

Усиление лазерных импульсов при обратном рамановском рассеянии в плазме, создаваемой в диэлектрических капиллярах

А. А. Балакин, Д. В. Карташов¹⁾, А. М. Киселев, С. А. Скобелев, А. Н. Степанов, Г. М. Фрайман

Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 5 мая 2004 г.

Экспериментально продемонстрировано усиление фемтосекундных лазерных импульсов при вынужденном рамановском рассеянии в случае встречного распространения усиливаемого фемтосекундного импульса и частотно-модулированного широкополосного импульса накачки с той же несущей частотой в диэлектрических капиллярах, заполненных газовой плазмой. Достигнуты рекордно большие значения коэффициента усиления по спектральной интенсивности усиливаемого сигнала $\sim 10^3$ и по энергии выходного излучения $\sim 10^2$. Выполненное численное моделирование демонстрирует хорошее согласие с результатами эксперимента. Результаты эксперимента и теоретических расчетов позволяют предложить гидродинамический метод учета опрокидывания плазменной волны, играющий важную роль в ограничении усиления для рассматриваемой схемы.

PACS: 42.65.–k

1. Развитие фемтосекундных лазерных генераторов и техники усиления частотно-модулированных лазерных импульсов [1] привели к созданию лазерных комплексов петаваттного уровня мощности, позволяющих достигать сверхвысоких интенсивностей электромагнитного поля. Дальнейшее увеличение мощности генерируемого лазерного излучения сопряжено со значительными техническими трудностями. Трудности связаны, в первую очередь, со стойкостью оптических элементов при огромных мощностях лазерного излучения. Это приводит к необходимости значительного увеличения геометрических размеров используемой оптики, что представляет технически очень сложную задачу. Поэтому для достижения уровней мощности в сотни тераватт и выше были предложены схемы усиления, альтернативные стандартной схеме усиления частотно-модулированных импульсов.

Один из подходов, экспериментальная реализация которого представлена в настоящей работе, основан на параметрическом процессе усиления фемтосекундных лазерных импульсов при обратном рамановском рассеянии в плазме [2]. Привлекательность этого подхода состоит в использовании в качестве нелинейной среды плазмы, не имеющей ограничений по лучевой стойкости. Известно [2], что на линейной стадии обратного рамановского рассеяния происходит сильное увеличение длительности короткого усиливаемого импульса и линейная стадия, таким образом, не годится для усиления коротких лазерных

импульсов. Поэтому для усиления фемтосекундных импульсов в процессе обратного рамановского рассеяния необходимо достижение нелинейной стадии, при которой происходит компрессия усиленного импульса фактически до длительности затравочного фемтосекундного импульса и которая, согласно расчетам, должна обладать высокой эффективностью использования накачки. Первые эксперименты [3] и теоретические расчеты [4, 5] показали, что ключевыми моментами для ее реализации являются протяженность и пространственная однородность плазмы, наличие и величина частотной модуляции в импульсе накачки, а также эффект опрокидывания плазменной волны при низких концентрациях плазмы [2].

В настоящей работе мы представляем результаты экспериментального исследования усиления фемтосекундного лазерного излучения при обратном рамановском рассеянии в плазме, создаваемой в газонаполненных диэлектрических волноводах (капиллярах), а также результаты теоретических расчетов. Использование капилляров для создания плазмы и каналирования взаимодействующих волн позволяет значительно увеличить длину взаимодействия по сравнению со случаем фокусировки излучения в свободном пространстве, когда дифракция ограничивает область взаимодействия рэлеевской длиной. Другой принципиальной особенностью нашей схемы является применение в качестве накачки и усиливаемого сигнала излучения одной и той же тераваттной фемтосекундной лазерной системы. При этом спектры импульса накачки и усиливаемого импульса идентичны друг другу, и выполнение условий синхрониз-

¹⁾e-mail: dekart@ufp.appl.sci-nnov.ru

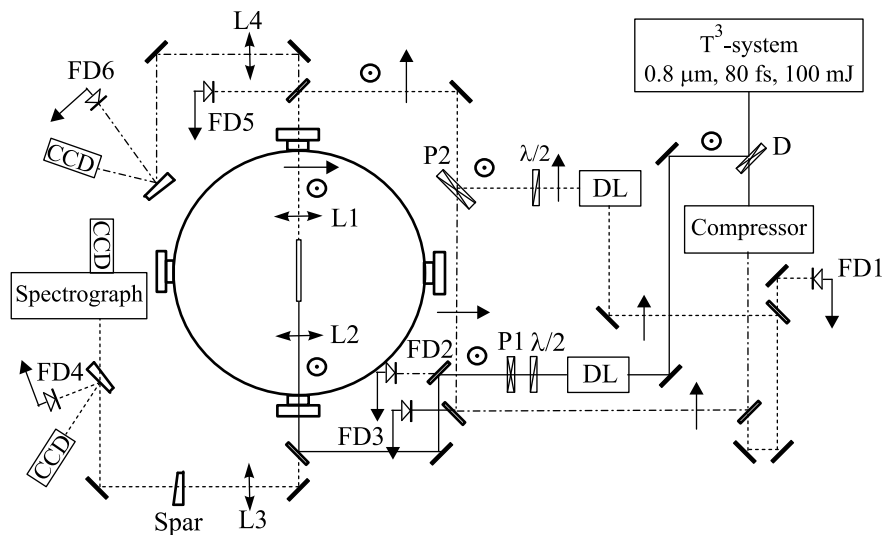


Рис.1. Схема эксперимента. Сплошная линия – канал накачки, пунктир – канал усиливаемого импульса, штрихпунктир – канал ионизирующего импульса, ЛЗ – линии задержки, $P1, 2$ – поляризаторы, $\lambda/2$ – полуволновые пластинки, D – делитель. Стрелкой отмечена горизонтальная поляризация излучения, кружком с точкой – вертикальная

ма для возбуждения плазменных колебаний принципиально возможно только при низкой концентрации плазмы, чтобы частота плазменных колебаний была мала или сравнима с шириной спектра лазерного излучения.

2. В эксперименте использовался фемтосекундный тераваттный лазерный комплекс на кристаллах $Ti:Sa$ [6], позволяющий получать лазерные импульсы с энергией до 100 мДж на длине волны $\lambda = 0.8$ мкм при длительности импульса 80 фс и частоте повторения 10 Гц. Схема эксперимента приведена на рис.1. Частотно-модулированный лазерный импульс длительностью 160 пс с выхода последнего каскада усиления лазерной системы разделялся на два импульса, один из которых использовался в качестве импульса накачки (сплошная линия на рис.1). Максимальная энергия импульса накачки в настоящем эксперименте составляла 18 мДж. Вторая часть усиленного излучения лазерной системы после временного сжатия в компрессоре до длительности 80 фс использовалась для создания плазмы (штрихпунктирная линия) и формирования усиливаемого лазерного импульса (пунктирная линия). Ионизирующий и усиливаемый импульсы имели ортогональную поляризацию и вводились в капилляр со стороны, противоположной импульсу накачки. Энергия ионизирующего импульса составляла 1 мДж, а максимальная энергия усиливаемого импульса – 1 мкДж. Временное совмещение усиливаемого импульса и импульса накачки в капилляре достигалось с помощью линий задержки и контролировалось по генерации неколли-

неарной второй гармоники в кристалле $LiIO_3$. Энергии импульсов накачки и усиливаемого импульса регулировались с помощью поляризационных ослабителей. Энергии лазерных импульсов на входе и на выходе из капилляра контролировались с помощью калиброванных фотодиодов $FD1-FD6$. В эксперименте использовался стеклянный капилляр с внутренним диаметром 30 мкм и длиной $L = 1.5$ см, размещаемый на 5-координатной подвижке в вакуумной камере.

Линзы $L1$ и $L2$ подбирались таким образом, чтобы обеспечить оптимальное согласование входных пучков с фундаментальной модой капилляра EH_{11} . Максимальная интенсивность накачки и ионизирующего импульса составляла $5 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ и $5 \cdot 10^{15} \text{ Вт/см}^2$, соответственно. Линзы $L3$ и $L4$ переносили изображения выходных торцов капилляра на спектрограф с установленной на его выходе CCD камерой для регистрации спектра усиленного импульса и на CCD камеры для контроля пространственного распределения в пучках всех трех сигналов. Для поляризационной развязки ионизирующего и усиливаемого импульсов использовался клин из исландского шпата.

Ионизирующий лазерный импульс был задержан относительно усиливаемого импульса и импульса накачки на 3 нс, чтобы обеспечить выравнивание концентрации плазмы поперек капилляра. В эксперименте использовался Ar, давление которого менялось в диапазоне от 0.3 до 30 торр. Измеренная эффективность прохождения лазерных импульсов через капилляр составила 25%. Эта величина определяется

эффективностью возбуждения моды капилляра, которая по расчетам составляет 90%, и потерями моды при распространении по капилляру (70%). Эффективность прохождения излучения через капилляр была одинаковой для вакуумного капилляра и в случае образования и наличия в нем плазмы, что согласуется с результатами работ [7, 8] и свидетельствует об одномодовом режиме распространения излучения в капилляре. Результаты, полученные в эксперименте, приведены ниже. При достаточно большой энергии в импульсе накачки в спектре усиленного импульса появлялись пики (рис.2). Ширина этих пиков была значительно меньше исходной ширины

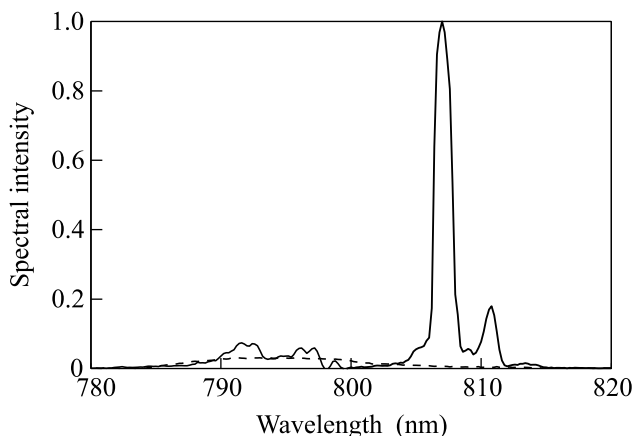


Рис.2. Спектральная интенсивность усиленного сигнала. Штрихом приведен спектр затравочного импульса

спектра, а увеличение спектральной интенсивности при максимальном усилении превышало 10^3 . В некоторых импульсах спектр усиленного сигнала имел более сложную структуру и состоял из нескольких пиков – одного с максимальной интенсивностью и нескольких меньшей величины, отстроенных от максимума на величину порядка плазменной частоты. На рис.3 представлена зависимость коэффициента усиления по энергии (отношение энергии усиленного импульса на выходе капилляра к энергии на входе в капилляр) как функция энергии в импульсе накачки, полученная из обработки спектров усиленного импульса. Данные представлены для давления Ar 0.3 торр и энергии усиленного импульса на входе в капилляр ≈ 0.1 мкДж, что соответствует интенсивности $\approx 10^{12}$ Вт/см². Результаты представлены для двух значений задержек между усиленным импульсом и импульсом накачки, близких к оптимальным. Из рисунка видно, что заметное в эксперименте усиление регистрируется при энергии в импульсе накачки > 6 мДж и быстро нарастает, достигая максимального значения 130 при максимальной

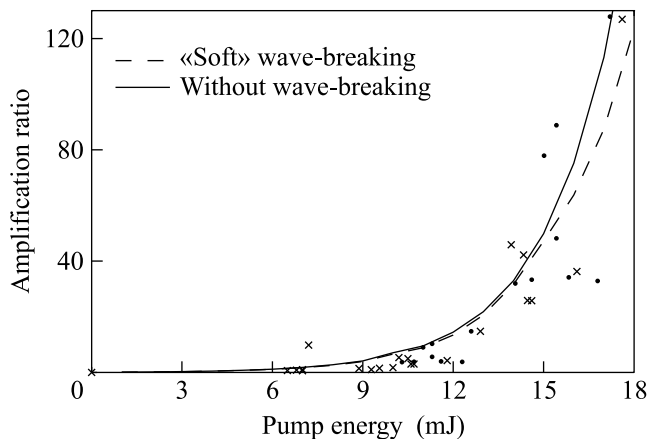


Рис.3. Зависимость коэффициента усиления от энергии накачки. Крестиками и точками представлены экспериментальные значения при двух задержках усиленного импульса относительно накачки, линии – теоретический расчет

накачке. Усиление импульса наблюдалось в диапазоне давлений 0.3–1 торр. При более высоких давлениях эффект усиления не наблюдался. Для понимания важности различных процессов, играющих роль при обратном рамановском усилении в плазме, представляет интерес зависимость коэффициента усиления от входной энергии усиленного импульса (рис.4). Эта

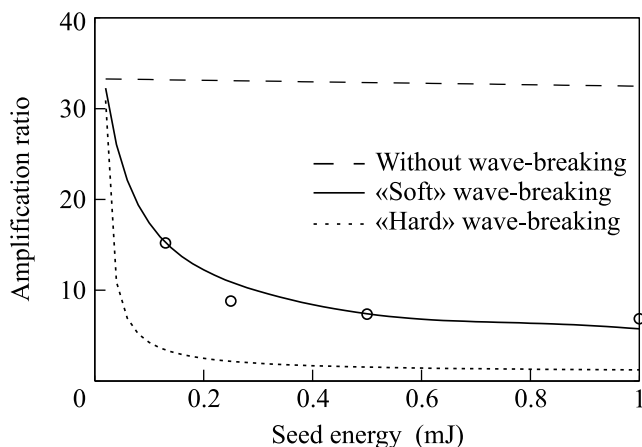


Рис.4. Зависимость коэффициента усиления от входной энергии усиленного импульса. Кружки – экспериментальные значения, линии – теоретический расчет при различных моделях опрокидывания плазменной волны

зависимость была получена при энергии импульса накачки, близкой к максимальной, но без оптимизации временной задержки между усиленным импульсом и импульсом накачки. Падающий характер полученной зависимости свидетельствует о важности

нелинейных процессов в наших экспериментальных условиях (на линейной стадии усиления коэффициент усиления не должен зависеть от энергии усиливаемого импульса).

3. Согласно теории, на линейной стадии обратного рамановского усиления в однородной плазме при монохроматических спектрах усиливаемого импульса и импульса накачки должен происходить экспоненциальный рост усиливаемого сигнала с пространственным инкрементом (по полю, в см^{-1}) $\gamma = 2 \times 10^{-20} \lambda \sqrt{I} \cdot \sqrt{\omega_0 \omega_p}$ [2]. Здесь λ – длина волны накачки в мкм, I – интенсивность накачки в $\text{Вт}/\text{см}^2$, ω_0 и ω_p – центральная частота в спектре накачки и плазменная частота, соответственно. При максимальной интенсивности накачки $5 \cdot 10^{13} \text{ Вт}/\text{см}^2$ и характерной концентрации плазмы $(1.4-4) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ это дает на длине капилляра усиление в $\exp(\gamma L)$ раз, где $\gamma L = 20$, что должно было бы приводить к быстрому росту усиливаемого сигнала и выходу на нелинейную стадию усиления.

Однако условия эксперимента существенно отличались от приведенной выше идеализированной схемы. Большое влияние на усиление оказывает частотная модуляция импульса накачки, который использовался в эксперименте. Зависимость разности мгновенной частоты импульса накачки и центральной частоты усиливаемого импульса изображена на рис.5 сплошной линией. Зависимость построена для

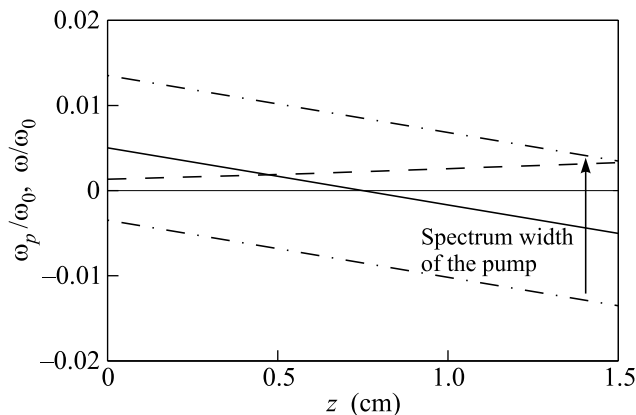


Рис.5. Распределение плазменной частоты (штриховая линия) и разности мгновенной частоты накачки и центральной частоты усиливаемого сигнала (сплошная линия) вдоль капилляра. Плазменная частота рассчитана при концентрации плазмы $4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, ширина спектра накачки указана по половине максимума спектральной интенсивности

случая, когда эти импульсы встречались в центре капилляра. Изменение задержки между импульсом накачки и усиливаемым импульсом приводит к сме-

щению линии вверх или вниз параллельно самой себе. Затухание лазерного излучения при распространении по капилляру приводило к тому, что плазма, создаваемая ионизирующим импульсом, была неоднородна вдоль оси капилляра. Для учета этого эффекта были проведены численные расчеты уравнений баланса для концентраций ионов с зарядами разной кратности аналогично [7]. Распределение плазменной частоты вдоль оси капилляра, полученное из результатов этого расчета, приведено на рис.5 штриховой кривой. Разница между этой линией и сплошной линией определяет расстройку резонанса трехволнового взаимодействия. Параметр $q = \frac{1}{\gamma^2 c} \frac{d(\omega - \omega_p)}{dz} \approx 1$, характеризующий влияние частотной модуляции на процесс усиления, оказывается достаточно большим, что приводит к значительному снижению (на порядки) коэффициента усиления.

Принципиальной особенностью нашего эксперимента является, как уже отмечалось, то, что спектры усиливаемого импульса и импульса накачки совпадают. Поэтому для выполнения условий синхронизма плазменная частота должна находиться в пределах ширины спектра этих импульсов (см. рис.5). Отношение ширины спектра накачки к плазменной частоте в диапазоне давлений газа 0.3–1 торр, при которых экспериментально было получено усиление, составило 3–4.

Наиболее вероятным объяснением падающей зависимости коэффициента усиления от входной энергии усиливаемого импульса, полученной в эксперименте, нам представляется наличие нелинейного эффекта опрокидывания плазменной волны. Как показывают оценки, потенциал плазменной волны уже на стадии возбуждения затравочным импульсом не намного меньше критической амплитуды [9] $f_{wb} = \frac{mc^2}{2e} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2$, где c – скорость света, при которой наступает опрокидывание, и становится порядка критической в процессе усиления. Поэтому, в силу указанных выше особенностей нашего эксперимента по сравнению с обычными условиями наблюдения обратного рамановского рассеяния, теоретическая постановка задачи требует внесения ряда изменений в хорошо известную теоретическую модель [4]. В первую очередь это вопрос о влиянии опрокидывания плазменной волны на процесс рамановского усиления и его описания в рамках гидродинамического приближения. Другим существенным моментом является большая в сравнении с плазменной частотой ширина спектра взаимодействующих волн, что делает необходимым для плазменной волны рассмотрение в рамках полного (не укороченного) уравнения.

С учетом сказанного, уравнения обратного рамановского рассеяния примут вид

$$\partial_t a + \partial_z a - i\nabla_{\perp}^2 a = bf, \quad (1)$$

$$\partial_t b - \partial_z b - i\nabla_{\perp}^2 b = -af^*, \quad (2)$$

$$\partial_{tt} f + \varpi_p^2 f = -2i\varpi_p \hat{B}(f)[ab^*]. \quad (3)$$

Здесь a и b – нормированные на mc^2/e комплексные амплитуды вектор-потенциалов волны накачки и усиливаемого импульса, соответственно; f – амплитуда потенциала плазменной волны, нормированная на $(mc^2/2e)\sqrt{\omega_p/2\omega_0}$. Время t нормировано на $t_0 = \sqrt{2/\omega_0\omega_p}$, продольная координата z нормирована на ct_0 , $\varpi_p = \omega_p t_0$ – нормированная плазменная частота, $\hat{B}(f)$ – оператор опрокидывания.

Наиболее сложный вопрос при гидродинамическом описании процесса обратного рамановского рассеяния – вид оператора опрокидывания $\hat{B}(f)$. Это обусловлено тем, что опрокидывание плазменной волны представляет собой сугубо кинетический процесс и не может быть детально описано в рамках гидродинамического приближения. Тем не менее, удастся качественно учесть влияние опрокидывания на процесс рамановского усиления введением оператора опрокидывания плазменной волны $\hat{B}(f)$ из следующих соображений. При малых амплитудах плазменной волны $f < f_{wb}$ влияние опрокидывания ничтожно, то есть $\hat{B}(f < f_{wb})[R] \approx R$. В то же время, этот оператор должен препятствовать росту плазменной волны выше критического значения f_{wb} , то есть $\text{Re } \hat{B}(f \geq f_{wb})[R] \leq 0$. Также представляется разумным, что опрокидывание плазменной волны “портит” плазму так, что на временах обратного рамановского рассеяния (порядка нескольких пикосекунд) плазменная волна не может быть возбуждена вновь, если опрокидывание уже происходило в этой точке ранее.

Можно предложить два крайних сценария поведения плазменной волны после опрокидывания. В “мягком” сценарии оператор $\hat{B}(f)$ лишь ограничивает рост плазменной волны, не уничтожая уже созданную плазменную волну. В результате усиление импульса может продолжаться и на некотором удалении от фронта опрокидывания. В “жестком” сценарии опрокидывание полностью уничтожает существующую плазменную волну и запрещает ее возбуждение в этой точке в дальнейшем. При таком сценарии усиление импульса возможно только на узком переднем фронте до точки опрокидывания плазменной волны. Как следствие, достигаемые энергии в этом случае значительно меньше (рис.4). Численные расчеты, приведенные в настоящей работе, были вы-

полнены для “мягкого” сценария, представляющего для нас наиболее разумным в силу наиболее близкого соответствия проведенных на его основе расчетов с экспериментом. В пользу “мягкого” сценария свидетельствуют также ряд косвенных признаков из результатов PIC расчетов [9]. Детальное обсуждение возможных сценариев и сопоставление получаемых в их рамках результатов мы адресуем нашей последующей публикации. Здесь же отметим хорошее количественное согласие результатов численных расчетов, приведенных на рис.3, 4 и выполненных в рамках “мягкого” сценария опрокидывания, с результатами эксперимента. Штриховой линией на рис.4 представлена расчетная зависимость коэффициента усиления от энергии затравочного импульса без учета эффекта опрокидывания плазменной волны ($\hat{B}(f) = 1$), сплошной – с учетом опрокидывания в “мягком” режиме, пунктирной – с учетом опрокидывания в “жестком” режиме.

4. Подводя итоги, отметим, что полученные величины коэффициента усиления лазерных импульсов при обратном рамановском рассеянии в плазме являются рекордными по сравнению с опубликованными до настоящего времени величинами.²⁾ Основными факторами, ограничившими усиление в нашем эксперименте и не позволившими полностью использовать волноводные преимущества капилляра и выйти в нелинейный режим усиления с большим коэффициентом преобразования энергии накачки, явились большая величина частотной модуляции накачки и, согласно нашим теоретическим представлениям и расчетам, опрокидывание плазменной волны. Негативное влияние этих факторов может быть существенно уменьшено за счет уменьшения частотной модуляции импульса накачки и введения расстройки между несущими частотами затравочного импульса и накачки, которая позволит повысить концентрацию плазмы и, соответственно, повысить порог опрокидывания плазменной волны.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 02-02-16065, # 02-02-17275).

1. G. A. Mourou, C. P. J. Barty, and M. D. Perry, Phys. Today **51**, 22 (1998).
2. V. M. Malkin, G. Shvets, and N. J. Fisch, Phys. Rev. Lett. **82**, 4448 (1999).

²⁾ При подготовке работы к печати авторам стало известно об усилении ≈ 400 , достигнутом группой, получившей рекордный до настоящего времени коэффициент усиления 95 [10].

3. Y. Ping, I. Geltner, N. J. Fisch et al., Phys. Rev. **E62**, R4532 (2000); Y. Ping, I. Geltner, A. Morozov et al., Phys. Rev. E **E66**, 046401 (2002); Y. Ping, I. Geltner, and S. Suckewer, Phys. Rev. **E67**, 016401 (2003).
4. V. M. Malkin, G. Shvets, and N. J. Fisch, Phys. Plasmas **7**, 2232 (2000).
5. I. Y. Dodin, G. M. Fraiman, V. M. Malkin, and N. J. Fisch, ЖЭТФ **122**, 723 (2002).
6. А. А. Бабин, А. М. Киселев, А. М. Сергеев, А. Н. Степанов, Квант. электр. **31**, 623 (2001).
7. А. А. Бабин, Д. В. Карташов, А. М. Киселев и др., ЖЭТФ, **76**, 645 (2002); A. A. Babin, D. V. Kartashov, A. M. Kiselev et al., Appl. Phys. **B75**, 509 (2002).
8. F. Dorchies, J. R. Marques, B. Cros et. al., Phys. Rev. Lett. **82**, 4655 (1999).
9. D. S. Clark and N. J. Fisch, Phys. Plasmas **10**, 3363 (2003).
10. Y. Ping, W. Cheng, S. Suckewer et al., Phys. Rev. Lett., в печати (2004).