

Оптимизация параметров рамановской компрессии лазерных импульсов в плазме для ее реализации с использованием лазерной системы PEARL (ИПФ РАН)

А.А.Балакин, Д.С.Левин, С.А.Скобелев

Рассмотрена рамановская компрессия лазерных импульсов в плазме в условиях планируемого в ИПФ РАН эксперимента на лазерной установке PEARL. Анализ проведен на основе уравнений, описывающих, в том числе, влияние плазменной дисперсии и релятивистской нелинейности, а также динамику поля вблизи порога опрокидывания плазменной волны. Показано, что основными ограничивающими факторами являются излишне сильная частотная модуляция импульса накачки и слишком малая концентрация плазмы, в которой возможно опрокидывание плазменной волны. Для ослабления негативного влияния этих эффектов предложено использовать интенсивный и короткий (порядка плазменного периода) затравочный лазерный импульс. Численное моделирование показывает возможность стократного увеличения интенсивности излучения в сжатом импульсе по сравнению с интенсивностью импульса накачки на длине однородной плазмы 2 см.

Ключевые слова: рамановское усиление, компрессия лазерных импульсов, опрокидывание плазменной волны.

1. Введение

В последние десятилетия интенсивности импульсного лазерного излучения значительно возросли, главным образом за счет использования метода усиления частотно-модулированных импульсов (СРА) [1]. Однако дифракционные решетки, используемые в этом методе для сжатия усиленного импульса, плавятся под действием потоков мощного лазерного излучения, что ограничивает применимость метода СРА. Для создания следующего поколения высокоинтенсивных лазеров потребуется другая среда для усиления, такая как плазма, способная выдержать гораздо большие плотности потока энергии. В частности, плазму предполагается использовать в схеме обратного рамановского усиления [2, 3] для компрессии лазерных импульсов. Данный метод основан на резонансной перекачке энергии между двумя лазерными импульсами, распространяющимися навстречу друг другу, которые взаимодействуют посредством электростатической плазменной волны. Принципиальная возможность достижения почти релятивистских интенсивностей несфокусированного излучения при обратном рамановском усилении была продемонстрирована и экспериментально [4–8].

Основные физические процессы, которые могут влиять на рамановское усиление, включают в себя компрессию импульсов накачки с флуктуациями амплитуды [8–10], нарушение условий трехволнового синхронизма из-за ре-

лятивистской нелинейности [11–13], паразитное рамановское усиление шумов плазмы [3, 14] или предимпульса затравочного импульса [3, 15], рассеяние на неоднородностях плотности [16, 17], дополнительную ионизацию плазмы [18, 19], уменьшение амплитуды импульсов за счет нагрева плазмы при столкновениях или в результате затухания Ландау [20–24], опрокидывание плазменной волны [3, 10, 25], а также другие процессы [26–28]. Большинство этих вредных эффектов может быть скомпенсировано выбором оптимальных параметров лазерных импульсов и плазмы. Кроме того, введение избирательной отстройки от трехволнового синхронизма за счет неоднородности плазмы или модуляции импульса позволяет дополнительно ослабить паразитные эффекты.

Целью настоящей работы является определение оптимальных параметров лазерных импульсов и плазмы для подавления паразитных эффектов и достижения максимальной эффективности рамановской компрессии в плазме. Рассматривается традиционная схема [2] встречно распространяющихся импульсов в заранее приготовленной плазме. При этом параметры выбираются близкими к параметрам готовящегося в ИПФ РАН эксперимента. Анализ проводится на основе уравнений, описывающих, в том числе, влияние плазменной дисперсии и релятивистской нелинейности, а также динамику поля вблизи порога опрокидывания плазменной волны.

2. Основные уравнения

Рассмотрим задачу усиления и укорочения фемтосекундных импульсов лазерного излучения с циркулярной поляризацией в процессе стимулированного обратного рамановского рассеяния в плазме. Для описания данного процесса воспользуемся квазиодномерной системой уравнений релятивистской гидродинамики для концентрации электронов n и их импульса p , которая замыкается уравнениями для скалярного и векторного потенциалов лазерных импульсов:

А.А.Балакин, Д.С.Левин. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Россия, 603950 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23; e-mail: balakin@appl.sci-nnov.ru

С.А.Скобелев. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{np}{\sqrt{1+p^2+|a_\Sigma|^2}} = 0, \tag{1a}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} (\Phi - \sqrt{1+p^2+|a_\Sigma|^2}), \tag{1б}$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = \beta(n-1-\delta n), \tag{1в}$$

$$\frac{\partial^2 a_\Sigma}{\partial t^2} - \Delta a_\Sigma = -\frac{\beta n a_\Sigma}{\sqrt{1+p^2+|a_\Sigma|^2}}, \tag{1г}$$

где $\beta = \omega_p^2/\omega^2 = 4\pi n_0 e^2/(m\omega^2) \ll 1$ – нормированный квадрат плазменной частоты; n_0 – невозмущенная концентрация электронов; ω – характерная несущая частота усиливаемого лазерного импульса; δn – возмущение концентрации ионов. Исходная система уравнений (1) записана в безразмерных переменных: p – нормированный на mc продольный импульс электронов; t – нормированное на ω^{-1} время; z – нормированная на c/ω продольная координата; n – нормированная на n_0 концентрация электронов; Φ – нормированный на mc^2/e скалярный потенциал; a_Σ – нормированная на mc^2/e амплитуда векторного потенциала.

Система уравнений (1) является гамильтоновой и характеризуется следующим действием:

$$S = \iint \left[\frac{|\partial_t a_\Sigma|^2 - |\nabla a_\Sigma|^2}{2\beta} - n\sqrt{1+p^2+|a_\Sigma|^2} + \frac{|\partial_z \Phi|^2}{2\beta} + (n-1-\delta n)\Phi - n\partial_t \kappa \right] drdt. \tag{2}$$

Здесь $p = \partial_z \kappa$; $\partial_x = \partial/\partial x$. Далее упростим это выражение. Для встречно распространяющихся лазерных импульсов амплитуду векторного потенциала можно записать в виде

$$a_\Sigma = a \exp \left[i \left(1 + \frac{\sqrt{\beta}}{2} \right) (t-z) + i \frac{\beta}{2} t \right] + b \exp \left[i \left(1 - \frac{\sqrt{\beta}}{2} \right) (t+z) + i \frac{\beta}{2} t \right] + \text{с.с.}, \tag{3}$$

где мы явно разделили волны, распространяющиеся в положительном и в отрицательном направлениях оси z . В этом случае отклик плазмы будет состоять из плавного (в пределах длительности лазерного импульса) профиля плотности, перемещающегося вдоль направления распространения импульсов, и сильно пространственно-модулированной волны биений. Таким образом, мы должны представить отклик плазмы (концентрацию электронов и их продольный импульс) как сумму некоторого среднего отклика и членов, которые быстро изменяются в пространстве:

$$n = 1 + \delta n + [f \exp(-2iz) + f_2 \exp(-4iz) + \text{с.с.}], \tag{4a}$$

$$p = q \exp(-2iz) + q_2 \exp(-4iz) + \text{с.с.} \tag{4б}$$

Будем полагать, что огибающие плазменной (f) и электромагнитных (a, b) волн являются плавными на масштабе длины волны лазерных импульсов излучения ($\partial_t, \partial_z \ll 1$). В результате находим связь Φ и κ с величинами f и q :

$$\Phi = -\frac{\beta}{4} f \exp(-2iz) - \frac{\beta}{16} f_2 \exp(-4iz) + \text{с.с.} \tag{5a}$$

$$\kappa = -\frac{q}{2i} \exp(-2iz) - \frac{q_2}{4i} \exp(-4iz) + \text{с.с.} \tag{5б}$$

Для получения укороченных уравнений динамики огибающих рассматриваемых волн проведем усреднение в подынтегральном выражении (2), пренебрегая быстро осциллирующими членами. При этом оставим только первые не исчезающие поправки к действию, связанные с неоднородностью концентрации плазмы, дисперсией плазмы и релятивистской нелинейностью. Отметим, что уравнения для f_2 и q_2 имеют вид уравнений осциллятора с нерезонансной силой [29], что позволяет явно выразить амплитуды вторых гармоник плазменной волны через амплитуды волн на основной частоте:

$$f_2 = \frac{8}{3\beta} (\sqrt{\beta} f q + q^2), \quad q_2 = \frac{\sqrt{\beta} f q + 4q^2}{3\sqrt{\beta}}. \tag{6}$$

Подставив выражения (4) с учетом (6) в (2), получаем следующее укороченное действие:

$$S = \iint \left\{ \left[\frac{1 + \sqrt{\beta}/2}{i\beta} (a^* \partial_t a - a \partial_t a^* + a^* \partial_z a - a \partial_z a^*) + \frac{1 - \sqrt{\beta}/2}{i\beta} (b^* \partial_t b - b \partial_t b^* + b \partial_z b^* - b^* \partial_z b) \right] + \frac{3}{4} |b|^4 - \frac{|\nabla_\perp a|^2 + |\nabla_\perp b|^2}{\beta} - |\partial_z a|^2 - |\partial_z b|^2 - \frac{f^* \partial_t q - f \partial_t q^*}{2i} - \frac{\beta |f|^2}{4} - f a^* b - f^* a b^* - \delta n (|a|^2 + |b|^2) - (1 + \delta n) |q|^2 - \frac{4}{3\beta} |q|^4 - \frac{|f q|^2}{3} - \frac{4|q|^2}{3\sqrt{\beta}} (f q^* + f^* q) \right\} drdt. \tag{7}$$

Варьируя полученное действие, получаем систему укороченных уравнений:

$$\left(1 + \frac{\sqrt{\beta}}{2} \right) (\partial_t a + \partial_z a) = \frac{i\beta}{2} [\delta n a + f b \exp(-i\sqrt{\beta} t)] - \frac{i}{2} (\Delta_\perp a + \beta \partial_{zz} a) - \beta v_{ei} a, \tag{8a}$$

$$\left(1 - \frac{\sqrt{\beta}}{2} \right) (\partial_t b - \partial_z b) = \frac{i\beta}{2} [\delta n b + f^* a \exp(i\sqrt{\beta} t)] - \frac{3i\beta}{4} |b|^2 b - \frac{i}{2} (\Delta_\perp b + \beta \partial_{zz} b) - \beta v_{ei} b, \tag{8б}$$

$$\partial_t q = 2i \left[a b^* \exp(i\sqrt{\beta} t) + \frac{\beta}{4} f + \frac{|q|^2 f}{3} + \frac{4|q|^2 q}{3\sqrt{\beta}} + i v_L q \right], \tag{8в}$$

$$\partial_t f = 2i \left[q + \delta n q + \frac{8|q|^2 q}{3\beta} + \frac{|f|^2 q}{3} + \frac{4(2|q|^2 f + q^2 f^*)}{3\sqrt{\beta}} \right], \tag{8г}$$

где v_{ei} – частота электрон-ионных столкновений; v_L – декремент затухания Ландау.

Система уравнений (8) описывает рамановское усиление лазерных импульсов в условиях влияния дисперсии плазмы, неоднородности концентрации плазмы, релятивистской нелинейности и опрокидывания плазменной волны в разреженной плазме. Данная система уравнений бу-

дет использована в разд.8 для проведения полномасштабного численного моделирования. Следует отметить, что система (8) наряду с консервативными членами, получающимися из действия (7) в результате варьирования, содержит члены с v_{ei} и v_L , описывающие затухание плазменной и электромагнитных волн. Для плазменной волны основным механизмом диссипации является затухание Ландау, а для электромагнитных волн затухание обусловлено электрон-ионными столкновениями.

В наших безразмерных переменных выражение для нормированного декремента затухания Ландау [30] можно записать в следующем виде:

$$v_L = \frac{e^{-3/2}}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\sqrt{\beta}}{q_T^{3/2}} \exp[-1/(2q_T)], \quad (9)$$

где $q_T = T_e/(mv_{ph}^2) \equiv 4T_e/(\beta mc^2)$ – нормированная температура электронов; v_{ph} – фазовая скорость плазменной волны. Для характерной температуры электронов $T_e = 300$ эВ получаем $q_T \approx 0.002/\beta$. В этом случае декремент затухания Ландау $v_L \approx 1200\beta^2 \exp(-200\beta) \approx 0.001-0.009$, что много меньше единицы. При этом нормированная частота электрон-ионных столкновений [22]

$$v_{ei} = \frac{v_0 Z \Lambda \sqrt{\beta}}{\sqrt{q_T} (\beta q_T/4 + |b|^2)}, \quad (10)$$

где $v_0 = \omega e^2/(mc^3)$; $Z \approx 1$ – кратность ионизации в плазме; Λ – кулоновский логарифм. Забегая вперед (см. разд.3), отметим, что в рамках планируемого эксперимента можно пренебречь затуханием электромагнитных волн, поскольку $\beta v_{ei} \approx 10^{-8} \ll 1$ для плазмы с характерной длиной в несколько сантиметров (10^4-10^5 длин волн лазерного излучения).

Система уравнений (8) может быть упрощена в случае рассмотрения лазерных импульсов с длительностью, значительно превышающей период плазменной волны, и приведена к классическому виду трехволновых уравнений с дополнительными слагаемыми. Данное упрощение представляется важным для качественного понимания исследуемой задачи. Уравнения (8в) и (8г) можно преобразовать к уравнению для нелинейного комплексного осциллятора с собственной частотой $\pm\sqrt{\beta}$. Их упрощение возможно, если принять во внимание, что внешняя сила ab^* в квазимонохроматическом приближении действует лишь на частоте $+\sqrt{\beta}$. Следовательно, отклик среды на частоте $-\sqrt{\beta}$ является нерезонансным. В результате получаем алгебраическую связь между величинами f и q [29]:

$$q \approx \frac{\sqrt{\beta}}{2} f + \frac{ab^*}{\sqrt{\beta}} + i \frac{v_L}{2} f. \quad (11)$$

Подставляя (11) в уравнение (8г), для огибающей плазменной волны f в квазимонохроматическом пределе получаем уравнение

$$\begin{aligned} \partial_t f &= i\sqrt{\beta} f + \frac{2i}{\sqrt{\beta}} ab^* \exp(i\sqrt{\beta} t) + i\sqrt{\beta} \delta n f \\ &+ 2i\sqrt{\beta} |f|^2 f - v_L f. \end{aligned} \quad (12)$$

Введение новых безразмерных переменных, $A = a/a_0$, $B = b/a_0$ (a_0 – максимальная амплитуда импульса накачки) и $F = \beta f \exp(-i\sqrt{\beta} t)/(2i\gamma)$, а также новых координат, $\tau =$

$\gamma(t-z)$ и $\zeta = \gamma z$, позволяет преобразовать систему уравнений к классическому виду [2] с коэффициентами при трехволновых слагаемых, равными единице:

$$\partial_\zeta A + 2\partial_\tau A = -BF + iKA - \frac{i\alpha}{2} \partial_{\tau\tau} A, \quad (13a)$$

$$\partial_\zeta B = AF^* + iKB - i\epsilon |B|^2 B - \frac{i\alpha}{2} \partial_{\tau\tau} B, \quad (13б)$$

$$\partial_\zeta F + \partial_\tau F = AB^* + i\kappa F + i\chi |F|^2 F - \nu F. \quad (13в)$$

Здесь $\gamma = a_0^4 \sqrt{\beta}$ – инкремент рамановского усиления на линейной стадии; $\alpha = a_0 \beta^{5/4}$ – безразмерный коэффициент, характеризующий плазменную дисперсию; $\epsilon = (3/4)a_0 \beta^{3/4}$ – безразмерный коэффициент релятивистской нелинейности; $\chi = 8a_0/\beta^{5/4}$ – безразмерный коэффициент нелинейности плазменной волны; $\nu = v_L/\gamma$ – безразмерный коэффициент затухания; $K = [\beta/(2\gamma)]\delta n$ и $\kappa = (\sqrt{\beta}/\gamma)\delta n \gg K$ – параметры, описывающие квазистационарную неоднородность концентрации плазмы.

3. Основные параметры

Для проведения дальнейших теоретических исследований влияния различных паразитных эффектов на процесс рамановского усиления и компрессии лазерного импульса в плазме вначале определимся с базовыми параметрами (концентрацией электронов, амплитудой импульса накачки, временным чирпом, длиной плазмы и т.д.). Как отмечалось выше, целью настоящей работы является определение оптимальных условий для планируемого эксперимента на установке PEARL (ИПФ РАН). В целом, параметры данного эксперимента близки к набору параметров в уже проведенных ранее экспериментах [8, 19], однако имеется и ряд важных отличий.

В фемтосекундном лазерном комплексе PEARL используется параметрическое усиление лазерных импульсов. Основные параметры импульсов следующие: длина волны излучения 910 нм, энергия импульса 1–10 Дж, его длительность ~ 50 фс. При этом импульс может быть растянут до длительности ~ 1 нс. В эксперименте планируется использовать газовую ячейку с длиной, изменяемой от 1 до 6 см, которая должна обеспечить высокую однородность концентрации плазмы.

В численных расчетах импульс накачки и затравочный импульс считались гауссовыми:

$$a = a_0 \exp\left[-\frac{(t+z)^2}{2\tau_{\text{pump}}^2} + i\sigma\gamma^2(t+z)^2\right], \quad (14a)$$

$$b = b_0 \exp\left[-\frac{(t-z)^2}{2\tau_{\text{ini}}^2}\right]. \quad (14б)$$

При этом импульс накачки, в отличие от затравочного импульса, имеет начальный временной чирп σ .

Отсутствие волноведущей системы ограничивает снизу поперечный размер волнового пакета w_\perp условием малости длины взаимодействия L по сравнению с дифракционной длиной

$$L_{\text{dif}} = \frac{w_\perp^2}{4\pi\lambda} \geq L \gtrsim 6 \text{ см} \Rightarrow w_\perp \geq \sqrt{\frac{\lambda L}{4\pi}} \approx 100 \text{ мкм}. \quad (15)$$

Использование заметно более широких пучков лазерного излучения нежелательно, т.к. это снизит амплитуду импульса накачки и тем самым усилит влияние паразитных эффектов. Таким образом, поперечные размеры пучков накачки и усиливаемого излучения должны быть порядка 100 мкм.

С другой стороны, длина ячейки определяет оптимальную длительность импульса накачки, которая должна быть больше времени взаимодействия примерно в два раза:

$$\tau_{\text{pump}} \geq \frac{2L}{c} \approx 70-400 \text{ пс.} \tag{16}$$

Как указано выше, поперечный размер затравочного пучка (импульса) должен немного превышать 100 мкм, чтобы можно было пренебречь влиянием дифракции на процесс стимулированного обратного рамановского рассеяния в плазме. Отметим, что в планируемом эксперименте частоты лазерных импульсов накачки и затравочных импульсов одинаковы. Это упрощает схему эксперимента, но накладывает дополнительные требования на концентрацию плазмы: она должна выбираться из того условия, что плазменная частота находится в пределах ширины спектра затравочного импульса. В эксперименте длительность усиливаемого импульса можно изменять в небольшом диапазоне, 50–100 фс, а его энергия составляет ~0.01 Дж. В безразмерных переменных это соответствует $b_0 = 0.01$ и $\tau_{\text{ini}} = 100-200$. При указанной длительности затравочного импульса необходимо, чтобы концентрация электронов была достаточно низкой, т.е. чтобы выполнялось условие

$$\sqrt{\beta} \equiv \frac{\omega_p}{\omega} \approx \frac{2\pi}{\tau_{\text{ini}}\omega} = \frac{1}{30} - \frac{1}{15}.$$

Остановимся теперь на параметрах импульса накачки, которые допускают значительно большую свободу выбора. Так, для импульса накачки, имеющего гауссову форму (14а), существуют, по сути, два основных параметра – длительность τ_{pump} и энергия W_{pump} . При этом изменение длительности импульса накачки при неизменной ширине его спектра влечет за собой появление частотной модуляции $i\sigma\gamma^2(t+z)^2$ (см. (14а)). По длительности и энергии импульса накачки однозначно находятся амплитуда a_0 и чирп σ :

$$a_0 \approx 0.01 \sqrt{\frac{W_{\text{pump}}/1 \text{ Дж}}{\tau_{\text{pump}}/10 \text{ пс}}}, \quad \sigma \approx \frac{\lambda}{2\pi a_0^2 L \sqrt{\beta} \tau_{\text{ini}}}.$$

Получающееся значение чирпа σ , как будет показано далее, оказывается близким к оптимальному. В частности, использование импульса накачки длительностью 10 пс дает $a_0 \approx 0.01$ и $\sigma = 0.1-0.3$. Изменение параметров компрессора в фемтосекундном лазерном комплексе позволяет дополнительно уменьшать чирп в несколько раз. Следовательно, его значение может находиться в диапазоне 0–0.3.

Для выбранных типичных параметров эксперимента и температуры плазмы 300 эВ получены следующие оценки для диапазонов изменения безразмерных параметров:

$$\begin{aligned} \gamma &= 0.002-0.003, \quad \kappa < \omega_p/\gamma = 18-25, \quad \alpha \approx 10^{-6}-10^{-5}, \\ \epsilon &\approx 0.5-1.3 \times 10^{-4}, \quad \chi \approx 70-400, \quad \alpha \approx 0.5-4. \end{aligned} \tag{17}$$

При этом длительность затравочного импульса в безразмерных переменных $\gamma\tau_{\text{ini}} < 1$.

4. Частотная модуляция импульса накачки

Идеальное рамановское усиление и, соответственно, компрессия лазерного импульса описываются так называемым π -импульсным решением [2,3]. Это автомодельное решение с уменьшающейся длительностью усиливаемого импульса τ_p и линейно растущими во времени его амплитудой и энергией (рис.1):

$$\tau_p \propto \frac{1}{t}, \quad |b| \propto t, \quad W_p = \int |b|^2 dz \propto t. \tag{18}$$

Существенно то, что это решение слабо зависит от начальных условий. Амплитуда первого импульса растет пропорционально длине усиления, а его длительность – обратно пропорционально его амплитуде. Таким образом, на нелинейной стадии усиливаемый импульс не только усиливается, но и сжимается.

Из соотношений Мэнли–Роу следует, что энергия усиливаемого лазерного импульса ограничена энергией импульса накачки, умноженной на отношение частот:

$$W_p \leq (1 - \sqrt{\beta}) \int |a|^2 dt.$$

Следовательно, для достижения высокой энергетической эффективности компрессии (отношения энергий усиле-

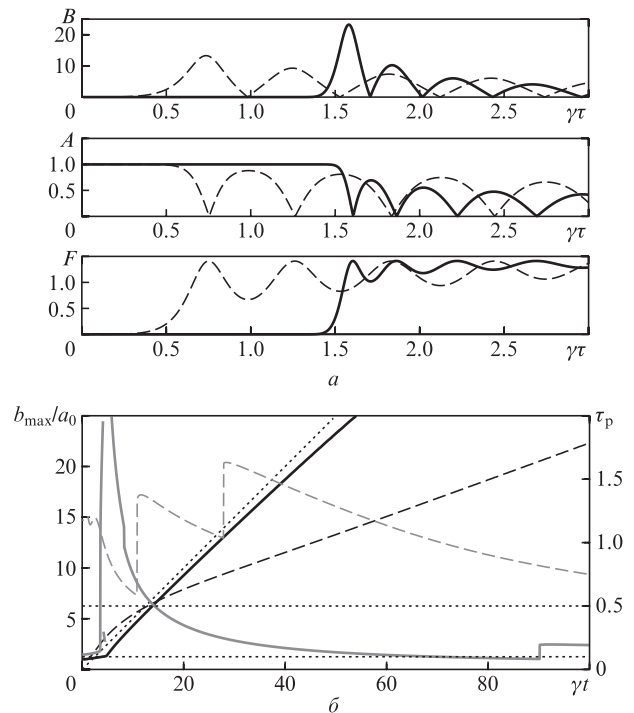


Рис.1. Профили усиливаемого импульса, импульса накачки и плазменной волны на выходе из области плазмы длиной $50/\gamma$ (а), а также зависимости максимальной амплитуды (черные линии) и длительности усиливаемого импульса (серые линии) от времени распространения (δ) при начальных длительностях затравочного импульса $1/(20\gamma)$ (сплошные линии) и $1/(2\gamma)$ (штриховые линии). Затравочные импульсы имели амплитуду, равную амплитуде импульса накачки. Пунктирные линии на рис.1,б соответствуют начальным длительностям усиливаемого импульса и линейному закону роста его амплитуды, описываемому π -импульсным решением.

ного импульса и импульса накачки) желательно выбирать относительно разреженную плазму.

Следует отметить, что рассматриваемое π -импульсное решение реализуется в чистом виде лишь в однородной плазме при использовании импульса накачки без частотной модуляции и затравочного импульса в виде δ -функции (нулевой длительности). Для импульсов конечной длительности требуется некоторое время установления (оцениваемое как $\gamma^{-1} \ln[|b|/a_0] d(\gamma z)$) для выхода на π -импульсное решение (сплошные кривые на рис.1,а). Это так называемая линейная стадия рамановского усиления, когда истощение накачки пренебрежимо мало. На рис.1,б ей соответствует «полочка» на начальном участке зависимости максимальной амплитуды от времени. На рассматриваемой стадии энергия усиливаемого импульса растет экспоненциально, а его длительность многократно превышает длительность затравочного импульса. Далее, при достижении амплитудой усиливаемого импульса величины порядка амплитуды импульса накачки ($b \approx a_0$), имеет место переход усиления сигнала в нелинейную стадию, когда становится существенным истощение накачки. В этом случае уменьшение энергии импульса накачки и длительности усиливаемого импульса определяется π -импульсным решением. На рис.1,б данной стадии соответствует линейный рост амплитуды усиливаемого лазерного импульса от времени.

Описанная выше стройная картина усиления и укорочения лазерных импульсов реализуется лишь для достаточно коротких волновых пакетов – пока длительность усиливаемого импульса много больше длительности затравочного. Если же длительности становятся соизмеримыми, то возможно усиление предвестника (переднего фронта импульса). Этот негативный процесс приводит к истощению накачки до прихода основного пика усиливаемого импульса и тем самым замедляет рассматриваемую рамановскую компрессию. В результате имеют место два негативных последствия (штриховые кривые на рис.1): длительность усиливаемого импульса ограничена длительностью затравочного импульса (точнее, его переднего фронта), а рост его амплитуды происходит значительно медленнее. Таким образом, для достижения наиболее быстрой и эффективной рамановской компрессии следует выбирать затравочный импульс с резким передним фронтом и большой амплитудой.

Отметим, что наряду с усилением полезного сигнала на линейной стадии происходит также экспоненциальное усиление шумов плазмы и предимпульса [3]. Данное паразитное усиление способно полностью истощить импульс накачки задолго до начала усиления полезного сигнала и тем самым резко уменьшить эффективность компрессии. При этом доля энергии в отраженной волне будет близка к 100%, т. к. усиление шумов плазмы приводит к отражению назад импульса накачки со случайной фазой. Одним из стандартных механизмов уменьшения паразитного усиления шумов в плазме является введение начальной частотной модуляции (чирпа) в импульс накачки или реализация рамановского усиления в линейно неоднородной плазме. Этот механизм основан на резонансном характере рамановского усиления. Рассматриваемый трехволновой распад импульса накачки возможен, если разность $\Delta\omega$ частот участвующих в распаде волн меньше инкремента усиления:

$$\Delta\omega \equiv |\omega_a - \omega_b - \omega_f| \leq 2\gamma. \tag{19}$$

Наличие частотной модуляции приводит к тому, что мгновенная частота меняется вдоль импульса накачки по закону

$$\omega_a = \omega_0 + 2\sigma\gamma^2(t + z). \tag{20}$$

Это означает, что за характерное время $1/(\sigma\gamma)$ шумовая гармоника выйдет из трехволнового резонанса (19) и перестанет экспоненциально усиливаться. Если при этом ее амплитуда останется меньше a_0 ,

$$b_{\text{noise}}\Gamma < a_0, \tag{21}$$

где $\Gamma = \exp(1/\sigma)$, то в процессе усиления гармоника не сможет сколько-нибудь заметно истощить импульс накачки. При этом амплитуда полезного сигнала, изначально более сильного ($b_0 \gg b_{\text{noise}}$), должна успеть дорасти до амплитуды a_0 и сам сигнал должен перейти в нелинейную стадию, когда условия трехволнового резонанса заметно смягчаются. На практике ограничиваются значениями частотной модуляции $\sigma = 0.1 - 0.2$ [3]. Меньшие значения σ могут привести к усилению шумов плазмы, а ббльшие – к ограничению усиления полезного сигнала (рис.2,а).

Из рис.2,б видно, что увеличение начальной амплитуды затравочного импульса приводит к возбуждению π -импульсного решения с большей амплитудой. В результате оно быстрее достигает нелинейной стадии и тем самым позволяет использовать ббльшие значения частотной модуляции σ . Особенно это хорошо видно для достаточно коротких импульсов. Однако даже в этом случае

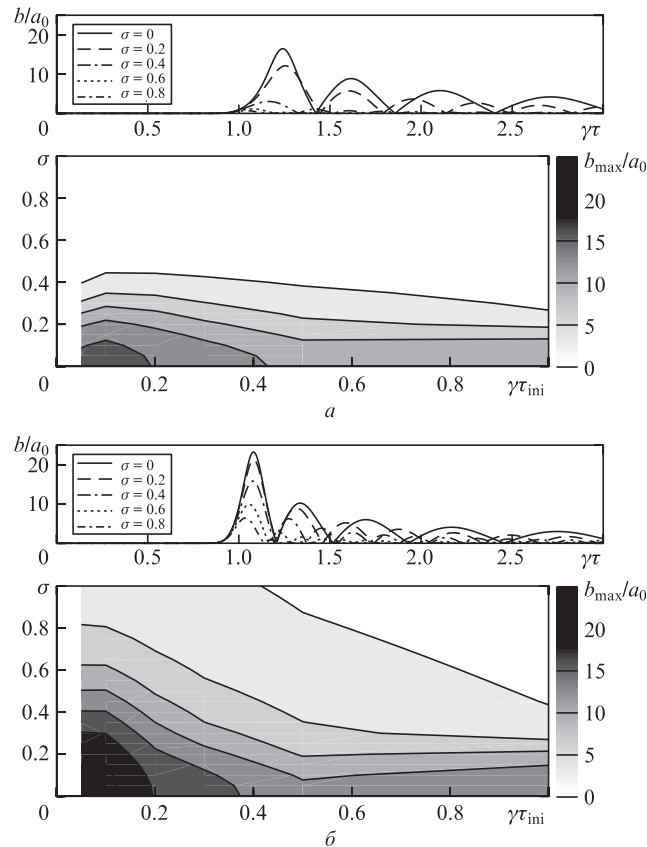


Рис.2. Профили усиливаемого импульса и зависимости его максимальной амплитуды от длительности затравочного импульса τ_{ini} и параметра σ для начальной амплитуды затравочного импульса $0.1 a_0$ (а) и a_0 (б). Длина плазменной области $50l_D$.

относительно большой чирп накачки ($\sigma > 0.6$) делает рамановское усиление практически невозможным. Следовательно, при проведении эксперимента большие значения чирпа ($\sigma \approx 1$) необходимо каким-либо способом компенсировать.

5. Неоднородная плазма

Процесс стимулированного обратного рамановского рассеяния в плазме чувствителен к неоднородностям среды (как регулярным, так и флуктуационным). В частности, рассеяние на квазислучайных стационарных неоднородностях плазмы ($\delta n \neq 0$) является паразитным фактором, который в первую очередь уменьшает эффективность исследуемого процесса усиления и компрессии лазерных импульсов [16]. Это связано с тем, что неоднородность плазмы приводит к сдвигу модулей волновых векторов лазерных импульсов и частоты плазменной волны:

$$k_a \approx 1 + \frac{\beta}{2} \delta n, \quad k_b \approx -1 - \frac{\beta}{2} \delta n, \quad \omega_f = \sqrt{\beta} (1 + \delta n),$$

что нарушает условия трехволнового синхронизма (19) при $\omega_p \delta n \geq 2\gamma$, т. е. при

$$\delta n \gtrsim 2a_0/\beta^{1/4}, \text{ или } \kappa \gtrsim 2. \tag{22}$$

Следовательно, в условиях планируемого эксперимента (см. разд.3) оценка (22) будет ограничивать допустимую величину флуктуаций концентрации плазмы значением

в несколько (до десяти) процентов. К счастью, данная оценка справедлива лишь на линейной стадии усиления и при использовании лазерных импульсов с длительностью, превышающей период плазменной волны (рис.3,а,б). В планируемом же эксперименте, наоборот, предполагается использовать затравочный импульс с длительностью, соизмеримой с периодом плазменной волны, и амплитудой порядка амплитуды импульса накачки.

Действительно, в случае использования широкополосного затравочного лазерного импульса с шириной спектра порядка и более ω_p найдется соответствующая резонансная спектральная компонента для каждого мгновенного значения концентрации плазмы. Данная гармоника будет экспоненциально возрастать в процессе стимулированного обратного рамановского рассеяния в плазме. Отметим, что все эти гармоники будут синфазными, т. к. порождаются одним и тем же коротким затравочным лазерным импульсом. В результате удается получить схожую с идеальным случаем величину компрессии для сколь угодно сильных флуктуаций концентрации, но на трассе большей длины. Последнее обстоятельство приводит к тому, что энергетическая эффективность может оказаться и не слишком высокой. Строго говоря, этот результат можно получить в рамках волнового уравнения [17], хотя эффект наблюдается (рис.3,в,г) даже при использовании квазиномохроматических уравнений (13).

Следует отметить, что наличие умеренной частотной модуляции в импульсе накачки может приводить к появлению спектрального плато при определенных линейных масштабах l флуктуаций концентрации плазмы. На таких

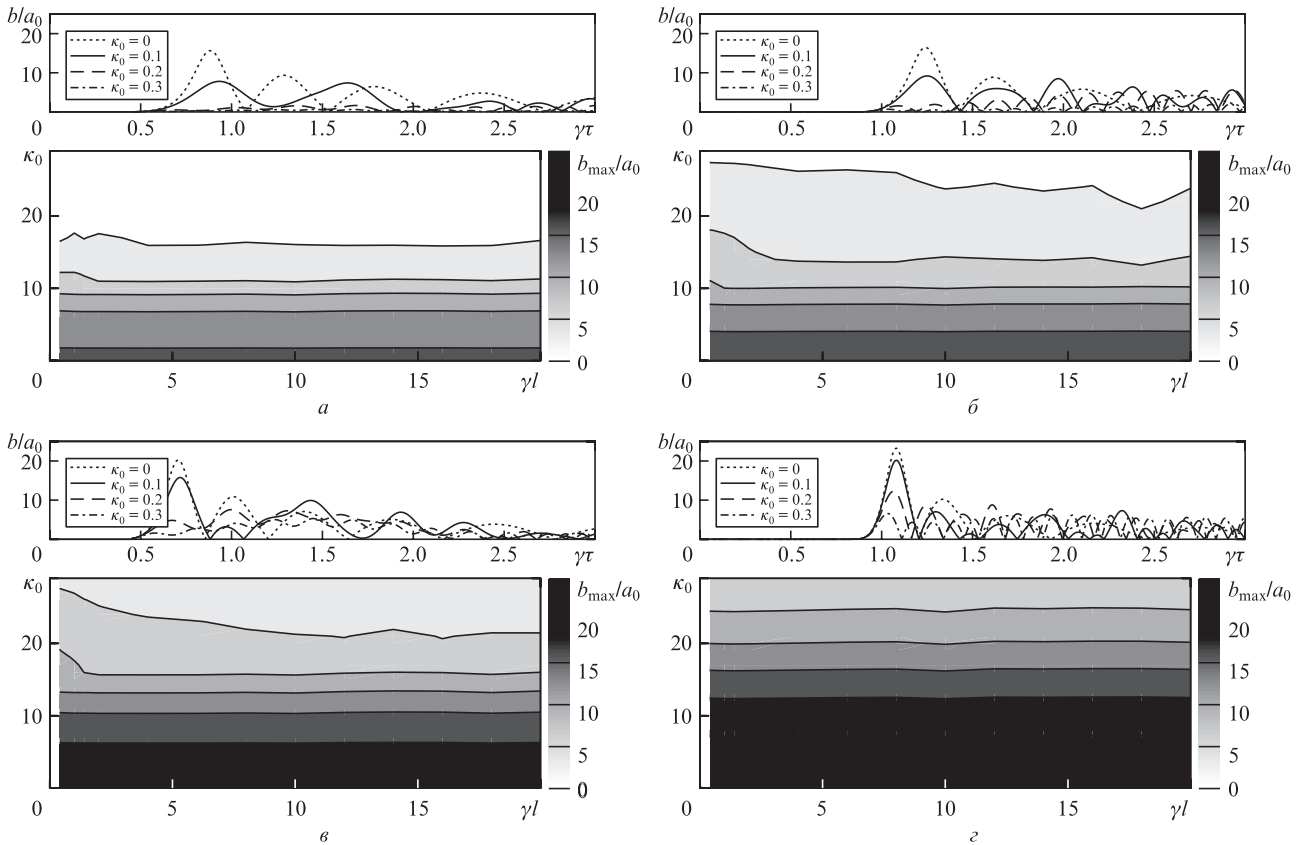


Рис.3. Профили усиливаемого импульса и зависимости его максимальной амплитуды от параметров неоднородности $\kappa = \kappa_0 \sin(2\pi z/l)$ для следующих параметров затравочного импульса: $\tau_{ini} = 0.5, b_0 = 0.1a_0$ (а), $\tau_{ini} = 0.05, b_0 = 0.1a_0$ (б), $\tau_{ini} = 0.5, b_0 = a_0$ (в), $\tau_{ini} = 0.05, b_0 = a_0$ (г). Чирп накачки отсутствует ($\sigma = 0$). Длина плазменной области $50/\gamma$.

участках нелинейной среды условие трехволнового взаимодействия (19) будет лучше выполняться вследствие компенсации данных неоднородностей плазмы за счет частотной модуляции в импульсе накачки. Соответственно усиление шумов плазмы также значительно возрастает, а использование частотно-модулированной накачки для ограничения усиления шумов становится в этом случае неэффективным [14]. Получим оценку параметров указанных неоднородностей среды. Очевидно, что на таких спектральных плато первая и вторая производные от разности частот $\Delta\omega$ по координате близки к нулю:

$$\Delta\omega \approx 2\sigma\gamma^2(t+z) + \omega_p \delta n(z) \Rightarrow \exists z, l: \frac{\partial \Delta\omega}{\partial z} \approx 0 \text{ и } \frac{\partial^2 \Delta\omega}{\partial z^2} \approx 0.$$

Другими словами, на данных участках среды рамановское усиление возрастает и становится близким к идеальному. Отметим, что рассматриваемая идеальная компенсация возможна только для малых амплитуд модуляции концентрации плазмы. Например, для синусоидального возмущения концентрации $\delta n = d \sin(2\pi z/l)$ идеальная компенсация возможна только при

$$2\sigma\gamma^2 = \omega_p d \frac{2\pi}{l} \Rightarrow d = \frac{\sigma\gamma^2 l}{\pi\omega_p} \lll 1, \text{ или } \gamma l = \frac{\pi\omega_p d}{\sigma\gamma} \ggg 1,$$

т. е. для малых ($d \lll 1$) или крупномасштабных ($\gamma l \ggg 1$) флуктуаций концентрации плазмы при использовании умеренного чирпа накачки ($\sigma \ll 1$). К счастью, плазма в газовой ячейке должна быть достаточно однородна, так что довольно большой чирп накачки не будет приводить к появлению такого типа плато в планируемом эксперименте.

В заключение данного раздела обратимся к наиболее интересному случаю использования в процессе рамановского усиления интенсивного и короткого затравочного лазерного импульса. Отметим, что похожий режим планируется реализовать в эксперименте. На рис.3,2 приведены результаты численного моделирования для рассматриваемого случая. Видно, что в широком диапазоне параметров флуктуаций концентрации плазмы эффективность усиления в этом пределе является достаточно высокой. Это обусловлено двумя факторами. Во-первых, как отмечалось выше, использование широкополосного затравочного лазерного импульса дает возможность расширить диапазон допустимых амплитуд флуктуаций концентрации плазмы. Во-вторых, инжектирование на вход нелинейной среды затравочного лазерного импульса с большой начальной амплитудой ($b_0 \approx a_0$) позволяет значительно быстрее перейти в нелинейный режим, для которого требования к однородности плазмы еще больше снижаются.

6. Нелинейная дисперсия плазменной волны

Еще один паразитный механизм, уменьшающий эффективность рамановского усиления и компрессии лазерного импульса, связан с процессом опрокидывания плазменной волны в разреженной плазме. Отметим, что данное уменьшение эффективности при характерных параметрах эксперимента не столь опасно, как нарушение трехволнового синхронизма из-за нелинейного сдвига частоты плазменной волны [29], который предшествует процессу

ее опрокидывания. Оценим влияние этих двух механизмов на стимулированное обратное рамановское рассеяние в плазме.

Процесс опрокидывания плазменной волны, реализующийся в разреженной плазме, проявляется, в первую очередь, в ограничении амплитуды плазменных колебаний: $|f| < f_{wb} = 1$. Здесь значение f , равное единице, соответствует снижению концентрации электронов до нуля. Отметим, что в разреженной плазме величина $f_{wb} = 1$ оказывается меньше максимального значения $f_{\pi} = 2\sqrt{2}a_0/\beta^{3/4}$ в π -импульсном режиме. Это означает, что рассматриваемый трехволновый процесс становится эффективно двухволновым с фиксированной амплитудой плазменной волны f . Следовательно, темп роста амплитуды усиливаемого сигнала b замедлится в f_{wb}/f_{π} раз, и во столько же раз уменьшится эффективность компрессии усиливаемого лазерного импульса.

Значительно более сильный процесс, уменьшающий эффективность рамановского усиления, связан с нелинейным сдвигом частоты плазменной волны по мере приближения ее амплитуды к значению порога опрокидывания. Действительно, в квазимонохроматическом пределе нелинейное искажение плазменных колебаний описывается предпоследним слагаем в уравнении (12), обуславливающим нелинейный сдвиг частоты $2\sqrt{\beta}|f^2|$ плазменного отклика f . Именно это слагаемое нарушает условие трехволнового синхронизма (19) при амплитуде плазменной волны

$$f = f_{nl} \approx \sqrt{\frac{\gamma}{\omega_p}} \equiv \frac{\sqrt{a_0}}{\beta^{1/8}} \lll 1, \quad (23)$$

много меньшей амплитуды, при которой происходит опрокидывание плазменной волны. Таким образом, этот механизм приводит к еще более заметному уменьшению эффективности усиления и компрессии лазерного импульса:

$$\eta_{nl} \approx \frac{f_{nl}}{f_{\pi}} = \frac{\beta^{5/8}}{\sqrt{8}a_0} \lll \eta_{wb} \approx \frac{f_{nl}}{f_{\pi}} = \frac{\beta^{3/4}}{\sqrt{8}a_0} \ll 1. \quad (24)$$

Отметим, что положительной стороной ограничения (23) процесса стимулированного обратного рамановского рассеяния является практически полное отсутствие паразитного усиления шумов в разреженной плазме. Следовательно, истощение импульса накачки в отсутствие его частотной модуляции, связанное с рассеянием на шумах плазмы, будет пренебрежимо малым. Однако отрицательной стороной этого является отсутствие рамановского усиления полезного сигнала. Для решения данной проблемы можно предложить два способа: введение «компенсирующей» частотной модуляции в импульс накачки и использование изначально интенсивного и короткого затравочного лазерного импульса.

Исследуем обе возможности более подробно. Вначале рассмотрим случай, когда импульс накачки имеет подходящую частотную модуляцию. Очевидно, что ее введение не сможет полностью скомпенсировать нелинейный сдвиг частоты в (23). Это связано с тем, что необходим слишком большой чирп в импульсе накачки ($\sigma \approx \omega_p/\gamma \ggg 1$), который уже сам на начальной стадии остановит рамановское усиление полезного сигнала. Однако умеренная начальная частотная модуляция (рис.4) позволяет «задержать» нарушение трехволнового синхронизма. В резуль-

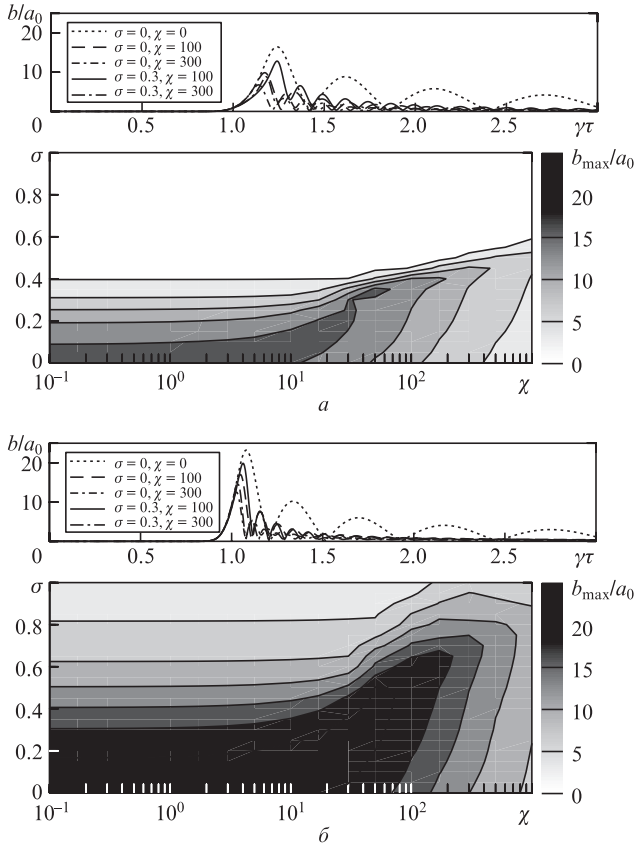


Рис.4. Профили усиленного импульса и зависимости его максимальной амплитуды от параметров χ и σ для начальной амплитуды затравочного импульса $0.1a_0$ (а) и a_0 (б). Длина плазменной области $50/\gamma$.

тате экспоненциально растущая амплитуда плазменной волны может достичь заметно больших значений, чем f_{nl} , и тем самым эффективность рамановской компрессии усиленного лазерного импульса снизится не столь сильно. В частности, как показали проведенные численные расчеты, введение начальной частотной модуляции в импульс накачки с $\sigma \approx 0.4$ позволяет обеспечить почти идеальную компрессию при

$$\chi \lesssim 200, \text{ или } \beta \gtrsim 0.08a_0^{4/5}. \tag{25}$$

В эксперименте предполагается использовать импульс накачки с амплитудой $a_0 \approx 0.01$, поэтому концентрация плазмы может быть достаточно малой: $\beta \geq 0.002$. Однако использование chirpa с большей величиной приведет к заметно более сильному уменьшению рамановского усиления на линейной стадии и тем самым не позволит достичь высокой интенсивности в случае более разреженной плазмы.

Как отмечалось ранее, другой возможностью преодоления ограничения роста амплитуды плазменной волны (23) является использование изначально интенсивного и короткого затравочного лазерного импульса с целью достижения неадиабатического (ударного) режима возбуждения плазменной волны. В этом случае, если длительность переднего фронта затравочного импульса сравнима с периодом плазменной волны, а его начальная амплитуда достаточна для возбуждения плазменной волны с амплитудой $|f| \approx f_{wb} \approx 1$, то такая плазменная волна в дальнейшем не сможет изменить свою амплитуду (трехволновое рассеяние будет для нее нерезонансным). Следовательно,

рассматриваемая плазменная волна будет вызывать квазистационарную модуляцию плотности среды, на которой импульс накачки будет рассеиваться и превращаться в усиливаемый импульс в квазидвухволновом режиме. Результаты численного моделирования показывают, что использование короткого затравочного лазерного импульса (рис.4,б) позволяет в значительной степени преодолеть проблемы нелинейного сдвига частоты и тем самым достичь почти идеальной эффективности. Такие лазерные импульсы в дальнейшем планируется использовать в эксперименте.

Следует отметить, что для более точного количественного описания данного процесса необходимо использовать кинетическое представление или хотя бы систему четырех уравнений (8), т.к. квазимонохроматические уравнения (12) уже неприменимы для рассматриваемого режима. Однако, как показал численный анализ, результаты PIC-моделирования [31] и моделирования в рамках системы четырех уравнений [29] находятся в хорошем количественном согласии с результатами квазимонохроматического расчета. Более точные расчеты на основе системы уравнений (8) для окончательной оптимизации эксперимента представлены в разд.7.

7. Другие паразитные эффекты

Обсудим другие паразитные эффекты (затухание Ландау для плазменной волны, линейная дисперсия групповой скорости в плазме, релятивистская нелинейность и др.), которые значительно менее опасны для планируемого эксперимента по сравнению с рассмотренными выше механизмами. Это обусловлено тем, что влияние указанных эффектов на процесс стимулированного обратного рамановского рассеяния является либо незначительным при выбранных параметрах, либо они могут сказаться лишь на заключительном этапе усиления лазерного импульса и могут быть скомпенсированы каким-либо способом. Далее рассмотрим эти эффекты более детально.

Затухание плазменной волны с декрементом $0 \lesssim \nu_L \lesssim 4\gamma$ приводит к замедлению процесса рамановского усиления на линейной стадии, поскольку эффективный линейный инкремент модифицированного распада [21, 22]

$$\gamma_{\text{eff}} = \sqrt{\gamma^2 + \nu_L^2} - \nu_L \approx \gamma^2/(2\nu_L) < \gamma$$

становится меньше, что вызывает лишь затягивание линейной стадии. В то же время на нелинейной стадии, когда длительность усиленного лазерного импульса в процессе рамановской компрессии станет меньше обратного декремента ($\tau_p < 1/\nu_L$), затухание плазменной волны будет приводить только к уменьшению усиления на хвосте лазерного импульса, но не повлияет на усиление основного переднего пика (рис.5,а). Стандартным способом [21, 22] устранения проблемы затягивания линейной стадии усиления лазерного импульса является использование более интенсивного затравочного лазерного импульса. Такую ситуацию иллюстрирует рис.5,б, из которого видно заметное уменьшение длины трассы экспоненциального роста амплитуды на линейной стадии рамановского усиления.

Влияние линейной дисперсии групповой скорости в плазме на стимулированное обратное рамановское рассеяние может оказаться заметным на конечной стадии рамановского усиления при $(\alpha/2)|\partial_{\tau\tau}B|/|B|^{-1} \approx \alpha/(2\tau_p^2) \approx 1$,

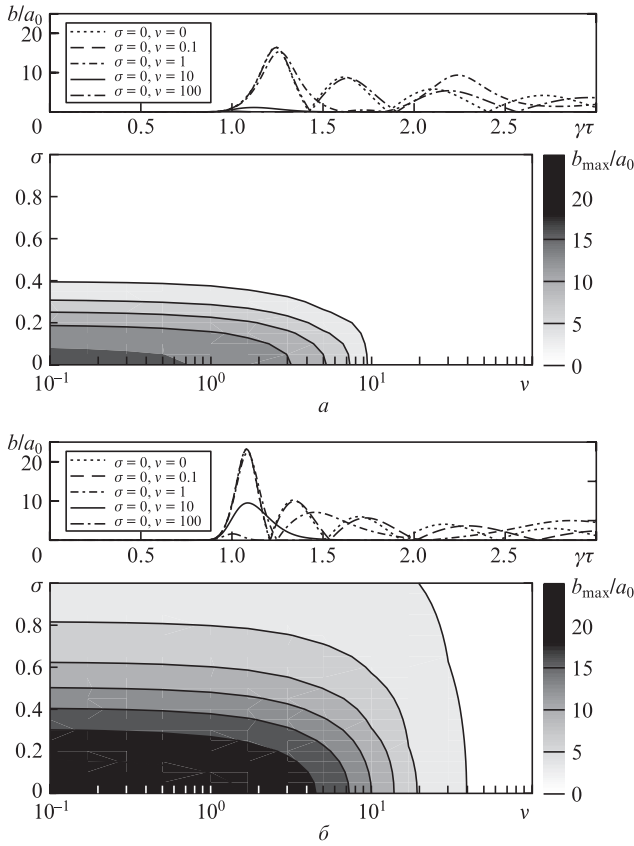


Рис.5. Профили усиливаемого импульса и зависимости его максимальной амплитуды от параметров v и σ для начальной амплитуды затравочного импульса $0.1a_0$ (а) и a_0 (б). Длина плазменной области $50/\gamma$.

когда длительность усиливаемого лазерного импульса становится достаточно малой, чтобы проявиться на рассматриваемых длинах усиления:

$$\tau_p = \frac{\bar{\tau}_p}{\gamma} \approx \frac{\beta^{3/8}}{\sqrt{2a_0}}.$$

Оценки показывают, что для выбранных параметров эксперимента влияние линейной дисперсии групповой скорости на процесс рамановского усиления будет существенным лишь при длительностях усиливаемого лазерного импульса, много меньших периода плазменной волны. Однако, как показано в разд.4, такую длительность вряд ли удастся реализовать в эксперименте, поскольку затравочный лазерный импульс уже на входе в нелинейную среду имеет длительность порядка периода плазменной волны.

Более существенное влияние на процесс рамановской компрессии на заключительном этапе усиления может оказать нелинейный сдвиг частоты, обусловленный релятивистским самовоздействием усиливаемого лазерного импульса в плазме. Отметим, что в планируемом эксперименте предполагается использовать достаточно интенсивный импульс накачки с амплитудой $a_0 \approx 0.01$. Следовательно, даже умеренное усиление сигнала (в 100 раз по амплитуде) обеспечит амплитуду усиливаемого сигнала, превышающую релятивистский уровень. В результате влияние релятивистской нелинейности на процесс стимулированного рамановского рассеяния будет заметным. В первую очередь это приведет к нелинейному сдвигу ча-

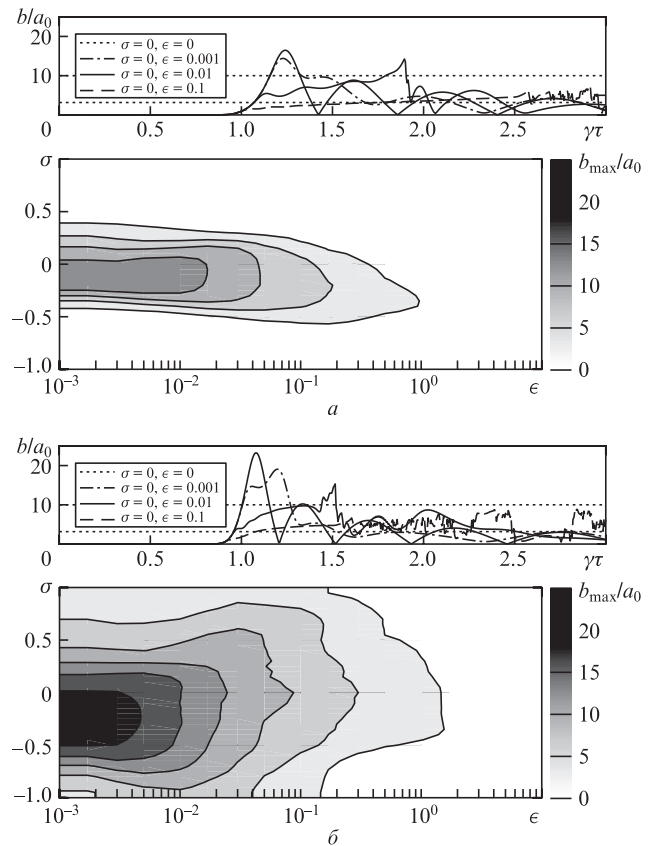


Рис.6. Профили усиливаемого импульса и зависимости его максимальной амплитуды от параметров ϵ и σ для начальной амплитуды затравочного импульса $0.1a_0$ (а) и a_0 (б). Горизонтальные пунктирные линии указывают максимальную амплитуду (26) для $\epsilon = 0.01$ (верхняя линия) и 0.1 (нижняя линия). Длина плазменной области $50/\gamma$.

стоты $(3/4)\beta|b|^2$, который обусловлен кубическим нелинейным слагаемым в (8б). Условие трехволнового резонанса (19) выполняется только при $(3/4)\beta|b|^2 \lesssim 2\gamma$, что ограничивает рамановское усиление величиной

$$|b_{max}| \approx \frac{\sqrt{3a_0}}{\beta^{3/8}} \approx 1-2. \quad (26)$$

Это находится в хорошем согласии с результатами численного моделирования, приведенными на рис.6. Достижение больших амплитуд выходного импульса, чем в работах [13, 21, 22], связано с малостью концентрации плазмы в планируемом эксперименте.

Следует отметить, что использование правильно подобранной частотной модуляции импульса накачки позволяет преодолеть ограничение (26). Линейный чирп накачки не может значительно улучшить ситуацию, в отличие от случая разреженной плазмы, который был рассмотрен выше. Это связано с тем, что сдвиг частоты, обусловленный релятивистской нелинейностью (26), в первую очередь связан с относительно медленным нарастанием амплитуды поля, которая в идеальном случае пропорциональна времени взаимодействия (см. рис.1). В результате для эффективной компенсации нелинейного сдвига частоты вблизи максимума усиливаемого импульса необходима степенная (в простейшем случае параболический) чирп в импульсе накачки [13]. Однако в планируемом эксперименте создать такую частотную модуляцию в импульсе накачки не представляется возможным.

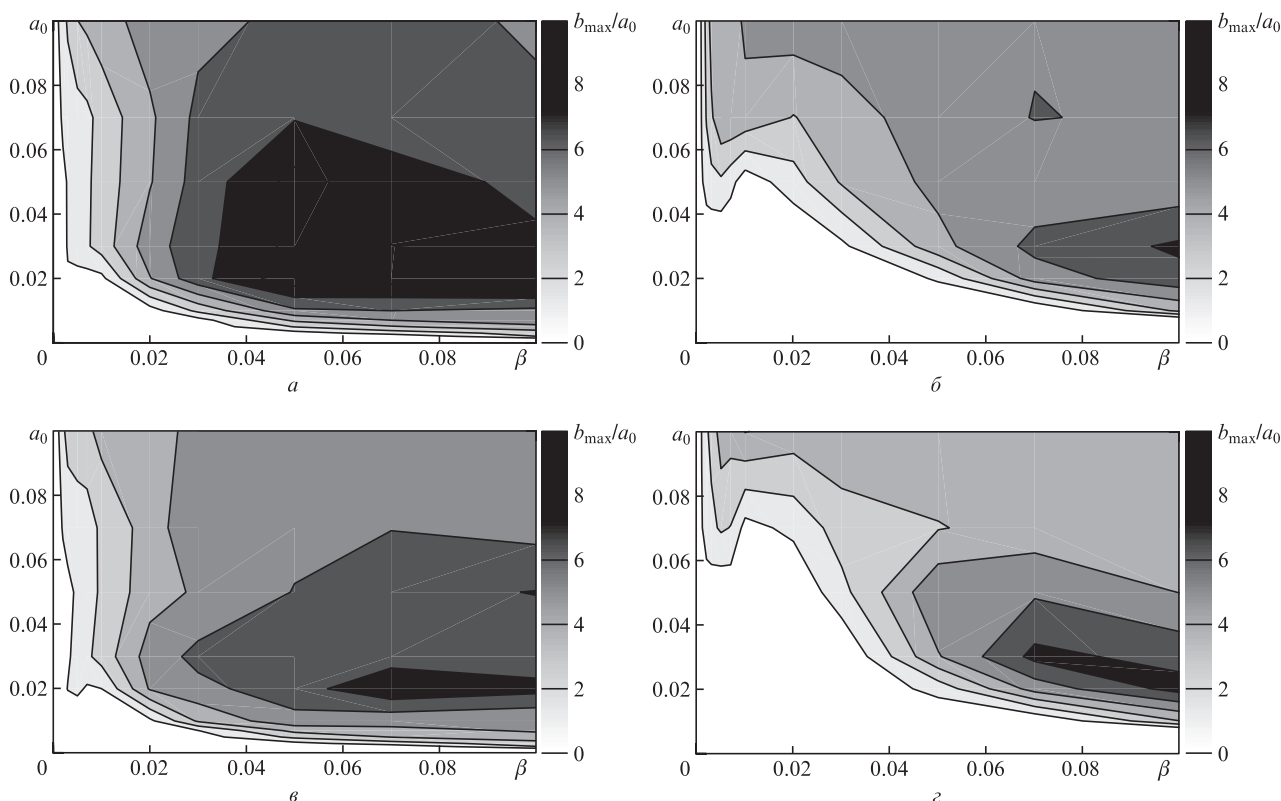


Рис.7. Максимальные амплитуды усиливаемых импульсов b_{\max}/a_0 на длине области плазмы 2 см в зависимости от параметров a_0 и β . Длительность затравочного импульса 100 (а, б) и 50 фс (в, з), а его центральная частота сдвинута на величину плазменной частоты от центральной частоты импульса накачки (а, в) или равна частоте накачки (б, з).

8. Итоговая оптимизация параметров системы

Суммируем все рассмотренные выше паразитные эффекты, уменьшающие рамановское усиление в плазме, для определения оптимальных параметров лазерных импульсов (накачки и затравочного) и плазмы, которые будут использованы в эксперименте на установке ИПФ РАН для достижения максимальных усиления и укорочения лазерного импульса. Численное моделирование проведено на основе полной системы уравнений (8), поскольку рассматриваются длительности затравочного и выходных импульсов, соизмеримые с периодом плазменной волны. Следует отметить, что особенностью уравнений (8) является возможность неограниченного (взрывного) роста амплитуды плазменной волны f из-за того, что для описания динамики плазменного отклика используются только две пространственные гармоники. Чтобы устранить этот нефизичный эффект, связанный с некорректностью гидродинамических уравнений при опрокидывании плазменной волны, мы ввели искусственное ограничение амплитуды плазменной волны величиной порядка единицы.

На рис.7 приведена эффективность рамановского усиления лазерного импульса с учетом всех рассмотренных выше паразитных эффектов в зависимости от параметра β , пропорционального концентрации плазмы, и начальной амплитуды импульса накачки a_0 . Численные расчеты были выполнены для плазмы с длиной однородного участка 2 см и при разных длительностях затравочного лазерного импульса. На рис.7,а,б показаны результаты численного моделирования при длительности затравочного импульса 100 фс, а на рис.7,в,з – при длительности 50 фс. Отметим, что используемые длительности соизмеримы с

периодом плазменной волны. При этом для сравнения на рис.7,а,в представлен случай, когда разность центральных частот усиливаемого и затравочного импульсов равна частоте плазменной волны, а на рис.7,б,з – случай, когда центральные частоты совпадают. Из рис.7 видно, что для столь коротких затравочных лазерных импульсов становится несущественным наличие оптимального сдвига центральной частоты от частоты накачки (ср. рис.7,а,в и рис.7,б,з).

Проанализируем теперь более детально эффективность рамановского усиления в зависимости от начальной амплитуды импульса накачки при фиксированной концентрации плазмы. Появление локального максимума эффективности усиления при амплитуде $a_0 \approx 0.02$ связано с конкуренцией между релятивистской нелинейностью и трехволновым процессом. В случае небольших амплитуд импульса накачки инкремент рамановской неустойчивости мал, что соответствует затягиванию линейной стадии рамановской компрессии. Следовательно, имеет место уменьшение эффективности процесса, поскольку длина среды фиксирована, а длина нелинейной стадии компрессии уменьшается. В другом предельном случае, отвечающем большим амплитудам импульса накачки, начинает сказываться релятивистская нелинейность, которая ограничивает максимальную амплитуду усиливаемого лазерного импульса из-за нарушения трехволнового синхронизма. Таким образом, эффективность компрессии усиливаемого лазерного импульса уменьшается обратно пропорционально амплитуде импульса накачки.

В заключение рассмотрим зависимость эффективности рамановского усиления лазерного импульса от концентрации плазмы. Из рис.7 следует, что опрокидывание плазменной волны оказывает заметное влияние на про-

цесс рамановского усиления импульса при $\beta < 0.05$. Отметим, что данное влияние наиболее заметно, когда центральные частоты импульса накачки и затравочного импульса совпадают. Это связано с тем, что амплитуда резонансной гармоники в этом случае значительно меньше и, следовательно, переход в режим неадиабатического возбуждения плазменной волны затрудняется.

Таким образом, в условиях планируемого эксперимента (см. разд.3) следует ожидать достаточно высокой эффективности компрессии (в 10 и более раз) на умеренной длине однородной плазмы (2 см). Отметим, что в рамках эксперимента на эффективность компрессии усиливаемого лазерного импульса могут влиять лишь большие флуктуации концентрации плазмы, которые, однако, вряд ли реализуются в рассматриваемой газовой ячейке.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 17-72-20111).

1. Strickland D., Mourou G. *Opt. Commun.*, **56**, 219 (1985).
2. Malkin V.M., Shvets G., Fisch N.J. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 4448 (1999).
3. Malkin V.M., Shvets G., Fisch N.J. *Phys. Plasmas*, **7**, 2232 (2000).
4. Ping Y., Cheng W., Suckewer S., Clark D.S., Fisch N.J. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 175007 (2004).
5. Cheng W., Avitzour Y., Ping Y., Suckewer S., Fisch N.J., Hur M.S., Wurtele J.S. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 045003 (2005).
6. Ren J., Li S., Morozov A., Suckewer S., Yampolsky N.A., Malkin V.M., Fisch N.J. *Phys. Plasmas*, **15**, 056702 (2008).
7. Pai C.H., Lin M.W., Ha L.C., Huang S.T., Tsou Y.C., Chu H.H., Lin J.Y., Wang J., Chen S.Y. *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 065005 (2008).
8. Балакин А.А., Карташов Д.В., Киселев А.М., Скобелев С.А., Степанов А.Н., Фрайман Г.М. *Письма в ЖЭТФ*, **80**, 15 (2004).
9. Fraiman G.M., Yampolsky N.A., Malkin V.M., Fisch N.J. *Phys. Plasmas*, **9**, 3617 (2002).
10. Malkin V.M., Fisch N.J. *Eur. Phys. J., Spec. Top.*, **223**, 1157 (2014).
11. Malkin V.M., Toroker Z., Fisch N.J. *Phys. Plasmas*, **21**, 093112 (2014).
12. Malkin V.M., Toroker Z., Fisch N.J. *Phys. Rev. E*, **90**, 063110 (2014).
13. Barth I., Toroker Z., Balakin A.A., Fisch N.J. *Phys. Rev. E*, **93**, 063210 (2016).
14. Balakin A.A., Fraiman G.M., Fisch N.J., Malkin V.M. *Phys. Plasmas*, **10**, 4856 (2003).
15. Tsidulko Y.A., Malkin V.M., Fisch N.J. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 235004 (2002).
16. Solodov A.A., Malkin V.M., Fisch N.J. *Phys. Plasmas*, **10**, 2540 (2003).
17. Balakin A.A., Dodin I.Y., Fraiman G.M., Fisch N.J. *Phys. Plasmas*, **23**, 083115 (2016).
18. Clark D.S., Fisch N.J. *Phys. Plasmas*, **10**, 3363 (2003).
19. Balakin A.A., Fraiman G.M., Fisch N.J., Suckewer S. *Phys. Rev. E*, **72**, 036401 (2005).
20. Malkin V.M., Fisch N.J., Wurtele J.S. *Phys. Rev. E*, **75**, 026404 (2007).
21. Malkin V.M., Fisch N.J. *Phys. Plasmas*, **17**, 073109 (2010).
22. Balakin A.A., Fisch N.J., Fraiman G.M., Malkin V.M., Toroker Z. *Phys. Plasmas*, **18**, 102311 (2011).
23. Hur M.S., Lindberg R.R., Charman A.E., Wurtele J.S., Suk H. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 115003 (2005).
24. Depierreux S., Yahia V., Goyon C., Loisel G., Masson-Laborde P.-E., Borisenko N., Orekhov A., Rosmej O., Rienecker T., Labaune C. *Nat. Commun.*, **5**, 4158 (2014).
25. Trines R.M.G.M., Fiuza F., Bingham R., Fonseca R.A., Silva L.O., Cairns R.A., Norreys P.A. *Nat. Phys.*, **7**, 87 (2011).
26. Yampolsky N.A., Malkin V.M., Fisch N.J. *Phys. Rev. E*, **69**, 036401 (2004).
27. Toroker Z., Malkin V.M., Balakin A.A., Fraiman G.M., Fisch N.J. *Phys. Plasmas*, **19**, 083110 (2012).
28. Toroker Z., Malkin V.M., Fisch N.J. *Phys. Rev. Lett.*, **109**, 085003 (2012).
29. Балакин А.А., Левин Д.С. *Физика плазмы*, **43**, 569 (2017).
30. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. *Физическая кинетика* (М.: Наука, 1979).
31. Balakin A.A., Fraiman G.M., Jia Q., Fisch N.J. *Phys. Plasmas* (2018) (submitted).