

Российская Академия Наук
Физический институт им. П.Н. Лебедева

На правах рукописи

УДК 533.951, 533.932

Андрияш Игорь Александрович

**ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ СИЛЬНОЙ
АНИЗОТРОПИИ ПЛАЗМЫ, СОЗДАВАЕМОЙ
УЛЬТРАКОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ**

Специальность 01.04.21 – лазерная физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2009

Работа выполнена в Отделении квантовой радиофизики им. Н.Г. Басова
Физического института им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
Быченков Валерий Юрьевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
Лебо Иван Германович

доктор физико-математических наук,
Фролов Александр Анатольевич

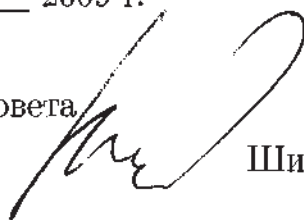
Ведущая организация: Московский инженерно-физический институт (На-
циональный Исследовательский Ядерный Университет)

Защита состоится 9 ноября года в 14 часов на заседании Диссертационного со-
вета Д 002.023.03 в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН) по
адресу: 119991, Москва, Ленинский просп., 53.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФИАН.

Автореферат разослан “___” _____ 2009 г.

Ученый секретарь Диссертационного совета
доктор физико-математических наук



Шиканов А.С.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

В результате воздействия фемтосекундных импульсов лазерного излучения на вещество возникающая плазма оказывается сильно неравновесной, и характеризуется, в частности, сильной анизотропией распределений частиц по энергии. Такая анизотропия возникает, как вследствие особенностей ионизации вещества лазерными импульсами, так и генерации сильных ускоряющих полей в плазме. В диссертации теоретически исследованы эффекты, обусловленные анизотропией электронных функций распределения, возникающих в результате ионизации вещества фемтосекундными импульсами оптических лазеров и коротковолновых лазеров на свободных электронах (ЛСЭ), а также ускорением ионов, в результате воздействия на мишени фемтосекундных лазерных импульсов релятивистской интенсивности.

Актуальность исследований анизотропной плазмы, создаваемой в результате фотоионизации вещества рентгеновским лазерным излучением, связана с бурным развитием технологий лазеров на свободных электронах, планами экспериментальных исследований с использованием этих лазеров и возможными практическими приложениями. В настоящее время в мире функционируют установки, способные создавать и оперировать с импульсами мягкого рентгеновского диапазона длительностью $10 - 100$ фс и числом фотонов $> 10^{12}$, что может обеспечить интенсивность $> 10^{16}$ Вт/см². Ионизация вещества излучением ЛСЭ происходит согласно теории классического фотоэффекта, создавая анизотропное распределение фотоэлектронов, которое, в случае достаточно редких столкновений (газовые среды), должно приводить к раскачке плазменных неустойчивостей [1]. С одной стороны, такая плазма подобна плазме с анизотропной электронной температурой, что приводит к неустойчивости, подобной классической электромагнитной неустойчивости Вейбеля [2]. С другой стороны, испускание фотоэлектронов атомами преимущественно вдоль направления вектора поляризации подобно электронному распределению в плазме с двумя противоположно распространяющимися потоками электронов одинаковой плотности и обуславливает раскачку продольной потенциальной неустойчивости типа двухпоточковой неустойчивости [1]. Если непотенциальная фотоионизационная вейбелевская (ФИВ) неустой-

чивость достаточно хорошо изучена, то потенциальная фотоионизационная двухпоточковая (ФИДП) неустойчивость была только недавно предсказана [3] и требовалось ее детальное изучение. Актуальность изучения характеристик и условий возникновения неустойчивостей анизотропной плазмы связана с тем, что они могут качественно менять свойства плазмы, обуславливая ее переход в турбулентное состояние или формирование нелинейных структур. Создание и изучение таких плазменных сред только начинается и мотивировано интересами фундаментальных исследований физики высоких плотностей энергий, а также поиском возможных применений рентгеновских ЛСЭ. Эксперименты по облучению вещества мощными фемтосекундными лазерными импульсами, рентгеновского диапазона, планируются и проводятся в ведущих мировых лабораториях (XFEL, FLASH, Германия; LCLS, США)[4]. Описание свойств фотоионизированной плазмы для интерпретации и планирования таких экспериментов нуждается в разработке адекватных теоретических моделей.

Неустойчивости плазмы с анизотропным распределением электронов по энергии, обусловленным ионизацией вещества фемтосекундным лазерным импульсом, характерны при исследовании плазм, создаваемых не только излучением ЛСЭ, но и лазерным излучением оптического диапазона [5]. При воздействии на мишень фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью $I = 10^{14} - 10^{16}$ Вт/см², вещество быстро ионизируется в соответствии с механизмом туннельной ионизации и превращается в анизотропную плазму. При этом распределение электронов в возникающей плазме анизотропно по отношению к вектору поляризации лазерного излучения. В случае рассмотренной в диссертации циркулярной поляризации, интенсивно обсуждаемой в последнее время, можно говорить об анизотропии электронной функции распределения относительно направления распространения излучения (направление анизотропии). Такое распределение делает плазму неустойчивой относительно раскачки непотенциальной неустойчивости типа вейбелевской с раскачкой магнитных возмущений вдоль направления анизотропии. Вместе с тем, в соответствии с принципом связи мод в анизотропных средах, можно предположить, что, если волновой вектор колебаний направлен под произвольным углом к направлению анизотропии плазмы, раскачка возму-

щений приводит к генерации, как поперечного непотенциального магнитного поля, так и продольного электростатического. Такая продольно-поперечная неустойчивость обнаружена и изучена в диссертации. В результате развития этой неустойчивости происходит возбуждение мелкомасштабных возмущений электронной плотности, способных влиять на поглощение лазерного излучения. В свете многочисленных экспериментов по облучению вещества фемтосекундными лазерными импульсами, проводимых в настоящее время, теоретическое исследование этой неустойчивости представляется актуальным.

В настоящее время, благодаря прогрессу в создании мощных лазеров ультракороткой длительности импульса, актуальным направлением экспериментальных и теоретических исследований становится изучение генерации пучков высокоэнергетичных частиц в режиме ультрарелятивистской интенсивности лазеров $I \gg 10^{18}$ Вт/см². При воздействии таких фемтосекундных лазерных импульсов на мишени субмикронного масштаба вещество практически мгновенно ионизируется, а под воздействием лазерного поля свободные электроны ускоряются до мульти-МэВных энергий. Такие высокоэнергетичные электроны способны покинуть мишень и создавать сильные электрические поля разделения заряда вплоть до 10^{12} В/см. Под действием электрического поля ионы эффективно ускоряются, формируя пучок высокоэнергетичных частиц короткой длительности. В настоящее время в ведущих мировых лабораториях активно ведутся разработки по лазерным методам ускорения ионов для все более высоких значений лазерных интенсивностей и контраста импульса. Актуальность этого направления связана с многочисленными практическими приложениями, такими как адронная терапия онкологических заболеваний, создание короткоживущих изотопов, ионная радиография, “быстрый поджиг” мишеней в проблеме лазерного термоядерного синтеза и т.д.

Несмотря на успехи в получении с помощью лазеров ионов высоких энергий, которые уже превысили 50 МэВ/нуклон, пока непреодоленной трудностью выступает получение ионных пучков высокого качества, в которых помимо уже достигнутой хорошей коллимированности удалось бы добиться моноэнергетичности (квазимоноэнергетичности) частиц. Для этой цели привлекательной концепцией является использование мишеней из легких и тяжелых

ионов. Недавние эксперименты [6] свидетельствуют в пользу этой концепции. Разработке теоретических основ такого механизма ускорения ионов посвящена одна из глав диссертации. Актуальность развитой теории обусловлена возможностями получения скейлингов для характеристик ускоренных ионов и условий генерации моноэнергетических пучков ионов. Это существенно дополняет современное теоретическое исследование лазерного ускорения ионов (проводящееся, в основном, на основе численных расчетов методом “частица-в-ячейке”), позволяя более глубоко понять факторы влияющие на процесс ускорения ионов.

Цели диссертационной работы

1. Исследование устойчивости и дисперсионных свойств плазмы, создаваемой при облучении газа фемтосекундным импульсом ЛСЭ, для различных направлений волнового вектора возмущений.
2. Теоретическое описание релаксации ФИДП неустойчивости при учете раскачки возмущений электронной плотности, нарастания плотности плазмы за счет фотоионизации газа, столкновительной диссипации возмущений и изотропизации электронной функции распределения благодаря электронным столкновениям.
3. Теоретическое исследование характеристик продольно-поперечной неустойчивости анизотропной плазмы, создаваемой туннельной ионизацией вещества полем короткого циркулярно поляризованного светового лазерного импульса.
4. Разработка аналитических моделей ускорения легкой ионной примеси применительно к облучению фемтосекундным импульсом ультрарелятивистской интенсивности сферической микромишени и фольги субмикронной толщины.

Научная новизна работы

1. Применительно к воздействию фемтосекундного ЛСЭ на газовые мишени, описаны новые дисперсионные свойства образующейся анизотропной плазмы в зависимости от направления и величины волнового вектора,

переход от ФИВ неустойчивости к ФИДП неустойчивости и столкновительная релаксация ФИДП неустойчивости.

2. Обнаружена продольно-поперечная неустойчивость анизотропной плазмы, создаваемой циркулярно поляризованным оптическим лазерным импульсом и исследованы ее характеристики.
3. Развита теория ускорения легкой ионной примеси с формированием моноэнергетического спектра при кулоновском взрыве сферической микромишени и исследована эволюция спектрального и пространственного распределения ускоренных частиц в зависимости от кинематического параметра $\mu = M_1 Z / M Z_1$ (M и Z масса и заряд иона соответственно, а индекс "1" означает более тяжелые частицы).
4. Предложена аналитическая модель электростатического ускорения легкой примеси ионов из плоской полностью ионизованной фольги субмикронной толщины, в зависимости от характерных энергий нагретых лазером электронов.

Практическая ценность результатов.

1. Разработанная теория электромагнитного отклика и описание неустойчивостей плазмы, создаваемой при ионизации газовой мишени ультракоротким импульсом рентгеновского ЛСЭ, может быть использована для планирования и интерпретации экспериментов по томсоновскому рассеянию в плазме как самого ионизирующего, так и зондирующего излучения [4], а также для предсказания волновых свойств образующейся неравновесной анизотропной плазмы.
2. Представленная в диссертации теория продольно-поперечной неустойчивости анизотропной плазмы, создаваемой при туннельной ионизации вещества полем короткого циркулярно поляризованного лазерного импульса, представляет собой важный элемент модели описания его поглощения.
3. Развита аналитическая модель ускорения ионов легкой примеси при кулоновском взрыве сферической микромишени позволяет качественно

понять и интерпретировать результаты экспериментов [6] и численного моделирования [7] лазерного ускорения ионов из кластерной плазмы, а также прогнозировать характеристики ускоренных ионов для заданных параметров лазера и мишени.

4. Представленная в диссертации модель ускорения легкой ионной примеси из плоской фольги, составляет теоретическую основу объяснения наблюдаемого в трехмерном численном моделировании [8] формирования пучка моноэнергетических ионов и предсказывает возможность экспериментальной реализации такого явления при достижении необходимого контраста интенсивности лазерного импульса.

Положения, выносимые на защиту

1. Исследованы дисперсионные свойства и устойчивость плазмы, возникающей при ионизации газа фемтосекундным импульсом ЛСЭ вследствие классического фотоэффекта, найдены анизотропные спектры и затухание плазменных волн, а также инкремент и порог продольно-поперечной неустойчивости. Получены характеристики временной релаксации и насыщения ФИДП неустойчивости при учете фотоионизации и электронных соударений.
2. Обнаружена и изучена продольно-поперечная неустойчивость в плазме с анизотропным распределением электронов по скоростям, обусловленным туннельной ионизацией мишени фемтосекундным нерелятивистским световым циркулярно поляризованным лазерным импульсом.
3. На основе аналитической многопоточковой модели ускорения легкой ионной примеси при кулоновском взрыве сферической субмикронной плазмы предложена схема получения моноэнергетических ионов с помощью фемтосекундного лазерного импульса ультрарелятивистской интенсивности высокого контраста. Получены пространственно-временные и спектральные распределения легких частиц в зависимости от атомного состава кластера.
4. Изучено ускорение легкой примеси ионов из фольги субмикронной толщины, применительно к ее облучению фемтосекундным импульсом ультрарелятивистской интенсивности.

трарелятивистской интенсивности лазерного излучения высокого контраста. Получены пространственное и спектральные распределения ионов примеси и исследована их динамика, как в приближении пробных частиц, так и с учетом собственного поля примеси. Сформулированы условия на плотность заряда частиц примеси, характерную энергию электронов и размер пятна фокусировки, обеспечивающие генерацию моноэнергетичных пучков легких ионов.

Публикации

По теме диссертации опубликовано 7 работ в реферируемых журналах (см. список в конце автореферата).

Апробация работы

Основные результаты диссертации докладывались на конференциях: Московской конференции «Фундаментальные и Прикладные Проблемы Современной Физики» в рамках Российского Научного Форума «Демидовские Чтения» (Москва, 2006), Международная конференция по Физике Плазмы и Управляемому Термоядерному Синтезу (Звенигород, МО, 2006, 2007, 2008, 2009), Международная конференция Забабахинские научные чтения (г. Снежинск, Челябинская область, 2007), 49-ой ежегодной конференции отделения физики плазмы Американского физического общества (Орландо, США, 2007), 23-ий Симпозиум по физике плазмы и плазменным технологиям (Прага, Чехия, 2008), Школа молодых ученых «Актуальные проблемы физики» и II Школа-семинар «Инновационные аспекты фундаментальных исследований» (Звенигород, МО, 2008), конференция по Сверхбыстрым Оптическим Технологиям и Нелинейной Оптике (Бургас, Болгария, 2009),

а также на научных семинарах отдела лазерного термоядерного синтеза (ОЛТС) Отделения квантовой радиофизики им. Н. Г. Басова (ОКРФ) ФИАН (2005, 2006, 2007, 2008, 2009).

Результаты вошли в циклы работ удостоенные Премии им. Басова конкурса молодежных работ Учебно Научного Комплекса ФИАН 2008, Премии по конкурсу РАН научных работ в области энергетики и смежных наук “Новая генерация 2008” среди молодых ученых.

Некоторые выводы диссертации нашли подтверждение в численных экспериментах. Так, предсказанное формирование моноэнергетического слоя лег-

ких ионов при кулоновском разлете двухкомпонентного сферического кластера изучалось в моделировании методом частиц, проведенном в Университете Альберты (Канада) [7], где было обнаружено хорошее согласие с результатами полученными в аналитической модели представленной в диссертации. Результаты теории для плоской фольги подтверждаются в численном моделировании лазерного ускорения протонов из тонких двухкомпонентных фольг [8]. Развитая теория генерации легких ионов из мишени двухкомпонентного ионного состава позволяет понять обнаруженный в эксперименте эффект формирования квазимоноэнергетического спектра дейтонов, наблюдавшийся в экспериментах по облучению микрокапель “тяжелой воды” коротким импульсом титан-сапфирового лазера [6].

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав, и списка литературы. Текст иллюстрируют 34 рисунка и одна таблица, библиография содержит 117 наименований. Общий объем работы составляет 127 машинописных страниц.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** диссертации обоснована актуальность темы работы, ее научная новизна, сформулированы цели, дан обзор литературы, изложены положения выносимые на защиту, практическая ценность работы и ее апробация.

В **главе 1** диссертации изучены дисперсионные свойства и неустойчивости плазмы, образованной фемтосекундными лазерными импульсами, для случаев фотоионизации газа излучением рентгеновского диапазона и туннельной ионизации вещества полем лазера оптического диапазона. Глава состоит из четырех параграфов и заключения.

В **параграфе §1.1** в рамках теорий однофотонной и туннельной ионизации получены электронные функции распределения для обоих случаев. В приближении практически мгновенной ионизации вещества и в модели бесстолкновительной плазмы основное состояние можно считать стационарным, а электронное распределение записать в виде $f_e = (3n_e/4\pi v^4) (\mathbf{e}\mathbf{v})^2 \delta(v - v_0)$, где $v_0 = \sqrt{(2/m_e)(\hbar\omega_\gamma - U_i)} \ll c$ – величина скорости электрона, n_e электронная плотность, а \mathbf{e} единичный вектор поляризации излучения. Эффективная энергия электронов – “температура” такой плазмы анизотропна отно-

сительно направления \mathbf{e} , а степень анизотропии достаточна велика и составляет $T_{\parallel}/T_{\perp} = 3$, где $T_{\parallel} = (3/5)T$ и $T_{\perp} = (3/5)T$ температуры вдоль и поперек направления \mathbf{e} соответственно, а средняя температура $T = m_e v_0^2/3$ определяется, как $(T_{\parallel} + 2T_{\perp})/3$. Качественно можно сопоставить такую среду плазме с двумя электронными пучками одинаковой плотности, распространяющимися противоположно друг другу. Это обуславливает ее неустойчивость подобно случаю классической двухпоточковой неустойчивости [1].

Для случая туннельной ионизации вещества циркулярно поляризованным импульсом лазерного излучения светового диапазона, электронное распределение можно качественно представить в следующем виде $f_e(\mathbf{v}) = (n_e/\pi) \delta(v_{\parallel}) \delta(v_{\perp}^2 - v_0^2)$, где $v_0 = eE_0/m_e\omega_{\gamma}$ – скорость осцилляции электронов в поле лазерной волны, а v_{\parallel} и v_{\perp} – продольная и поперечная составляющие вектора скорости по отношению к направлению распространения лазерного импульса. Такое распределение по-существу описывает сильно анизотропную электронную плазму, имеющую компоненту температуры поперек направления распространения импульса много большую продольной температуры. Соответственно, такая плазма оказывается неустойчивой относительно раскачки непотенциальной неустойчивости вейбелевского типа в направлении распространения лазерного импульса [5].

Во втором параграфе первой главы **§1.2** приводится система уравнений электромагнитного поля в анизотропной плазме для отклика $\propto \exp(-i\omega t + i\mathbf{k}\mathbf{r})$. Условие существования решений этой системы формулируется в форме дисперсионного уравнения, связывающего частоту и волновой вектор возмущений поля. Приводится выражение для тензора диэлектрической проницаемости плазмы с анизотропным распределением заряженных частиц по скоростям и общий вид дисперсионного уравнения для плазмы с одноосевой анизотропией электронного распределения.

Параграф §1.3 посвящен исследованию дисперсионных свойств плазмы с анизотропией функции распределения электронов, обусловленной ионизацией вещества коротким линейно поляризованным рентгеновским импульсом благодаря классическому фотоэффекту. Вычисляется тензор диэлектрической проницаемости среды и решается дисперсионное уравнение для продольно-поперечного возмущения с волновым вектором, направленным под произ-

вольным углом к направлению вектора поляризации ионизирующего излучения. Получен параметрический вид общего решения, описывающего продольные плазменные волны, а также приближенные аналитические выражения для спектра этих волн в коротковолновом и длинноволновом пределах:

$$\omega_{pe} \gg kv_0, \quad \omega_{pe} \ll kv_0, \quad (1)$$

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + 3(2 + \cos 2\theta)k^2v_0^2/5, \quad \omega = kv_0(1 + \Delta),$$

где θ – угол между направлением распространения возмущения (с частотой ω и волновым вектором \mathbf{k}) и вектором поляризации \mathbf{e} , а $\Delta(k, \theta)$ задается трансцендентным уравнением $\cos^2\theta/\Delta - \sin^2\theta \ln(\Delta/2) = 2k^2v_0^2/3\omega_{pe}^2$ и в различных областях углов может быть аппроксимирована аналитическими выражениями.

Для функции распределения электронов вида δ -функции, найденные решения отвечают отсутствию затухания, однако, в реальной ситуации при наличии типичного лазерного уширения $\delta\omega_\gamma/\omega_\gamma = (3 \div 5)10^{-3}$, функция распределения будет иметь конечный разброс электронов по скоростям, что обусловит наличие затухания. В работе получены точные и приближенные аналитические выражения для декремента затухания плазменных волн в зависимости от волнового числа, направления распространения волны, а также от ширины линии ЛСЭ. Показано, что малое уширение распределения электронов по энергии $\delta\epsilon/\epsilon$ приводит к затуханию порядка $\gamma/\omega \sim \delta\epsilon/\epsilon$.

Исследовано решение дисперсионного уравнения, описывающее аperiodическую неустойчивость $\omega = i\gamma$. Для колебаний с волновым вектором вдоль направления анизотропии $\theta = 0$ возбуждается чисто потенциальная ФИДП неустойчивость, а для $\theta = \pi/2$ развивается непотенциальная электромагнитная ФИБ неустойчивость. Для промежуточных значений угла θ неустойчивость является продольно-поперечной и отвечает генерации как продольного потенциального электрического поля, так и поперечного электромагнитно-

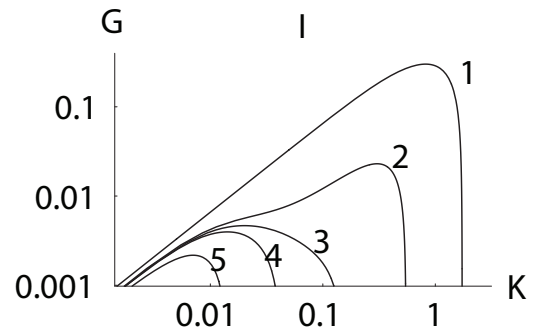


Рис. 1: Инкремент аperiodической неустойчивости $G = \gamma/\omega_p$ при $u = 0.01$ в зависимости от волнового числа $K = kv_0/\omega_p$ для углов $\theta = 0$ (1), $\pi/4 - 0.05$ (2), $\pi/4$ (3), $\pi/4 + 0.05$ (4), $\pi/2$ (5).

го.

Рисунок 1 демонстрирует переход от ФИДП к ФИВ неустойчивости в окрестности угла $\theta = \pi/4$. Качественный анализ соотношения потенциальной и непотенциальной компонент поля также указывает, что переход от потенциальной к непотенциальной неустойчивости для малых значений v_0/c носит скачкообразный характер и происходит в окрестности угла $\theta \simeq 1$.

В параграфе §1.4 в рамках аналогичного подхода изучается неустойчивость плазмы, образованной при туннельной ионизации вещества коротким циркулярно поляризованным лазерным импульсом нерелятивистской интенсивности. Обнаружено, что дисперсионное уравнение допускает неустойчивое решение, описывающее нарастание продольно-поперечных апериодических возмущений $\omega = i\gamma$. Для возмущений с волновым вектором вдоль направления распространения ионизирующего излучения решение описывает известную непотенциальную вейбелевскую неустойчивость [2], в то время как для произвольного направления волнового вектора неустойчивость является продольно-поперечной. На рис. 2 приведена зависимость инкремента от волнового числа для различных углов. Наглядно видно, что для углов, отличных от $\theta = 0$, возникает так называемое “оптимальное” волновое число k^* , отвечающее максимальному значению инкремента.

Для широкой области углов $0.1 \lesssim \theta \lesssim 0.8$, максимальный инкремент и соответствующее ему волновое число определяются выражениями:

$$\begin{aligned}\gamma^* &\simeq 0.71 \omega_{pe}(v_0/c) \left(1 - 2.5 (\theta/\pi)\right) \\ k^* &\simeq (1 \div 2) \omega_{pe}/c.\end{aligned}$$

Для углов $\theta \in \{0, 1\}$ продольное электростатическое поле оказывается сравнимым с магнитным полем, содержащим основную долю энергии вейбелевской неустойчивости, что демонстрирует эффективную раскачку возмущений

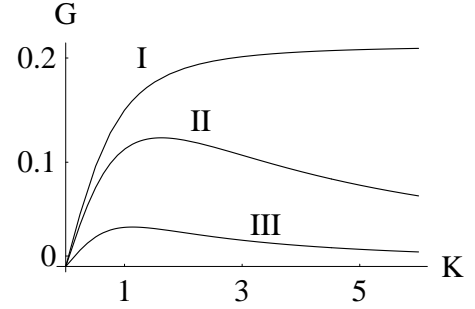


Рис. 2: Зависимость инкремента неустойчивости от волнового числа для углов $\theta_0 = 0$ (I), $\pi/6$ (II), $\pi/3$ (III), значения $v_0/c = 0.3$, в безразмерных переменных $G = \gamma/\omega_{pe}$, $K = kc/\omega_{pe}$

электронной плотности. Обсуждается схема, когда возмущения плотности могут нарастать не с малого уровня спонтанных флуктуаций, а с повышенного уровня возмущений электронной плотности, обусловленного пондеромоторным эффектом стоячей лазерной волны.

Вторая глава диссертации посвящена детальному изучению ФИДП неустойчивости в столкновительной плазме с учетом конечного времени ионизации среды. Глава состоит из четырех параграфов и заключения.

В **параграфе §2.1** на основе решения кинетического уравнения описана релаксация электронной функции распределения электронов в столкновительной плазме, создаваемой рентгеновским лазерным импульсом конечной длительности. Рассмотрены механизмы столкновений электронов, как с нейтральными атомами, так и с ионами. Получена нестационарная электронная функция распределения в виде $f_e(\mathbf{v}, t) \propto \delta(v - v_0) (A(t) + B(t) \cos^2 \Theta)$, состоящая из динамических изотропной $A(t)$ и анизотропной $B(t)$ частей. Анализ динамики степени анизотропии электронной температуры T_{\parallel}/T_{\perp} позволяет оценить характерную частоту релаксации энергии ν^{ϵ} , определяемую, как величина обратная времени уменьшения степени анизотропии температуры вдвое, для обоих типов соударений $\nu_{en}^{\epsilon} \simeq \nu_{en}(v_0)$, $\nu_{ei}^{\epsilon} \simeq 3\nu_{ei}(v_0)$.

Электронные столкновения в плазме приводят к диссипации энергии нарастающих возмущений, способствуя подавлению неустойчивости при заданной анизотропии электронного распределения. Влияние столкновительной диссипации на неустойчивость обсуждается в **параграфе §2.2** в рамках исследования дисперсионного уравнения. Получены дисперсионные уравнения, описывающие чисто продольную ФИДП неустойчивость для случаев электрон-нейтральных и электрон-ионных соударений. Решения этих уравнений демонстрируют эффекты подавления неустойчивости – сужение области раскачки и уменьшение величины максимального инкремента с увеличением частоты столкновений. Величина волнового числа, отвечающего максимальному инкременту $k \simeq 0.8\omega_{pe}/v_0$, при этом слабо зависит от ν .

Поскольку при $\gamma < \nu^{\epsilon}$ неустойчивость не развивается, то условие развития неустойчивости можно качественно понять, рассматривая эффективный инкремент $\gamma_{eff} = \gamma - \nu^{\epsilon} \geq 0$. Для случая электрон-нейтральных соударений максимальный безразмерный инкремент определяется приближенно

ным выражением $G_{eff}^{max} = \gamma_{eff}^{max} / \omega_{pe} \approx 0.3 - 2.6 \nu$, а пороговое значение частоты столкновений, отвечающее отсутствию неустойчивости, оказывается $\nu^{th} \approx 0.1$. Для электрон-ионных соударений величина максимального безразмерного инкремента определяется, как $G_{eff}^{max} \approx 0.3 - 7 \nu$, а порог неустойчивости за счет столкновительной диссипации $\nu^{th} \approx 0.04$. На примере электрон-нейтральных соударений исследована столкновительная диссипация для произвольной зависимости частоты соударений от скорости электронов $\nu_{en}(v) = (v/v_0)^\alpha \nu_{en}$ и показано, что для не чрезмерно больших $\alpha \sim 0.3 \div 2$ такая зависимость не оказывает существенного влияния на развитие неустойчивости.

Описание ФИДП неустойчивости с учетом изменения распределения основного состояния электронного распределения, обусловленного столкновительной релаксацией анизотропии и процессом фотоионизации представлено в **параграфе §2.3**. На основе численного решения интегрального уравнения для корреляционной функции флуктуаций электронной плотности исследовано возникновение, нарастание и насыщение ФИДП неустойчивости в зависимости от частоты соударений, длительности импульса и волнового числа. Анализ результатов моделирования (см. рис. 3а и 3б) указывает на соответствие оценок волнового числа $k \simeq 0.8 \omega_{pe} / v_0$, отвечающего наиболее интенсивной раскачке ФИДП неустойчивости, пороговой частоты соударений $\nu^{th} \approx 0.1$, полученных в рамках простых моделей. Исследовано влияние нарастания электронной плотности за счет ионизации вещества импульсом конечной длительности на развитие неустойчивости и показано, что такая нестационарность способна подавлять развитие неустойчивости в процессе ионизации и уменьшать величину максимального возмущения плотности с увеличением длительности импульса.

Выявлен эффект возникновения временных модуляций флуктуаций электронной плотности, отвечающий резонансному возбуждению плазменных волн посредством воздействия короткого ионизирующего импульса ЛСЭ. Это наблюдается в ситуации, когда длительность импульса близка по величине к характерному периоду плазменных колебаний $\tau \sim \omega_{pe}^{-1}$. Качественно показано, что возмущения электронной плотности достигают максимального уровня на момент, когда уровень анизотропии уменьшается вдвое от начального значения $T_{\parallel} / T_{\perp} = 3$.

Параграф §2.4 посвящен обсуждению условий реализации ФИДП неустойчивости для различных значений длительности импульса ЛСЭ и частоты соударений. Приводится качественная оценка пороговой частоты соударений из условия $(K_{max} - K_{min})|_{\nu \rightarrow \nu^{th}} \rightarrow 0$ и сопоставляется с аналогичной величиной, полученной в численной модели.

В **третьей главе диссертации** представлены две аналитические модели ускорения ионов легкой примеси - из субмикронных сферических кластеров и плоских фольг субмикронной толщины, применительно к их облучению сверхсильными фемтосекундными лазерными импульсами. Исследуются пространственно-временные и спектральные распределения ускоренных частиц; анализируются условия, отвечающие генерации квазимоноэнергетических групп ускоренных легких ионов. Глава состоит из пяти параграфов и заключения.

Первый параграф §3.1 этой главы посвящен разработке аналитической модели кулоновского взрыва сферического однородного кластера с примесью легких ионов. В процессе разлета примесь быстро покидает мишень, формируя квазимоноэнергетичный слой на фронте движения, и ускоряется полем разлетающегося ионного остова мишени. Такой механизм реализуется в ситуации, когда интенсивность импульса достаточна для полного удаления электронов из мишени $I \gg (1/8\pi)cQ^2/R^4$, где Q – полный заряд кластера (сферической наномишени), R – его начальный радиус, c – скорость света. Условие $Zn \ll Z_1n_1$, где Z, Z_1 и n, n_1 – заряд легких и тяжелых ионов и их плотности соответственно, определяет прибли-

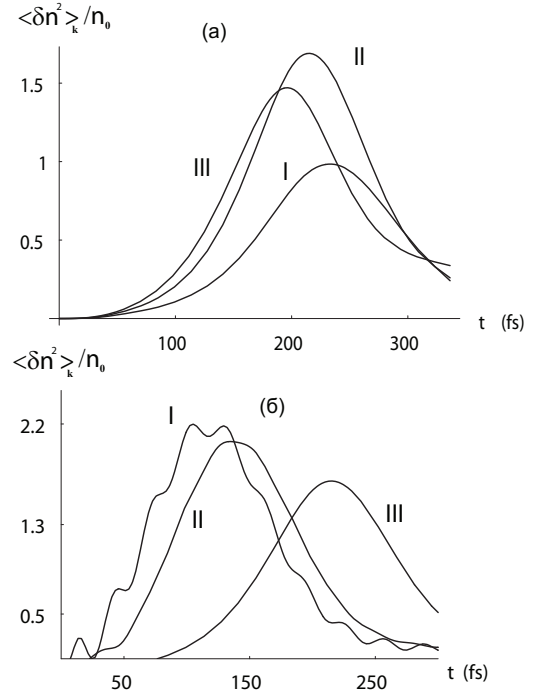


Рис. 3: Временные зависимости пространственной корреляционной функции флуктуаций электронной плотности для частоты электрон-нейтральных столкновений $\nu = 0.059$ ($n_a = 10^{20} \text{ см}^{-3}$) и различных значений безразмерного волнового числа $K = 0.6$ (I), 0.8 (II), 1 (III) при длительности импульса $\tau = 100$ фс (а) и различных длительностей импульса $\tau = 10$ фс (I), 30 фс (II), 100 фс (III) при величине волнового числа $K = 0.8$ (б)

жение, в котором полем примеси можно пренебречь по сравнению с полем тяжелого ионного остова мишени и рассматривать их движение в приближении пробных частиц. Кинематический параметр $\mu = ZM_1/Z_1M$ определяет относительный темп разлета легких и тяжелых частиц и является управляющим параметром задачи. Проведенное исследование демонстрирует формирование плотной моноэнергетической оболочки, сопровождаемое возникновением двухпоточкового движения легких ионов (см. рис. 4). Число частиц в этом слое растет со временем и достигает конечного значения, которое определяется величиной μ .

Показано, что для значений $\mu \lesssim 10$, представляющих наибольший практический интерес, за время $t \gtrsim 50$ спектральное распределение ионов примеси по энергии перестает меняться, а верхнюю и нижнюю границы квазимоноэнергетической области спектра можно приближенно оценить как $\varepsilon_{max} = \mu - 1/3$ и $\varepsilon^* \simeq 2/3\mu$, соответственно. Здесь время измеряется в единицах обратной ленгмюровской частоты тяжелых ионов ω_{L1}^{-1} , а энергия в единицах $M\omega_{L1}^2 R^2/2$. И хотя спектральная ширина квазимоноэнергетического слоя $\Delta\varepsilon$ растет с μ , для значений $\mu \lesssim 10$ она не превышает величины $\sim 15 \div 20\%$ от полной ширины спектра.

Аналогичный подход можно применить к исследованию ускорения примеси из плоской фольги субмикронной толщины. Если поперечный размер фольги намного больше радиуса фокального пятна лазерного импульса, импульс может отразиться от поверхности мишени, а его свободное прохождение сквозь фольгу определяется условием релятивистской прозрачности, которое имеет вид $L \lesssim a_0\lambda(n_c/n_e)$, где L толщина фольги, λ длина волны лазерного излучения, n_c и n_e критическая плотность плазмы и электронная плотность фольги соответственно, а a_0 безразмерная амплитуда лазерного поля. В параграфе §3.2 представлена модель ускорения легкой примеси из ионизованной фольги с учетом наличия электронов, распределенных в

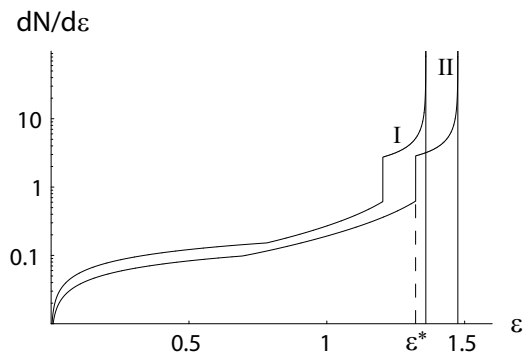


Рис. 4: Спектральные распределения легких ионов по энергиям для моментов времени $t = 10$ (I), 100 (II) и параметра $\mu = 2$.

пространстве по закону Больцмана. В приближении $\mu \gg 1$, ионы фольги можно считать неподвижными на временах ускорения примеси. Электростатическое поле определяется кулоновским полем неподвижных тяжелых ионов фольги и электронами, распределенными в пространстве по закону Больцмана $n_e = n_{e0} \exp(e\Phi(x)/T_e)$. Нахождению электростатического поля неподвижных ионов фольги и электронов конечной температуры, посвящен **параграф §3.3**. Найден, как неявный вид точного решения уравнения Пуассона для такой системы зарядов, так и приближенные выражения для электрического поля в приближении не слишком малых электронных температур $(2\lambda_{De}/L)^2 > 1$, где λ_{De} – дебаевский радиус электронов. Ограничение на применимость одномерной модели ускорения частиц электростатическим полем плоской фольги связана с тем, что на расстояниях, сравнимых с поперечным размером заряженной области разлет становится трехмерным. Масштаб одномерного ускорения определяется радиусом пятна фокусировки лазерного излучения R , а при удалении частиц на расстояние $\gtrsim R$ поле быстро убывает как $1/r^2$, что позволяет качественно ограничивать длину ускорения величиной R .

В **параграфе §3.4** исследован предельный случай ускорения легких частиц чисто кулоновским полем фольги, что отвечает экстремально высоким температурам электронов $\lambda_{De} \gg L$. Получено аналитическое решение задачи ускорения вылетающей примеси таким полем, демонстрирующее формирование пиков в пространственном распределении частиц и их спектральном распределении по энергии на фронте движения частиц и оценены ширины этих пиков. Рассмотрены случаи как равномерного начального распределения примеси, так и распределения вида $n_0(x_0) \sim \sin^2(\pi x_0)$ и показано, что при начальном равномерном распределении спектральная и пространственная ширины квазимоноэнергетического фронтального слоя легких ионов оказываются уже. Проводится учет влияния собственного кулоновского поля примеси после момента, когда практически все легкие частицы покинули мишень в зависимости от относительной концентрации заряда примеси $\eta = n_0 Z/n_1 Z_1$. Изучено уширение спектра и профиля плотности под действием собственного поля и получены соответствующие аналитические оценки для этих величин.

Для большинства современных экспериментов по ускорению ионов из субмикронных мишеней все еще характерна ситуация, когда энергии лазерного импульса недостаточна для полного удаления электронов из области разлета. При этом, ускоряющее поле убывает с расстоянием от фольги, как $1/r$, а его величина пропорциональна электронной температуре. Показано, что эффективное ускорение в убывающем поле происходит на длине $x_l = L/2 \left(1 + \sqrt{2T_0 \exp(1/\xi)}\right)$, где величина ξ определяется условием полной нейтральности системы $n_1 Z_1 = n_{e0} \xi$ и может быть однозначно связана с температурой электронов (см. §3.3), причем для электронных температур, отвечающих условию $(2\lambda_{De}/L)^2 > 1$, эта величина, отнесенная к длине Дебая электронов, слабо зависит от температуры и составляет $x_l \simeq 2\lambda_{De}$.

Задача об ускорении слоя примеси в поле ионов фольги и распределенных в пространстве электронов с конечной характерной энергией рассмотрена в **параграфе §3.5**, получено приближенное аналитическое решение, а также получены точные решения численно методом частиц. При разлете в убывающем ускоряющем поле фазовый профиль частиц примеси опрокидывается, формируя область двухпоточкового движения, что происходит за конечное время $t_{wb} \simeq \sqrt{\pi\xi \exp(1/\xi)} \simeq 3 - 4$, для $T_0 \lesssim 10$, здесь время указано в единицах $\omega_L^{-1} = (4\pi e^2 Z Z_1 n_1 / M)^{-1/2}$. Продемонстрировано, что при разлете в таком поле, также как для случая чисто кулоновского поля, может наблюдаться формирование моноэнергетического слоя примеси. Нарушение моноэнергетичности связано с разлетом легких ионов под действием собственного кулоновского поля. На основе сравнения максимальной энергии, набираемой частицами на длине ускорения R :

$$\varepsilon_R \simeq \frac{2T_0}{\xi} \ln \left(1 + (R - 1) / \sqrt{2T_0 \exp(1/\xi)} \right)$$

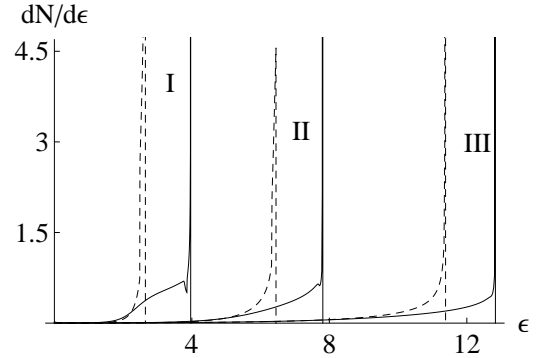


Рис. 5: Спектральные распределения ионов примеси, распространившихся на расстояние $R = 20$, для $\eta = 0.1$ и $T_0 = 1$ (I), 10 (II), 100 (III) при учете собственного кулоновского поля расталкивания. Пунктиром отмечены кривые, отвечающие приближению пробных частиц примеси, $\eta = 0$.

и энергии, набираемой при разлете в собственном поле $\varepsilon_{slf} \simeq R\eta$, формулируется качественное условие генерации моноэнергетического пучка частиц, здесь энергия выражена в единицах $(M/2)(\omega L/2)^2$. В терминах задачи это условие записывается в виде $T_0 > T_0(R)$, где функция $T_0(R)$ определена решением уравнения $\varepsilon_{slf}(R) = \varepsilon_R(R, T_0(R))$, зависит от η и для значений $\eta \sim 0.03 - 0.1$ выражена скейлингом:

$$T_0(R) \simeq R^{2\sqrt{2}\eta+1} e^{16\eta-5.8}.$$

На рисунке рис.5 приведены спектральные распределения ускоренных частиц как с учетом собственного поля, так и в приближении пробных частиц.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Исследованы дисперсионные свойства бесстолкновительной плазмы, создаваемой коротким рентгеновским импульсом. Описаны спектры и затухание высокочастотных плазменных волн, а также характеристики апериодической неустойчивости плазмы в зависимости от величины и направления волнового вектора колебаний. Изучена связь электростатических и магнитных возмущений для этой неустойчивости и исследован ее переход в \mathbf{k} -пространстве в чисто продольную ФИДП неустойчивость и чисто поперечную ФИВ неустойчивость. На примере ФИДП неустойчивости изучено влияние столкновительной диссипации энергии неустойчивых колебаний. Оценены пороги неустойчивости для случаев электрон-ионных и электрон-нейтральных соударений, $\nu_{ei}^{th} \simeq 0.04\omega_{pe}$ и $\nu_{en}^{th} \simeq 0.1\omega_{pe}$. Учет зависимости частоты столкновений от скорости электронов $\nu(v) = \nu_0(v/v_0)^\alpha$ показал, что для $\alpha \sim 0 - 2$ такая зависимость слабо влияет на неустойчивость.
2. Развита нестационарная модель ФИДП неустойчивости с учетом раскачки возмущений плотности анизотропным распределением фотоэлектронов, нарастания плотности плазмы за счет фотоионизации газа, столкновительной диссипации возмущений и изотропизации электронной функции распределения вследствие электронных столкновений. Изучена динамика неустойчивости в зависимости от частоты электронных соударений, величины волнового числа и длительности ионизирующего импульса. Результаты сопоставлены с аналогичными величинами, полученными

в рамках квазистационарной модели. Проведен анализ возможных режимов развития неустойчивости и ее параметров. Оценены характерные времена релаксации ФИДП неустойчивости в фотоионизированной плазме.

3. Изучена продольно-поперечная неустойчивость плазмы с анизотропным распределением электронов по скоростям, обусловленным туннельной ионизацией мишени коротким световым лазерным импульсом. Получены зависимости инкремента такой неустойчивости от величины и направления волнового вектора. Показано, что в достаточно широкой области углов, определяющих направление волнового вектора, нарастающее продольное электростатическое поле оказывается сравнимым с магнитным. Обращается внимание на то, что продольно-поперечная неустойчивость такой плазмы может приводить к появлению мелкомасштабных возмущений электронной плотности, способствующих дополнительному поглощению.
4. Найдено аналитическое решение задачи о кулоновском взрыве кластера с однородно распределенными легкими и тяжелыми ионами, применительно к его ионизации сверхсильным фемтосекундным лазерным импульсом высокого контраста. Показано, что фракция легких частиц формирует достаточно плотную оболочку частиц с малой спектральной шириной, а число частиц в этой оболочке растет и со временем выходит на постоянное значение, зависящее от μ . Для умеренных значений $2 \lesssim \mu \lesssim 10$ моноэнергетический слой содержит бóльшую часть частиц примеси, а его границы в пространстве энергий определяются выражениями $\varepsilon_{max} \simeq \mu - 1/3$ и $\varepsilon^* \simeq 2/3\mu$.
5. Предложена аналитическая модель ускорения частиц легкой примеси из плоской фольги субмикронной толщины, ионизованной фемтосекундным лазерным импульсом ультрарелятивистской интенсивности и высокого контраста. Исследован как режим ускорения легких ионов чисто кулоновским полем фольги, так и полем разделения зарядов, заданным конечной характерной температурой электронов. Получены пространственные и спектральные характеристики ускоренных частиц и исследована их динамика как в приближении пробных частиц примеси, так и с

учетом их собственного электростатического поля в зависимости от их относительной плотности заряда. Показана возможность генерации квазимоноэнергетических пучков ионов и обсуждаются условия нарушения моноэнергетичности собственным кулоновским разлетом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] *Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А.*, Основы электродинамики плазмы (М.: Наука, 1978).
- [2] *Weibel E. S.*, Spontaneously growing transverse waves in a plasma due to an anisotropic velocity distribution, *Phys. Rev. Lett.*, V. 2, P. 83, 1959
- [3] *Bychenkov V.Yu., Romanov D.V., Rozmus W., et al.*, Distinctive features of photoionized plasma from short x-ray-pulse interaction with gaseous medium, *Phys. Plasmas*, V. 13, P. 013101, 2006)
- [4] *Fedosejevs R., Rozmus W., Serbanescu C., et al.*, Gas Phase Thomson Scattering, *HASYLAB Annual Report*, P. 401, 2006
- [5] *V. Yu. Bychenkov and V. T. Tikhonchuk*, Instabilities and generation of electromagnetic waves in plasma produced by a short high-power laser pulse, *Laser Physics*, V. 2, P. 525, 1992
- [6] *Ter-Avetisyan S., Schnurer M., Nickles P. V., et al.*, Quasimonoeenergetic deuteron bursts produced by ultraintense laser pulses, *Phys. Rev. Lett.* V. 96, P. 145006, 2006
- [7] *Popov K.I., Bychenkov V.Yu., Rozmus W., Kovalev V.F. and Sydora R.D.*, Mono-energetic ions from collisionless expansion of spherical multi-species clusters, *Laser and Particle Beams*, V. 27, P. 321, 2009.
- [8] Брантов А.В., Быченков В.Ю., Моноэнергетические пучки протонов из пространственно-ограниченных мишеней облучаемых ультракороткими лазерными импульсами, *Физика Плазмы*, 2010, в печати.

СПИСОК РАБОТ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- [I] *И.А. Андрияш, В.Ю. Быченков*, Дисперсионные свойства плазмы, создаваемой коротким рентгеновским импульсом, *Физика плазмы*, Т. 32, сс. 646-653, 2006
- [II] *И.А. Андрияш, В.Ю. Быченков*, Фотоионизационная двухпотоковая неустойчивость в столкновительной плазме, *Физика Плазмы*, Т. 33, сс. 1065-1072, 2007
- [III] *I.A. Andriyash, V.Yu. Vychenkov, W. Rozmus*, Evolution of photoionization two-stream instability in collisional plasma, *High Energy Density Physics*, V. 4, pp. 73-77, 2008
- [IV] *И.А. Андрияш, В.Ю. Быченков*, Неустойчивость плазмы, образованной при ионизации мишени лазерным полем, *Квантовая Электроника*, Т. 38, сс. 869-873, 2008
- [V] *И. А. Андрияш, В.Ю. Быченков, В.Ф. Ковалев*, Кулоновский взрыв кластера сложного ионного состава, *Письма в ЖЭТФ*, Т. 87, сс. 720-724, 2008
- [VI] *K.I. Popov, V.Yu. Vychenkov, I.A. Andriyash, R.D. Sydora, and W. Rozmus*, Expansion of two-ion-species spherical plasmas as a source of mono-energetic ions, *J. Plasma Fusion Res. SERIES*, V. 8, pp. 1226-1229, 2009
- [VII] *И.А. Андрияш, В.Ю. Быченков, В.Ф. Ковалев*, Лазерное ускорение легких ионов из тонкой гомогенной фольги сложного атомного состава, *Физика Плазмы*, Т. 35, №12, сс. 1061-1074, 2009