9] Влияние положения фокуса на формирование преплазмы и ускорение ионов при лазерном облучении плоской мишени / Сафронов К.В., Брантов А.В., Флегентов В.А., Шамаева Н.Н., Горохов С.А., Тищенко А.С., Замураев Д. О., Федоров Н. А., Ковалева С. Ф., Шамраев А. Л., Глазырин С.И., Ракитина М.А., Быченков В.Ю. // Письма в ЖЭТФ. 2025. Т. 121, № 7. С. 562–571.
- [A10] А.В.Брантов, М.А.Ракитина, С.И.Глазырин. Сравнение характеристик пучков протонов, ускоряемых коротким лазерным импульсом с энергией порядка 2 Дж из ультратонких фольг и мишеней с преплазмой // Квантовая электроника. 2025. Т. 55, № 7. С. 423–428.

Список литературы

- [1] Басов Н.Г., Крохин О.Н. Условия разогрева плазмы излучением оптического генератора // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1964. Т. 46. С. 171–175.
- [2] Басов Н.Г., Зуев В.С., Сенатский Ю.В. Оптический квантовый генератор на неодимовом стекле с импульсным включением добротности // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1965. Т. 2. С. 57.

- [3] Термоядерные мишени прямого облучения лазерным импульсом мегаджоульного уровня / С.А. Бельков, С.В. Бондаренко, Г.А. Вергунова [и др.] // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2015. Т. 148. С. 784–798.
- [4] Lawson Criterion for Ignition Exceeded in an Inertial Fusion Experiment / H. Abu-Shawareb, R. Acree, P. Adams et al. // Phys. Rev. Lett. 2022. Aug. Vol. 129. P. 075001.
- [5] Achievement of Target Gain Larger than Unity in an Inertial Fusion Experiment / H. Abu-Shawareb, R. Acree, P. Adams et al. // Phys. Rev. Lett. 2024. Vol. 132. P. 065102.
- [6] Laser-direct-drive program: Promise, challenge, and path forward / E. Campbell, V. Goncharov, T. Sangster et al. // Matter and Radiation at Extremes. 2017. Vol. 2, no. 2. P. 37–54.
- [7] Б.Б. Кадомцев. Турбулентность плазмы // Вопросы теории плазмы. 1964. Т. 4. С. 258.
- [8] Б.Б. Кадомцев. О ионно-звуковых колебаниях, возбуждаемых электронным током // Докл. АН СССР. 1963. Т. 153. С. 1295–1298.
- [9] Max C. Physics of laser fusion. volume 1: Theory of the coronal plasma in laser-fusion targets // Physics Laser Fusion. 1981. Vol. 1.
- [10] Manheimer W., Colombant D. Light absorption by ion acoustic turbulence in laser-produced plasmas // The Physics of Fluids. 1978. 10. Vol. 21, no. 10. P. 1818–1827.
- [11] Vychenkov V., Silin V., Uryupin S. Ion-acoustic turbulence and anomalous transport // Phys. Rep. 1988. Vol. 164. P. 119.
- [12] Vychenkov V., Rozmus W. A model of anomalous absorption of laser light on ion acoustic turbulence // Physics of Plasmas. 2017. 01. Vol. 24, no. 1. P. 012701.
- [13] Кузора И.В., Силин В.П., Урюпин С.А. Динамическая поляризуемость и теория ионно-звуковой турбулентности плазмы с двумя сортами ионов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2001. Т. 120. С. 1194–1212.
- [14] Strickland D., Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses // Optics Communications. 1985. Vol. 56, no. 3. P. 219–221.
- [15] Пугачёва Д.В., Андреев Н.Е. Влияние синхротронного излучения на динамику прецессии спина электрона в процессе лазерно-плазменного ускорения // Квантовая электроника. 2018. Т. 48, № 4. С. 291–294.

- [16] Efficiency improvement of the femtosecond laser source of superponderomotive electrons and X-ray radiation due to the use of near-critical density targets / N. Andreev, V. Popov, O. Rosmej et al. // Quantum Electronics. 2021. nov. Vol. 51, no. 11. P. 1019.
- [17] Intense High-Energy Proton Beams from Petawatt-Laser Irradiation of Solids / R. Snavely, M. Key, S. Hatchett et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 85. P. 2945–2948.
- [18] Ion energy scaling under optimum conditions of laser plasma acceleration from solid density targets / A. Brantov, E. Govras, V. Bychenkov et al. // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2015. Feb. Vol. 18. P. 021301.
- [19] Energetic ions generated by laser pulses: A detailed study on target properties / M. Roth, A. Blazevic, M. Geissel et al. // Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams. 2002. Vol. 5, no. 6. P. 061301.
- [20] Enhancement of proton acceleration by hot-electron recirculation in thin foils irradiated by ultraintense laser pulses / A. Mackinnon, Y. Sentoku, P. Patel et al. // Physical review letters. 2002. Vol. 88, no. 21. P. 215006.
- [21] Glazyrin S., Blinnikov S., Dolgov A. Flame fronts in Type Ia supernovae and their pulsational stability // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2013. Vol. 433, no. 4. P. 2840–2849.
- [22] Colombant D., Manheimer W., Wallace M. A model of anomalous absorption, backscatter, and flux limitation in laser-produced plasmas // The Physics of Fluids. 1980. Vol. 23, no. 12. P. 2512–2528.
- [23] A new quotidian equation of state (QEOS) for hot dense matter / R. More, K. Warren, D. Young et al. // The Physics of fluids. 1988. Vol. 31, no. 10. P. 3059–3078.
- [24] Prepulse controlled electron acceleration from solids by a femtosecond laser pulse in the slightly relativistic regime / K. Ivanov, I. Tsymbalov, S. Shulyapov et al. // Physics of Plasmas. 2017. Vol. 24, no. 6. P. 063109.
- [25] Emittance measurement along transport beam line for laser driven protons / M. Wu, D. Li, J. Zhu et al. // Phys. Rev. Accel. Beams. 2020. Mar. Vol. 23. P. 031302.