

Особенности самовоздействия мощного лазерного излучения при распространении в полностью ионизированной холодной плазме и развитие модуляционной неустойчивости

В.А.Алешкевич, В.А.Выслоух, Я.В.Карташов

С помощью аналитических и численных методов, широко применяющихся в нелинейной оптике, рассмотрены особенности распространения солитоноподобных световых пучков в полностью ионизированной двумерной холодной лазерной плазме. В условиях оптической бистабильности численно найдены точные солитонные профили для нижней и верхней солитонных ветвей. Показано, что в подобной плазменной среде взаимодействие некогерентных солитоноподобных лазерных пучков может приводить как к уничтожению одного из пучков, так и к рождению новых. Исследован развитый режим модуляционной неустойчивости плоской волны, распространяющейся в холодной лазерной плазме.

Ключевые слова: солитоны, лазерная плазма, модуляционная неустойчивость.

Введение

Одно из наиболее интенсивно развивающихся в последнее десятилетие направлений физики плазмы посвящено исследованию взаимодействия мощного лазерного излучения с плазменной средой. Подобное взаимодействие сопровождается целым рядом процессов, таких как релятивистское самоканалирование лазерного пучка [1–3], возбуждение когерентного излучения на частотах, кратных плазменной частоте [4], возбуждение высокоамплитудных плазменных волн [5, 6], сдвиг частот падающего излучения, индуцированный плазменной волной, ускорение частиц [7], генерация быстрых электронов [8–11] и т. п. Скорость протекания упомянутых процессов существенно возрастает в релятивистском случае, когда интенсивность падающего излучения достаточно высока для того, чтобы осцилляторная скорость электрона в поле излучения стала сравнима со скоростью света.

В общем случае исследование коллективных процессов, протекающих в рассматриваемой системе плазменная среда – световое поле, приводит к необходимости использования численных многочастичных методов типа 3D PIC [12, 13] или рассмотрению бесконечной системы цепочек Боголюбова для многочастичной функции распределения. Тем не менее при определенных условиях плазменная среда может рассматриваться как нелинейная среда с показателем преломления, зависящим от интенсивности падающего излучения. Нелинейный показатель преломления, в частности, можно ввести при использовании гидродинамической плазменной модели в квазистатическом приближении [14, 15], когда плазменная жидкость в системе координат, движущейся со скоростью света, находится в поле квазистационарного излучения с медленно меняющейся интенсивностью. Использо-

вание такого подхода позволяет применить к анализу распространения мощного лазерного излучения в плазме аналитические и численные методы нелинейной оптики.

В настоящей работе на основе укороченного волнового уравнения и известного выражения для нелинейной добавки к показателю преломления [16] исследуются основные особенности самовоздействия мощного светового излучения при распространении в полностью ионизированной холодной лазерной плазме и развитие модуляционной неустойчивости.

1. Теоретическая модель

Для описания самовоздействия мощного лазерного излучения, распространяющегося в направлении оси z в полностью ионизированной двумерной (одна поперечная координата x) холодной лазерной плазме, мы используем безразмерные скалярный потенциал $\phi(x, z, t) = e\Phi(x, z, t)/(2^{1/2}m_0c^2)$ и поперечный векторный потенциал $\mathbf{a}(x, z, t) = e\mathbf{A}_\perp(x, z, t)/(2^{1/2}m_0c^2)$, записанные в кулоновской калибровке $\nabla\mathbf{A}(x, z, t) = 0$ [16, 17] (калибровка подразумевает, что продольная z -компонента векторного потенциала $A_z = 0$). Такова, например, генерация лазерной плазмы с помощью цилиндрической линзы.

Используемая далее теоретическая модель строится на совместном решении стандартного укороченного волнового уравнения

$$i\frac{\partial \mathbf{a}_s}{\partial z} = -\frac{1}{2k}\frac{\partial^2 \mathbf{a}_s}{\partial x^2} - k\frac{\delta n_{NL}}{n}\mathbf{a}_s \quad (1)$$

для медленно меняющейся по z и t гигабайт интенсивного возмущающего электромагнитного поля $\mathbf{a}_s(x, z, t) = \mathbf{a}(x, z, t)/\exp(ikz - i\omega t)$ (где $k = \omega/c$ – волновое число, ω – центральная частота, δn_{NL} – нелинейная добавка к невозмущенному показателю преломления n) и набора материальных уравнений в виде релятивистских гидродинамических уравнений холодной (т. е. такой, в которой тепловые эффекты не принимаются во внимание) жидкости, приближенно описывающих сугубо нелинейный отклик плазменной среды.

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы; тел.: (095) 939-34-38, факс: (095) 939-14-89, эл.почта: ava@genphys.phys.msu.ru

При анализе полученной замкнутой системы нелинейных уравнений [16] предполагалось следующее: поляризация падающего излучения произвольна; ионы в силу большой по сравнению с электронами массы остаются неподвижными; длительность излучения τ значительно превышает характерное плазменное время $\tau_p = 1/\omega_p$ (где $\omega_p = (4\pi n_e e^2/m_0)^{1/2}$ – характерная плазменная частота, $n_e(x, z, t)$ – средняя концентрация электронов в плазменной среде, m_0 – масса покоя электрона); центральная частота падающего излучения ω значительно превышает плазменную частоту ω_p ; характерный поперечный масштаб светового пучка $x_0 \gg c/\omega_p$ и, наконец, длительность излучения $\tau \gg x_0/c$, что позволяет пренебречь дисперсионными эффектами по сравнению с дифракционными.

При сделанных выше предположениях из гидродинамических уравнений можно получить [16, 18] следующее выражение для нелинейной добавки к показателю преломления плазменной среды:

$$\delta n_{NL} = \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{(1 + |a_s|^2)^{1/2} - 1}{(1 + |a_s|^2)^{1/2}}. \quad (2)$$

В пределе слабых электромагнитных полей плазменная среда ведет себя подобно керровской среде с кубической нелинейностью. При увеличении интенсивности поля становится заметным насыщение нелинейного отклика. После подстановки выражения (2) в укороченное волновое уравнение окончательно получим, что распространение излучения описывается следующим уравнением (нелинейное уравнение Шредингера):

$$i \frac{\partial a_s}{\partial \xi} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 a_s}{\partial \eta^2} - S a_s \frac{(1 + |a_s|^2)^{1/2} - 1}{(1 + |a_s|^2)^{1/2}}, \quad (3)$$

где $\eta = x/x_0$ – нормированная поперечная координата; x_0 – характерный поперечный масштаб пучка; $\xi = z/L_d$ – нормированная продольная координата; $L_d = kx_0^2$ – дифракционная длина, соответствующая x_0 ; $S = L_d/L_{NL}$ – параметр, определяющий относительный вклад самодействия и дифракционного расплывания; $L_{NL} = 2n \times \omega^2 / (k\omega_p^2)$ – характерная нелинейная длина; $n = 1 - 0.5 \times (\omega_p/\omega)^2$ – невозмущенный показатель преломления.

Введенный в уравнении (3) характерный поперечный масштаб пучка x_0 удобно отождествить с шириной пучка, определяемой по уровню 1/2 от интенсивности светового поля в центре пучка. Такое масштабирование приводит к условию $a_s(\xi = 0, \eta = 1) = 2^{-1/2} a_s(\xi = 0, \eta = 0)$, которое впоследствии будет широко использоваться для нахождения профилей солитоноподобных решений на нижней и верхней солитонных ветвях. Как видно из уравнения (3), нелинейная плазменная среда действует в нашем случае как фокусирующая линза. В подобной фокусирующей среде возможен устойчивый баланс между дифракционным расплыванием и нелинейной фокусировкой, что может привести к солитоноподобному режиму распространения пучка.

2. Профили солитоноподобных пучков и их взаимодействие

Мы будем искать стационарные пространственно-локализованные решения уравнения (3), которые описывают солитоноподобные пучки, распространяющиеся на значительные расстояния без заметных искажений исход-

ного профиля. В силу насыщения нелинейного отклика плазменной среды для произвольных значений параметра S профили солитоноподобных пучков не удается получить аналитически и необходимо численное интегрирование. Тем не менее в предельном случае малых амплитуд нормированного векторного потенциала a_s можно найти приближенное аналитическое решение, поскольку в этом случае уравнение (3) преобразуется в нелинейное уравнение Шредингера, описывающее распространение солитонов в керровских средах:

$$i \frac{\partial a_s}{\partial \xi} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 a_s}{\partial \eta^2} - \frac{1}{2} S a_s |a_s|^2. \quad (4)$$

Решение уравнения (4) представляет собой известный «светлый» солитон, функциональная форма которого описывается гиперболическим секансом:

$$a_s(\eta, \xi) = 2(b/S)^{1/2} e \operatorname{sech}[(2b)^{1/2} \eta] \exp(ib\xi), \quad (5)$$

где b – постоянная распространения; e – единичный вектор поляризации падающего излучения. Из выражения (5) хорошо видно, что переход к керровской модели нелинейного отклика вполне оправдан при больших параметрах $S \gg 1$, вернее, при $b/S \ll 1$.

Для нахождения профилей солитоноподобных пучков в случае произвольного параметра S мы воспользуемся итерационной техникой [19, 20]. В соответствии с ней будем искать стационарные пространственно-ограниченные решения уравнения (3) в виде

$$a_s(\eta, \xi) = e\rho(\eta) \exp(ib\xi), \quad (6)$$

где $\rho(\eta)$ – вещественная функция, описывающая огибающую солитона. Подставляя это выражение в укороченное волновое уравнение (3), мы получим следующее дифференциальное уравнение второго порядка для огибающей солитона:

$$\frac{d^2 \rho}{d\eta^2} = 2b\rho - 2S\rho \left[1 - \frac{1}{(1 + \rho^2)^{1/2}} \right]. \quad (7)$$

Уравнение (7) может быть один раз проинтегрировано и сведено к уравнению первого порядка для огибающей $\rho(\eta)$:

$$\frac{d\rho}{d\eta} = \{ 2b\rho^2 - 2S\rho^2 + 4S[(1 + \rho^2)^{1/2} - 1] \}^{1/2}. \quad (8)$$

Из-за насыщения нелинейного отклика правая часть полученного уравнения не позволяет провести еще одно интегрирование, которое могло бы дать неявную зависимость огибающей ρ от поперечной координаты η . Для численного интегрирования удобно преобразовать дифференциальное уравнение (8) в интегральное уравнение

$$\rho(\eta) = \rho_0 \exp \left\{ -2S^{1/2} \int_0^\eta \left[\frac{[1 + \rho^2(\zeta)]^{1/2} - 1}{\rho^2(\zeta)} - \frac{(1 + \rho_0^2)^{1/2} - 1}{\rho_0^2} \right]^{1/2} d\zeta \right\}. \quad (9)$$

В уравнении (9) учтено, что постоянная распространения b может быть однозначно определена с помощью (8), если принять во внимание, что $d\rho/d\eta|_{\eta=0} = 0$:

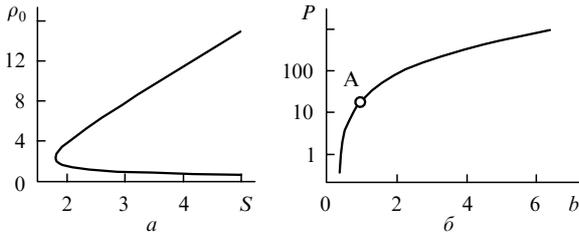


Рис.1. Зависимости амплитуды солитона ρ_0 от параметра S (а) и мощности солитона от постоянной распространения b (б). Точка А разделяет нижнюю и верхнюю солитонные ветви.

$$b = S - 2S \left[\frac{(1 + \rho_0^2)^{1/2} - 1}{\rho_0^2} \right]. \quad (10)$$

Здесь $\rho_0 = \rho(\eta = 0)$ – амплитуда пространственно-локализованного солитонного решения. Численное решение интегрального уравнения (9) может быть получено с помощью итерационной процедуры. При интегрировании в качестве исходной мы выбрали функцию $\rho^{(0)}(\eta) = \rho_0 \operatorname{sech} \eta$ и учли упомянутое выше требование $\rho(\eta = 1) = 2^{-1/2} \rho_0$, вытекающее из нормировки поперечной координаты x . При соответствующем данному S выборе амплитуды солитона ρ_0 итерационная процедура достаточно быстро сходится к точному солитонному решению.

На рис.1,а изображена зависимость амплитуды солитонного решения ρ_0 от параметра S . Видно, что для $S < S_{cr} \approx 1.8$ не существует локализованных солитонных решений. Для $S > S_{cr}$ (соответствующая амплитуда солитона $\rho_0(S_{cr}) = 2.2$) возможно существование двух решений с разными амплитудами (так называемые верхняя и нижняя солитонные ветви). Приведенное выше решение с sech -профилем описывает лишь часть нижней солитонной ветви, соответствующую параметру S , значительно превышающему критический.

Необходимо отметить, что уже для $S > 3$ амплитуда солитонов верхней ветви зависит от S практически линейно, а амплитуда солитонов нижней ветви пропорциональна $S^{-1/2}$. Огибающие солитонов нижней и верхней ветвей для $S = 1.9$ и 2.5 представлены на рис.2. Функциональная форма приведенных солитонных профилей существенно отличается от $\operatorname{sech} \eta$: ширина профиля точного солитонного решения меньше, чем ширина sech -солитона с той же энергией. Тем не менее для небольших параметров $S \sim 2 - 3$ вполне можно использовать приближение вида $\rho_0 \operatorname{sech}^m(q\eta)$ (где $m > 1$ для солитонов верхней ветви, $m < 1$ для солитонов нижней ветви, а параметр q описывает ширину солитона).

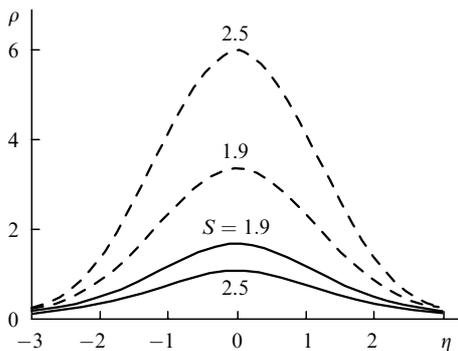


Рис.2. Профили солитоноподобных пучков, принадлежащих к нижней (сплошные кривые) и верхней (штриховые кривые) солитонным ветвям, для $S = 1.9$ и 2.5 .

Устойчивость полученных солитонных решений к малым возмущениям исходного профиля подтверждается известным критерием устойчивости, гласящим, что решение устойчиво, если производная $\partial P(b)/\partial b > 0$, где $P(b)$ – мощность пучка [21–23]. Используя выражение (10) для постоянной распространения и результаты численного интегрирования интегрального уравнения (9), можно убедиться, что мощность солитонного пучка P является монотонно возрастающей функцией параметра распространения b для всех $S \geq S_{cr}$ (см. рис.1,б), т. е. условие $\partial P(b)/\partial b > 0$ выполняется во всей области существования солитонных решений, что говорит об устойчивости солитонов как нижней, так и верхней ветви. Это теоретическое утверждение было проверено с помощью численного интегрирования, которое также показало устойчивость солитонов обеих ветвей к значительным (до 10 % по интенсивности) гармоническим и шумовым возмущениям входных профилей.

С практической точки зрения большой интерес также представляют исследования особенностей взаимодействия интенсивных световых пучков в рассматриваемой плазменной среде. Для анализа взаимодействий и столкновений солитоноподобных пучков мы использовали численное интегрирование уравнения (3) с помощью метода расщепления по физическим факторам. Начальные условия на входе в плазменную среду задавались в следующем виде:

$$a_s(\eta, \xi = 0) = e\rho(\eta + \eta_0) \exp[-i\alpha(\eta + \eta_0) + i\varphi] + e\rho(\eta - \eta_0) \exp[i\alpha(\eta - \eta_0)]. \quad (11)$$

Здесь η_0 – исходное расстояние между центрами пучков; α – угол схождения пучков; φ – относительная разность фаз. В дальнейшем при численном интегрировании для выбранного параметра S определялись амплитуды солитоноподобных пучков и с помощью описанной выше итерационной процедуры находились точные профили.

Динамика столкновения солитоноподобных пучков, принадлежащих к верхней солитонной ветви, для различных углов α и относительных разностей фаз φ приведена на рис.3. Заметим, что из соображений удобства в качестве исходных солитонных профилей можно брать не точные профили, полученные численно с помощью итерационной процедуры, а приближенные профили, описываемые функциональной зависимостью вида $\rho(\eta) = \rho_0 \times \operatorname{sech}^m(q\eta)$, которая достаточно хорошо аппроксимирует точное решение (например, для $S = 2.5$ и солитона верхней ветви $\rho_0 = 5.98$, $m = 1.12$, $q = 0.96$). Использование этого приближения позволяет избежать целого ряда численных операций и практически не искажает динамику столкновения, проявляясь только в слабом рассеянии излишков энергии в процессе распространения.

Как и в случае керровской среды, два синфазных ($\varphi = 0$) солитоноподобных пучка, запущенных параллельно друг другу ($\alpha = 0$), испытывают взаимное притяжение. С увеличением относительной разности фаз от нуля до π притяжение постепенно уменьшается и затем сменяется отталкиванием. В случае малых углов пересечения ($\alpha < 0.2$) два синфазных солитоноподобных пучка могут сливаться в результате взаимодействия, образуя специфическое связанное состояние (рис.3,а). При этом в процессе распространения синфазные пучки периодически сходятся, пересекаются и расходятся на определенное

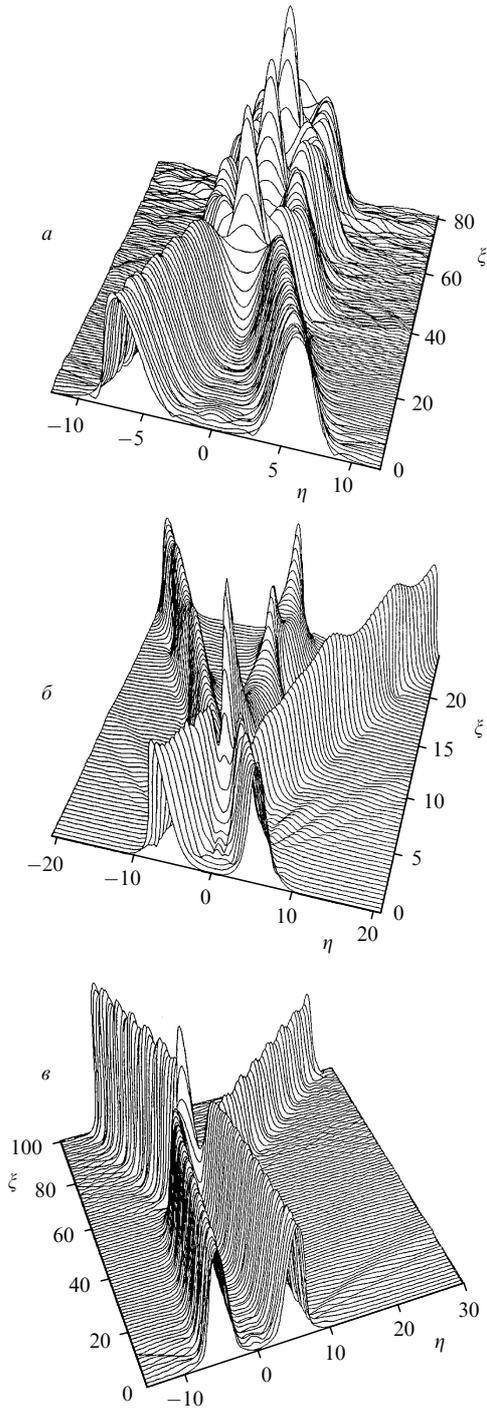


Рис.3. Динамика столкновения солитоноподобных пучков, принадлежащих к верхней солитонной ветви, в среде с $S = 2.5$ при угле пересечения $\alpha = 0.1$ (а), 1.0 (б) и 0.04 (в) и относительной разности фаз $\varphi = 0$ (а, б) и $\pi/4$ (в).

расстояние. Максимальное расстояние, на которое пучки расходятся после пересечения, уменьшается с уменьшением угла пересечения α и первоначального расстояния между пучками η_0 , и в пределе при $\alpha \rightarrow 0$ и $\eta_0 \rightarrow 0$ можно достичь полного слияния солитонов.

Противофазные солитоны не могут образовать связанного состояния, поскольку этому препятствует их взаимное отталкивание. С увеличением угла пересечения становится возможным рождение новых пучков в результате взаимодействия (вернее сказать, доля энергии,

передаваемая из взаимодействующих пучков в порождаемые, значительно возрастает с ростом угла α). На рис.3,б например, изображено рождение третьего пучка при пересечении двух синфазных солитоноподобных пучков под углом $\alpha = 1.0$. Благодаря передаче энергии из двух порождающих пучков в порождаемый пучок первые теряют в результате столкновения свои солитонные свойства, но не расплываются, а распространяются, испытывая квазипериодические осцилляции. С увеличением энергии сталкивающихся солитонов, т.е. в среде с большим S , число солитонов, рождающихся при тех же углах столкновения, возрастает.

Столкновение противофазных пучков также может приводить к рождению новых пучков, однако это возможно для значительно больших, чем в синфазном случае, углов пересечения. Для промежуточной между нулем и π относительной разности фаз φ пересекающихся пучков особенно заметной становится неупругая передача энергии, приводящая к асимметрии амплитуд провзаимодействовавших пучков. Наиболее сильно асимметрия продуктов столкновения проявляется для малых углов α . На рис.3,в изображено пересечение двух пучков, принадлежащих к верхней солитонной ветви, для $\alpha = 0.04$ и $\varphi = \pi/4$. Хорошо заметно различие как амплитуд возникших пучков, так и углов их распространения. Все описанные выше особенности взаимодействия солитоноподобных пучков в плазменной среде с насыщением имеют место и для пучков нижней солитонной ветви.

3. Модуляционная неустойчивость плоской волны

В этом разделе мы на основе укороченного волнового уравнения (3) рассмотрим модуляционную неустойчивость плоской волны в полностью ионизированной двумерной холодной плазме. Стационарное решение уравнения (3), соответствующее протяженной волне с постоянной амплитудой, имеет следующий вид:

$$a_s = e\rho_0 \exp \left\{ iS\xi \left[1 - \frac{1}{(1 + \rho_0^2)^{1/2}} \right] \right\}. \quad (12)$$

Модель плоской волны может быть использована, например, для описания эволюции малых возмущений профиля мощного лазерного пучка в случае, когда радиус пучка значительно превышает характерный масштаб возмущений. С целью исследования модуляционной неустойчивости плоской волны введем малое возмущение в исходное распределение поля:

$$a_s = e[\rho_0 + \delta\rho(\eta, \xi)] \exp \left\{ iS\xi \left[1 - \frac{1}{(1 + \rho_0^2)^{1/2}} \right] \right\}, \quad (13)$$

где $\delta\rho(\eta, \xi) \ll \rho_0$ – медленно меняющаяся огибающая модуляции плоской волны. Используя стандартную линеаризационную технику и предполагая, что амплитуда первоначально гармонического возмущения изменяется в процессе распространения согласно закону $\delta\rho(\eta, \xi) \sim \exp(i g \xi - i \Omega \eta)$, где g и Ω – безразмерные волновое число и частота пространственной модуляции, из уравнения (3) можно получить, что для частот Ω , лежащих в интервале от 0 до $(2S)^{1/2} \rho_0 / (1 + \rho_0^2)^{3/4}$, амплитуда малого возмущения в процессе распространения будет экспоненциально возрастать с инкрементом

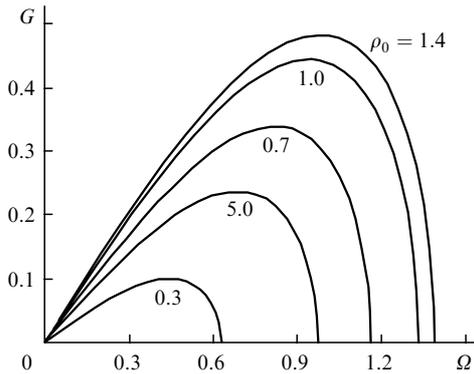


Рис.4. Зависимости инкремента G от безразмерной частоты пространственной модуляции Ω для различных амплитуд плоской волны ρ_0 при $S = 2.5$.

$$G = \text{Im}g = \frac{1}{2} \text{Im} \left\{ \Omega^2 \left[\Omega^2 - \frac{2S\rho_0^2}{(1 + \rho_0^2)^{3/2}} \right] \right\}^{1/2}. \quad (14)$$

Зависимости инкремента G от безразмерной частоты пространственной модуляции Ω для различных амплитуд плоской волны ρ_0 приведены на рис.4. Максимальный инкремент достигается при частоте $\Omega_{\text{max}} = S^{1/2} \rho_0 \times (1 + \rho_0^2)^{-3/4}$. Благодаря насыщению нелинейного отклика область модуляционной неустойчивости сужается при превышении амплитудой плоской волны определенного значения. Так, для фиксированного S максимальная ширина области модуляционной неустойчивости достигается при $\rho_0 = 2^{1/2}$ и составляет $2S^{1/2}/3^{3/4}$. Если частота модуляции лежит вне области модуляционной неустойчивости, то экспоненциального нарастания возмущения не происходит, а возникают гармонические осцилляции амплитуды возмущения с периодом $2\pi/g$.

Техника линеаризации точно предсказывает границы области модуляционной неустойчивости, однако не позволяет рассматривать режим развитой неустойчивости. Наиболее распространенная техника исследования этого режима, основанная на приближении конечного (до 5) числа гармоник в спектре излучения, справедлива для среды с насыщением только в малой области частот модуляции Ω , прилегающей к верхней границе области модуляционной неустойчивости. Мы проанализируем режим развитой неустойчивости на основе численного моделирования, используя, тем не менее, для определения длины развития неустойчивости спектральный критерий.

На рис.5 показана динамика развития малого ($\delta\rho = 0.05$) гармонического возмущения плоской волны с амплитудой $\rho_0 = 0.3$ при соответствующих максимальному инкременту частотах модуляции $\Omega_1 = \Omega_{\text{max}} = 0.45$ и $\Omega_2 = (2/3)\Omega_{\text{max}} = 0.3$. После первоначального экспоненциального роста амплитуды возмущения (вообще говоря, точный закон нарастания описывается гиперболическим косинусом), приводящего к филаментации плоской волны на ряд локализованных пучков (нитей), начинается обратная перекачка энергии в плоскую волну (нулевую гармонику).

В зависимости от частоты возмущения Ω подобная перекачка энергии может привести даже к восстановлению исходного профиля возмущенной плоской волны (рис.5,а). Динамика развития модуляционной неустойчивости заметно усложняется для более низких частот Ω (рис.5,б). Это связано с тем, что пространственный период модуляции фактически пропорционален энергии,

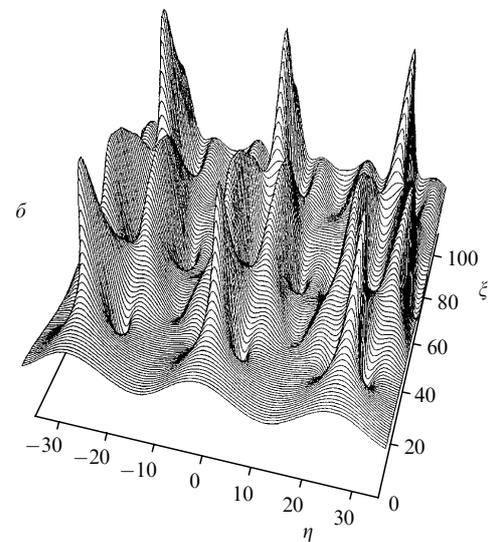
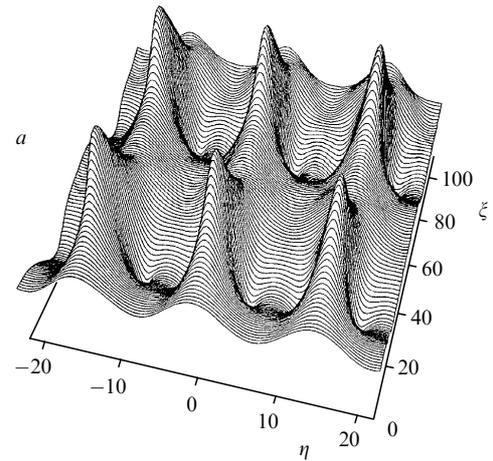


Рис.5. Динамика развития малого ($\delta\rho = 0.05$) гармонического возмущения плоской волны с амплитудой $\rho_0 = 0.3$ при частотах модуляции $\Omega_1 = 0.45$ (а) и $\Omega_2 = 0.3$ (б) и $S = 2.5$.

участвующей в образовании нити или группы нитей, и растет при уменьшении Ω как $2\pi/\Omega$. В результате с уменьшением частоты Ω заметно возрастает число нитей, на которые распадается плоская волна (рис.5,б).

Достаточно сложная во временном представлении динамика развития неустойчивости допускает простое толкование в спектральном представлении. На спектральном языке филаментация означает перекачку энергии из нулевой гармоники (плоская волна) в две гармоники на частотах $\pm\Omega$ (описывающих гармоническую модуляцию) и генерацию новых гармоник на кратных частотах. В связи с этим удобно определить длину развития модуляционной неустойчивости в развитом режиме как длину L , соответствующую максимальной перекачке энергии из нулевой гармоники (плоской волны) в гармоники на кратных Ω частотах. С уменьшением частоты Ω число возбуждаемых в процессе распространения гармоник и доля передаваемой из нулевой гармоники энергии значительно возрастают. Так, ситуация, изображенная на рис.5,а, соответствует возбуждению четырех боковых гармоник на частотах $\pm\Omega$, $\pm2\Omega$ и 45 %-ной передаче энергии из нулевой гармоники, а ситуация на рис.5,б – возбуждению уже восьми гармоник и 80 %-ной передаче энергии.

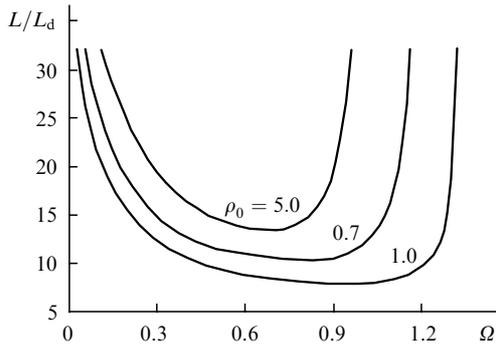


Рис.6. Зависимости длины развития модуляционной неустойчивости L от безразмерной частоты модуляции Ω для нескольких амплитуд плоской волны при $S = 2.5$.

На рис.6 приведены зависимости длины развития модуляционной неустойчивости L от безразмерной частоты модуляции Ω для нескольких амплитуд плоской волны. Отметим, что полученная на основе численного интегрирования частота, соответствующая наискорейшему развитию неустойчивости, совпадает с частотой $\Omega_{\max} = S^{1/2} \rho_0 / (1 + \rho_0^2)^{3/4}$, предсказанной при использовании техники линеаризации. Интересно, что чем ближе амплитуда плоской волны к амплитуде $\rho_0 = 2^{1/2}$, соответствующей максимальной ширине области неустойчивости, тем шире становится область частот модуляции, в которой длина развития неустойчивости практически постоянна, что значительно отличается от функциональной зависимости (14). При приближении частоты модуляции к границе области неустойчивости длина развития неустойчивости L стремится к бесконечности.

Кроме частоты модуляции длина развития неустойчивости существенно зависит от соотношения между амплитудами плоской волны и возмущения (затравки). Зависимость L от отношения амплитуд затравки и плоской волны $\delta\rho/\rho_0$ для частоты Ω_{\max} , соответствующей наискорейшему развитию неустойчивости, приведена на рис.7. Отчетливо видно, что, как и в предыдущем случае, L слабо зависит от отношения $\delta\rho/\rho_0$, когда амплитуда плоской волны приближается к $\rho_0 = 2^{1/2}$, соответствующему максимальной ширине области неустойчивости.

1. Borghesi M., MacKinnon A., Barringer L., Gaillard R., Gizzi L., Meyer C., Willi O., Pukhov A., Meyer-ter-Vehn J. *Phys.Rev.Letts*, **78**, 879 (1997).
2. Krushelnick K., Ting A., Moore C., Burris H., Erasey E., Sprangle P., Baine M. *Phys.Rev.Letts*, **78**, 4047 (1997).
3. Fuchs J., Malka G., Adam J., Amiranoff F., Baton S., Blanchot N., Heron A., Laval G. et al. *Phys.Rev.Letts*, **80**, 1658 (1998).
4. Hamster H., Sullivan A., Gordon S., White W., Falcone R. *Phys. Rev.Letts*, **71**, 2725 (1993).
5. Sprangle P., Erasey E., Ting A., Joyce G. *Appl.Phys.Letts*, **53**, 2146 (1988).

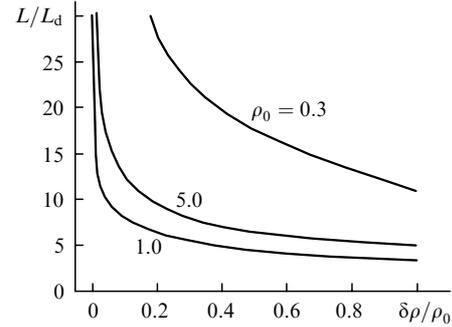


Рис.7. Зависимости длины развития модуляционной неустойчивости L от отношения амплитуд затравки и плоской волны $\delta\rho/\rho_0$ для частоты Ω_{\max} , соответствующей наибольшему инкременту неустойчивости G , при $S = 2.5$.

6. Tsytovich V., DeAngelis U., Bingham R. *Comments Plasma Phys. Controlled Fusion*, **12**, 249 (1989).
7. Shkolnikov P., Kaplan A., Pukhov A., Meyer-ter-Vehn J. *Appl.Phys. Letts*, **71**, 3471 (1997).
8. Wagner R., Chen S., Maksimchuk A., Umstadter D. *Phys.Rev.Letts*, **78**, 3125 (1997).
9. Moore C., Ting A., Krushelnick K., Erasey E., Hubbard R., Hafizi B., Burris H., Manka C., Sprangle P. *Phys.Rev.Letts*, **79**, 3909 (1997).
10. Malka G., Miquel J. *Phys.Rev.Letts*, **77**, 75 (1996).
11. Erasey E., Hubbard R., Leemans W., Ting A., Sprangle P. *Phys.Rev. Letts*, **79**, 2682 (1997).
12. Pukhov A., Meyer-ter-Vehn J. *Phys.Rev.Letts*, **76**, 3975 (1996).
13. Malka G., Fuchs J., Amiranoff F., Baton S., Gaillard R., Miquel J., Pepin H., Rosseaux C., Bonnaud G., Busquet M., Lours L. *Phys. Rev.Letts*, **79**, 2053 (1997).
14. Antonsen T., Mora P. *Phys.Rev.Letts*, **69**, 2204 (1992).
15. Sprangle P., Erasey E., Krall J., Joyce G. *Phys.Rev.Letts*, **69**, 2200 (1992).
16. Sprangle P., Erasey E., Ting A. *Phys.Rev.A*, **41**, 4463 (1990).
17. Sprangle P., Erasey E., Hafizi B. *Phys.Rev.Letts*, **79**, 1046 (1997).
18. Noble R. *Phys.Rev.A*, **32**, 460 (1985).
19. Gatz S., Hermann J. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **8**, 2296 (1991).
20. Gatz S., Hermann J. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **14**, 1795 (1997).
21. Вахитов Н.Г., Колоколов А.А. *Изв.вузов.Сер.Радиофизика*, **16**, 1020 (1973).
22. Mitchell D., Snyder A. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **10**, 1572 (1993).
23. Tran H. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **11**, 789 (1994).

V.A.Aleshkevich, V.A.Vysloukh, Ya.V.Kartashov. Self-action of high-power laser radiation during the propagation through a fully ionised cold plasma and development of the modulation instability.

The propagation of soliton-like light beams through a fully ionised two-dimensional cold plasma is considered employing analytical and numerical methods commonly used in nonlinear optics. Exact soliton profiles for the lower and upper soliton branches were found numerically in the presence of optical bistability. It was demonstrated for a plasma medium of this kind that the interaction of incoherent soliton-like laser beams may result both in destruction of one of the beams and in production of new ones. An investigation was made of the developed mode of the modulation instability of a plane wave propagating through a cold laser-produced plasma.