

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

533.9

**СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ
ПО ФИЗИКЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
С ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМОЙ**

В. Т. Тихончук

(Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	129
2. Поглощение лазерного излучения плазмой мишени	131
3. Вынужденное рассеяние Мандельштама—Бриллюэна	132
4. Вынужденное комбинационное рассеяние	136
5. Филаментация лазерных пучков и взаимное влияние параметрических процессов	138
6. Перенос тепла в короне лазерной плазмы	139
7. Заключение	141
Примечание	142
Список литературы	142

1. Введение

Исследования по инерциальному термоядерному синтезу (ИТС) в последние годы заняли значительное место в термоядерных программах наиболее развитых стран мира. В США объем затрат на ИТС сравним с финансированием по магнитным термоядерным системам [1, 2]. Аналогичная ситуация складывается в Японии. Разрабатываются проекты европейской программы по мощным лазерным системам [3], составной частью которой является программа ИТС. Подобные проекты обсуждаются и в нашей стране.

Программа работ США по инерциальному термоядерному синтезу предполагает получение зажигания термоядерной реакции к концу нынешнего десятилетия, т.е. до 2000 г. [1, 2]. Для достижения этой цели необходимо выполнение большого объема не только конструкторских и технологических работ по созданию новых лазерных установок большой мощности и новых лазерных мишеней, но также и чисто научных исследований в области взаимодействия лазерного излучения с плазмой термоядерных мишеней и динамики плазмы под действием электромагнитного импульса. Научные проблемы физики лазерной плазмы в целом были сформулированы 15 — 20 лет назад, и с тех пор было получено большое количество результатов. Однако рост энергетики лазерных установок и масштаба плазмы требует постоянного пересмотра результатов, так как изменяется соотношение между различными про-

цессами, их взаимное влияние, изменяются схемы облучения мишеней, их параметры и пр.

На современном этапе исследований в области физики взаимодействия лазерного излучения с высокотемпературной плазмой важнейшими представляются следующие проблемы [1 — 3]:

1. Более глубокое понимание процессов, определяющих поглощение мощного лазерного излучения в плазме большого размера. Разработка надежных скейлингов для коэффициента поглощения при больших энергиях лазера.

2. Разработка методов управления процессом вынужденного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна (ВРМБ) в плазме малой плотности и большого размера.

3. Исследование комплекса проблем, связанных с вынужденным комбинационным (рамановским) рассеянием (ВКР) в плазме, в частности, объяснение механизмов низкопороговой генерации ВКР и наблюдаемого уровня нелинейного насыщения.

4. Исследование закономерностей и разработка скейлингов конверсии энергии лазерного излучения в потоки электронов и разработка методов снижения числа быстрых электронов до приемлемого для ИТС уровня.

5. Более глубокое теоретическое и экспериментальное исследование процессов филаментации и самофокусировки лазерного излучения в плазме большого размера; выявление взаимосвязей и взаимного влияния филаментации и других параметрических процессов (ВКР, ВРМБ, параметрических распадов).

6. Изучение механизмов переноса тепла в плазменной короне и конверсии лазерного излучения в рентгеновское; повышение эффективности конверсии, управление спектром и длительностью рентгеновского излучения для мишеней различной конструкции.

7. Разработка методов для обеспечения однородности поглощения энергии и сжатия мишеней различной конструкции с помощью управления степенью когерентности (пространственной и временной) и профилем лазерных пучков.

Все перечисленные проблемы носят комплексный характер, и их решение зависит во многом от уровня развития экспериментальной базы. Крупнейшей современной установкой для лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) сейчас является лазер "Нова" в Ливерморской национальной лаборатории (США), обеспечивающий энергию до 100 кДж в наносекундном импульсе на длине волны 1,06 мкм и 50 — 60 кДж на длине волны 0,35 мкм. Только на этой установке можно создать плазму миллиметровых размеров, характерных для мишеней, обеспечивающих зажигание термоядерной реакции. Однако эксперименты по физике взаимодействия (опубликованные) проводились пока на меньшем уровне энергии — до 2 — 4 кДж. Такие эксперименты не являются прямым моделированием условий зажигания — это лишь промежуточная ступень на пути к полномасштабным экспериментам.

Килоджоульный уровень энергии лазерного импульса позволяют также реализовать установки "Омега" в Рочестерском университете (США), "Вулкан" в Резерфордской лаборатории (Англия) и "Гекко-12" в Институте лазерной техники в Осаке (Япония). Однако более или менее систематические исследования по физике взаимодействия лазерного излучения с плазмой выполнены лишь в Резерфордской лаборатории. Кроме того, в последнее время выполнен ряд экспериментов по взаимодействию лазерного излучения с плазмой на более низком уровне энергий (десятки джоулей) в Военно-морской лаборатории в Вашингтоне (США), Национальном исследовательском центре

в Оттаве (Канада), Высшей политехнической школе в Палезо (Франция) и в Институте общей физики АН СССР в Москве. Они отличаются от предшествующих работ более рафинированной постановкой эксперимента и более широким набором диагностик, позволяющими получить детальную информацию о процессах взаимодействия и осуществить их скейлинг на более высокий уровень энергии.

Цель данного краткого обзора — обсудить результаты современных работ по физике взаимодействия лазерного излучения с плазмой и охарактеризовать основные проблемы, требующие своего решения в ближайшие несколько лет.

2. Поглощение лазерного излучения плазмой мишени

Обеспечение высокого коэффициента поглощения лазерного излучения в плазме мишени являлось всегда одной из важнейших проблем термоядерного синтеза. Произошедший в первой половине восьмидесятых годов переход к коротковолновым лазерам с длинами волн 0,25 — 0,35 мкм привел к тому, что коэффициент поглощения достиг достаточно большой величины $\geq 80\%$, причем в основном поглощение связано с обратнотормозным (классическим) механизмом. Поэтому поглощенная энергия преобразовывалась в тепловую энергию плазмы, а число ускоренных частиц было достаточно мало. Наблюдаемые в экспериментах ускоренные электроны связывали с процессом ВКР, который, наряду с ВРМБ, является причиной отражения лазерного излучения.

Процессы вынужденного рассеяния играют важную роль в современных экспериментах по взаимодействию лазерного излучения с высокотемпературной плазмой. Их анализ приведен ниже. Однако в последнее время обнаружены доказательства проявления процессов нелинейного поглощения коротковолнового лазерного излучения в современных крупномасштабных экспериментах [4, 5]. Анализ спектров излучения плазмы на частоте второй гармоники (рис. 1) убедительно демонстрирует возбуждение параметрических неустойчивостей в области критической плотности уже при сравнительно низких значениях плотности потока лазерного излучения — менее 10^{14} Вт/см², т.е. при таких значениях, которые ниже требуемых для осуществления зажигания. Работы [4, 5] вновь поднимают вопрос о важной роли параметрических процессов в области критической плотности плазмы в отношении генерации жестких электронов. Это согласуется с точкой зрения советских авторов, высказывавшейся уже более 10 лет назад о роли параметрического поглощения в области критической и четверти критической плотности [6] и о проявлении эффектов параметрического поглощения в спектрах излучения плазмы на частотах гармоник лазерного излучения [7].

Процессы параметрического поглощения состоят в трансформации электромагнитного лазерного излучения в продольные плазменные волны. Они локализованы в окрестности критической и четверти критической плотности плазмы, где выполнены условия резонанса: соответственно $\omega_0 \approx \omega_{pe}$ или $\omega_0 \approx 2\omega_{pe}$; здесь ω_0 — частота лазерного излучения, $\omega_{pe} = (4\pi e^2 n_e / m_e)^{1/2}$ — ленгмюровская частота электронов, e и m_e — заряд и масса электронов, n_e — их концентрация. В окрестности критической плотности возбуждается параметрическая неустойчивость, отвечающая распаду фотона на электронную плазменную (плазмон) и ионно-звуковую (фонон) волны, в окрестности четверти критической плотности происходит распад фотона на два плазмона.

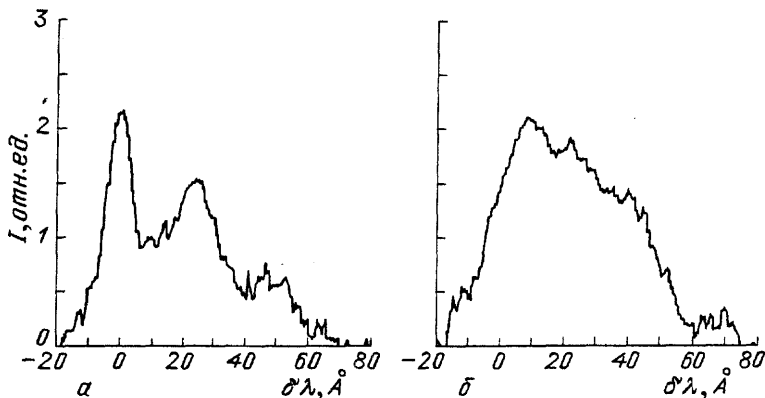


Рис. 1. Спектры генерации плазмы на частоте второй гармоники лазерного излучения, полученные в работе [5] при облучении молибденовой мишени потоком 10^{13} (а) и $3 \cdot 10^{13}$ Вт/см² (б), нормальное падение, регистрация под углом 45°. Максимум на несмещенной частоте связывают с линейной трансформацией лазерного излучения на вторую гармонику. Дополнительные пики на рис. а — следствие распада параметрической неустойчивости (небольшое превышение порога). Уширение спектра на рис. б объясняется турбулизацией плазмы в области критической плотности

Закономерности возбуждения и нелинейного насыщения параметрических неустойчивостей изучены достаточно подробно [8], однако только в идеализированных условиях стационарной однородной и слабонеоднородной плазмы. В силу малой групповой скорости плазмонов даже при малом коэффициенте трансформации амплитуда их электрического поля может во много раз превышать лазерное поле и потому приводит к различным сильнонелинейным эффектам: генерации ускоренных электронов и гармоник частоты лазера, деформации плотности плазмы и др.

Теоретические оценки [6] указывают на возможность до 10% параметрического поглощения в условиях, характерных для реализации зажигания термоядерной реакции. Однако надежных измерений доли параметрического поглощения лазерного излучения в плазме в настоящее время нет. С точки зрения эксперимента такие измерения представляются весьма сложной задачей, но их необходимость становится сейчас все более очевидной, особенно по отношению к методу прямого сжатия мишеней^(1*). Появление работ [4, 5] указывает, что этот вопрос становится одним из важных в программе работ по ЛТС.

3. Вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна

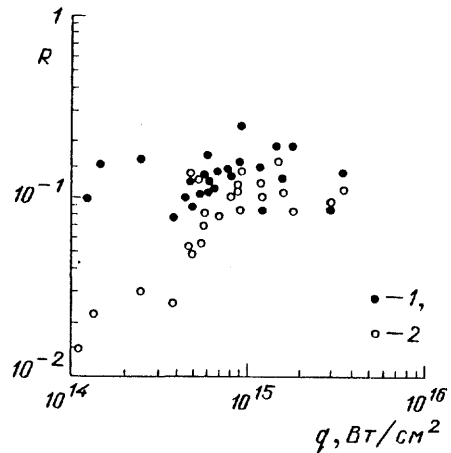
Наряду с процессами параметрического поглощения в лазерной плазме важную роль играют и процессы параметрического (вынужденного) рассеяния, отвечающие распаду лазерного фотона на другой фотон меньшей частоты и плазменное колебание — плазмон (ВКР) или фонон (ВРМБ). Результаты исследований процессов вынужденного рассеяния в лазерной плазме обсуждаются в обзоре [9].

ВРМБ рассматривается сейчас как одно из серьезных препятствий для эффективного вложения лазерной энергии в плазму. С ним связывают основную долю отраженного от плазмы излучения. Основная опасность ВРМБ связана с тем, что эта параметрическая неустойчивость охватывает широкую

область плазмы от критической $n_e \approx n_c = m_e \omega_0^2 / 4\pi e^2$ до менее чем $0,01n_c$: $n_{e, \min} \approx n_c T_e / m_e c^2$, где c — скорость света, T_e — температура электронов плазмы. Поэтому с увеличением размера мишени и длительности импульса лазера возрастает размер области возбуждения ВРМБ и соответственно может возрастать доля отраженного излучения. Это утверждение в равной мере относится как к прямым, так и к косвенным методам сжатия мишеней, поскольку в обоих случаях лазерное излучение, прежде чем достичь области поглощения, должно пересечь сравнительно толстый слой малоплотной плазмы. Возможно, что для рентгеновских мишеней менее опасными эффектами являются генерация жестких электронов и неоднородность энерговыделения, поскольку мишень пространственно отделена от области поглощения, но проблема подавления нелинейного отражения является общей для всех типов мишеней.

Результаты исследований ВРМБ на килоджоульном уровне энергий лазерного импульса приведены в работах [9, 10] (длина волны $\lambda_0 = 0,53$ мкм) и [11] (длина волны 0,35 мкм). Наиболее важным эмпирическим фактом является сравнительно невысокий уровень ВРМБ-отражения до 10% при $\lambda_0 = 0,53$ мкм и порядка 5% при $\lambda_0 = 0,35$ мкм, который при потоках более 10^{14} Вт/см² остается практически постоянным. Увеличение потока изменяет диаграмму направленности рассеяния от рассеяния "назад" при низких потоках к рассеянию "в сторону" при потоках $\geq 10^{15}$ Вт/см² (рис. 2).

Рис. 2. Зависимость коэффициента ВРМБ-отражения R от q лазерного излучения [10] на волне 0,53 мкм при энергии импульса до 3,5 кДж и размере плазмы $L \geq 1000\lambda_0$. 1 — рассеяние назад (диапазон углов 180 — 150°); 2 — боковое рассеяние (диапазон углов 150 — 90°). Мишень — золотая фольга толщиной 5 мкм; нормальное падение, длительность импульса 1 нс



В принципе, уровень ВРМБ порядка 10% представляется приемлемым для ЛТС, однако до сих пор остается неизвестным, как он зависит от масштаба неоднородности плазмы L . Реализованные в экспериментах [10, 11] значения L составляют ≤ 400 мкм, что примерно на порядок меньше того, что может быть на мегаджоульном уровне энергии. Сейчас непонятно, как увеличение L скажется на уровне рассеяния, так как данные экспериментов [10, 11] не удается сопоставить с существующими теориями. Анализ, проведенный в работе [11], показывает, что наблюдательный порог ВРМБ близок к предсказаниям теории однородной и безграничной плазмы и заметно ниже предсказаний теории, учитывающей неоднородность плотности и потому, казалось бы, более близкой к реальности. На это же указывают предварительные ре-

зультаты работы [12], в которой использован ультракороткий лазерный импульс длительностью 10 пс с тем, чтобы избежать влияния гидродинамических движений на ВРМБ. Эти данные являются указанием на то, что увеличение масштабов неоднородности приводит к снижению порога нелинейного рассеяния и, возможно, к повышению уровня отражения.

Теоретическое объяснение столь низких значений порога ВРМБ может быть связано с процессом двойного ВРМБ (ДВРМБ), предложенным в работах [13] и получившим экспериментальное подтверждение [14] на малом уровне энергии (порядка 10 Дж).

Процесс ДВРМБ отвечает двум процессам ВРМБ, когерентно связанным общей ионно-звуковой волной. Один из процессов ВРМБ инициируется падающей световой волной, другой — отраженной от плотных слоев плазмы. Благодаря встречному распространению падающей и отраженной световых волн ионно-звуковая волна обеспечивает распределенную обратную связь между рассеянными волнами и процесс ДВРМБ носит характер не конвективного усиления (как обычно ВРМБ), а генерации (абсолютной неустойчивости). В модели плоскостростой плазмы порог ДВРМБ оказывается значительно ниже порога ВРМБ. Однако в реальных условиях распределение плотности в короне лазерной плазмы может носить весьма сложный характер. Поэтому перенос данных представлений на мегаджоульный уровень энергии требует дальнейшей разработки теории и детальных сопоставлений с экспериментом.

Вопрос о величине коэффициента нелинейного отражения и механизмах стабилизации ВРМБ также не имеет сейчас окончательного решения. Данные экспериментов [11, 14] свидетельствуют о том, что в области потоков $\approx 10^{14}$ Вт/см² характер ВРМБ претерпевает качественные изменения — происходит уширение спектра рассеянного излучения, интенсивность отраженного света испытывает мелкомасштабные пульсации, область рассеяния изменяется с течением времени и перемещается в пространстве. Это указывает на то, что ВРМБ приобретает черты хаотического процесса. Сопоставление данных работ [10 — 15] позволяет предположить, что насыщение уровня рассеяния и хаотический режим рассеяния — связанные друг с другом явления. На возможные причины их связи указывают теоретические работы [16, 17], в которых обсуждаются механизмы насыщения ВРМБ, обусловленные нелинейностью ионных движений плазмы.

В плазме со сравнительно невысокой степенью неизотермичности $ZT_e/T_i \leq 10$ (Z — средняя кратность ионизации, $T_{e(i)}$ — температуры электронов и ионов) насыщение ВРМБ обусловлено захватом ионов полем ионно-звуковой волны. При этом происходит уменьшение фазовой скорости волны, она выходит из резонанса с пондеромоторной силой, создаваемой биениями падающей и рассеянной волн, длина резонансного взаимодействия сокращается, и происходит насыщение рассеяния. Изменение фазовой скорости ионно-звуковой волны в пространстве и во времени отвечает уширению спектра ВРМБ, возникновению нестационарного и хаотического характера рассеяния. Полученные в работе [16] закономерности относительно уровня и ширины спектра ВРМБ качественно согласуются с данными экспериментов по ВРМБ излучения CO_2 -лазера в заранее приготовленной плазме на малом уровне энергии [18, 19].

В плазме с высокой неизотермичностью $ZT_e/T_i > 10$ резонансных частиц мало, и они не оказывают заметного влияния на динамику ионно-звуковой

волны. Нелинейность ионного звука обусловлена при этом укрупнением профиля волны — генерацией ее высших гармоник. Выполненный в работе [17] анализ показывает, что гидродинамическая нелинейность приводит к формированию периодической ударной волны, которая, в свою очередь, оказывается неустойчивой и разбивается на последовательность солитонов, слабо связанных друг с другом и двигающихся независимо. Результатом такой эволюции ионного звука является турбулизация плазмы, нарушение когерентности рассеянных волн, хаотический режим ВРМБ с его насыщением на сравнительно низком уровне.

Указанные механизмы нелинейного насыщения ВРМБ качественно согласуются с экспериментом, однако они требуют дальнейшего развития для создания полной модели ВРМБ и построения скейлинга вплоть до мегаджоульного уровня энергий.

Важное место в исследованиях по ВРМБ занимает сейчас также вопрос управления рассеянием с помощью нарушения когерентности лазерного пучка. Обсуждаются два способа нарушения когерентности — метод случайных фаз (RPP), предложенный японскими исследователями [20], и метод индуцированной пространственной некогерентности (ISI) [21]. Метод RPP состоит в том, что на пути лазерного пучка перед фокусирующей линзой ставится пластина, состоящая из квадратных элементов, половина которых сдвигает фазу луча на 180° , а вторая половина оставляет ее неизменной. В результате весь пучок разбивается на несколько сотен или тысяч элементов с различными фазами. Этот метод позволяет сгладить крупномасштабные неоднородности лазерного пучка и взамен получить в дальней зоне массу мелкомасштабных неоднородностей (с размером обычно менее 10 мкм) со сравнительно небольшими амплитудами. Результаты работ [22, 23] свидетельствуют, что на килоджоульном уровне энергии метод RPP позволяет снизить уровень ВРМБ в 10 — 100 раз. По мнению авторов [22, 23], этот эффект связан с подавлением филаментации лазерного пучка в плазме, так как в указанных экспериментах ВРМБ возникает, в основном, из областей с повышенной интенсивностью поля — филаментов. Важно отметить, что эффект подавления ВРМБ методом RPP возникает только, если мишень находится в дальней оптической зоне, где происходит усреднение и наложение полей отдельных элементов пучка. Поэтому эффект подавления ВРМБ наблюдался, если только использовалась достаточно короткофокусная фокусирующая линза с относительным отверстием 1:5 или менее.

Некоторой модификацией метода RPP является предложение авторов работы [24] заменить фазовую пластину матрицей длиннофокусных линз. При этом удается сформировать фокальное пятно с достаточно однородным распределением интенсивности и резкими краями.

Недостаток метода RPP состоит в том, что мелкомасштабная интерференционная картина на размере фокального пятна практически не изменяется с течением времени. Для того чтобы достичь также и усреднения по времени в работе [21] было предложено использовать лазерные пучки со сравнительно малым временем когерентности. Нарушение пространственной когерентности пучка в методе ISI достигается путем помещения на пути лазерного луча перед фокусирующей линзой системы из двух эшелонов, которые разбивают весь пучок на несколько десятков или сотен элементов. Задержка между отдельными элементами больше времени корреляции лазера, поэтому они оказываются взаимно некогерентными. При этом интерференционная картина на масштабе фокального пятна нестационарна. Метод ISI позволяет эффек-

тивно подавлять мелкомасштабную филаментацию лазерного пучка, если время когерентности лазера значительно меньше длительности импульса и сравнимо с временем возникновения филаментов. Согласно [22, 23] метод ISI позволяет снизить уровень ВРМБ более чем на 3 порядка величины, что находится на пределе чувствительности использовавшейся регистрирующей аппаратуры (рис. 3).

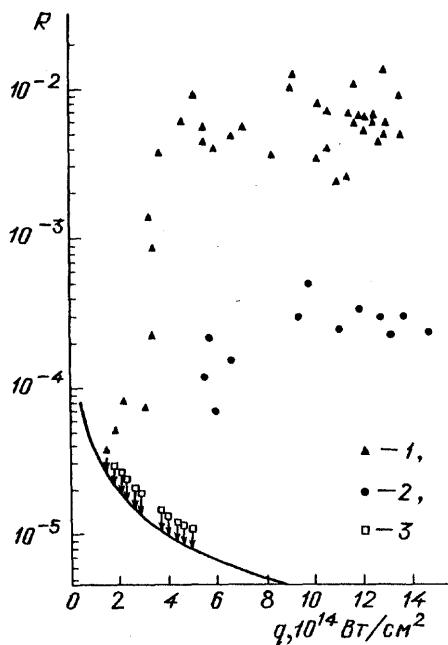


Рис. 3. Зависимость коэффициента ВРМБ-отражения R от потока q лазерного излучения [22] для когерентного лазерного пучка (1), пучка со случайными фазами (метод RPP) (2) и нарушенной пространственно-временной когерентностью (метод ISI) (3). Сплошная линия — порог чувствительности регистрации рассеяния. Плазма представляла собой цилиндр диаметром 0,3 мм, длиной 0,8 мм, температурой 0,5 кэВ и плотностью $0,08n_c$, вдоль оси которого фокусировалось излучение 2-й гармоники неодимового лазера с длительностью импульса 0,6 нс и энергией до 500 Дж. В случае когерентного пучка и в методе ISI использовалась линза с относительным отверстием 1:10, в методе RPP — 1:2,5; время корреляции лазерного пучка в методе ISI составляло 2 пс

Однако пока не имеется указаний на то, как методы RPP и ISI будут влиять на ВРМБ на мегаджоульном уровне энергии, так как нет данных о зависимости ВРМБ-отражения от размера плазмы.

4. Вынужденное комбинационное рассеяние

На современном (килоджоульном) уровне энергии ВКР приводит к заметно меньшему нелинейному отражению по сравнению с ВРМБ — обычно не более $10^{-3} \div 10^{-4}$. Основная опасность ВКР состоит в бесстолкновительном затухании возбуждаемой при этом электронной плазменной волны и, как следствие, нежелательной генерации жестких электронов. По этой причине ВКР представляется более опасным для прямого метода сжатия и менее опасным для рентгеновских мишеней. Экспериментальным исследованиям ВКР в последние два года было посвящено значительное количество работ [25 — 33]. Определенный прогресс произошел и в теории ВКР [34 — 41].

Среди важнейших результатов следует указать работу [25], в которой весьма подробно прослежена корреляция между ВКР и генерацией ускоренных электронов. Показано, что температура горячих электронов составляет 25 — 30 кэВ и практически не зависит от плотности потока сжатия и энергии лазерного излучения. Число быстрых электронов прямо пропорционально интенсивности ВКР. Хорошо коррелируют также временные характеристики импульсов жесткого рентгеновского излучения и ВКР. Все эти факты служат серьезным

доказательством того, что именно ВКР является основным источником быстрых электронов и отчасти противоречат гипотезе [34] об инициировании ВКР пучком быстрых электронов. Впрочем, состоявшаяся в [35, 36] дискуссия показывает, что существующих экспериментальных данных еще не достаточно для окончательного решения вопроса о механизме генерации ВКР.

Остается также неясным вопрос о причинах низкого порога ВКР (заметный уровень ВКР наблюдается уже при потоках энергии $\approx 10^{14}$ Вт/см²) и о зависимости порога от масштаба неоднородности плазмы. Есть основания считать, что низкий порог ВКР обусловлен петлями обратной связи волн в плазме [42] и (или) локальными неоднородностями плотности [41]. При этом ВКР приобретает характер абсолютной неустойчивости, что наблюдалось экспериментально [32]. Если эти предположения подтвердятся, то можно ожидать дальнейшего снижения порога ВКР с ростом масштаба неоднородности плазмы и, соответственно, повышения роли ВКР с увеличением энергии лазерного импульса.

Крайне важным является вопрос о механизмах нелинейного насыщения ВКР и методах управления ими. Простейшие модели [37, 38], связывающие пульсации и насыщение ВКР с повышенным бесстолкновительным затуханием плазменных волн на электронах, не согласуются с наблюдательными данными, так как не позволяют объяснить низкий уровень насыщения. По-видимому, важным элементом, обуславливающим насыщение ВКР, являются повышенные флуктуации ионной плотности, приводящие к хаотизации ленгмюровских волн, их повышенному затуханию и захвату в каверны плотности. Источником таких повышенных флуктуаций может быть вторичная параметрическая неустойчивость возбуждаемых при ВКР ленгмюровских волн и (или) процесс ВРМБ. В пользу этого свидетельствуют результаты численного моделирования ВКР в гидродинамическом приближении [39] и методом частиц в ячейке [40, 43]. Об этом же свидетельствуют и экспериментальные данные об антикорреляции ВКР и ВРМБ в лазерной плазме на длине волны 0,35 мкм [33]. Эти данные отчасти подтверждают полученные ранее результаты с использованием CO₂-лазера [44, 45] и заключаются в том, что процессы ВКР и ВРМБ никогда не наблюдаются одновременно (рис. 4). Однако если в экспериментах [44, 45], где плазма готовилась заранее, ВКР возникало на начальной стадии взаимодействия, затем включался более медленный процесс ВРМБ, а ВКР исчезало, то в экспериментах [33] возникла обратная ситуация — ВРМБ длилось менее 0,5 нс на переднем фронте лазерного импульса, а затем интенсивность ВРМБ резко снижалась и возникало ВКР. Возможно, отсутствие ВКР на начальной стадии взаимодействия в [33] связано с тем, что формирование плазмы происходило в процессе действия лазерного импульса и необходимо время порядка 0,5 нс для того, чтобы масштаб неоднородности вырос, а порог ВКР снизился до уровня действующего лазерного поля. Поэтому факт взаимного влияния ВКР и ВРМБ в условиях, характерных для осуществления реакции зажигания, еще требует своего экспериментального изучения.

Согласно [30, 31], современные наблюдательные данные по ВКР могут быть объяснены как результат взаимного влияния трех нелинейных процессов: а) дополнительного затухания ленгмюровских волн на флуктуациях плотности, возможно, инициированных ВРМБ; б) дополнительной раскачки ленгмюровских волн внешним источником (например, пучком электронов) или другой параметрической неустойчивостью; в) укручением профиля плотности плазмы под действием давления, создаваемого ленгмюровскими волнами. От-

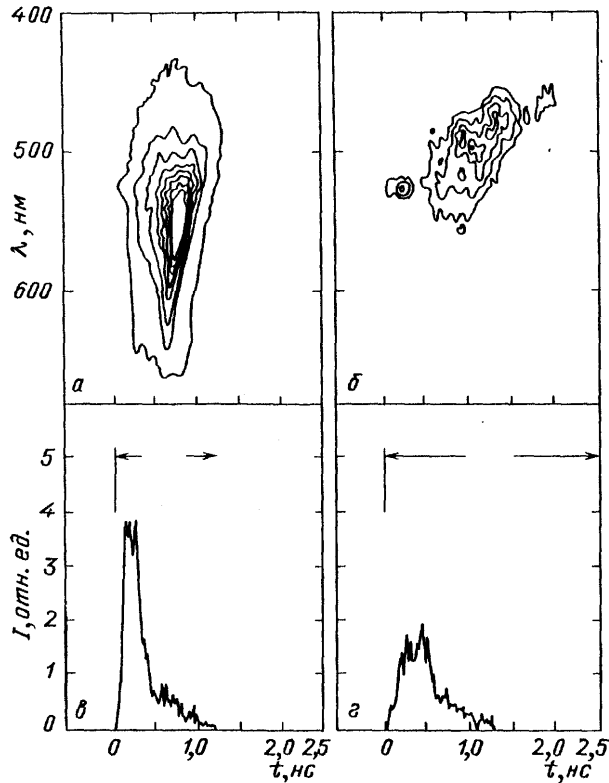


Рис. 4. Линии уровня интенсивности ВКР (а, б) и временные зависимости интенсивности ВРМБ (в, г) [33]. Мишень — пластиковая фольга толщиной 3 мкм. Нормальное падение лазерного излучения, длина волны 0,35 мкм, энергия импульса 1 — 2 кДж, диаметр пятна на поверхности мишени от 0,25 до 1 мм. Длительность импульса указана шириной стрелок на рис. в, г. Плотность потока энергии 10^{15} (а, в) и 10^{14} Вт/см² (б, г). Излучение ВКР возникает только после окончания импульса ВРМБ

носительная роль каждого из указанных механизмов в настоящее время неясна. По-видимому, определенную роль играет также и филаментационная неустойчивость лазерного пучка. На это указывают эксперименты [22, 23] по изучению влияния степени когерентности лазерного пучка на уровень ВКР. Показано, что так же, как и в случае ВРМБ, метод RPP позволяет снизить уровень рассеяния более чем в 1000 раз.

Отметим также, что ВКР, подобно другим параметрическим неустойчивостям, проявляет хаотические свойства, т.е. рассеяние носит пульсирующий, вспышкообразный характер, меняются во времени размер и положение области рассеяния, изменяется спектр рассеянного излучения [30, 32]. Пока неясно, является ли это свойством ВКР как такового, или это проявление свойств механизмов насыщения.

5. Филаментация лазерных пучков и взаимное влияние параметрических процессов

Филаментационная неустойчивость, проявляющаяся в локальном усилении лазерного поля и формировании нитеобразных лучевых структур, занимает особое место в физике ЛТС, особенно в методе прямого сжатия [9]. С

филаментацией связывают неоднородность энерговыведения лазерных пучков в плазме, что влияет на симметрию сжатия мишеней, возбуждение вторичных неустойчивостей, например ВКР и ВРМБ, в областях сильного поля, турбулизацию малоплотной короны. Филаментация, как правило, приводит к усилению неоднородностей интенсивности лазерных пучков, которые и так велики из-за неоднородностей в усиливающих элементах лазера. Увеличение энергии лазерного пучка и соответственно размера плазмы снижает порог самофокусировки, а уменьшение длины волны излучения делает более опасными ее последствия из-за сближения областей поглощения излучения и испарения мишени.

В последнее время в работах [23, 46, 47] проведено исследование филаментации пучка килоджоульного уровня энергии в плазме миллиметрового размера и ее зависимости от степени когерентности лазера. В отличие от большинства предшествующих работ, здесь использовался прямой метод интерферометрии для наблюдения факта филаментации, а также ряд дополнительных диагностик для обнаружения факта влияния филаментации на ВКР и ВРМБ.

В работе [46] показано, что при потоках излучения более 10^{14} Вт/см² на длине волны 0,53 мкм происходит разбиение лазерного пучка на нити с размером ≤ 10 мкм, причем максимальная интенсивность поля в нитях более чем в 7 раз превышает среднее по сечению пучка значение. Это явно неприемлемо для ЛТС, так как приведет к большой асимметрии сжатия. Анализ излучения, прошедшего через плазму, позволил исследовать влияние нарушения когерентности лазерного пучка на филаментацию. Согласно [23], подавление филаментации методом RPP происходит за счет смещения характерного масштаба неоднородности лазерного пучка в область размеров ≤ 5 мкм, которые оказываются более устойчивыми по отношению к филаментации. Подавление неоднородностей с большими масштабами и является основной целью при использовании методов нарушения когерентности лазерного пучка. Методы RPP и ISI позволяют повысить порог филаментации до 10^{15} Вт/см² на длине волны $\approx 0,5$ мкм.

Важно подчеркнуть, что и влияние некогерентности лазерных пучков на ВКР и ВРМБ, по мнению авторов работы [23], проявляется опосредованно через филаментацию. Это утверждение сделано на том основании, что характерное время корреляции лазерного пучка (≈ 2 пс) более чем на порядок превышает время нарастания рассеянного поля при ВКР и ВРМБ. Однако следует подчеркнуть, что результаты [23] получены в экспериментах с заранее приготовленной разреженной плазмой. Перенос их на плазму термоядерных мишеней может быть неадекватным из-за того, что в таких экспериментах отсутствует отраженная лазерная волна, которая может стимулировать филаментацию и другие параметрические процессы [9, 13].

6. Перенос тепла в короне лазерной плазмы

Отличительной особенностью ЛТС является то, что поглощение энергии лазерного излучения происходит в относительно разреженных слоях плазменной короны, где плотность электронов $n_e \leq n_c$. Даже для современных коротковолновых лазеров эти значения плотности примерно на два порядка меньше плотности твердого тела. Перенос энергии от горячей области поглощения до более холодной области испарения вещества мишени обеспечивается теплопроводностью электронов.

Положительным следствием разделения областей поглощения энергии и испарения вещества является возможность сглаживания неоднородностей энерговыделения благодаря диффузионному характеру теплопереноса. Однако эксперименты и численные расчеты показывают, что этот фактор является, по-видимому, существенным лишь для длинноволновых лазеров ($\lambda_0 \geq 1 \text{ мкм}$). Для коротковолнового излучения ($\lambda_0 \approx 0,35 + 0,25 \text{ мкм}$) длина переноса тепла оказывается недостаточной для заметного сглаживания неоднородностей поглощения при потоках энергии $q \geq 10^{14} \text{ Вт/см}^2$. Отрицательным следствием разделения областей поглощения и испарения является то, что теплопроводность плазмы оказывается зачастую недостаточной для обеспечения переноса необходимого потока тепла. До настоящего времени нет единой общепринятой модели описания процесса теплопроводности в короне лазерной плазмы.

Классическое описание переноса тепла на основе уравнения теплопроводности

$$n_e \partial T_e / \partial t = -\text{div } Q, \quad Q = -\chi \nabla T_e,$$

где $\chi \approx n_e v_{te}^2 / \nu_e$, $v_{te} = (T_e / m_e)^{1/2}$ — характерная скорость электронов, ν_e — их частота столкновений, имеет место лишь при условии весьма плавных неоднородностей температуры и плотности, когда их масштаб L более, чем в 100 раз превышает длину свободного пробега электронов $\lambda_e = v_{te} / \nu_e$. При этом тепловой поток Q составляет не более 10^{-2} от максимального потока энергии $Q_{fs} = n_e v_{te} T_e$, который могли бы перенести свободно движущиеся электроны.

В лазерной плазме при потоках лазерной энергии $q \geq 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ условие $Q/Q_{fs} \leq 10^{-2}$ нарушается и реальное значение Q оказывается меньше классического. В результате происходит перегрев области поглощения, возникают резкие градиенты температуры и плотности в окрестности этой области.

Максимальный тепловой поток в лазерной плазме принято характеризовать коэффициентом ограничения теплопроводности $Q_{\max} = f Q_{fs}$. Сравнение результатов экспериментов и численных расчетов дает для f значения в интервале от нескольких сотых до нескольких десятых [48]. Столь большой разброс значений f , по-видимому, связан с изменением относительной роли различных механизмов ограничения теплопроводности в различных условиях эксперимента и грубым, модельным характером самого понятия коэффициента ограничения f .

Одна из распространенных моделей описания ограничения потока тепла связана с заменой локального классического выражения для Q нелокальным, отвечающим "размазыванию" классического потока $-\chi \nabla T_e$ по области порядка масштаба неоднородности [49 — 51]. Однако предложенные в работах [49, 50] выражения для Q так же, как и коэффициент f , не следуют из более строгого кинетического описания. Обсуждаются также механизмы ограничения теплопроводности, связанные с нелинейными эффектами — возбуждением колебаний в плазме под действием большого потока тепла из-за ионно-звуковой [52] или вейбелевской [53] неустойчивостей. Причиной возбуждения неустойчивостей является искажение функции распределения электронов — возникновение либо ее анизотропии, либо положительной производной в области фазовых скоростей ионно-звуковых волн. В обоих случаях функция распределения становится неустойчивой относительно раскачки

либо магнитных флуктуаций, либо флуктуаций плотности. Рассеяние электронов на этих флуктуациях и является причиной ограничения потока тепла.

К сожалению, данные экспериментов в лазерной плазме не позволяют сделать выбор в пользу какого-либо механизма ограничения теплопереноса. Поэтому большое значение имеют модельные эксперименты с разреженной плазмой большого размера, в которой искусственно создают резкие перепады температуры. Данные выполненного в последнее время весьма детального модельного эксперимента [54] указывают на то, что описать наблюдаемые профили температуры с помощью одного коэффициента ограничения f не удастся и необходимо полное кинетическое описание теплопереноса. Однако из-за существенной разницы в параметрах нельзя полностью переносить результаты модельных экспериментов на лазерную плазму. Поэтому необходима также постановка специальных экспериментов по исследованию процесса теплопереноса в условиях лазерной плазмы.

7. Заключение

Таким образом, современные эксперименты по взаимодействию килоджоульных лазерных пучков с плазмой демонстрируют приемлемый уровень поглощения $\geq 80\%$ в диапазоне плотностей потоков $10^{14} - 10^{15}$ Вт/см² и области длин волн 0,25 — 0,5 мкм. Остаточное отражение, связанное, в основном, с процессами ВРМБ и ВКР, практически не зависит от плотности потока лазерного излучения. Доля энергии, уносимая быстрыми электронами, сравнительно невелика и не ухудшает существенно параметры сжатия. Методы нарушения когерентности лазерных пучков (пространственной и временной) позволяют подавить параметрические процессы и обеспечить классические механизмы поглощения вплоть до плотностей потоков энергии 10^{15} Вт/см², что достаточно для реализации импульсной термоядерной реакции с положительным выходом.

Однако прямой перенос этих достаточно оптимистических результатов с килоджоульного уровня энергий на мегаджоульный не оправдан и требует серьезной дополнительной работы. Это объясняется тем, что такой переход сопровождается увеличением характерных масштабов плазмы почти на порядок, а скейлинг параметрических процессов по масштабу неоднородности в настоящее время отсутствует. Кроме того, отсутствует понимание физических причин аномально низких порогов параметрических процессов и механизмов их нелинейной стабилизации. Поэтому не исключено, что увеличение геометрических размеров лазерной плазмы может привести к качественному изменению относительной роли параметрических процессов и величины эффектов.

Указанные причины являются обоснованием необходимости систематических исследований параметрических процессов в лазерной плазме большого масштаба и, в особенности, получения масштабных закономерностей таких важных параметров как уровень нелинейного отражения ВРМБ и ВКР, доля ускоренных электронов, влияние филаментации на симметрию поглощения и сжатия мишеней, перенос тепла и энергобаланс в мишенях различной конструкции. Решение этих вопросов является одним из ключевых элементов для успешного осуществления реакции инерциального синтеза.

ПРИМЕЧАНИЕ

⁽¹⁾ Прямым методом сжатия называют вариант непосредственного облучения сферической мишени лазерным светом. Для достижения высокого сжатия при этом необходимо обеспечить высокую симметрию облучения мишени, что представляет значительные технические трудности. Менее жесткие требования к качеству лазерных пучков предьявляет метод непрямого сжатия, при котором мишень сжимается под действием рентгеновского излучения. Конверсия лазерного излучения в рентгеновское осуществляется при этом в специальной полости (конверторе), внутрь которой помещается термоядерная мишень. Поскольку конструкция мишени для непрямого сжатия во многом схожа с конструкцией водородной бомбы, большинство данных по рентгеновскому сжатию в открытой печати не публикуется.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Fusion Policy Committee. Report of the Technical Panel on Magnetic Fusion of the Energy Research Advisory Board. Final Report. — Sept., 1990, USA.
2. Review of the DoE Inertial Confinement Fusion Program. Final Report. Washington, National Academy Press, 1990.
3. European High Performance Laser Facility Scientific and Technical Working Group Report. — UK, Feb. 1990.
4. *Midzuno K., Young P.E., Seka W., Bohr R., DeGroot J.S., Drake R.P., Estabrook K.*//Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 428.
5. *Baldis H.A., Young P.E.* Report on the Conference on Nonlinear and Chaotic Phenomena in Physics. Edmonton, Canada, 1990.
6. *Silin V.P., Tikhonchuk V.T.*//Phys. Rep. 1986. V. 135. P. 1.
7. *Басов Н.Г., Быченков В.Ю., Крохин О.Н., Осипов М.В., Рупасов А.А., Силин В.П., Склизков Г.В., Стародуб А.Н., Тихончук В.Т., Шиканов А.С.*//ЖЭТФ. 1979. Т. 76. С. 1929.
8. *Силин В.П.*//УФН. 1985. Т. 145. С. 225.
9. *Тихончук В.Т.*//КЭ. 1991. Т. 18. С. 151.
10. *Drake R.P., Turner R.E., Lasinski B.F., Campbell E.M., Krueer W.L., Williams E.A., Kauffman R.L.*//Phys. Fluids. Ser. B. 1989. V. 1. P. 1295.
- [11] *Young P.E., Estabrook K.C., Krueer W.L., Williams E.A., Drake R.P., Baldis H.A., Johnston T.W.* Preprint UCRL-101537. — Livermore, USA, 1990.
12. *Baldis H.A., Barr H.C., Wikkeneuve D.M., Enright G.D., LaFontaine B., Bernard J.E., Laboune C., Baton S.*//Report on SPIE OE/LASE'90 "Femtosecond to Nanosecond High Intensity Lasers Applications". Los Angeles, Jan. 14 — 19, 1990.
13. *Zozulya A.A., Silin V.P., Tikhonchuk V.T.*//Phys. Lett. Ser. A. 1983. V. 99. P. 224; ЖЭТФ. 1984. Т. 86. С. 1296.
14. *Андреев А.А., Андреев Н.Е., Сутягин А.Н., Тихончук В.Т.*//Физ..плазмы. 1989. Т. 15. С. 944.
15. *Андреев Н.Е., Арцимович В.Л., Касьянов Ю.С., Тихончук В.Т.*//ЖЭТФ. 1990. Т. 98. С. 881.
16. *Андреев А.А., Тихончук В.Т.*//ЖЭТФ. 1989. Т. 96. С. 1962.
17. *Candy J., Rozmus W., Tikhonchuk V.T.*//Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 1889.
18. *Clayton C.E., Joshi C., Chen F.F.*//Ibidem. 1983. V. 52. P. 1656.
19. *Handke J., Rizvi S.A.H., Kronast B.*//Ibidem. 1983. V. 51. P. 1660.
20. *Kato Y., Mima K., Miyanaga N., Aringa S., Kitagawa Y., Nakatsuka M., Yamanaka C.*//Ibidem. 1984. V. 53. P. 1057.
- [21] *Lehmberg R.H., Obenschain S.P.*//Opt. Commun. 1983. V. 46. P. 27.
22. *Coe S.E., Afshar-rad T., Desselberger M., Khattak P., Willi O., Giuletti A., Lin Z.Q., Yu W., Manson C.*//Europhys. Lett. 1989. V. 10. P. 31.
23. *Willi O., Afshar-rad T., Coe S.*//Phys. Fluids. Ser. B. 1990. V. 2. P. 1318.
24. *Deng X., Liang X., Chen Z., Yu W., Ma R.*//App1. Optics. 1986. V. 25. P. 377.
25. *Drake R.P., Turner R.E., Lasinski B.F., Williams E.A., Estabrook K.G., Krueer W.L., Campbell E.M.*//Phys. Rev. Ser. A. 1989. V. 40. P. 3219.
26. *Meyer J., Zhi Y.*//Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. P. 2651.
27. *Drake R.P., Turner R.E., Lasinski B.F., Williams E.A., Phillion D.W., Estabrook K.G., Krueer W.L., Campbell E.M., Manes K.R., Hildum J.S.*//Phys. Fluids. 1988. V. 31. P. 3130.
28. *Labaune C., Baldis H.A., Fabre E., Briand F., Villeneuve D.M., Estabrook K.*//Ibidem. Ser. B. 1990. V. 2. P. 166.
29. *Drake R.P., Williams E.A., Young P.E., Estabrook K., Krueer W.L., Montgomery D.S., Baldis H.A., Johnston T.W.*//Ibidem. 1989. V. 1. P. 2217.
30. *Drake R.P., Turner R.E.* Report on Workshop "Laser Interaction and Related Plasma Phenomena". Monterey, USA, 1989.
- [31] *Drake R.P., Batha S.H.* Report on the Conference on Nonlinear and Chaotic Phenomena in Physics. Edmonton, Canada, 1990.

32. Кильпино А.В., Киселев Н.Г., Кочиев Д.Г., Пашинин П.П., Сучков Ю.А., Тихончук В.Т.//КЭ. 1990. Т. 17. С. 607.
33. Baldis H.A., Young P.E., Drake R.P., Krueer W.L., Estabrook K., Williams E.A., Johnston T.W.//Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. P. 2829.
34. Simon A., Short R.W.//Phys. Fluids. Ser. B. 1989. V. 1. P. 1073.
35. Drake R.P.//Ibidem. 1990. V. 2. P. 225.
36. Simon A., Short R.W.//Ibidem. P. 227.
37. Sakagami H., Mima K., Nishihara K.//Ibidem. P. 815.
38. Bertrand P., Chizzo A., Johnston T.W., Shourci M., Fijalkow E., Feix M.R.//Ibidem. P. 1028.
39. Bonnaud G., Pesme D., Pellat R.//Ibidem. P. 1618.
40. Estabrook K., Krueer W.L., Haines M.G.//Ibidem. 1989. V. 1. P. 1282.
- [41] Вамм Н.С., Бойд Т.Д., Маквуд А.П.//Ibidem. P. 1151.
42. Зозуля А.А., Силин В.П., Тихончук В.Т.//КЭ. 1987. Т. 14. С. 2304.
43. Calder A.C., Barnard A.J.//Phys. Fluids. 1988. V. 31. P. 2335.
44. Walsh C.J., Villeneuve D.M., Baldis H.A.//Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 1445.
45. Villeneuve D.M., Baldis H.A., Bernard J.E.//Ibidem. 1987. V. 59. P. 1585.
46. Coe S.E., Afshar-rad T., Willi O.//Opt. Commun. 1989. V. 73. P. 299.
47. Willi O., Bassett D., Giuletti A., Karttunen S.J.//Ibidem. V. 70. P. 487.
48. Krueer W.//Comm. Plasma Phys. 1979. V. 5. P. 69.
49. Luciani J.F., Mora P., Pellat R.//Phys. Fluids. 1985. V. 51. P. 1664.
50. Albritton J.R., Williams F.A., Bernstein J.B., Swartz K.P.//Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 1887.
- [51] Holstein P.A., Decoster A.//J. Appl. Phys. 1987. V. 62. P. 3592.
52. Bychenkov V.Yu., Silin V.P., Uryupin S.A.//Phys. Rep. 1988. V. 64. P. 119.
53. Wallace J.M., Brackbill J.V., Cranfill C.W., Forsslund D.W., Mason R.J.//Phys. Fluids. 1987. V. 30. P. 1085.
54. Rogers J.H., De Groot J.S., Abou-Assaleh Z., Matte J.P., Johnston T.W., Rosen M.D.//Ibidem. Ser. B. 1989. V. 1. P. 741.

Статья поступила 5.02.91 г.,
после доработки 24.05.91 г.