

Генерация филаментационной структуры магнитного поля в лазер-плазменном взаимодействии

Н. В. Ёлкина, В. Д. Левченко

Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН, Москва, Россия

Методами кинетического моделирования с помощью релятивистского параллельного кода SUR/MP проведено моделирование взаимодействия мощного лазерного импульса со сверхкритической плазменной мишенью. Исследована генерация филаментационной структуры магнитного поля внутри мишени и рассмотрены особенности этого процесса генерации филаментов в зависимости от плотности мишени. Отмечены явления гофрировки поверхности мишени и образования каналов ионной плотности на поздних стадиях взаимодействия как следствие развития филаментационной неустойчивости.

Прогресс в развитии лазерной техники, связанный с открытием новой технологии усиления лазерных импульсов — Chirped Pulse Amplification (CPA) [1], сделал возможным получать субпикосекундные и фемтосекундные лазерные импульсы петаваттной мощности с интенсивностью $I = 10^{18} - 10^{21}$ Вт·см⁻². При взаимодействии таких импульсов со сверхкритическими и твердотельными мишенями генерируется пучок быстрых электронов с энергиями порядка 10 МэВ, которому соответствует ток 100 МА.

Такие пучки, попадая в плазму, подвергаются различным неустойчивостям, самой заметной из которых является филаментационная неустойчивость. Интерес к этому явлению объясняется его ролью в концепции быстрого поджига для лазерного термоядерного синтеза [2].

Пристальный интерес к лазерному термоядерному синтезу в рамках концепции быстрого поджига связан с тем, что в случае классического подхода, основанного на сжатии мишени абляционным испарением внешних слоев, гидродинамические неустойчивости [3] нарушают симметрию мишени задолго до того, как температура ядра последней достигнет термоядерного значения. В классической схеме лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) необходимо использовать лазеры с интенсивностью $I = 10^{14}$ Вт·см⁻², чтобы не допустить возможности образования ударных волн, также препятствующих достаточному разогреву ядра мишени. Основные механизмы поглощения энергии лазерного излучения такой интенсивности имеют столкновительную природу, в то время как при интенсивностях $I > 10^{17}$ Вт·см⁻² основную роль играют коллективные процессы [4].

Концепция быстрого поджига (Fast Ignition) состоит в следующем: в предварительно сжатую мишень дейтерий-тритиевую (DT) запускается петаваттный лазерный импульс, энергия которого конвертируется в кинетическую энергию бы-

стрых плазменных частиц (в основном электронов) посредством коллективных механизмов поглощения. Эти электроны должны переносить энергию в ядро и осуществлять термоядерный поджиг. Для осуществления термоядерного синтеза необходимо приложить энергию порядка 10 кДж за время 10 пс, что дает мощность $P = 10^{15}$ кДж. Эта петаваттная мощность, переносимая релятивистскими электронами, приводит к образованию гигаамперных токов [4].

В данной работе приведены результаты расчетов взаимодействия мощного лазерного импульса с сильно сверхкритической мишенью, иллюстрирующие развитие филаментационной неустойчивости. Филаментационная неустойчивость, впервые описанная в работе [5], изучалась многими авторами теоретически [6], с помощью различных методик численного моделирования [7], а также экспериментально [8].

Прежде чем вплотную заняться описанием особенностей филаментационной неустойчивости, рассмотрим явление распространения пучка заряженных частиц в вакууме. Как известно, на величину тока, переносимого пучком заряженных частиц, существует естественное ограничение, называемое альфеновским пределом I_A [9]. Ее значение составляет $I_A = \beta \gamma m c^3 / e$, где $\beta = u_b / c$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ — релятивистские факторы; а u_b — скорость частиц, составляющих пучок [9].

Для электронов значение альфеновского тока составляет $I_A = 340$ кА, что в десятки раз меньше, чем необходимо для достаточного разогрева мишени. Когда ток в пучке равен значению I_A , то энергия магнитного поля, окружающего пучок, равна кинетической энергии, переносимой этим пучком. Однако при распространении пучка сквозь плазму это ограничение снимается, так как в плазме возникают компенсирующие токи плазменных частиц, и магнитное поле этих токов компенсирует магнитное поле пучка, тем

самым уменьшая энергию, запасенную в магнитном поле пучка.

Следует отметить, что плазменный ток практически полностью компенсирует ток ускоренных электронов только на начальных стадиях взаимодействия, пока прямой ток не достиг своего максимального значения. В случае неполной компенсации тока ускоренных электронов необходимо, чтобы суммарный ток (ток пучка и компенсирующий ток плазменных электронов) был меньше альфеновского предела, что часто можно считать выполненным [10]. Однако система электронный пучок—компенсирующий плазменный ток подвержена филаментационной неустойчивости, называемой также неустойчивостью Вейбеля [5], которая приводит к расщеплению пучка на узкие токовые филаменты. Филаменты начинают взаимодействовать, сонаправленные филаменты притягиваются и могут сливаться, а противоположно направленные — отталкиваются. Филаменты могут фокусироваться. Магнитное поле, сопутствующее пучку, также приобретает филаментационный вид, и его энергия может достигать больших значений, сравнимых кинетической энергией филаментов. Все эти процессы являются нежелательными для лазерного термоядерного синтеза, так как в случае развития филаментационной неустойчивости существенная часть энергии пучка ускоренных электронов трансформируется в энергию филаментационного магнитного поля и не доходит до ядра. Кроме этого процесса, кинетическая энергия продольного пучка вследствие взаимодействия филаментов переходит в поперечные компоненты движения, т. е. разогреваются слои мишени, далекие от ядра. Совокупность этих процессов приводит к недостаточному разогреву мишени [11].

Кинетическое моделирование методом макрочастиц (particles-in-cell), применяемое в данной работе, стало общепринятой практикой для исследования бесстолкновительной плазмы [12, 13]. Результаты данной работы получены с помощью релятивистского параллельного кода SUR/MP [15, 16]. Применение нового метода локальной пространственно-временной декомпозиции [16] для организации асинхронных параллельных вычислений позволило существенно повысить производительность кода при расчетах на многопроцессорном суперкомпьютере, что дало возможность провести расчеты с актуальными параметрами мишени и лазерного импульса.

Основная цель работы — изучение филаментационной структуры магнитного поля, связанного с пучком электронов, ускоряемых лазерным импульсом с поверхности в глубь мишени.

Движение электронов в релятивистской волне

Ключевым моментом во взаимодействии мощного лазерного импульса с сильно сверхкритической плазмой являются процессы, протекающие в скиновом слое вблизи поверхности мишени. Это связано с тем, что падающая электромагнитная волна экспоненциально затухает на длине бесстолкновительного скин-слоя $l_s = c/\omega_0$ [3] (где c — скорость света; ω_0 — частота лазерного импульса). В то же время электроны плазмы излучают отраженную волну, энергия которой равна разности энергии падающей волны и энергии, поглощенной плазменными частицами, преимущественно электронами. Таким образом, вблизи поверхности электромагнитное излучение представляет собой суперпозицию падающей и отраженной волн, т. е. стоячую волну. В некоторых случаях для описания взаимодействия лазерного излучения с плазмой можно применить приближение сплошной среды, как это сделано в работе [17]. Полное исследование процессов поглощения и отражения лазерной волны требует решения самосогласованной системы уравнений Максвелла и кинетического уравнения Власова [18].

Таким образом, процессы поглощения лазерного излучения, по крайней мере, на начальных стадиях лазер-плазменного взаимодействия происходят в скин-слое. Рассмотрим движение заряженной плазменной частицы в релятивистской волне. В случае релятивистской волны ($u_{osc}/c > 1$, где u_{osc} — осцилляторная скорость электрона в электрическом поле волны) становится существенным пондеромоторный дрейф частицы. При этом частица колеблется в электрическом поле волны и в направлении волнового вектора, а также имеет ненулевую дрейфовую скорость. В случае плоской волны задача о движении заряженной частицы имеет аналитическое решение, которое рассмотрено в книге [19].

Здесь же показано, что в системе отсчета, где частицы в среднем покоятся, траектория движения частицы имеет вид восьмерки, причем частица колеблется с частотой ω_0 вдоль вектора электрического поля волны и участвует в колебательном движении вдоль волнового вектора волны \vec{k}_z с частотой $2\omega_0$. Механизм поглощения лазерной энергии, предложенный Брюнелем [20], основан на описанном выше поведении заряженной частицы в релятивистской волне. Этот механизм, называемый также вакуумным нагревом, состоит в том, что электроны вырываются с поверхности мишени электрическим полем волн, ускоряются в вакууме, а затем возвращаются в плазму мишени вследствие на-

личия пондеромоторного дрейфа. Особенно сильное поглощение энергии лазерного импульса наблюдается при использовании p -поляризованного лазерного импульса. В этом случае наблюдается также сильная зависимость поглощения от угла падения импульса. При s -поляризации лазерного импульса поглощение энергии импульса мало по сравнению с предыдущим случаем, однако использование s -поляризованного импульса позволяет в деталях изучить вопросы, связанные с филаментацией пучка ускоренных электронов и генерацией филаментационного магнитного поля. Это связано с существенно кинетической природой филаментационной неустойчивости, которая провоцируется анизотропией функции распределения плазменных частиц (в данном случае электронов) по импульсам. В случае s -поляризации лазерного импульса это условие полностью выполнено, так как частицы получают продольную компоненту движения (вдоль оси z) и колеблются поперек градиента плотности (вдоль оси x).

Подводя итог сказанному, имеем, что с поверхности мишени внутрь плазмы инжектируется электронный пучок, в котором энергия ускоренных частиц достигает максимума каждые полпериода лазерной волны. Это явление было отмечено в работе [21], где также использовался s -поляризованный импульс.

Генерация квазистатического магнитного поля

Оценим величину магнитного поля, генерируемого потоком быстрых электронов. Уравнения Максвелла в плазме с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 1 - (\omega_p/\omega_0)^2$:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \bar{j}_b = \text{rot} \bar{B}; \quad \frac{1}{c} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = -\text{rot} \bar{E}, \quad (1)$$

где \bar{j}_b — ток пучка.

В пределе низких частот $\omega = \omega_0 \ll \omega_p$ диэлектрическая проницаемость может быть настолько большой, что ток смещения (компенсирующий плазменный ток) полностью компенсирует ток пучка, и поэтому в (1) можно пренебречь членом с $\text{rot} \bar{B}$. Такое приближение имеет место, когда ток пучка еще довольно слаб, что наблюдается на начальных стадиях взаимодействия импульса с мишенью. В этом приближении мы можем вычислить собственное магнитное поле электронного пучка.

Таким образом, из (1) имеем

$$4\pi \bar{j}_b = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\omega_p}{\omega_0} \right)^2 \bar{E}; \quad 4\pi \frac{\partial}{\partial t} \bar{j}_b = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \bar{E} \right). \quad (2)$$

Для дальнейших выкладок заметим, что производная по времени в Фурье-представлении выглядит следующим образом: $\partial/\partial t = -i\omega$, это следует из соотношения

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{E}(\vec{r}, t) = -i\omega \int \bar{E}_{\vec{k}\omega} e^{-i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} d\vec{k} d\omega.$$

Тогда в последнем выражении (2) правая часть равна $-\omega_p \bar{E}_{\vec{k}}$, отсюда следует:

$$\bar{E}_c = -\frac{4\pi}{\omega_p^2} \left(\frac{\partial \bar{j}_b}{\partial t} \right)_\omega.$$

Подставляя это выражение во второе уравнение Максвелла (1), получаем для квазистатического поля электронного пучка следующее выражение:

$$\bar{B} = \frac{4\pi c}{\omega_p^2} \left(\frac{\partial \bar{j}_b}{\partial t} \right)_\omega.$$

В нашем случае пучок распространяется вдоль оси z , что дает две компоненты магнитного поля B_x и B_y :

$$B_x = \frac{4\pi c}{\omega_p^2} \frac{\partial \bar{j}_b}{\partial y}; \quad B_y = -\frac{4\pi c}{\omega_p^2} \frac{\partial \bar{j}_b}{\partial x}. \quad (3)$$

Отметим, что вышеприведенные выкладки дают выражения (3) для оценки величины магнитного поля нефиламентированного пучка. В процессе развития мелкомасштабной филаментационной структуры магнитного поля его величина в отдельных филаментах может достигать существенно больших значений.

При развитии взаимодействия ток электронного пучка усиливается и плазменный ток перестает полностью его компенсировать. Это приводит к появлению в плазме магнитного поля, связанного с неполностью скомпенсированным током электронного пучка. Это означает, что $\text{rot} \bar{B}$ в первом уравнении системы (1) становится значительным. Возрастающее магнитное поле сепарирует частицы, движущиеся в противоположных направлениях (электроны плазменного тока вытесняются из области прохождения пучка). Развивается филаментационная неустойчивость: первоначально нейтральный токовый слой разбивается на прямые (вдоль оси z) пучковые и обратные (противоположно направлению оси z) филаменты плазменного тока. Эти филаменты изолируются друг от друга самогенерированным магнитным полем, также имеющим филаментационную структуру.

Затронутые выше процессы иллюстрируются результатами численного эксперимента.

Результаты численного моделирования

Филаментация магнитного поля

В данном разделе приведены результаты двумерных расчетов для полиэтиленовой плазмы: $\text{CH} \rightarrow \text{C}^{6+} + 6\text{H}^+ + 12\text{e}^-$. Это вещество часто используется в экспериментах в качестве материала мишени. Для расчетов использовались следующие наборы параметров плазмы: вариант 1: $n_{\text{e}^-} = 4$, $n_{\text{H}^+} = 1$, $n_{\text{C}^{6+}} = 0,5$; вариант 2: $n_{\text{e}^-} = 8$, $n_{\text{H}^+} = 2$, $n_{\text{C}^{6+}} = 1$, плотность вещества нормирована на критическую плотность.

Плазма, соответствующая набору параметров по варианту 1, является в некотором смысле выделенным случаем, здесь возможен резонанс на удвоенной лазерной частоте, так как плазменная частота равна $\omega_p = 2\omega_0$. Напомним, что удвоенной лазерной частотой промодулирован пучок ускоренных электронов, инжектируемых в плазму мишени из скин-слоя. Поэтому для сравнения результатов и выделения явлений, характерных для широкого диапазона плазменных плотностей, используются результаты численного эксперимента с набором параметров по варианту 2. В обоих вариантах используется лазерный импульс со следующими параметрами: $a = eE/t\omega_0 c = 3$ — безразмерная амплитуда, которой соответствует интенсивность $I = 1,1 \cdot 10^{19}$ Вт·см⁻²; размеры импульса: $S_x = S_y = 12,5 c/\omega_0$ — поперечная полуширина, $S_z = 200 c/\omega_0$ — продольная полуширина. Здесь и далее длина измеряется в единицах $l_s = c/\omega_0$, длительность импульса $T_p = 200/\omega_0$.

Как уже отмечалось, для более яркого представления особенностей развития филаментационной неустойчивости применялся s-поляризованный лазерный импульс, распространяющийся в направлении z и имеющий компоненты $\vec{E} = (E_x, 0, 0)$ и $\vec{B} = (0, B_y, 0)$. В такой постановке электроны получают продольную компоненту движения и колеблются вдоль оси x поперек градиента плотности плазмы. Двумерная мишень лежит в плоскости yz. Интенсивность лазерного импульса с длиной волны $\lambda = 1,06$ микрон (неодимовое стекло) $I = 1,1 \cdot 10^{19}$ Вт·см⁻².

Начальная стадия генерации магнитного поля B_x представлена на рис. 1, а. Из этого рисунка следует, что на этой стадии магнитное поле соответствует сплошному нефиламентированному потоку ускоренных электронов, который уже не может быть полностью скомпенсирован обратным плазменным током. Поток лазерной энергии, падающей на поверхность мишени, еще не достиг значения, необходимого для генерации пучка электронов током, превышающим альфевский предел.

При дальнейшем развитии процесса энергия ускоренных с поверхности электронов возрастает, что влечет за собой развитие филаментационной неустойчивости. На рис. 1, б видно, что к моменту времени $t\omega_0 = 70$ филаментационная структура магнитного поля уже достаточно развита.

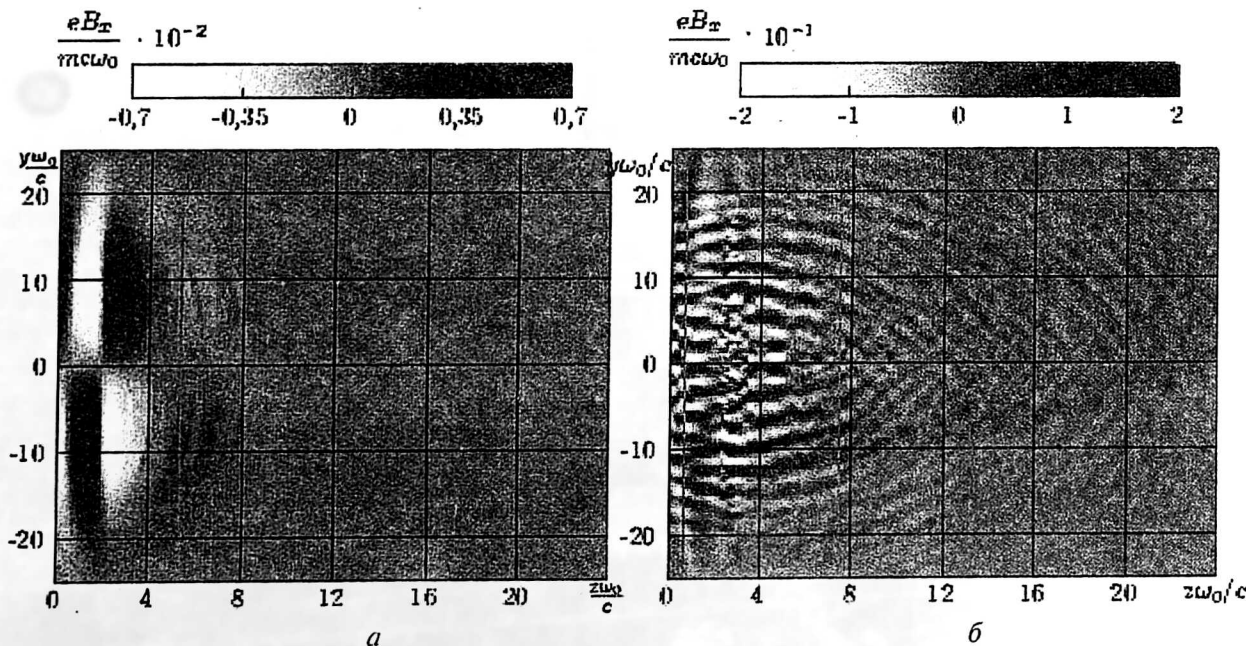


Рис. 1. Пространственное распределение магнитного поля B_x в плоскости падения лазерной волны на различных стадиях взаимодействия лазерного импульса плотной плазмой (вариант 1):

а — момент времени $t\omega_0 = 60$ (филаментация еще не развилась); б — момент времени $t\omega_0 = 70$ (филаментация уже развилась)

Дальнейший процесс эволюции филаментационной неустойчивости можно наблюдать на рис. 2, а, где представлено распределение квазистатического магнитного поля B_x в момент времени $t\omega_0 = 80$ (вариант 1). На этом рисунке видна регулярная филаментационная структура магнитного поля. На рис. 2, б представлено распределение магнитного поля B_x для плазмы с начальной плотностью $N = 8n_{cr}$ (вариант 2) для момента времени $t\omega_0 = 80$. Из сравнения распределений магнитного поля на рис. 2, а и рис. 2, б видно, что динамика процесса филаментации сильно зависит от плотности плазмы. При увеличении последней регулярная структура филаментов образуется позже, чем в случае меньшей

плотности. На рис. 2, б видно также выделение более интенсивного центрального филамента, в то время как в случае меньшей плотности (см. рис. 2, а) филаменты имеют близкую интенсивность.

На рис. 3 приведены более поздние стадии взаимодействия для варианта 2. Несмотря на то, что изображение на рис. 3, б соответствует времени, когда импульс закончился, филаментационная структура магнитного поля имеет место, что позволяет сделать вывод о существовании механизма, не связанного с потоками ускоренных импульсом электронов, который поддерживает филаментационную структуру магнитного поля на поздних, по сравнению с длительностью импульса, стадиях.

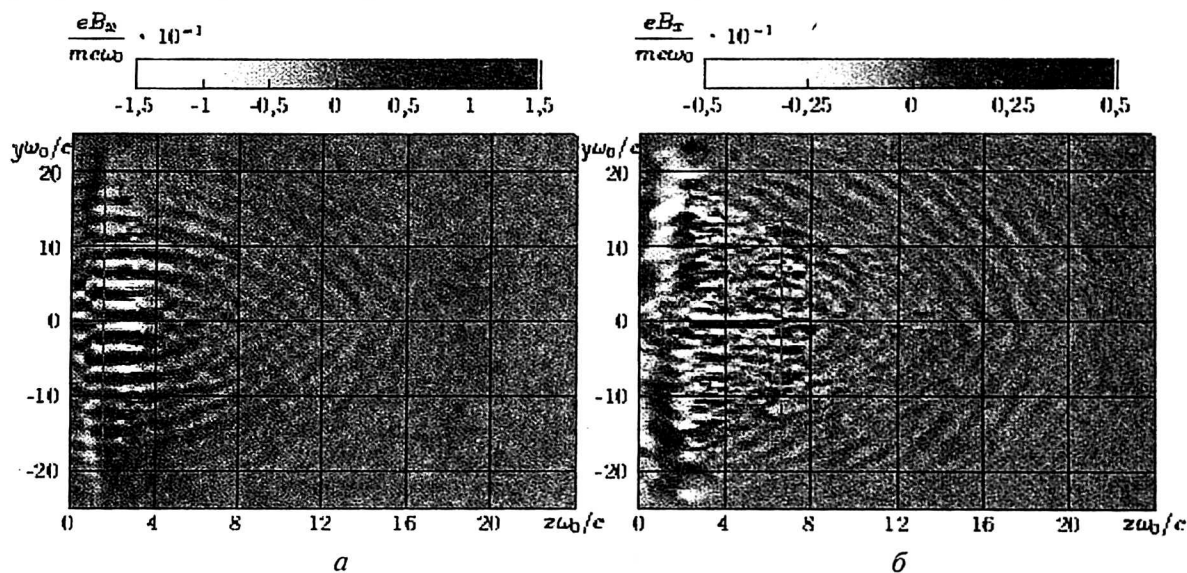


Рис. 2. Пространственное распределение магнитного поля B_x в плоскости падения лазерной волны в момент времени $t\omega_0 = 100$ для различных плотностей плазмы: а — плотность $N_e = 4n_{cr}$ (вариант 1); б — плотность $N_e = 8n_{cr}$ (вариант 2)

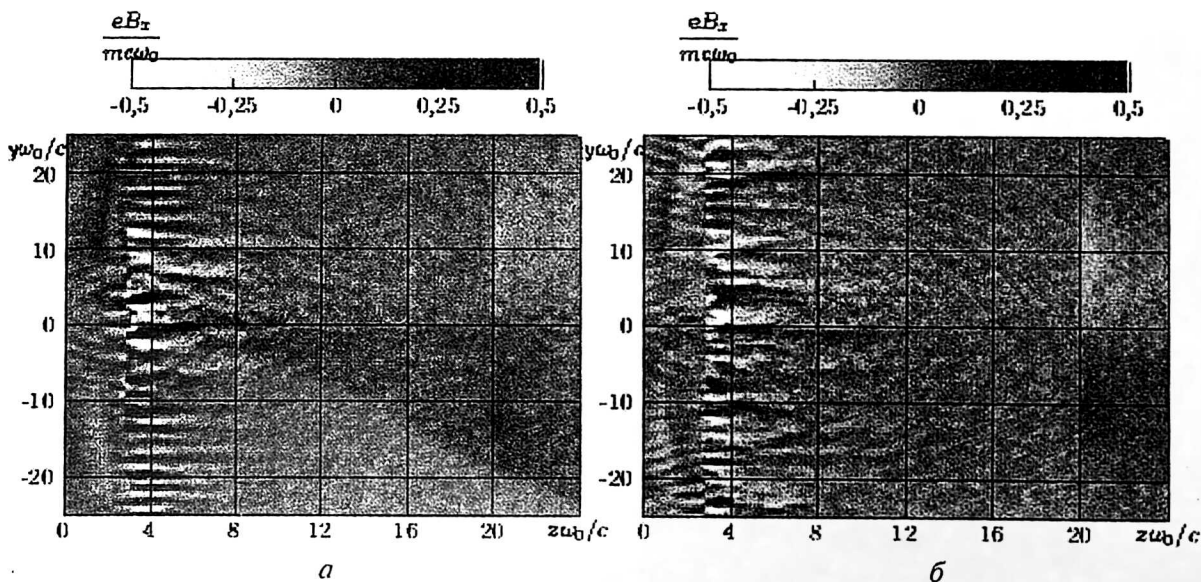


Рис. 3. Пространственное распределение магнитного поля в плоскости падения волны в различные моменты времени (вариант 2): а — момент времени $t\omega_0 = 180$; б — момент времени $t\omega_0 = 120$

Как показали результаты численного эксперимента, характерный размер пучковых филаментов порядка $l_s = c/\omega_0$, значительно меньше размера, приведенного в работе [22], где размер филаментов оценивался длиной порядка длины волны лазерного излучения λ .

Следует отметить, что существует еще один подход к описанию динамики филаментов, основанный на решении уравнения Хасегавы-Мимы [23]

$$\omega_p = \frac{\partial}{\partial t} \left(B_x - \frac{1}{k_p^2} \Delta B_x \right) + \frac{1}{k_p^2} \frac{1}{mc^3} \nabla B_x \times \nabla \Delta B_x = 0. \quad (4)$$

Это уравнение применимо для описания поведения филаментов, когда допустимо использовать приближение электронной магнитной гидродинамики (ЕМНД) [8]. Приближение ЕМНД применимо, если ионы можно считать неподвижными и образующими нейтрализующий положительный фон, а электроны — идеальной отрицательно заряженной жидкостью.

Однако даже в этом случае уравнение (4) применимо только для описания периферийных областей филаментов [4], в то время как для описания процессов, имеющих место в центральной части филаментов, необходимо использовать кинетический подход.

Отметим еще одно явление, наблюдаемое на поздних стадиях взаимодействия вследствие развития филаментационной неустойчивости. Речь идет о развитии гофрировки поверхности мишени, заметное гофрирование начинается, когда обратный плазменный ток подвергается филаментации, и соответствующие ему филаменты вырываются из поверхности мишени. В том, что потоки, возмущающие поверхность мишени, идут от нее, можно убедиться, рассмотрев рис. 4, на котором приведены распределения магнитного поля B_x (а) и электронной плотности (б) в момент времени $t\omega_0 = 140$, когда филаментационная неустойчивость и гофрировка поверхности уже хорошо развились. Видно, что выступам на поверхности мишени соответствует магнитное поле, противоположное полю пучковых филаментов. На этом же рисунке виден прогиб первоначально прямой границы мишени. Этот прогиб образуется под действием силы светового давления со стороны лазерного импульса. В случае p -поляризации образование прогиба поверхности мишени привело бы к увеличению поглощения лазерной энергии. Следует отметить принципиальную важность формы поверхности плазменной мишени для задачи генерации гармоник лазерной волны в лазер-плазменном взаимодействии [24].

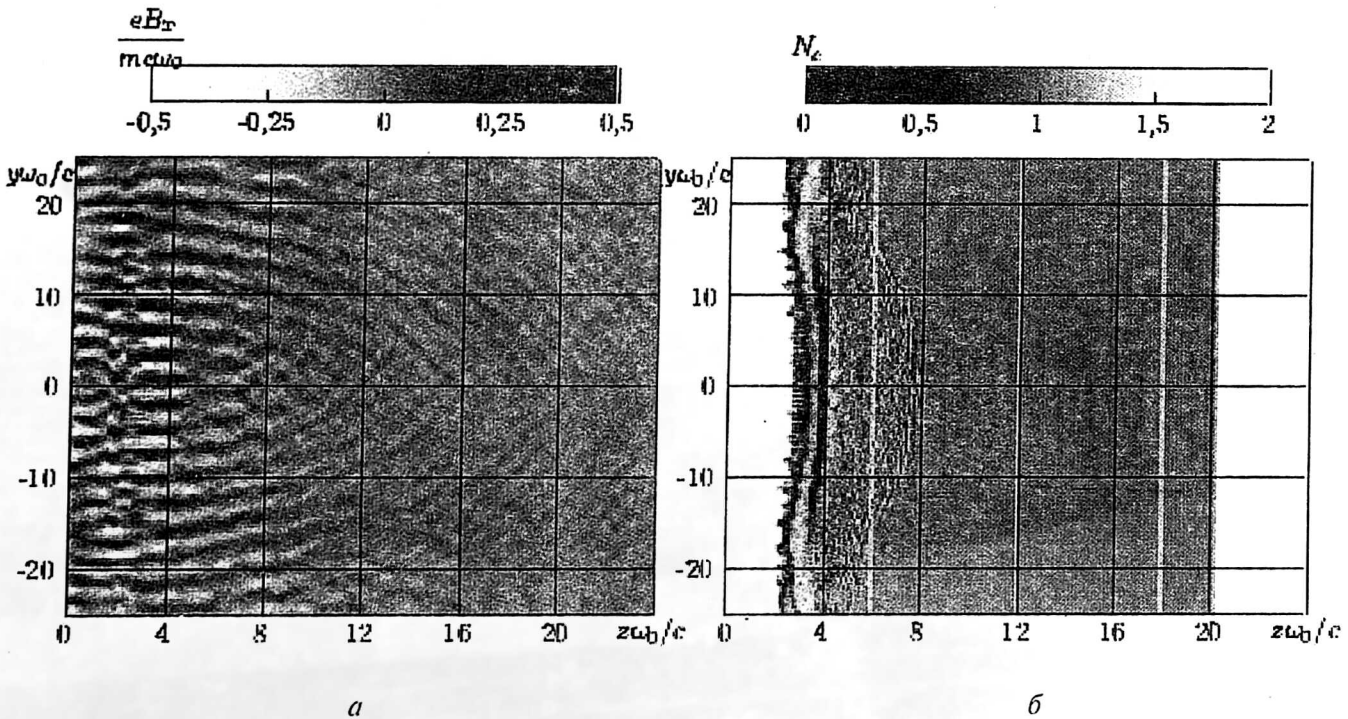


Рис. 4. Пространственные распределения магнитного поля (а) B_x в плоскости падения лазерной волны и электронной плотности (б) N_e в момент времени $t\omega_0 = 140$ (вариант 1).

Развитие гофрировки поверхности мишени представлено как следствие филаментационной неустойчивости

Образование каналов в плазме

На поздних стадиях, превышающих длительность импульса, на месте пучковых филаментов образуются области пониженной ионной плотности. Подобное явление существует в докритической плазме [25, 26]. В сверхкритической плазме образование каналов связано с тем, что при прохождении филаментов электронного пучка филаментационное магнитное поле, соответствующее пучку, выталкивает из области, занимаемой электронным пучком, движущиеся в обратном направлении электроны плазменного тока. Особенно интенсивно вытеснение этих электронов идет из окрестностей пучковых филаментов, это приводит к образованию избыточного положительного заряда из области, где проходит электронный пучок с максимумами в окрестностях пучковых филаментов. Под действием электростатических сил ионы вытесняются из области нескомпенсированного положитель-

ного заряда, из окрестностей пучковых филаментов вытеснение происходит быстрее. Таким образом, на месте пучковых филаментов образуются каналы ионной плотности.

На рис. 5 показано распределение ионной (а) и электронной (б) плотностей в момент времени $t\omega_0 = 540$ для плазмы с параметрами $N_{e-} = 32n_{cr}$, $N_{H+} = 8n_{cr}$, $N_{C6+} = 4n_{cr}$ (вариант 3). Параметры лазерного импульса здесь такие же, как и во всех предыдущих случаях. В представленном на рис. 5 случае поверхность плазменной мишени параметрически деформирована по закону

$$z(y) = \delta \exp\left(-\frac{(y - y_0)^2}{R^2}\right),$$

где $\delta = 8c/\omega_0$ — глубина деформации;

y_0 — центр деформации;

R — радиус деформации.

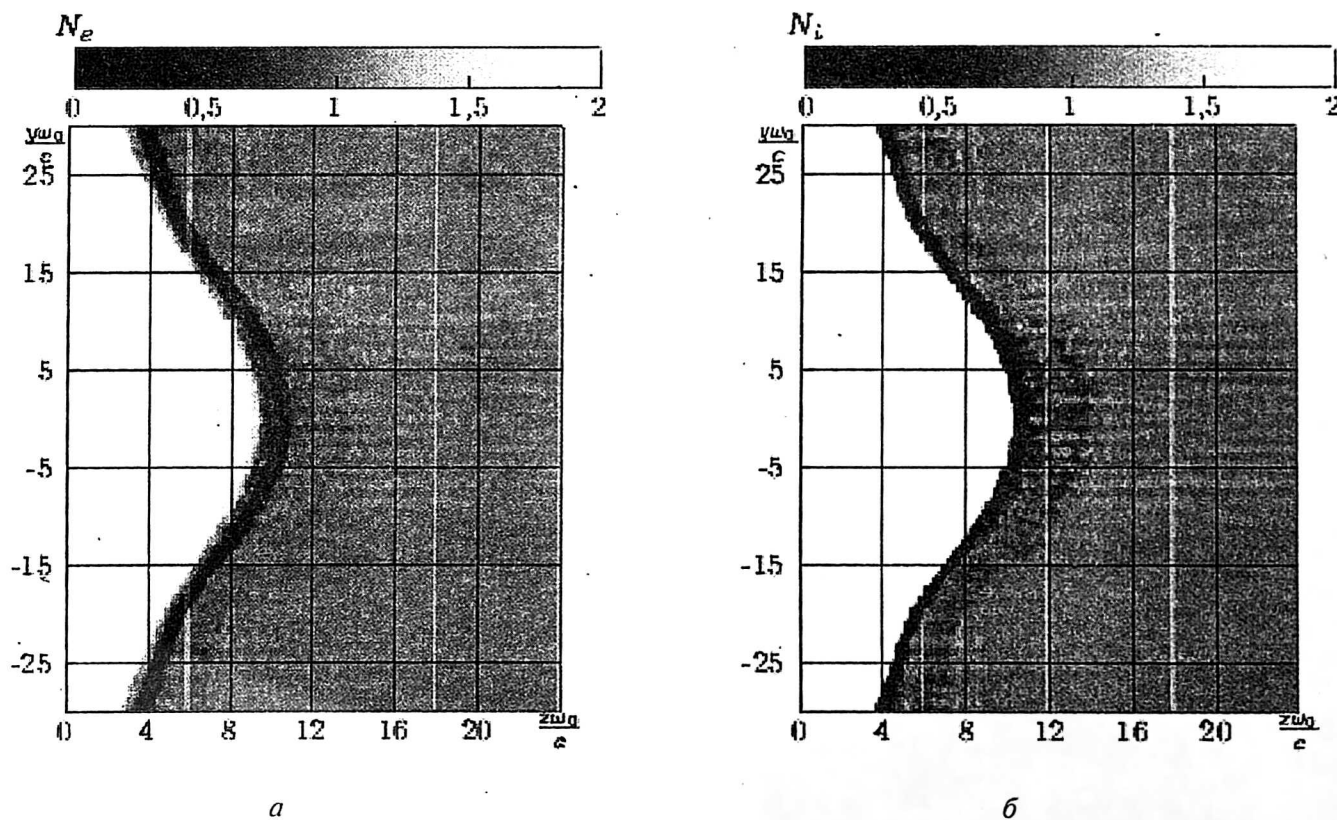


Рис. 5. Распределения:
ионной N_{H+} (а) и электронной N_{e-} (б) плотностей в момент времени $t\omega_0 = 560$ (вариант 3).
Видно образование плазменных каналов

Заключение

В данной работе с помощью кинетического моделирования методом макрочастиц рассмотрены особенности генерации магнитного поля при взаимодействии s -поляризованного мощного лазерного импульса со сверхкритической плазменной мишенью. Основная цель работы — изучение развития филаментационной структуры магнитного поля, связанного с филаментами пучка ускоренных с поверхности мишени внутрь плазмы электронами.

Показано, что динамика филаментации электронного пучка зависит от плотности мишени. Для подтверждения этого было проведено моделирование лазер-плазменного взаимодействия с различными начальными значениями электронной плотности ($N_1 = 4n_{cr}$, $N_1 = 8n_{cr}$). В случае большей плотности филаментация развивается быстрее, а в случае меньшей плотности — явление филаментации выражено более контрастно. Это связано с тем, что при большей плотности взаимодействие между филаментами идет более интенсивно, что приводит к нарушению регулярной структуры.

То же самое наблюдается и в случае меньшей плотности на более поздних стадиях. Взаимодействие между филаментами выражается в притяжении сонаправленных филаментов (это также может привести к фокусировке филаментированного пучка) и отталкиванию противоположно направленных филаментов. В результате этих процессов у плазменных частиц появляется поперечная компонента движения вдоль оси y , которая вследствие s -поляризации лазерного импульса первоначально отсутствовала.

Изучение филаментационной неустойчивости имеет большое значение для реализации лазерного термоядерного синтеза в концепции быстрого поджига. При развитии филаментационной неустойчивости пучок быстрых электронов теряет часть своей энергии, которая трансформируется в энергию филаментационного магнитного поля и переходит в поперечную компоненту движения плазменных частиц вследствие взаимодействия филаментов. Потеря части энергии приводит к недостаточному для осуществления поджига термоядерного топлива нагреву ядра мишени.

Рассмотрено явление образования ионных плазменных каналов, локализованных на месте, где проходили пучковые филаменты, имеющие место на поздних, по сравнению с длительностью импульса, стадиях. Для этого проведено моделирование лазер-плазменного взаимодействия для мишени с начальной электронной плотностью $N_3 = 32n_{cr}$. Результаты показали, что

каналы ионной плотности присутствуют в плазме в моменты времени, в несколько раз превышающие длительность лазерного импульса.

Работа частично поддержана грантом
РФФИ 02-01-01004.

Литература

1. Mourou G. A. // Phys. Today. 1998. Т. 51.
2. Tabak M. // Physics of Plasmas. 1994. Т. 1. № 1626.
3. Трубников Б. А. Теория плазмы. — М.: Наука, 1989.
4. Pukhov A. Strong field interaction of laser radiation // Reports in Progress in Physics. 2002. Т. 66.
5. Weibel E. // Phys. Rev. Lett. 1959. Т. 2.
6. Yoon P. H., Davidson R. C. // Phys. Rev. A. 1987. № 2718.
7. Sentoku V. // Phys. Plasma. 2002. Т. 7. № 689.
8. McKenna P. // Central Laser Facility Annual Report 2001/2002. 2002. T.RAL-TR-2002. 013. № 16.
9. Кингсепп А. С. Введение в нелинейную физику плазмы. — М.: МФТИ, 1996.
10. Рудаков Л. И. Генерация и самофокусировка сильно-точных релятивистских электронных пучков. — М.: Энергоатомиздат, 1990.
11. Meyer-ter-Vehn J. Fast ignition of ICF targets: an overview // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2001. Т. 43.
12. Birdsall Ch. K., Langdon A. B. Plasma Physics via Computer Simulation. — New York: MacGraw-Hill Book Company, 1995.
13. Сигов Ю. С. Вычислительный эксперимент — мост между прошлым и будущим физики плазмы. — М.: Физматлит, 2001.
14. Elkina N. V., Levchenko V. D. The parallel relativistic PIC code laser-plasma interaction modelling // Abstracts of ULIA Euroconferences-2. — Pisa, Italy: IFAM-CNR, September 29—October 3, 2000.
15. Ёлкина Н. В., Левченко В. Д. SUR/MP релятивистский 3D3V PIC код: Препринт 48/ИПМ им. М. В. Келдыша РАН. — М., 2000.
16. Ёлкина Н. В., Левченко В. Д. Метод локальной пространственно-временной декомпозиции в кинетическом моделировании задач физики плазмы: Труды Всерос. конф. по высокопроизвод. вычислениям и их приложениям. — Черноголовка, 2000.
17. Ландау Л., Лифшиц Е. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1989.
18. Силин В. Введение в кинетическую теорию газов. — М.: Наука, 1971.
19. Ландау Л., Лифшиц Е. Теория поля. — М.: Наука, 1989.
20. Brunel F. Not-so-resonant, resonant absorption // Phys. Rev. Lett. 1987. Т. 59. № 1.
21. Wilks S. C., Krueer W. L., Tabak M., Langdon A. B. Absorption of ultra intense laser pulses // Ibid. 1992. Т. 69. № 9.
22. Sentoku Ya, Mima K., Kojima S., Ruhl H. Magnetic instability by relativistic laser pulses in overdense plasma // Plasma Physics. 2000. Т. 689. № 7.
23. Hasegawa A., Mima K. // Phys. Rev. Lett. 1977. Т. 39. № 205.
24. Linde D., Rzaewski K. High-order optical harmonic generation from solid surface // Applied Physics B. 1996. Т. 63.
25. Pukhov A., Meyer-ter-Vehn J. Relativistic magnetic self-channeling of light in near-critical plasma: Three-dimensional PIC simulation // Phys. Rev. Lett. 1996. Т. 76.
26. Elkina N. V., Levchenko V. D. The parallel relativistic PIC code for laser—plasma interaction modelling // Abstracts of ULIA Euroconferences-2. — Pisa, Italy: IFAM-CNR, September 29 — October 3, 2000.

The magnetic field filament structure generation in laser-interaction

N. V. Elkina, V. D. Levchenko

Keldysh Institute of Applied Mathematics RAS, Moscow, Russia

The kinetic simulation of relativistic laser pulse with overdense plasma target interaction using relati-vistic parallel code SUR/MP has been made. The magnetic field filament structure generation inside target has been studied. The filaments generation features as function of plasma density was investigated. The phenomena of surface corrugation and ion density channel formation according to filament instability on the late stages was noted.