

# АЛГОРИТМЫ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕ\*

Г. И. Дудникова, Т. В. Лисейкина

*Институт вычислительных технологий СО РАН, Новосибирск, Россия*

e-mail: dudn@ict.nsc.ru, t.liseikina@sns.it

В. Ю. Бычков

*Физический институт РАН им. Лебедева, Москва, Россия*

Results of 2D numerical simulations of a laser — plasma interaction are presented using the particle-in-cell method. A realization of a parallel algorithm for IBM Lunix Cluster is presented and the efficiency of the parallelization is discussed. An evolution of long-lived soliton — like structures forming in critical and supercritical plasmas is studied.

## Введение

В настоящее время сверхкороткие лазерные импульсы большой интенсивности, получение которых обеспечили современные лазерные технологии, широко используются при исследовании специфических свойств нелинейной динамики бесстолкновительной плазмы [1, 2]. Поскольку распространение лазерного импульса в плазме сопровождается ускорением электронов и ионов, то на основе данных процессов возможно создание малогабаритных источников заряженных частиц с широким спектром применения в ядерной физике, химии, биологии и медицине [3, 4]. Кроме того, исследование закономерностей взаимодействия лазерного излучения с плазмой до- и сверхкритической плотности приобретает фундаментальное значение для лазерной физики и физики плазмы, поскольку охватывает широкий круг явлений с разнообразными пространственно-временными масштабами: генерацию квазистационарных магнитных полей и ударных волн, кинетические неустойчивости, самофокусировку лазерного излучения, формирование мелкомасштабных долгоживущих плазменных структур и т. д. [5–7].

Кинетические и нелинейные эффекты, определяющие характер взаимодействия сильного электромагнитного излучения с плазмой, создают существенные трудности для аналитических методов исследования. Поэтому для решения задач подобного типа широко применяется численное моделирование основных закономерностей изучаемых процессов

---

\*Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 04-01-00850), ИНТАС (грант № 01-0233) и Фонда содействия отечественной науке.

© Институт вычислительных технологий Сибирского отделения Российской академии наук, 2005.

с использованием метода частиц-в-ячейках. Путем численного моделирования были исследованы различные механизмы ускорения электронов и ионов в плазме, а также формирование структур солитоноподобного вида в плазме докритической плотности [7, 8]. В данной работе показана возможность формирования аналогичной структуры в плазме критической и сверхкритической плотности.

В случае взаимодействия лазерного излучения с плазмой характерными пространственными параметрами задачи являются длина волны излучения  $\lambda$ , размеры лазерного импульса (обычно составляющие от единицы до сотни длин волн) и длина дисперсии  $d_e$ , которая для невозмущенной плазмы равна  $d_e = c/\omega_p = \lambda/(2\pi\sqrt{n_{cr}/n})$ . Для плазмы докритической плотности ( $n \ll n_{cr}$ )  $d_e \geq \lambda$  и длина волны лазерного излучения оказывается наименьшим характерным размером задачи. В случае, когда плотность плазмы сравнима или больше критической плотности  $n \geq n_{cr}$ , наименьшим пространственным размером является длина дисперсии, которая для плотной плазмы меньше длины волны  $\lambda$ . Таким образом, для исследования процессов, возникающих при взаимодействии лазерного излучения с плотной плазмой, критерии выбора пространственных и временных шагов, а также полного числа частиц в расчетной области оказываются намного более жесткими, чем для разреженной плазмы. В данной работе для случая плотной плазмы ( $n \gg n_{cr}$ ) проведено исследование точности получаемого решения в зависимости от числа частиц-в-ячейке и шага пространственной сетки.

Рассматриваемые задачи по своей природе являются многомерными в пространстве координат и скоростей. Кроме того, метод частиц накладывает дополнительные требования на память и быстродействие вычислительных систем. Все это приводит к необходимости использования многопроцессорных ЭВМ и, следовательно, к созданию алгоритмов параллельных вычислений. Отметим, что несмотря на существующие и широко применяемые интерфейсы MPI, OpenMP, позволяющие облегчить процесс создания алгоритма параллельных вычислений, существует проблема переноса алгоритма, созданного для конкретной параллельной архитектуры, на вычислительную систему другой архитектуры. Алгоритмы параллельных вычислений, используемые для решения задачи взаимодействия короткого лазерного импульса с плазмой до- и сверхкритической плотности, изложены в данной работе. Исследована зависимость эффективности алгоритма от количества используемых процессоров вычислительного комплекса IBM Linux Cluster.

## 1. Постановка задачи

Рассмотрим следующую задачу. В расчетной области, имеющей форму прямоугольника размером  $X_m \times Y_m$ , находится слой плазмы шириной  $\Delta$ , состоящей из электронов и ионов. Через левую границу входит лазерный импульс, представляющий собой пакет электромагнитных волн, характеризуемый заданными амплитудой, поляризацией, длительностью и поперечным размером. Между слоем плазмы и границами имеются вакуумные области с нулевой концентрацией плазмы. Схематически расчетная область, начальные конфигурации лазерного импульса и плазмы представлены на рис. 1.

Бесстолкновительный по отношению к парным соударениям характер изучаемых процессов и наличие многопоточного движения приводят к необходимости использования моделей, основанных на кинетическом описании плазмы. Исходная система уравнений состоит из уравнений Власова для функций распределения электронов и ионов ( $f_e, f_i$ , индексы  $e, i$  относятся к электронам и ионам соответственно), системы уравнений Максвелла

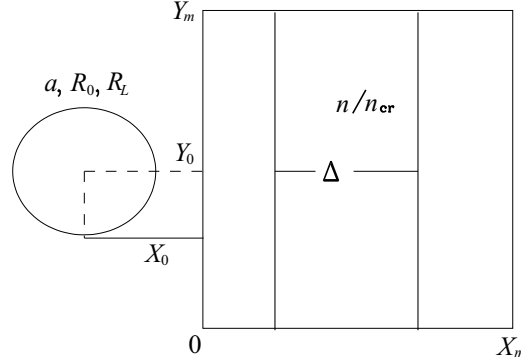


Рис. 1. Геометрия расчетной области.

для электромагнитных полей и имеет в общепринятых обозначениях следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_{i,e}}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f_{i,e}}{\partial \vec{r}} + \vec{F}_{i,e} \frac{\partial f_{i,e}}{\partial \vec{p}} &= 0, \quad \vec{F}_{i,e} = q_{i,e} \left( \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v}, \vec{H}] \right), \\ \text{rot} \vec{B} &= \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad \text{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \\ \text{div} \vec{E} &= 4\pi \rho, \quad \text{div} \vec{B} = 0. \end{aligned}$$

Здесь плотность тока  $\vec{j}$  и плотность заряда  $\rho$  являются моментами функций распределения:

$$\vec{j} = \sum_{i,e} q_{i,e} \int f_{i,e} \vec{v} d\vec{v}, \quad \rho = q_e n_e + q_i n_i = \sum_{i,e} q_{i,e} \int f_{i,e} d\vec{v},$$

$\vec{p} = m\gamma\vec{v}$  — релятивистский импульс частиц,  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ ,  $c$  — скорость света в вакууме. В рассматриваемой двумерной геометрии ( $\partial/\partial z = 0$ ) электрическое и магнитное поля, а также плотность электрического тока имеют три компоненты:  $\vec{E} = (E_x, E_y, E_z)$ ,  $\vec{B} = (B_x, B_y, B_z)$ ,  $\vec{j} = (j_x, j_y, j_z)$ .

В соответствии с постановкой задачи начальные и граничные условия выбраны следующим образом. При  $t = 0$  плазма предполагается квазинейтральной, т. е.  $n_i = n_e = n(x)$  и электромагнитное поле в расчетной области отсутствует ( $\vec{E} = \vec{B} = 0$ ). Импульсы частиц плазмы  $\vec{p}_{i,e}$  задаются с небольшим начальным разбросом, учитывающим их тепловую скорость. Входящий лазерный импульс моделируется заданием нестационарного граничного условия на электромагнитное поле при  $x = 0$ . Электромагнитный пакет имеет огибающие гауссовской формы в продольном и поперечном направлениях с размерами  $R_L, R_0$  и характеризуется безразмерной амплитудой  $a$ , определяющей его интенсивность  $I$  ( $I = 1.37 \times 10^{18} a^2 / \lambda^2$  [Вт/см<sup>2</sup>] ( $\lambda$  — в мкм)). Граничные условия для входящего линейно поляризованного лазерного импульса имеют вид

$$\begin{aligned} \vec{E}|_{x=0} &= \begin{cases} E_x = 0, \\ E_y = ap_2 \exp(-(X_0 - ct)^2/2R_L^2 - (y - Y_0)^2/2R_0^2) \cos(2\pi c/\lambda t + \varphi_0), \\ E_z = ap_1 \exp(-(X_0 - ct)^2/2R_L^2 - (y - Y_0)^2/2R_0^2) \sin(2\pi c/\lambda t + \varphi_0); \end{cases} \\ \vec{B}|_{x=0} &= \begin{cases} B_x = 0, \\ B_y = -ap_1 \exp(-(X_0 - ct)^2/2R_L^2 - (y - Y_0)^2/2R_0^2) \sin(2\pi c/\lambda t + \varphi_0), \\ B_z = ap_2 \exp(-(X_0 - ct)^2/2R_L^2 - (y - Y_0)^2/2R_0^2) \cos(2\pi c/\lambda t + \varphi_0). \end{cases} \end{aligned}$$

Здесь параметры  $p_1, p_2$  определяют поляризацию электромагнитного излучения;  $R_L, R_0$  — размеры лазерного импульса;  $X_0, Y_0$  — координаты его центра в начальный момент времени (см. рис. 1). Граничные условия на левой и правой границах позволяют электромагнитному излучению выходить из расчетной области, по  $y$  выбраны периодические граничные условия для электромагнитного излучения и частиц плазмы.

Используемый нами алгоритм численного решения рассматриваемой задачи подробно изложен в [9]. Отметим здесь, что уравнения Максвелла решаются в эйлеровых переменных с использованием конечно-разностной схемы [10], а для решения уравнений Власова используется метод частиц-в-ячейках [11–13]. Необходимая для решения задачи плотность тока определяется по скоростям и координатам отдельных частиц с использованием алгоритма, подробно изложенного в [14]. Этот алгоритм использовался нами для решения ряда задач взаимодействия лазерного импульса с плазмой на различных монопроцессорных вычислительных комплексах, также была осуществлена его реализация на многопроцессорном комплексе CRAY T3E [5, 9, 15, 16].

## 2. Реализация алгоритма параллельных вычислений

Приведем подробности реализации алгоритма параллельных вычислений, используемого для решения поставленной задачи с использованием интерфейса MPI на кластерной системе IBM Linux Cluster.

а. В начальный момент времени расчетная область делится на одинаковые подобласти, количество которых зависит от требуемых численных ресурсов. В расчетной области вводится равномерная сетка с пространственными шагами  $h_x, h_y$ . Каждая из подобластей вместе с находящимися в ней частицами размещается в памяти одного процессорного элемента. Таким образом обеспечивается начальная равномерная загрузка процессоров. Расчетная область на каждом процессоре делится на ячейки с индексами  $i = 1, \dots, i_m + 2, l = 1, \dots, l_m + 2$ , при этом ячейки  $i = 1, i = i_m + 2, l = 1, l = l_m + 2$  являются граничными.

б. Для расчета электромагнитных полей на каждом временном шаге необходима передача с процессора на процессор следующей информации: последнего внутреннего слоя для компонент электрического поля  $E_x, E_z$  и первого внутреннего слоя для компонент магнитного поля  $B_x, B_z$ . Передача выглядит следующим образом ( $k$  — номер процессора):

$$E_{x,z}^{k+1}(i, 1) = E_{x,z}^k(i, l_m + 1),$$

$$B_{x,z}^{k-1}(i, l_m + 2) = B_{x,z}^k(i, 2).$$

в. Поскольку плотность электрического тока вычисляется по координатам и скоростям частиц, необходимой оказывается передача граничных условий для компонент плотности тока:

$$j_{x,y,z}^{k-1}(i, l_m + 1) = j_{x,y,z}^{k-1}(i, l_m + 1) + j_{x,y,z}^k(i, 1),$$

$$j_{x,z}^{k-1}(i, l_m + 2) = j_{x,z}^{k-1}(i, l_m + 2) + j_{x,z}^k(i, 2),$$

$$j_{x,y,z}^{k+1}(i, 1) = j_{x,y,z}^k(i, l_m + 1),$$

$$j_{x,z}^{k+1}(i, 2) = j_{x,z}^k(i, l_m + 2).$$

г. На каждом временном шаге производится подсчет количества частиц, координаты которых за временной шаг изменились таким образом, что  $y_j > y_{\max}^k$  (или  $y_j < y_{\min}^k$ ). Затем

производится “сдвиг” этих частиц в конец (или начало) массива частиц на процессоре  $k$ , после чего они передаются на процессор  $k+1$  (или  $k-1$  соответственно) за одну передачу. В результате на новом временном шаге на каждом процессоре оказываются расположенными только те частицы, координаты которых удовлетворяют условию  $y \in [y_{\min}^k, y_{\max}^k]$ .

На основе описанного алгоритма был создан пакет программ MANDOR2D3V, который использовался при проведении серии расчетов на ЭВМ кластерной структуры IBM Linux Cluster.

Приведем данные эффективности использования кластерной структуры IBM Linux Cluster. В качестве тестовой была выбрана задача формирования кильватерной волны при прохождении лазерного импульса в плазме докритической плотности. Отметим, что структура кильватерной волны, формирующейся позади лазерного импульса, достаточно хорошо изучена экспериментально и численно [5, 17, 18].

Рассмотрим решение задачи в области  $65\lambda \times 120\lambda$  ( $650 \times 1200$  ячеек). При  $t = 0$  плазма плотностью  $n = 0.01n_{cr}$  занимает область  $x \in [15, 65]\lambda$ ,  $y \in [0, 120]\lambda$ , в каждой ячейке которой равномерно распределены 18 частиц. Таким образом, полное число частиц  $N = 10.8 \times 10^6$ . Входящий  $s$ -поляризованный лазерный импульс имеет размеры  $R_0 = 25\lambda$ ,  $R_L = 3\lambda$ . В начальный момент центр импульса расположен на расстоянии  $X_0 = 9\lambda$  от границы расчетной области при  $Y_0 = 60\lambda$ . Расчет проводился до момента времени  $t = 50\lambda/c$ , что соответствовало 1000 временным шагам. Полученные распределения электронной плотности плазмы для моментов времени  $t = 25\lambda/c$  и  $t = 50\lambda/c$  представлены на рис. 2, демонстрирующем формирование типичных для кильватерной волны областей сжатия и разрежения. Области сжатия отделены друг от друга на расстояние, равное длине плазменной волны  $\lambda_p = 2\pi d_e = \lambda \sqrt{n/n_{cr}} = 10\lambda$ , несмотря на то, что регулярная структура кильватерного поля нарушается эффектами поперечной динамики [5].

В табл. 1 и на рис. 3, *a* представлена зависимость времени  $T_1$ , затраченного одним процессором на решение рассматриваемой задачи, от числа используемых процессоров  $N_{proc}$ . Среднее время, затраченное процессорами на осуществление обменов компонентами полей  $T_2$  и частицами  $T_3$  (вместе с необходимой сортировкой), также приведено в табл. 1.

Представленные данные позволяют сделать вывод о том, что время, затрачиваемое одним процессором на решение задачи, практически линейно уменьшается с увеличением

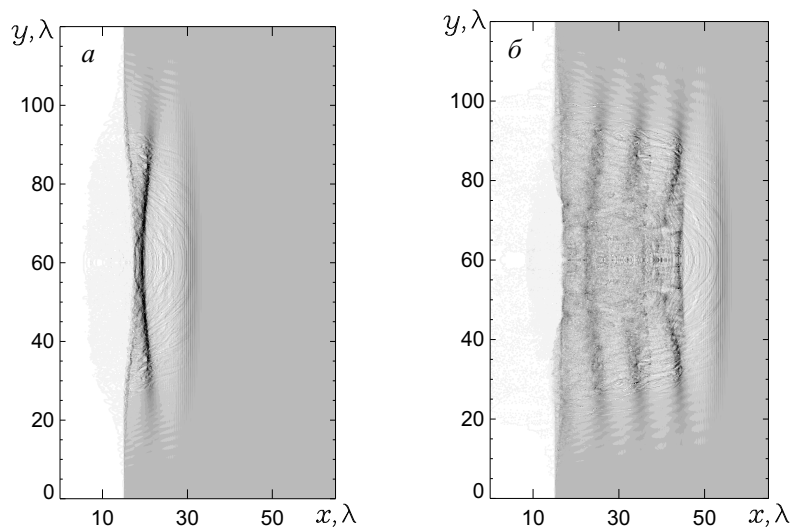


Рис. 2. Распределение электронной плотности плазмы для  $t = 25\lambda/c$  (*a*) и  $t = 50\lambda/c$  (*б*).

Т а б л и ц а 1

$N_{\text{проц}}$	$T_1, \text{с}$	$T_2, \text{с}$	$T_3, \text{с}$
2	2613.9	0.48	4.29
4	1266.6	0.783	9.74
8	614.06	1.57	9.32
16	305.89	2.48	6.91
20	248.2	3.05	7.8
30	176.008	5.5	12.

количества используемых процессоров. Для сравнения на рис. 3, *a* приведена кривая, соответствующая обратнопропорциональной зависимости  $T_1 N_{\text{проц}} = \text{const}$ . Для выбранных параметров (сетка  $650 \times 1200$  ячеек) использование больше 30 процессоров, по-видимому, не оправдано, поскольку количество граничных ячеек становится сравнимым с числом внутренних ячеек и время обменов между процессорами становится сравнимым со временем работы процессора.

Рассмотрим вариант, в котором соотношение между числом внутренних и граничных ячеек при изменении числа процессоров оставалось постоянным, что достигалось за счет увеличения размера расчетной области с увеличением числа процессоров. Каждый процессор содержал  $500 \times 250$  ячеек, число частиц на каждом процессоре в начальный момент времени  $N_p \simeq 1.6 \times 10^6$ . В данном случае зависимости времени расчета и времени обменов между частицами и полями от числа используемых процессоров имеют практически линейный характер (см. рис. 3, *б*). Представленные на рис. 3, *б* величины  $T_4$ ,  $T_5$ ,  $T_6$  нормированы следующим образом:  $T_4 = T_1(N_{\text{проц}})N_{\text{проц}}/T_1(1)$  — кривая 1,  $T_5 = T_2(N_{\text{проц}})/T_2(1)$  — кривая 2,  $T_6 = T_3(N_{\text{проц}})/T_3(1)$  — кривая 3. Полученные результаты позволяют говорить об эффективности выбранного алгоритма распараллеливания и возможности использования большого количества процессоров для решения задач большой размерности. Так, например, для эффективного использования  $N_{\text{проц}} = 100$  расчетная область должна содержать  $\simeq 4000$  ячеек в одном направлении.

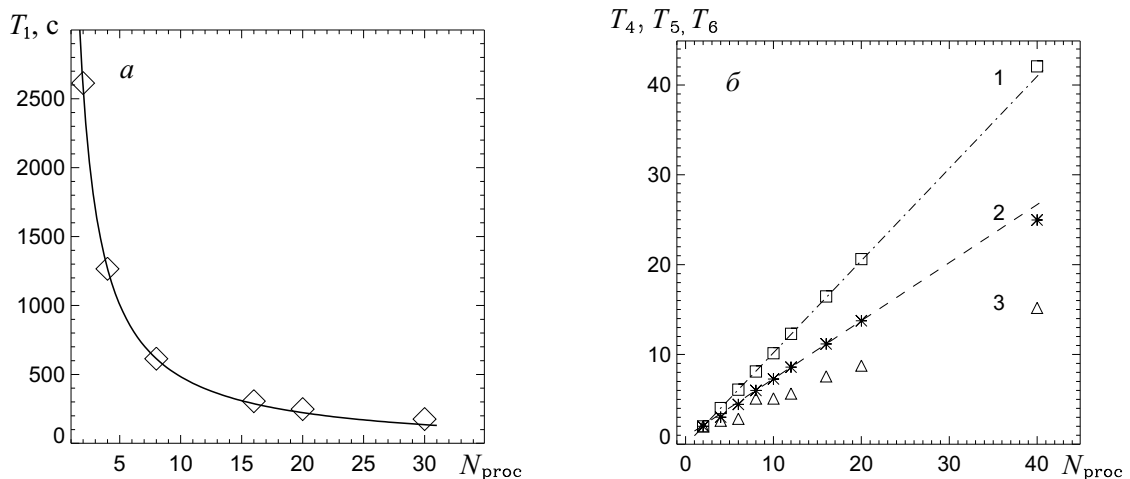


Рис. 3. Зависимость времени, затраченного одним процессором на расчет, от числа процессоров (*a*), зависимость относительного времени расчета на одном процессоре  $T_4$  и времени, затраченного на обмены частицами  $T_5$  и полями  $T_6$ , от числа процессоров (*б*). Остальные пояснения см. в тексте.

### 3. Проверка сходимости метода частиц для плотной плазмы

Как уже было отмечено во Введении, для плотностей плазмы больше критической наименьшим характерным пространственным размером задачи является длина дисперсии, которая в данном случае ( $n > n_{cr}$ ) оказывается меньше длины волны лазерного излучения. Для правильного разрешения данного масштаба необходимо уменьшение пространственного и временного шагов (и, следовательно, увеличение полного числа частиц в расчетной области) по сравнению со случаем плазмы докритической плотности, где наименьшим характерным пространственным масштабом является длина волны лазерного излучения.

В данном параграфе мы изложим результаты исследования влияния размера пространственных ячеек ( $h_x, h_y$ ) и числа частиц-в-ячейке  $N$  на точность получаемого решения для случая взаимодействия  $p$ -поляризованного лазерного импульса со слоем плазмы размером  $\Delta = \lambda$  и сверхкритической плотности  $n = 25n_{cr}$ . При данных параметрах дисперсионный размер плазмы  $d_e \simeq 0.032\lambda$ . Параметры проведенных расчетов представлены в табл. 2 ( $h_x = h_y = h$ ).

**Зависимость от шага пространственной сетки.** Точность решения будем оценивать по величине максимального отклонения значения  $z$ -компоненты магнитного поля в расчетной области для двух пространственных шагов:

$$\Delta B = \max |B_z(h(n)) - B_z(h(n-1))|,$$

где  $h(n) = 0.05/2^n$  (варианты 1–5 из табл. 2). Полученные зависимости  $\Delta B/\Delta B_{\max}$  от времени приведены на рис. 4, а. Отрезок времени  $t \in [0, 6]\lambda/c$  соответствует распространению лазерного импульса в вакууме, и кривые зависимости  $\Delta B/\Delta B_{\max}$  для этого промежутка, как и следовало ожидать, совпадают. Для более поздних моментов времени (соответствующих взаимодействию лазерного импульса со слоем плазмы) с уменьшением пространственного шага происходит уменьшение величины  $\Delta B$ . Полученная зависимость позволяет сделать вывод о том, что имеет место монотонная сходимость первого порядка.

**Зависимость от числа частиц-в-ячейке.** Точность решения будем оценивать по величине максимального отклонения величины  $z$ -компоненты магнитного поля в расчетной области

$$\Delta B = \max |B_z(N(n)) - B_z(x, y)(N(n+1))|$$

для различного числа частиц-в-ячейке  $N(n) = 8, 18, 32, 128, 512$  (варианты 3, 6–9 из табл. 2).

Т а б л и ц а 2

Номер варианта	$h$	$h/d_e$	$\tau$	$N$
1	0.05	1.56	0.03	8
2	0.025	0.78	0.015	8
3	0.0125	0.39	0.0075	8
4	0.00625	0.195	0.00375	8
5	0.003125	0.0975	0.001875	8
6	0.0125	0.39	0.0075	18
7	0.0125	0.39	0.0075	32
8	0.0125	0.39	0.0075	128
9	0.0125	0.39	0.0075	512

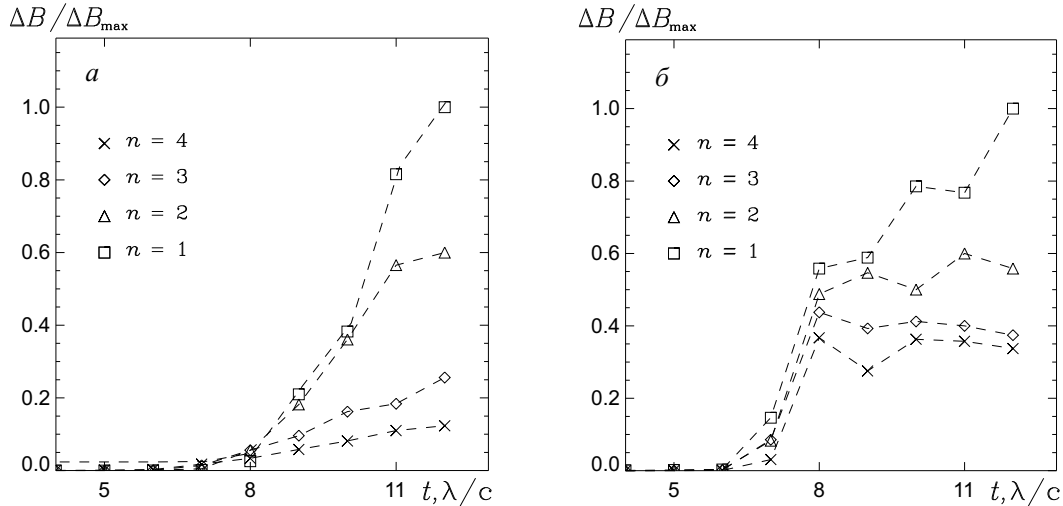


Рис. 4. Зависимость точности расчета от величины пространственной ячейки (а) и от количества частиц-в-ячейке (б).

На рисунке 4, б изображена временная зависимость  $\Delta B / \Delta B_{\max}$ , из которой следует, что с увеличением числа частиц-в-ячейке величина отклонения уменьшается и для получения удовлетворительной точности достаточно в одной ячейке поместить 18 частиц. Для  $N > 128$  величина отклонения изменяется незначительно и точность решения определяется не количеством частиц-в-ячейке, а размером пространственного шага.

#### 4. Формирование долгоживущих структур в плотной плазме

Теоретические и численные исследования последних лет показали, что распространение релятивистски сильных лазерных импульсов в плазме докритической плотности  $n < n_{\text{cr}}$  может сопровождаться формированием солитоноподобной структуры за счет истощения лазерного импульса, изменения его частоты, а также дисперсионных эффектов, связанных с инерцией электронов [20]. Эти структуры существуют длительное время в виде областей пониженной плотности электронов с захваченным осциллирующим электромагнитным полем и имеют размер порядка  $d_e$ . За время их формирования ионы остаются практически неподвижными, что связано с большой инерцией ионов по сравнению с электронами. С течением времени пондеромоторное давление электромагнитного поля внутри солитона выталкивает наружу ионы и формируется каверна в ионной плотности – постсолитонная структура [7, 8, 19, 20].

Рассмотрим случай распространения линейно-поляризованного лазерного импульса в слое плазмы шириной  $\Delta = 5\lambda$ , плотность которой равна критической ( $n = n_{\text{cr}}$ ), и соответствующий ей дисперсионный размер плазмы равен  $d_e = 0.16\lambda$ . Считаем, что лазерный импульс имеет  $s$ -поляризацию, т. е. в нем отличны от нуля  $z$ -компонента электрического поля  $E_z$  и  $y$ -компонента магнитного поля  $B_y$ . Амплитуда импульса  $a = 1$ , продольный и поперечный размеры  $R_L = 3\lambda$  и  $R_0 = 5\lambda$ . Расчет проводился при значениях шагов пространственной сетки  $h = 0.025\lambda$  и временном шаге  $\tau = 0.01\lambda/c$  до моментов времени  $t = 80\lambda/c$ . В одной ячейке в начальный момент времени было равномерно распределено 18 частиц, полное число частиц в расчетной области равно  $\simeq 10^7$ .



На рис. 5, *а* представлено распределение плотности электронов плазмы на плоскости  $(x, y)$  в момент времени  $t = 25\lambda/c$ , демонстрирующее наличие областей пониженной концентрации, имеющих вид каверны. Захваченное внутри каверны электромагнитное поле (рис. 5, *б*) определяет время жизни сформировавшейся солитоноподобной структуры, которое для выбранных параметров составляет  $\sim 40\lambda/c$ .

Временная зависимость напряженности  $z$ -компоненты электрического поля  $E_z$  внутри каверны ( $x = 6.5\lambda$ ,  $y = 10\lambda$ ) и ее спектральные характеристики приведены на рис. 6, *а* и *б* соответственно. Здесь  $E_z$  и  $A_z$  нормированы на значение начальной амплитуды лазерного импульса. Моменты времени  $t < 20\lambda/c$  относятся к прохождению лазерного импульса с основной гармоникой  $k = 1$  (рис. 6, *в*, кривая 1) через вакуумную область и слой плазмы. За счет ускорения электронов амплитуда прошедшего через данную точку лазерного импульса уменьшается почти в два раза. Для  $t > 20\lambda/c$  происходит процесс формирования солитонной структуры с захваченным магнитным полем, которое существует, незначительно уменьшаясь, до момента времени  $t = 60\lambda/c$ . Дальнейшая эволюция ( $t > 60\lambda/c$ ) соответствует постсолитонной структуре, которая характеризуется уменьшением частоты колебаний и появлением гармоники с номером  $k = 1/2$  (см. рис. 6, *в*, кривая 2).

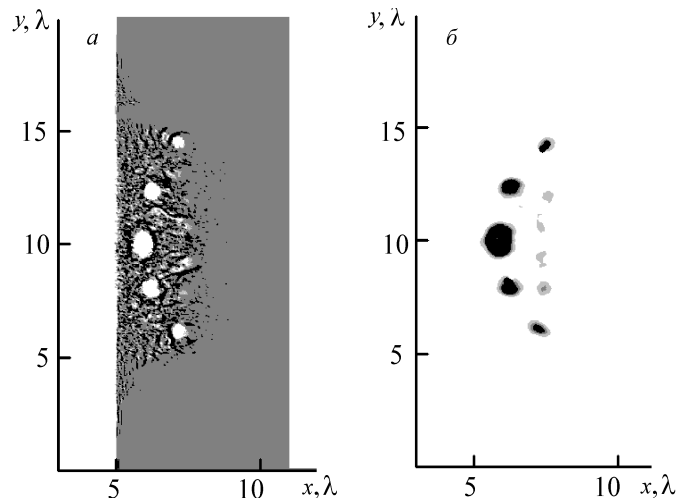


Рис. 5. Изолинии электронной плотности плазмы (*а*) и изолинии плотности энергии электромагнитного поля (*б*) в момент времени  $t = 25\lambda/c$  для случая  $a = 1$ ,  $n = n_{cr}$ .

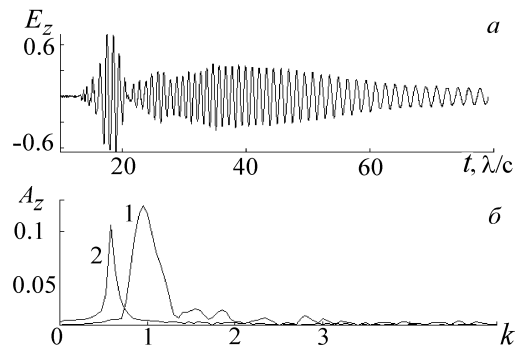


Рис. 6. Временная зависимость  $z$ -компоненты электрического поля  $E_z$  внутри каверны с координатами  $x = 6.5\lambda$ ,  $y = 10\lambda$  и фурье-спектр  $E_z$  для  $t \in [0, 20]\lambda/c$  (кривая 1) и  $t \in [60, 80]\lambda/c$  (кривая 2) для случая  $a = 1$ ,  $n = n_{cr}$ .

Рассмотрим случай взаимодействия лазерного излучения с плазмой сверхкритической плотности  $n = 1.44n_{cr}$ . В данном случае процесс формирования солитоноподобной структуры зависит от интенсивности лазерного импульса, т. е. его амплитуды  $a$ . При амплитуде  $a = 1$  происходит практически полное отражение лазерного импульса от поверхности плазмы. Для  $a = 2$  солитоноподобная структура формируется на границе плазмы и со временем трансформируется в постсолитонную структуру, которая медленно диффундирует в вакуумную область  $x < 5\lambda$ .

Распределения электронной плотности для  $a = 5$  в последовательные моменты времени представлены на рис. 7. В данном случае происходит формирование долгоживущих областей пониженной электронной концентрации — солитонов, их слияние и движение в направлении распространения лазерного импульса. Как и в случае докритической плотности, стадия формирования постсолитонной структуры характеризуется движением ионов от центра к периферии солитона с образованием каверны в ионной плотности. Представленное на рис. 8, *а* векторное поле скоростей ионов в окрестности каверны с координатами  $x \in [5, 7]\lambda$ ,  $y \in [9.25, 11.25]\lambda$  в момент времени  $t = 90\lambda/c$  позволяет судить о характере движения ионов в постсолитонной стадии.

Дальнейшая эволюция постсолитонных образований сопровождается их слиянием и ускорением ионов плазмы до энергий  $E \simeq 0.4$  МэВ, что демонстрирует рис. 8, *б*, где импульс ионов нормирован на величину  $m_i c$ .

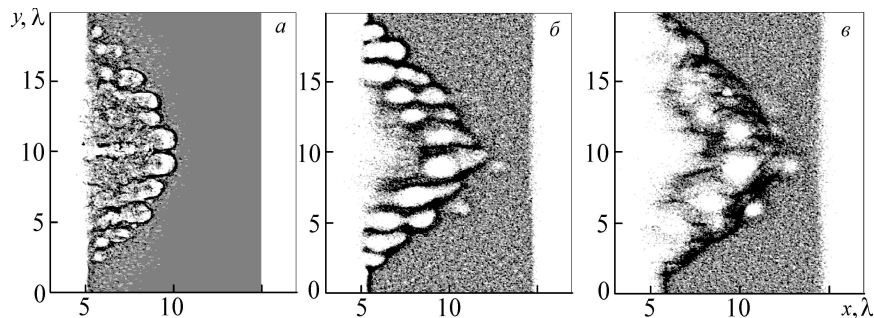


Рис. 7. Изолинии электронной плотности плазмы в последовательные моменты времени  $t$ ,  $\lambda/c$ : 25 (*а*), 50 (*б*), 80 (*в*) для случая  $a = 5$ ,  $n = 1.44n_{cr}$ .

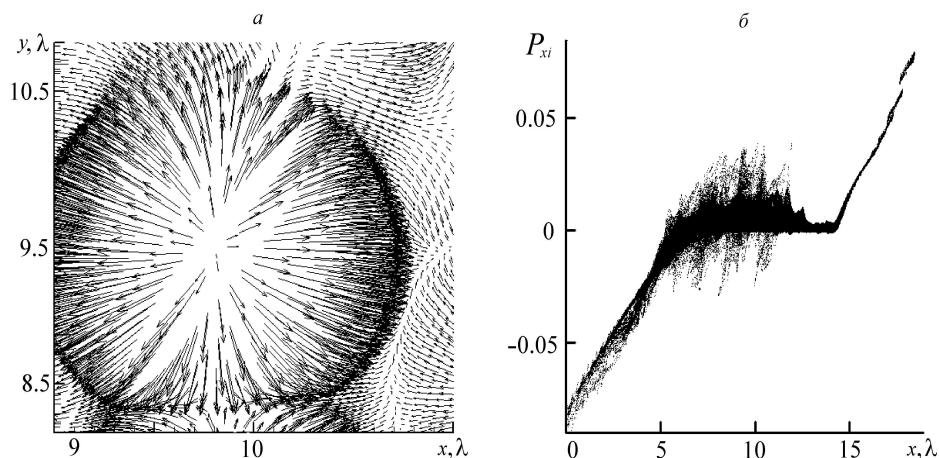


Рис. 8. Поле скоростей ионов плазмы в окрестности каверны (*а*) и распределение ионов на фазовой плоскости  $(x, P_{xi})$  (*б*) в момент времени  $t = 90\lambda/c$  для случая  $a = 5$ ,  $n = 1.44n_{cr}$ .

Таким образом, результаты численного моделирования показали, что взаимодействие лазерного импульса с плотной плазмой ( $n \geq n_{cr}$ ), аналогично случаю докритической плазмы ( $n < n_{cr}$ ), сопровождается формированием мелкомасштабных долгоживущих структур. Наличие такой структуры может быть использовано для дополнительного ускорения ионов плазмы вторичным лазерным импульсом [21].

## Заключение

Приведена реализация алгоритма параллельных вычислений для решения 2D задачи взаимодействия лазерного импульса с плазмой до- и сверхкритической плотности. Показано, что время, затрачиваемое одним процессором на решение задачи, практически линейно уменьшается с увеличением количества используемых процессоров. Исследована зависимость процессов формирования мелкомасштабных долгоживущих структур в плотной плазме от амплитуды лазерного импульса.

Авторы выражают благодарность Суперкомпьютерному центру CINECA (Италия) за предоставленную возможность проведения расчетов, а также признательны В.А. Вшивкову и Ф. Пегораро — за полезные советы и участие в обсуждении полученных результатов.

## Список литературы

- [1] MOUROU G.A., BARTY C.P.J., PERRY M.D. Ultrahigh-intensity lasers: physics of the extreme on a tabletop // *Physics Today*. 1998. Vol. 51. P. 22.
- [2] BULANOV S.V., CALIFANO F., DUDNIKOVA G.I. ET AL. Relativistic interaction of laser pulses with plasmas // *Reviews of Plasma Physics*. 2001. Vol. 22. P. 227–335.
- [3] БУЛАНОВ С.В., ВШИВКОВ В.А., ДУДНИКОВА Г.И. и др. Лазерное ускорение заряженных частиц в неоднородной плазме. I // *Физика плазмы*. 1997. Т. 23. С. 284–295.
- [4] DUDNIKOVA G., BUCHENKOV V., MAKSIMCHUK A. ET AL. Electron acceleration by few-cycle laser pulses with single-wavelength spot size // *Phys. Rev. E*. 2003. Vol. 67, N 2, id. 0266416.
- [5] LISEIKINA T., CALIFANO F., VSHIVKOV V. ET AL. Small scale electron density and magnetic field structures in the wake of an ultra intense laser pulse // *Phys. Rev. E*. 1999. Vol. 60, N 5. P. 5991–5997.
- [6] АСКАРЬЯН Г.А., БУЛАНОВ С.В., ПЕГОРАРО Ф., ПУХОВ А.М. Магнитное взаимодействие каналов самофокусировки и потоков электромагнитного излучения: их слияние и накопление энергии. Действие на них внешних магнитных полей // *Письма в ЖЭТФ*. 1994. Т. 60, вып. 4. С. 240–246.
- [7] ESIRKEROV T., NISHIHARA K., BULANOV S., PEGORARO F. Three-dimensional relativistic electromagnetic subcycle solitons // *Phys. Rev. Letters*. 2002. Vol. 89, N 27, id. 275002.
- [8] BULANOV S.V., ESIRKEROV T.ZH., NAUMOVA N.M ET AL. Solitonlike relativistic waves behind a superintense laser pulse in plasmas // *Ibid.* 1999. Vol. 82, N 17. P. 3440–3443.
- [9] ВШИВКОВ К.В., ВШИВКОВ В.А., ДУДНИКОВА Г.И. Алгоритмы решения задачи взаимодействия лазерного импульса с плазмой // *Вычисл. технологии*. 2001. Т. 6, № 2. С. 47–63.
- [10] LANGDON A.B., LASINSKI B.F. Electromagnetic and relativistic plasma simulation models // *Meth. Comput. Phys*. 1976. Vol. 16. P. 327–366.
- [11] БЕРЕЗИН Ю.А., ВШИВКОВ В.А. Методы частиц в динамике разреженной плазмы. Новосибирск: Наука, 1980.
- [12] БЭДСЕЛ Ч., ЛЕНГДОН А. Физика плазмы и численное моделирование. М.: Энергоатомиздат, 1989.

- [13] Хокни Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц. М.: Мир, 1987.
- [14] VILLASENOR J., BUNEMAN O. Rigerous charge conservation for local electromagnetic field solver // Computer Phys. Comm. 1992. Vol. 69. P. 306–316.
- [15] BULANOV S., CALIFANO F., DUDNIKOVA G. ET AL. Interaction of petawatt laser pulses with underdense plasmas // Plasma Phys. Reports. 1999. Vol. 25, N 9. P. 701–710.
- [16] MACCHI A., CORNOLTI F., PEGORARO F. ET AL. Surface oscillations in overdense plasmas irradiated by ultrashort laser pulses // Phys. Rev. Letters. 2001. Vol. 87, N 20.
- [17] UMSTANDTER D., CHEN S.-Y., МАКСИМЧУК А. ET AL. Nonlinear optics in relativistic plasmas and laser wake field acceleration of electrons // Sci. 1996. Vol. 273. P. 472–477.
- [18] АНДРЕЕВ Н.Е., ГОРБУНОВ Л.М., КИРСАНОВ В.И. и др. Резонансное возбуждение кильватерных волн лазерным импульсом в плазме // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 55. С. 551–556.
- [19] NAUMOVA N.M., BULANOV S.V., ESIRKEPOV T.ZH. ET AL. Formation of electromagnetic postsolitons in plasma // Phys. Rev. Letters. 2001. Vol. 87, N 18, id. 185004.
- [20] BORGHESI M., BULANOV S., CAMPBELL D.H. ET AL. Macroscopic evidence of soliton formation in multiterawatt laser-plasma interaction // Ibid. 2002. Vol. 88, N.13, id. 135002.
- [21] DUDNIKOVA G., BULANOV S., МИМА К. Ion acceleration in postsoliton plasmas // Ann. report. Institute of Laser Engineering, Osaka University, 2002. P. 244–246.

*Поступила в редакцию 16 августа 2004 г.*