

University of Nebraska - Lincoln

From the Selected Works of Serge Youri Kalmykov

Summer June 13, 2001

Russian Summary of PhD Dissertation

Serge Y Kalmykov



This work is licensed under a [Creative Commons CC_BY International License](https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/).



Available at: <https://works.bepress.com/>

**РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ОБЪЕДИНЁННЫЙ ИНСТИТУТ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР**

На правах рукописи

КАЛМЫКОВ Сергей Юрьевич

**ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ КОРОТКИХ
ИНТЕНСИВНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ПЛАЗМЕ**

Специальность 01.04.08 — Физика плазмы

**Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук**

Москва — 2001

Работа выполнена в Институте теплофизики экстремальных состояний
Объединённого Института высоких температур РАН.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор Н. Е. Андреев

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Л. М. Горбунов
Кандидат физико-математических наук
А. С. Сахаров

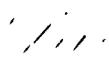
Ведущая организация: Институт прикладной физики РАН

Защита состоится “13” июня 2001 г. в _____ часов на заседании
Специализированного совета Д 002.110.02 при Объединённом Институте
высоких температур РАН по адресу: 127412, Москва, Ижорская ул. 13/19.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИВТ РАН.

Автореферат разослан “ ____ ” _____ 2001 г.

Учёный секретарь
Специализированного совета
доктор физико-математических наук

 А. Л. Хомкин

© Объединённый Институт высоких температур РАН, 2001.

1. Общая характеристика работы

Актуальность темы.

Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) в плазме представляет собой параметрическую неустойчивость [1], при которой падающая электромагнитная (ЭМ) волна распадается на рассеянную ЭМ волну и электронную плазменную волну. Теоретические и экспериментальные исследования ВКР в плазме проводятся с середины 60-х годов. Неослабевающий интерес к различным аспектам этого процесса определяется его ролью в практически важных приложениях лазерно-плазменных взаимодействий. Интенсивные теоретические исследования ВКР под большими углами лазерных импульсов наносекундной длительности ($1\text{нс}=10^{-9}\text{с}$) в однородной и неоднородной плазме, а также в плазменном слое, проводились с начала 70-х годов и продолжаются по сей день [1-4]. Стимулом для развития этой теории служат исследования по физике лазерного управляемого термоядерного синтеза (УТС) [5].

Качественный скачок в технике генерации ультракоротких лазерных импульсов в начале 90-х годов привёл к созданию сверхмощных (тераваттных) лазерных систем “настоального типа” (table-top), генерирующих импульсы с длительностью меньше одной пикосекунды ($1\text{пс}=10^{-12}\text{с}$)[6]. На протяжении последнего десятилетия интенсивно развивались различные приложения таких импульсов. Среди них наиболее важными являются лазерно-плазменные схемы ускорения электронов [7,8], рентгеновские лазеры, концепция “быстрого поджига” (fast ignition) в лазерном УТС, генерация высших гармоник лазерного излучения.

Нелинейный отклик плазмы на воздействие ультракоротких лазерных импульсов с длительностью, меньшей ионного плазменного периода, связан в основном с движениями её электронной компоненты в высокочастотном ЭМ поле, поэтому ВКР представляет собой существенный аспект нелинейной динамики таких импульсов в плазме. Специфика ВКР под большими углами волны накачки конечной длительности связана с конвективным характером этой неустойчивости в сопутствующей лазерному импульсу системе отсчёта [9]. Как свидетельствуют результаты эксперимента [10], потери энергии вследствие ВКР под большими углами могут приводить к практически полному истощению субпикосекундных лазерных импульсов слаборелятивистской интенсивности при достаточно большой длине их распространения в разреженной плазме. Кроме того, при функционировании лазерно-плазменных ускорителей электронов в режиме самомодуляции лазерного импульса, имеющего субпикосекундную длительность, ВКР назад и почти назад может

вызывать нежелательное искажение хвостовой части импульса [9,11]. Нелинейное насыщение ВКР под большими углами вследствие опрокидывания рассеивающих электронных плазменных волн может приводить к значительному нагреву электронной компоненты плазмы, которого следует избегать при реализации схем рентгеновских лазеров, использующих рекомбинацию оптически ионизованной плазмы. Таким образом, для ряда важных приложений неустойчивость ВКР играет деструктивную роль, и поиск механизмов, приводящих к подавлению этого процесса, является актуальной задачей.

К началу диссертационной работы теория ВКР коротких лазерных импульсов в разреженной однородной плазме была достаточно хорошо развита для случая монохроматического поля накачки, и ограничивалась в основном одномерным случаем (ВКР вперёд и назад). Однако, имеются экспериментальные и расчётные свидетельства того, что эффекты нелинейной динамики лазерного импульса, такие как самомодуляция и возбуждение длинноволновых электронных плазменных волн (кильватерных волн) [8], могут приводить к значительному видоизменению спектров рассеяния и коэффициентов усиления волн [11,12]. Информация о спектре лазерного импульса, содержащаяся в спектрах рассеянного излучения, позволяет использовать ВКР назад и почти назад для диагностики процессов нелинейной эволюции короткого лазерного импульса в разреженной плазме [11]. Таким образом, выяснение механизмов влияния нелинейной динамики лазерного импульса в разреженной плазме на особенности процесса ВКР под большими углами актуально для реализации схем лазерно-плазменных ускорителей с самомодуляцией. Детально разработанная к началу диссертационной работы одномерная теория ВКР назад, очевидно, не позволяла учесть влияние трёхмерной геометрии области взаимодействия волн в фокусе лазерного луча на коэффициент усиления рассеянного под заданным углом излучения. Однако имелись прямые указания [13] на то, что область углов рассеяния, дающих эффективный вклад в энергию рассеянного излучения, определяется отношением поперечного размера импульса к продольному – величиной малой по сравнению с единицей в условиях ряда экспериментов. Таким образом, корректный учёт поперечной ограниченности поля накачки необходим для теоретических оценок энергии рассеянного под большими углами излучения на заданной длине распространения лазерного импульса в плазме.

Многочисленные приложения коротких мощных лазерных импульсов стимулировали разработку новых методов генерации таких импульсов. В настоящее время активно изучаются возможности, связанные с ВКР-усилением ЭМ импульсов в плазме, позволяющие получать значительное сжатие и

усиление коротких световых импульсов в поле длительных электромагнитных пучков [14]. Исследование эффективности линейных и нелинейных режимов ВКР-усиления весьма актуально с точки зрения дальнейших приложений таких импульсов.

Таким образом, к настоящему времени сформировался круг нерешённых практически интересных задач, требующий разработки теории ВКР под большими углами коротких лазерных импульсов в разреженной плазме с учётом как влияния процессов нелинейной эволюции лазерного излучения на процесс ВКР, так и реальной трёхмерной геометрии области взаимодействия волн.

Цель работы состоит в построении теории ВКР под большими углами коротких поперечно-ограниченных лазерных импульсов в разреженной плазме, учитывающей эффекты нелинейной эволюции лазерного импульса, такие как самомодуляция и возбуждение длинноволновых электронных плазменных волн (ДПВ) с релятивистской фазовой скоростью. В соответствии с этим поставлены следующие задачи исследования:

- сформулировать теоретическую модель, позволяющую описывать ВКР под большими углами коротких лазерных импульсов в разреженной плазме с учётом процессов самомодуляции лазерного импульса и возбуждения ДПВ с релятивистской фазовой скоростью;
- построить теорию ВКР под большими углами модулированных (многочастотных) лазерных импульсов;
- изучить механизмы влияния ДПВ на процесс ВКР под большими углами коротких лазерных импульсов в разреженной плазме;
- изучить особенности линейного ВКР-усиления коротких ЭМ импульсов в поле встречной волны накачки в разреженной плазме.

Научная новизна результатов:

1. Для коротких лазерных импульсов слаборелятивистской интенсивности, распространяющихся в разреженной плазме, разработана теоретическая модель, описывающая ВКР под большими углами в присутствии длинноволновых возмущений электронной плотности. С помощью этой модели возможно как исследование механизмов влияния ДПВ и амплитудной модуляции импульса на спектры ВКР, так и описание эволюции спектров ВКР в процессе самомодуляции импульса.
2. Впервые обнаружен и теоретически исследован эффект подавления ВКР под большими углами короткого лазерного импульса в присутствии ДПВ с фазовой скоростью, близкой к скорости импульса. Установлен

многоволновый характер неустойчивости, возникающий вследствие фазовой модуляции рассеивающих плазменных волн в присутствии ДПВ. Показано, что эффект подавления имеет место как в режиме слабой, так и сильной связи волн.

3. Теоретически исследован эффект резонансного подавления ВКР под большими углами более высокочастотных спектральных компонент модулированного (многочастотного) лазерного импульса. Показано, что этот эффект имеет место в режиме слабой связи волн, тогда как в режиме сильной связи спектры ВКР слабо зависят от сложной спектральной структуры модулированного импульса.
4. Аналитически описано поведение неустойчивых волн в двумерной области, занимаемой коротким поперечно-ограниченным лазерным импульсом при ВКР под заданным углом в режиме сильной связи. Установлено, что область углов рассеяния, дающих эффективный вклад в энергию рассеянного излучения, определяется отношением поперечного размера импульса к продольному. С учётом поперечной ограниченности лазерного импульса получены оценки рассеянной энергии на заданной длине плазмы.
5. Описана линейная эволюция одномерного ЭМ волнового пакета в поле встречной ЭМ волны накачки в разреженной плазме в режиме сильной связи волн. Определены параметры короткого усиливаемого импульса (характерная длительность, ширина спектра) к моменту завершения линейной стадии ВКР-усиления. Для режима сильной связи показана невозможность полной передачи энергии поля накачки усиливаемому волновому пакету излучения.

Практическая ценность работы состоит в разработке теории ВКР под большими углами короткого, поперечно-ограниченного лазерного импульса, учитывающей влияние эффектов самомодуляции лазерного импульса и возбуждения им кильватерных плазменных волн. Результаты работы могут быть использованы как для оценки энергетических потерь, так и для диагностики процессов нелинейной эволюции коротких лазерных импульсов в лазерно-плазменных ускорителях с самомодуляцией.

Положения, выносимые на защиту:

1. Эффект подавления ВКР под большими углами короткого лазерного импульса в присутствии ДПВ с фазовой скоростью, близкой к групповой скорости импульса.
2. Эффект резонансного подавления ВКР под большими углами более высокочастотных спектральных компонент модулированного (многочастотного) лазерного импульса.

3. Зависимость коэффициента усиления рассеянного под заданным углом излучения от отношения поперечного размера импульса к продольному при ВКР поперечно-ограниченного лазерного импульса в разреженной плазме; уменьшение коэффициента усиления при уменьшении поперечного размера импульса; оценки потерь энергии лазерного импульса вследствие ВКР на заданной длине плазмы с учётом поперечных размеров импульса.
4. Определение параметров линейной стадии ВКР-усиления коротких ЭМ импульсов в поле встречной ЭМ волны накачки в режиме сильной связи волн; невозможность полной передачи энергии поля накачки усиливаемому импульсу в этом режиме.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы были доложены на XXXVIII, XXXIX, XL и XLIII научных конференциях Московского физико-технического института (Долгопрудный, 1994, 1996, 1997, 2000); XV International Conference on Coherent and Nonlinear Optics and VIII Laser Optics Conference (С.-Петербург, 27 июня-1 июля 1995); XXIV, XXVI и XXVII Звенигородских конференциях по физике плазмы и УТС, (Звенигород, 1997, 1999, 2000); XVI International Conference on Coherent and Nonlinear Optics (Москва, 29 июня-3 июля 1998); ICFA International Workshop on 2nd Generation Laser and Plasma Accelerators (Kardamyli, Greece, June 27-July 2, 1999); X Laser Optics Conference (С.-Петербург, 26-30 июня, 2000), а также обсуждались на семинарах лаборатории лазерной плазмы ИТЭС ОИВТ РАН.

Публикации. По результатам диссертации опубликовано 14 работ, список которых приведён в конце автореферата.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из Введения, четырёх глав, Заключения и списка цитируемой литературы из 117 наименований, содержит 165 страниц машинописного текста и 20 рисунков на 20 страницах.

2. Краткое содержание работы

Во Введении (первая глава) обоснована актуальность диссертационной работы, сделан обзор литературы по данному вопросу и сформулированы основные цели и задачи проведённого исследования.

Вторая глава диссертации посвящена выводу уравнений, на основе которых строится линейная теория ВКР под большими углами лазерного излучения в разреженной плазме, содержащей длинноволновые возмущения электронной плотности. При выводе уравнений в качестве основного состояния рассматривается плазма с постоянной электронной плотностью n_0 , в которой возбуждена ДПВ с релятивистской фазовой скоростью, и распространяется ЭМ волна накачки — лазерный импульс слаборелятивистской интенсивности с

несущей частотой ω_0 (ширина спектра импульса много меньше несущей частоты), волновым вектором \mathbf{k}_0 и длительностью τ_{pulse} . Ионы плазмы образуют однородный нейтрализующий фон (это предположение оправдано, если длительность импульса не превышает ионного плазменного периода $\tau_i = 2\pi/\omega_{i\perp}$, где $\omega_{i\perp} = \omega_i Z \sqrt{m_e/m_i}$ — ионная ленгмюровская частота, $\omega_{i\perp} = \sqrt{4\pi e^2 n_0/m_e}$ — электронная ленгмюровская частота, Z и m_i — кратность заряда и масса иона). Рассматривается динамика малых возмущений основного состояния — рассеянной под углом α ЭМ волны с частотой $\omega_i \approx \omega_0$ и волновым вектором \mathbf{k}_i ($k_i \approx k_0$) и коротковолнового возмущения электронной плотности с характерным волновым вектором $\mathbf{k}_e = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_i$ ($k_e \gg k_{i\perp} = \omega_{i\perp}/c$), возбуждаемого на частоте биений поля накачки и рассеянного излучения. Движения электронной плазмы в высокочастотном ($\omega_0 \gg \omega_{i\perp}$) ЭМ поле описываются посредством уравнений слаборелятивистской гидродинамики электронной компоненты плазмы с постоянной температурой T_e . Использование гидродинамической модели означает пренебрежение кинетическими эффектами, так что фазовые скорости всех рассматриваемых электронных плазменных волн предполагаются малыми по сравнению с тепловой скоростью электронов $V_{Te} = \sqrt{T_e/m_e}$. Для рассматриваемой системы кратчайшими временным и пространственным масштабами являются период $\tau_0 = 2\pi/\omega_0$ и длина волны $\lambda_0 = 2\pi/k_0$ лазерного излучения в плазме. Используя предложенную в [15] методику усреднения, позволяющую разделить в исходных гидродинамических уравнениях и уравнениях Максвелла быстро и медленно меняющиеся на указанных масштабах величины, мы приходим в итоге к паре связанных линейных уравнений для огибающих высокочастотного электрического поля рассеянной ЭМ волны (\mathbf{a}_i) и рассеивающих возмущений электронной плотности (δn_e), в которые нелинейно входит скорость $\mathbf{v}_0(\mathbf{r}, t)$ электронных осцилляций в ДПВ:

$$\left[\hat{\mathbf{a}} \left(\frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v}_e, \nabla) \right) + \frac{c^2}{2\omega_0} \Delta_{\perp} \right] \mathbf{a}_i = \frac{\omega_{i\perp}^2}{4\omega_0} \left(\mathbf{a}_0 - \frac{\mathbf{k}_{e\perp}}{k_0^2} (\mathbf{k}_{e\perp}, \mathbf{a}_0) \right) \frac{\delta n_e^*}{n_0}, \quad (1)$$

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v}_0, \nabla) + \hat{\mathbf{a}}(\mathbf{k}_e, \mathbf{v}_0) \right)^2 + \omega_{pe}^2 \right] \frac{\delta n_e}{n_0} = -\frac{1}{2} (ck_e)^2 (\mathbf{a}_0, \mathbf{a}_i^*) \quad (2)$$

Здесь $\mathbf{v}_e = c^2 \mathbf{k}_i / \omega_0$, $\omega_{pe} = \sqrt{\omega_{i\perp}^2 + 3(k_e V_{Te})^2}$ — частота электронной плазменной волны с волновым вектором \mathbf{k}_e в плазме с электронной температурой T_e , $\mathbf{a}_{0(i)} = e\mathbf{E}_{0(i)} / (m_e \omega_0 c)$ — нормированные амплитуды высокочастотного электрического поля падающего и рассеянного излучения ($|a_{0(i)}| \ll 1$). Эти

уравнения составляют основу линейной теории ВКР под большими углами слабoreлятивистских лазерных импульсов в разреженной плазме в присутствии ДПВ. Величины $v_0(r,t)$ и $a_0(r,t)$ могут либо определяться самосогласованно (тогда необходима дополнительная связывающая их система уравнений — см., например [11]), либо задаваться в некоторой определённой форме. Именно последняя постановка задачи используется в следующей главе для построения линейной теории ВКР под большими углами заданного модулированного (многочастотного) импульса и изучения механизма влияния заданной ДПВ на процесс ВКР монохроматического и двухчастотного импульса.

В третьей главе мы обращаемся к исследованию механизмов влияния ДПВ с релятивистской фазовой скоростью и амплитудной модуляции импульса на процесс ВКР под большими углами коротких лазерных импульсов в разреженной плазме.

В разделе 3.1 рассматривается ВКР под большими углами заданного короткого модулированного (многочастотного) импульса. Основной целью раздела служит исследование спектральных особенностей процесса ВКР лазерного импульса, состоящего из нескольких достаточно узких спектральных компонент с разностью частот, составляющей целые кратные электронной ленгмюровской частоты. Именно такой вид имеет спектр лазерного импульса в условиях самомодуляции [11]. Имея целью исследование механизмов такой амплитудной модуляции импульса на спектры ВКР под большими углами, мы по возможности упрощаем постановку задачи, рассматривая процесс рассеяния в плазме без ДПВ (как показывается в следующем разделе настоящей главы, это предположение может быть физически оправдано, если амплитуда длинноволновых возмущений плотности достаточно мала: $\delta n_0/n_0 < \omega_{Le}/\omega_0$). Кроме того, предполагается, что процесс рассеяния развивается в поле одномерного (поперечно неограниченного) лазерного импульса, и тем самым, результатом теории оказываются значения максимально возможных для рассеяния под заданным углом инкрементов пространственного усиления волн на длине импульса. Такая постановка задачи адекватна для исследования спектров рассеяния почти назад, которые несут информацию о спектре поля накачки и могут использоваться для диагностики нелинейной эволюции лазерного импульса в разреженной плазме.

В подразделе 3.1.1 рассматривается рассеяние строго назад заданной пары спектральных компонент поля накачки в условиях слабой связи волн ($a_{r(b)}^2 \ll \omega_{Le}/\omega_0$, где $a_{r(b)}$ — амплитуды низкочастотной (“красной”) и высокочастотной (“синей”) спектральных компонент импульса). Показано, что при разности частот волн накачки, близкой к $2\omega_{pe}$, рассеяние более

высокочастотной волны накачки представляет собой *пятиволновый* резонансный процесс, причём ВКРН “синей” спектральной компоненты импульса полностью подавлено при $a_b < a_r$ (эффект резонансного подавления). Поскольку в условиях слабой связи взаимное влияние волн накачки проявляется при единственном значении расстройки их частот $\Omega \approx 2\omega_{pe}$, развиваемый в данном подразделе анализ оказывается применим к *любой* паре спектральных компонент модулированного (многочастотного) импульса, что позволяет полностью описать его спектр ВКРН. Эффект резонансного подавления ВКРН более высокочастотных спектральных компонент многочастотного лазерного импульса объясняет наблюдаемую в расчётах [11] асимметрию спектров рассеяния новых спектральных компонент импульса, возникающих вследствие самомодуляции. Проявление эффекта резонансного подавления может при определённых условиях привести к тому, что в спектре рассеяния будут наблюдаться только стоксовы линии от наиболее низкочастотных спектральных компонент импульса, что и демонстрируется на рисунке 1 для случая трёхчастотного импульса.

Подраздел 3.1.2 посвящён детальному дисперсионному анализу ВКР под большими углами одномерного модулированного лазерного импульса в однородной разреженной плазме. Для ВКР одномерного монохроматического импульса под произвольным (не близким к нулю) углом показано, что максимальное значение инкремента пространственного усиления волн достигается в плоскости, ортогональной плоскости поляризации поля накачки, и *не зависит от угла рассеяния*. Для заданной пары спектральных компонент многочастотного импульса с разностью частот, близкой к $2\omega_{pe}$, находятся точные пороговые условия пятиволнового процесса, а именно, определяется зависимость эффекта подавления от точности соблюдения резонансного значения разности частот $\Omega = 2\omega_{pe}$ и от разности амплитуд волн накачки. Определяется влияние температуры электронов на эффект подавления и устанавливаются условия, при которых этот эффект можно наблюдать в условиях экспериментов.

В подразделе 3.1.3 рассматривается ВКРН многочастотного импульса в режиме сильной связи волн ($\omega_{pe}/\omega_0 \ll a^2 < 1$). Приводятся результаты численного моделирования ВКРН трёхчастотного импульса (см. рисунок 2) и показывается неприменимость попарного рассмотрения волн накачки для анализа их взаимного влияния на процесс рассеяния в условиях сильной связи. Показывается, что в этих условиях амплитудная модуляция импульса менее выражено влияет на спектральные особенности ВКРН, что делает в этом случае ВКР-диагностику самомодуляции импульса менее привлекательной.

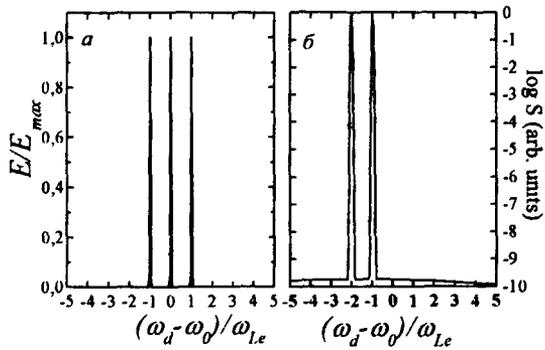


Рис. 1. Спектр короткого трехчастотного импульса ($L_1 \approx 180k_{Te}^{-1}$) (а) и спектральная мощность ВКРН (б) в разреженной ($n_e/n_0 = 64$) холодной ($k_x V_{Te} \ll \omega_{Le}$) плазме в условиях слабой связи [$a_j^2(\omega_0/\omega_{Le}) = 0.08$, $j = 1,2,3$]. Стоксова линия от “синего” спутника несущей частоты ($\omega_0 + \omega_{Le}$) полностью подавлена

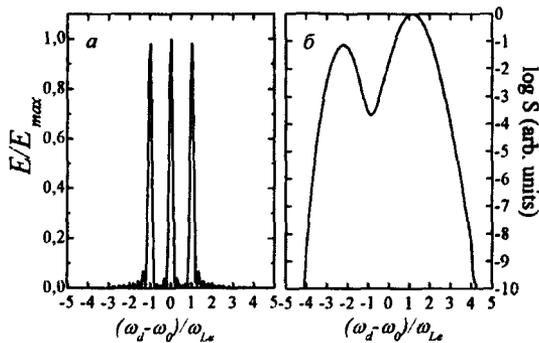


Рис. 2. Спектр короткого трехчастотного импульса ($L_1 \approx 25k_{Le}^{-1}$) (а) и спектральная мощность ВКРН (б) в разреженной ($n_e/n_0 = 3000$) холодной ($k_x V_{Te} \ll \omega_{Le}$) плазме в условиях сильной связи [$a_j^2(\omega_0/\omega_{Le}) = 35$, $j = 1,2,3$]. Ширина спектра ВКРН много больше электронной ленгмюровской частоты. Спектр рассеяния слабо зависит от структуры спектра поля накачки

В разделе 3.2 рассматривается ВКР под большими углами одномерного короткого лазерного импульса в присутствии заданной длинноволновой электронной плазменной волны с фазовой скоростью, близкой к групповой скорости импульса.

В подразделе 3.2.1 определяется условие, позволяющее пренебречь нелинейностью ДПВ при исследовании механизмов её влияния на процесс ВКР под большими углами, и опустить в уравнении (2) члены $\propto (v_0, \nabla) \delta n_1$. Это условие ограничивает сверху амплитуду длинноволновых возмущений электронной плотности: $\delta n_0 / n_0 < \sqrt{\omega_{1z} / \omega_0}$. Показывается, что в присутствии ДПВ вынужденное комбинационное рассеяние происходит на фазово-модулированной коротковолновой плазменной волне, и, тем самым, представляет собой существенно многоволновый процесс. Влияние фазовой модуляции на спектр коротковолновых рассеивающих плазменных волн определяется величиной параметра $\mu = (\delta n_0 / n_0)(\omega_{1z} / \omega_0)$. В присутствии ДПВ этот спектр состоит из набора спутников ($\omega_{pe} + n\omega_{1z}, \mathbf{k}_e + n\mathbf{k}_{1z}$), сдвинутых на целые кратные частоты и волнового вектора ДПВ относительно значений частоты и волнового вектора коротковолновой собственной моды ($\omega_{pe}, \mathbf{k}_e$) плазмы без ДПВ. Амплитуда этих спутников при $\mu > 1$ может превышать амплитуду собственной моды плазмы без ДПВ.

В подразделе 3.2.2 исследуются особенности процесса ВКР под большими углами монохроматического одномерного (поперечно неограниченного) лазерного импульса в присутствии заданной линейной ДПВ с фазовой скоростью, равной групповой скорости импульса. Для линейной системы с периодическими коэффициентами (1)-(2) производится дисперсионный анализ неустойчивости, позволяющий вычислить инкремент пространственного роста неустойчивых волн в сопутствующем импульсу переменных $\xi = z - ct$, $x = r_{\perp}$, $\eta = t$ как функцию сдвига частоты и поперечного волнового вектора рассеянного излучения. Дисперсионное уравнение неустойчивости выражается через цепные дроби и в условиях слабой связи может быть упрощено, а именно сведено к полученному в подразделе 3.1.2 дисперсионному уравнению для ВКР монохроматического импульса в плазме без ДПВ с перенормированным коэффициентом связи волн. Коэффициент перенормировки оказывается знакопеременной функцией параметра μ , и по модулю не превосходит единицы. При $\mu \approx 1$ коэффициент перенормировки меняет знак, что приводит к подавлению неустойчивости на стоксовой частоте $\omega_0 - \omega_{pe}$ и возникновению новой ветви неустойчивости на антистоксовой частоте $\omega_0 + \omega_{pe}$, причём инкремент пространственного усиления для этой новой ветви неустойчивости оказывается мал по сравнению с инкрементом ВКР в плазме без ДПВ. Учёт в дисперсионном уравнении малой тепловой поправки к электронной плазменной частоте рассеивающих плазменных волн не приводит к исчезновению эффекта подавления. Как было показано в

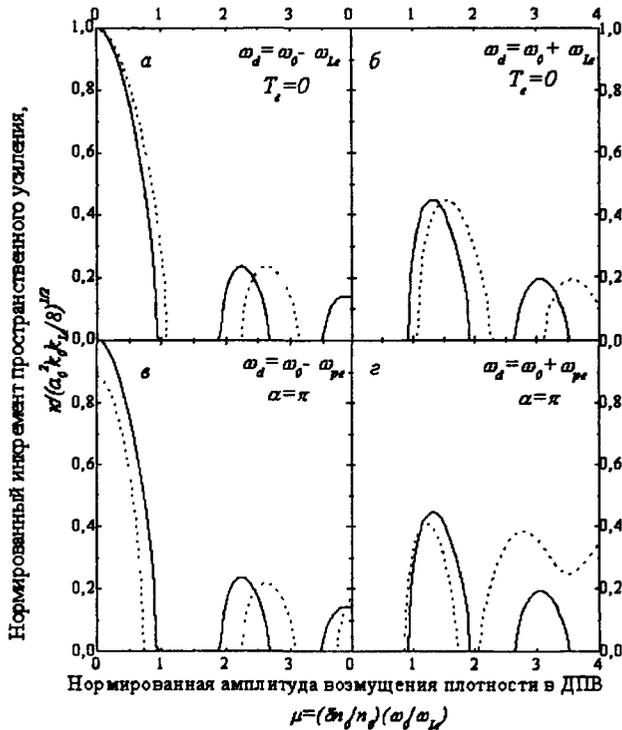


Рис. 3. Подавление ВКР под большими углами в условиях слабой связи [$a_j^2(\omega_0 / \omega_{ix}) = 0.5$] на стоксовой частоте ($\omega_0 - \omega_{ix}$) [(а) и (в)] и возникновение неустойчивости на антистоксовой частоте ($\omega_0 + \omega_{ix}$) [(б) и (г)] в присутствии ДПВ с амплитудой возмущения плотности электронов $\delta n_0 / n_0 \geq \omega_{ix} / \omega_0$. Зависимость эффекта подавления от угла рассеяния — рис. (а) и (б) [сплошная линия: $\alpha = \pi$ (строго обратное рассеяние), пунктир: $\alpha = 3\pi/4$]. Зависимость эффекта подавления строго обратного рассеяния от температуры электронов — рис (в) и (г) [сплошная линия: $T_e \approx 0$, пунктир: $(k_0 r_{De})^2 = 0.02$]

подразделе 3.2.1, ВКР в присутствии ДПВ является многоволновым процессом. Энергия, которая в плазме без ДПВ передавалась бы единственной моде собственных плазменных колебаний ($\omega_{pe}, \mathbf{k}_e$), распределяется теперь среди семейства несобственных сателлитов, возбуждение которых приводит при $\mu \approx 1$

к полному истощению собственной резонансной моды (ω_{pe}, k_e), что и служит причиной подавления неустойчивости. Зависимость максимального значения пространственного инкремента от амплитуды длинноволнового возмущения электронной плотности показана на рисунке 3, где также демонстрируется зависимость эффекта подавления от угла рассеяния и температуры электронов. В условиях сильной связи упрощения дисперсионного уравнения добиться не удаётся, и оно решается численно. Максимальное значение инкремента пространственного роста в сопутствующих переменных соответствует частоте поля накачки. Для $\mu < \sqrt[4]{a_0^2 \omega_0 / \omega_{Le}}$ приближённое аналитическое решение дисперсионного уравнения показывает, что заметного падения пространственного инкремента можно ожидать при $\delta n_0 / n_0 \approx (a_0 \omega_{Le} / \omega_0)^{2/3}$, что подтверждается результатом последующего численного решения дисперсионного уравнения (см. рисунок 4).

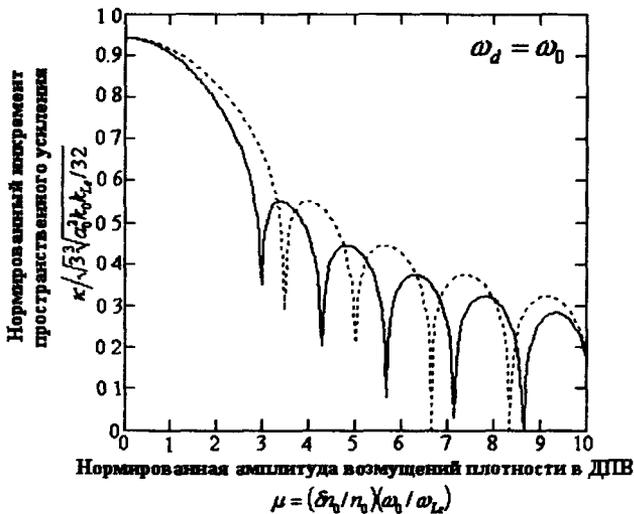


Рис. 4. Подавление ВКР под большими углами в условиях сильной связи [$a_0^2(\omega_0 / \omega_{Le}) = 20$, максимальный пространственный инкремент соответствует частоте поля накачки ω_0] в холодной плазме ($k_e V_{Te} \ll \omega_{Le}$) в присутствии ДПВ. Сплошная линия: $\alpha = \pi$ (строго обратное рассеяние), пунктир: $\alpha = 3\pi/4$

Именно, при такой амплитуде возмущения плотности в ДПВ происходит примерно двукратное падение максимума пространственного инкремента. Как известно, ДПВ может возбуждаться резким передним фронтом лазерного импульса, что даёт $\delta n_0 / n_0 \approx (a_0 / 2)^2$. При этом оказывается

$\mu \approx (a_0/2)^2 (\omega_0 / \omega_{ix}) \gg (a_0 \omega_{ix} / \omega_0)^{2/3}$, и подавление неустойчивости в этих обстоятельствах оказывается весьма значительным (как следует из рис. 4, имеет место примерно пятикратное падение максимума инкремента). Подавление ВКР в условиях сильной связи наступает при достаточно больших значениях параметра μ , так что следует помнить выведенное в предыдущем подразделе ограничение на амплитуду ДПВ $\delta n_0 / n_0 < \sqrt{\omega_{ix} / \omega_0}$, позволяющее пренебречь влиянием гармоник ДПВ на процесс рассеяния. (В частности, при $\mu > 10$ это условие приводит к требованию сильно разреженной плазмы: $n_0 / n_i \approx 10^{-4}$.)

Подраздел 3.2.3 посвящён дисперсионному анализу ВКР под большими углами двухчастотного лазерного импульса в присутствии заданной линейной ДПВ с фазовой скоростью, близкой к фазовой скорости импульса. Предполагается, что лазерный импульс, помимо несущей частоты ω_0 содержит в своём спектре антистоксов сателлит $\omega_0 + \omega_p$. Такое представление поля накачки соответствует приосевой структуре лазерного импульса в трёхмерном режиме самомодуляции. Дисперсионное уравнение ВКР двухчастотного импульса выводится, как и в подразделе 3.2.2, в виде цепных дробей как неявная функция комплексного волнового вектора и действительного сдвига частоты рассеянного излучения, и численно решается в условиях слабой и сильной связи волн. Как и в предыдущем подразделе, устанавливается эффект подавления неустойчивости в обоих режимах. Взаимное влияние волн накачки оказывается достаточно незначительным и не приводит к качественному изменению эффекта подавления. Также, эффект подавления оказывается нечувствителен к отстройке фазовой скорости ДПВ от групповой скорости импульса при условии, что эта отстройка мала по сравнению со скоростью света.

В четвёртой главе рассматривается рассеяние под большими углами короткого монохроматического двумерно-ограниченного лазерного импульса в однородной плазме. В качестве основной модели используются уравнения (1), (2), в которых опускается скорость длинноволновых осцилляций электронной плотности v_0 . Основной целью развиваемой теории служит явное вычисление двумерной амплитуды рассеянного излучения в условиях слабой и сильной связи волн в пространственно-ограниченной области, соответствующей локализации поля накачки в сопутствующих переменных $\xi = z - ct$, $x = r_\perp$. Эти аналитические решения используются для оценки энергии излучения, рассеянного под большими углами лазерным импульсом с заданными размерами $L_y = c\tau_{\text{pulse}}$ и L_x на заданной длине плазмы L .

В разделе 4.1 показывается, что при рассеянии под не слишком близким к нулю углом (точнее, $\alpha > \alpha_{\min} = \max\{(k_0 L_\perp)^{-1}, (2/L_\perp)\sqrt{L_1/k_0}\}$) в двумерной области система взаимодействующих волн выходит с течением времени на стационарное состояние (время выхода на стационарное состояние меняется в пределах от τ_{pulse} для $\alpha \geq \pi/2$ до $\tau_R \approx k_0 L_\perp^2 / 8c \gg \tau_{\text{pulse}}$ для $\alpha \approx \alpha_{\min}$). Далее стационарный режим усиления волн при рассеянии в плоскости, ортогональной плоскости поляризации лазера, исследуется в терминах решения стационарной граничной задачи в двумерной области в сопутствующих переменных с граничными условиями, определяемыми стационарным уровнем флуктуаций электронной плотности в плазме перед импульсом. Особенности поведения амплитуды рассеянного излучения в двумерной области демонстрируются на рисунке 5, построенном с помощью аналитической зависимости $a_1(x, \xi)$ найденной в диссертации для режима сильной связи волн.

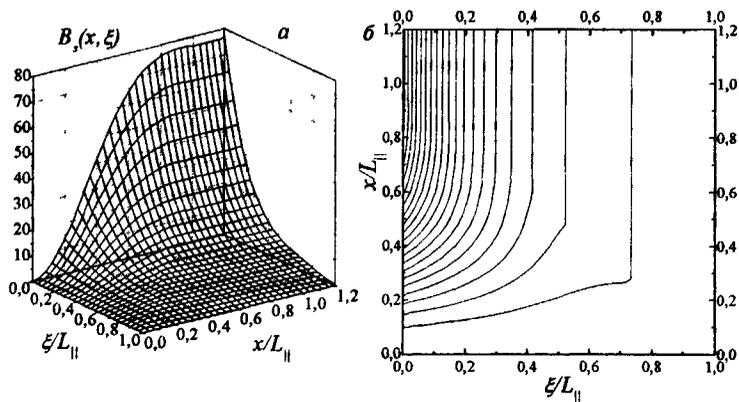


Рис. 5. Двумерная амплитуда $B_1(x, \xi) = 6 |a_1(x, \xi) / \delta N_{\text{seed}}| \sqrt{(2/a_0)n_0 n_c^2}$ высокочастотного электрического поля рассеянного излучения в условиях сильной связи (δN_{seed} определяется уровнем затравочных флуктуаций электронной плотности на границах области). Угол рассеяния $\alpha = \pi/2$ (рассеяние вбок). Максимальный коэффициент усиления $\kappa_2 L_\perp = 5\sqrt{3}/2$, соотношение размеров импульса $L_\perp / L_\parallel = 1.2$

Максимально возможная амплитуда рассеянного под заданным углом излучения достигается на заднем фронте импульса $[|a_1| \propto \exp(\kappa_{1(2)} L_\parallel)]$, где

$\kappa_1 \approx \sqrt{a_0^2 k_0 k_{lx}} / 8 \ll k_{lx}$ (слабая связь) и $\kappa_2 \approx \sqrt{3} \sqrt{a_0^2 k_0 k_{lx}^2} / 32 \gg k_{lx}$ (сильная связь),
при условии

$$L_1 / L_4 \geq \operatorname{ctg}(\alpha/2). \quad (3)$$

Отсюда следует, что при достаточно большом поперечном размере L_1 области взаимодействия волн или в случае почти обратного рассеяния ($\alpha \approx \pi$), так что $L_1 \gg \operatorname{ctg}(\alpha/2)L_4$, влияние граничных условий на боковой поверхности импульса незначительно, и одномерный режим усиления доминирует в области взаимодействия волн. В противоположном же случае, т. е. при $L_1 < \operatorname{ctg}(\alpha/2)L_4$, эволюция неустойчивых волн существенно двумерна во всей области, занимаемой полем накачки, и, кроме того, не достигается максимальный коэффициент усиления на длине импульса. Из выражения (3) также следует, что основная доля энергии рассеянного излучения приходится на рассеяние в обратном направлении в телесный угол

$$\Delta\Omega_{\text{вс}} = 4\pi \frac{(L_1/L_4)^2}{1 + (L_1/L_4)^2}.$$

Таким образом, для импульсов с $L_1 \approx L_4$ основная доля потерь энергии вследствие ВКР под большими углами приходится на рассеяние в заднюю полусферу, т. е. в телесный угол $\Delta\Omega_{\text{вс}} = 2\pi$, а для “узких” импульсов с $L_1 \ll L_4$ значение эффективного телесного угла (4) оказывается много меньше телесного угла полной сферы: $\Delta\Omega_{\text{вс}} \approx 4\pi(L_1/L_4)^2 \ll 4\pi$.

В разделе 4.3 с помощью явных аналитических решений стационарной граничной задачи, полученных в предыдущем разделе, выведены явные аналитические оценки энергии излучения, рассеянного под большими углами коротким поперечно-ограниченным лазерным импульсом на заданной длине плазмы $L \gg L_b$. Для оценки истощения лазерного импульса на заданной длине плазмы вычисляется интегральный по времени коэффициент отражения (ИКО), который представляет собой отношение полной энергии рассеянного в заданный телесный угол излучения к начальной энергии импульса. ИКО, соответствующий рассеянию в телесный угол полной сферы, определяется выражениями

$$R_{\Omega=4\pi}^{(W)} \approx \frac{1.8 \cdot 10^{-11}}{a_0^{3/2} (\lambda_0 / 1 \text{ мкм})} \left(\frac{T_c}{1 \text{ кэВ}} \right) \left(\frac{L}{L_\parallel} \right) \left(\frac{n_c}{n_0} \right)^3 \left(\frac{\Delta\tilde{\Omega}_1}{4\pi} \right) \frac{\exp(2\kappa_1 L_1)}{\sqrt{k_0 L_1}}, \quad (4)$$

$$\Delta\tilde{\Omega}_1 = 4\pi \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{1}{1 + (L_\perp / L_\parallel)^2} \right\}, \quad (5)$$

$$R_{\Omega=4\pi}^{(V)} \approx \frac{6.3 \cdot 10^{-10}}{a_0 (\lambda_0 / 1 \text{ мкм})} \left(\frac{L}{L_\parallel} \right) \sqrt{\frac{n_0}{n_c}} \left(\frac{\Delta\tilde{\Omega}_2}{4\pi} \right) \frac{\exp(2\kappa_2 L_1)}{\sqrt{k_0 L_1}}, \quad (6)$$

$$\Delta\tilde{\Omega}_2 = 4\pi \left\{ \frac{(L_\perp / L_\parallel)^2}{1 + (L_\perp / L_\parallel)^2} - (k_e r_D)^2 \ln \left[\frac{1 + (k_e r_D)^2 / 2}{1 + (L_\perp / L_\parallel)^2} \right] \right\}. \quad (7)$$

Выражения (4) и (6) соответствуют режимам слабой и сильной связи волн. В этих выражениях геометрия области взаимодействия волн (соотношение поперечного и продольного размеров импульса) явно учитывается посредством геометрических факторов (5) и (7). Заметим, что при $L_\perp / L_\parallel \ll 1$ ИКО оказывается пропорционален квадрату этого отношения, что подтверждает важность учёта реальной геометрии импульса при оценках потерь энергии вследствие ВКР под большими углами.

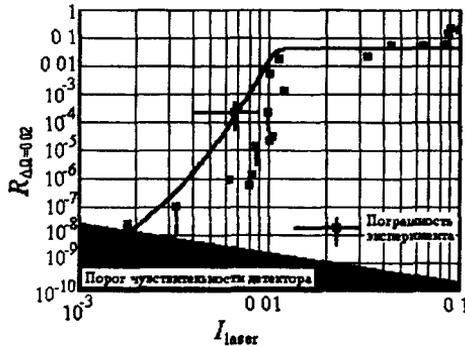


Рис. 6. Зависимость интегрального коэффициента отражения (ИКО) от интенсивности лазера ($I_{\text{лазер}}$ — интенсивность лазера в 10^{18} Вт/см 2) для $n_0/n_c = 0.07$, $T_c = 0.1$ кэВ, $L = 600$ мкм. Экспериментальные точки цитируются по [10]. Теоретическая кривая получена с помощью выражения (4), в котором геометрический фактор $\Delta\tilde{\Omega}$, заменён малым телесным углом детектора $\Delta\Omega = 0.02$. Уровень насыщения ИКО даётся отношением $\Delta\Omega / \Delta\tilde{\Omega}_1 \approx 0.04$. Указанная в сноске систематическая погрешность соответствует каждой экспериментальной точке.

Выражение для коэффициента отражения назад в малый телесный угол $\Delta\Omega \ll 1$, как правило, измеряемого в экспериментах, получается из (4), (6) заменой $\Delta\tilde{\Omega}_{(1,2)}$ на $\Delta\Omega \ll 1$. Сравнение зависимости $R_{\Delta\Omega \ll 1}^{(WR)}$ от интенсивности лазера с результатами экспериментальных измерений этой величины [10] приводится на рисунке 6. Условие $R_{\Omega \rightarrow 4\pi}^{(WR)} \approx 1$, означающее, что за время распространения импульса в плазме энергии рассеянного излучения приближается к величине начальной энергии импульса, показывает, что в условиях эксперимента [10] истощение импульса начинается при интенсивностях порядка 10^{16} Вт/см².

Глава 5 посвящена исследованию линейных режимов ВКР-усиления коротких ЭМ импульсов в поле встречной плоской монохроматической ЭМ волны накачки в однородной разреженной плазме. Рассматривается временная эволюция затравочного импульса в поле безграничной плоской волны накачки в терминах решения начальной задачи для уравнений связанных мод [эти уравнения представляют собой систему (1)-(2), в которой полагается $v_0 = 0$].

В разделе 5.1 определяются скорость роста и спектральные особенности короткого усиливаемого импульса в режимах слабой и сильной связи волн. Установлено, что максимальный инкремент временного роста достигается при распространении импульса строго назад. Показано, что максимум амплитуды импульса экспоненциально нарастает со временем с инкрементом $\gamma_1 \approx \sqrt{a_0^2 \omega_0 \omega_{Lc}} / 4$ (слабая связь) или $\gamma_2 \approx \sqrt{3^3 a_0^2 \omega_0 \omega_{Lc}^2} / 16$ (сильная связь) и распространяется со скоростью $v_{R1} \approx c/2$ (слабая связь) или $v_{R2} \approx c/3$ (сильная связь). Для достижения максимальных темпов ускорения максимум пространственного спектра затравочного импульса должен совпадать с резонансными значениями волнового числа $k_{\text{seed}} = k_0 - k_{Lc}$ (слабая связь) или $k_{\text{seed}} = k_0$ (сильная связь).

В разделе 5.2 в переменных лабораторной системы отсчёта аналитически решается начальная задача для уравнений связанных мод. Это решение описывает эволюцию ЭМ волнового пакета, распространяющегося в разреженной плазме строго навстречу волне накачки. В диссертации впервые получена пространственно-временная зависимость амплитуды импульса при ВКР-усилении в режиме сильной связи. Короткий импульс в достаточно протяжённой системе (такой, что за время усиления он не достигает границ системы) может усиливаться в линейном режиме лишь конечное время, до тех пор пока не начнут играть свою роль нелинейные эффекты (истощение поля накачки, и (или) опрокидывание электронных плазменных волн), которые приводят к насыщению процесса усиления. Для затравочного импульса с амплитудой $a_{\text{seed}} \ll a_0$ длительность линейной стадии ВКР-усиления в

протяжённой системе составляет вре́мя слабой связи $t_{\text{ин. amp}}^{(w)} \approx \gamma_1^{-1} [\ln G_0 + \ln(2\pi \ln G_0)/2]$, где $G_0 = a_{\text{свд}}^{-1} \min\{a_0, (\omega_{\text{Л}}/\omega_0)^{3/2}/4\}$, а в режиме сильной связи $t_{\text{ин. amp}}^{(w)} \approx \gamma_2^{-1} \ln\{(3/8)a_{\text{свд}}^{-1}(\omega_{\text{Л}}/\omega_0)^{4/3}\sqrt{a_0/4}\}$. Показано, что экспериментальные оценки длительности линейного режима усиления (слабая связь) совпадают с теоретически предсказанными значениями. Характерная длительность импульса к моменту окончания линейного режима усиления:

$$\Delta\tau_1 \approx \frac{\pi/2}{\omega_{\text{Л}}} \sqrt{\frac{2}{a_0^2}} \frac{\omega_{\text{Л}}}{\omega_0} \left[\ln G_0 + \frac{1}{2} \ln(2\pi \ln G_0) \right],$$

$$\Delta\tau_2 \approx \frac{2\pi/3}{\omega_{\text{Л}}} \sqrt{\frac{1}{a_0^2}} \frac{\omega_{\text{Л}}}{\omega_0} \sqrt{\ln \left[\frac{3}{8} a_{\text{свд}}^{-1} \left(\frac{\omega_{\text{Л}}}{\omega_0} \right)^{4/3} \sqrt{\frac{a_0}{4}} \right]},$$

где $\Delta\tau_1$ соответствует режиму слабой, а $\Delta\tau_2$ — сильной связи волн. Установлено, что в поле накачки нерелятивистской интенсивности ВКР-усиление в режиме сильной связи волн выходит на насыщение вследствие опрокидывания электронных плазменных волн, задолго до истощения поля накачки и, тем самым, доля энергии, переданной усиливаемому импульсу, оказывается весьма незначительной.

В Заключение перечислены основные результаты работы.

3. Основные результаты

Сформулируем кратко основные итоги проделанной работы:

1. Для коротких лазерных импульсов слаборелятивистской интенсивности, распространяющихся в разреженной плазме, разработана теоретическая модель, описывающая ВКР под большими углами в присутствии длинноволновых возмущений электронной плотности.
2. Обнаружен и теоретически исследован эффект подавления ВКР под большими углами короткого лазерного импульса в присутствии заданной ДПВ с фазовой скоростью, близкой к групповой скорости импульса. Показано, что этот обусловлен фазовой модуляцией рассеивающих электронных плазменных волн в присутствии ДПВ, приводящей к многоволновому характеру неустойчивости.
3. Теоретически исследован эффект резонансного подавления ВКР под большими углами более высокочастотных спектральных компонент модулированного (многочастотного) лазерного импульса. Показано, что этот эффект может иметь место в режиме слабой связи волн, когда для заданной пары спектральных компонент импульса с разностью частот, близкой к двум плазменным, рассеяние более высокочастотной

спектральной компоненты оказывается пятиволновым резонансным процессом. Пятиволновый процесс оказывается полностью подавлен, если амплитуда его низкочастотной спектральной компоненты превышает амплитуду высокочастотной компоненты. Детально исследованы пороговые условия пятиволнового процесса. Для режима сильной связи волн установлено, что если разность частот спектральных компонент импульса мала по сравнению с шириной частотной области неустойчивости, сложная спектральная структура многочастотного лазерного импульса не приводит к качественному изменению спектров ВКР.

4. Аналитически описан конвективный стационарный режим усиления в условиях слабой и сильной связи волн в двумерной области, занимаемой коротким поперечно-ограниченным лазерным импульсом. Для рассеяния под заданным углом показано, что уменьшение коэффициента усиления волн в двумерной области может быть связано только с уменьшением поперечного размера лазерного импульса. Установлено, что область углов рассеяния, дающих эффективный вклад в энергию рассеянного излучения, определяется отношением поперечного размера импульса к продольному. С учётом поперечной ограниченности поля накачки получены оценки энергетических потерь лазерного импульса вследствие ВКР под большими углами в реальной геометрии импульса.
5. Описана линейная эволюция ЭМ волнового пакета в поле встречной ЭМ волны накачки в разреженной плазме в режимах слабой и сильной связи волн. Определены параметры короткого импульса к моменту завершения линейной стадии ВКР-усиления. Для режима сильной связи показана невозможность полной передачи энергии поля накачки усиливаемому импульсу.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. N. E. Andreev, S. Yu. Kalmykov. *Theory of SRS of short laser pulse in underdense plasma* // In *Laser Optics '95 and ICONO '95: Superintense Laser Fields*, Alexander A. Andreev and Vyacheslav M. Gordienko, Editors, Proc. SPIE, v. 2770, pp. 53-64, 1996.
2. N. E. Andreev, S. Yu. Kalmykov. *Backward stimulated Raman scattering of a modulated laser pulse in plasmas* // *Phys. Lett.* – 1997 – V. 227A – pp. 110-116.
3. Андреев Н. Е., Калмыков С. Ю. *О спектральных особенностях вынужденного комбинационного рассеяния назад модулированных лазерных импульсов в плазме* // *Физика плазмы* – 1998 – Т. 24 – Вып. 10 – С. 926-936.

4. N. E. Andreev, S. Yu. Kalmykov. *On the effect of long-wavelength electron plasma waves on large-angle stimulated Raman scattering of short laser pulse in plasmas* // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2000 – V. PS-28 – No. 4 – pp. 1106-1115.
5. Калмыков С. Ю. *Вынужденное комбинационное рассеяние под большими углами коротких лазерных импульсов в плазме* // Физика плазмы – 2000 – Т. 26 – Вып. 11 – С. 1000-1009.
6. N. E. Andreev, S. Yu. Kalmykov. *On the effect of electron plasma waves with a relativistic phase velocity on large-angle stimulated Raman scattering of modulated short laser pulse in plasmas* // In *Laser Optics '2000: Ultrafast Optics and Superstrong Laser Fields*, Alexander A. Andreev, Editor, Proc. SPIE, v. 4352, pp. 198-209, 2001.
7. Калмыков С. Ю. *Нелинейная связь плазменных волн и её влияние на вынужденное комбинационное рассеяние назад лазерных импульсов в плазме* // Тезисы докладов XXXIX научной конференции МФТИ “Современные проблемы фундаментальной и прикладной физики и математики”. Выпуск 3: Механика, прикладная физика, химическая физика, физика живых систем. Долгопрудный, 1996. С. 99.
8. Андреев Н. Е., Калмыков С. Ю. *Вынужденное комбинационное рассеяние назад модулированных импульсов в плазме* // Тезисы докладов XXIV Звенигородской конференции по физике плазмы и управляемому УТС. Звенигород, 1997. С. 119.
9. Андреев Н. Е., Калмыков С. Ю. *Подавление вынужденного комбинационного рассеяния назад лазерного излучения в плазме вследствие возбуждения релятивистских плазменных волн* // Тезисы докладов XL научной конференции МФТИ “Современные проблемы фундаментальной и прикладной физики и математики”. Выпуск 3: Общая и прикладная физика, химическая физика, физика живых систем. Долгопрудный, 1997. С. 25.
10. Андреев Н. Е., Калмыков С. Ю. *О влиянии электронных плазменных волн с релятивистской фазовой скоростью на вынужденное комбинационное рассеяние коротких лазерных импульсов в плазме* // Тезисы докладов XXVI Звенигородской конференции по физике плазмы и управляемому УТС. Звенигород, 1999. С. 134.
11. Андреев Н. Е., Калмыков С. Ю. *Вынужденное комбинационное рассеяние на большие углы коротких лазерных импульсов в плазме* // Тезисы докладов XXVII Звенигородской конференции по физике плазмы и управляемому УТС. Звенигород, 2000. С. 123.

12. Андреев Н. Е., Калмыков С. Ю. *О влиянии электронных плазменных на вынужденное комбинационное рассеяние коротких модулированных лазерных импульсов в плазме* // Тезисы докладов XXVII Звенигородской конференции по физике плазмы и управляемому УТС. Звенигород, 2000. С. 124.
13. Калмыков С. Ю. *Линейная теория ВКР-усиления коротких электромагнитных импульсов в плазме в режимах слабой и сильной связи волн* // Тезисы докладов XLIII научной конференции МФТИ "Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук". Выпуск 2: Общая и прикладная физика, проблемы энергетики. Долгопрудный, 2000. С. 54.

Литература

1. Силин В. П. *Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму*. М.: Наука, 1973.
2. Андреев Н. Е. *Возбуждение в плазме ленгмюровских колебаний полем поперечной волны* // ЖЭТФ – 1970 – Т. 59 – С. 2105-2109.
3. D. W. Forslund, J. M. Kindel, E. L. Lindman. *Theory of stimulated scattering processes in laser irradiated plasmas*// Phys.Fluids - 1975 - V.18 - pp.1002-1016.
4. K. Estabrook, W. L. Kruer. *Theory and simulation of one-dimensional Raman backward and forward scattering* // Phys. Fluids – 1983 – V. 26 – pp. 1892-1903.
5. W. L. Kruer. *Interaction of plasmas with intense lasers* // Phys. Plasmas – 2000 – V. 7 – pp. 2270-2278.
6. P. Maine, D. Strikland, P. Bado, M. Pessot, G Mourou. *Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped-pulse amplification* // IEEE J. Quantum Electron. – 1988 – V. QE-24 – pp. 398-403.
7. T. Tajima, J. M. Dawson. *Laser electron acceleration* // Phys. Rev. Lett. – 1979 – V. 43 – pp. 267-270.
8. Андреев Н. Е., Горбунов Л. М. *Лазерно-плазменное ускорение электронов* // УФН – 1999 – Т. 169 – С. 53-58.
9. T. M. Antonsen, Jr, P. Mora. *Self-focusing and Raman scattering of laser pulses in tenuous plasmas* // Phys. Fluids B – 1993 – V. 5 – pp. 1440-1452.
10. C. Rousseaux, G. Malka, J. L. Miquel, F. Amiranoff, S. D. Baton, Ph. Mounaix. *Experimental validation of the linear theory of stimulated Raman scattering driven by a 500-fs laser pulse in a preformed underdense plasma* // Phys. Rev. Lett. – 1995 – V. 74 – 4655-4658.

2001-A
3371 = 3371

11. N. E. Andreev, V. I. Kirsanov, L. M. Gorbunov. *Stimulated processes and self-modulation of a short intense laser pulse in the laser wakefield accelerator* // Phys. Plasmas – 1995 – V. 2 – pp. 2573-2582.

12. M. J. Everett, A. Lal, C. E. Clayton, W. B. Mori, T. W. Johnston, C. Joshi. *Coupling between electron plasma waves in laser-plasma interactions* // Phys. Plasmas – 1996 – V. 3 – pp. 1041-2046.

13. C. J. McKinstrie, R. Betti, R. E. Giacone, T. Kolber, E. L. Turano. *Two-dimensional stimulated Raman scattering of short laser pulses* // Phys. Rev. E – 1995 – V. 51 – pp. 3752-3755.

14. V. M. Malkin, G. Shvets, N. J. Fisch. *Fast compression of laser beams to highly overcritical powers* // Phys. Rev. Lett. – 1998 – V. 82. – pp. 4448-4451.

15. Горбунов Л. М. *Гидродинамика плазмы в сильном высокочастотном поле* // УФН – 1973 – Т. 109 – С. 631-663.

Калмыков Сергей Юрьевич

**ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ КОРОТКИХ
ИНТЕНСИВНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ПЛАЗМЕ**

Автореферат

Подписано к печати 23.04.2001		Формат 60×84/16
Печать офсетная	Уч. изд. л. 1.5	Усл. печ. л. 1.39
Тираж 120 экз.	Заказ № 415	Бесплатно

ОИВТ РАН. 127412, Москва, Ижорская ул. 13/19