

УДК 533.9

© 1993 г. БОРОДАЧЕВ Л. В., ТИХОНЧУК В. Т.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОРОТКОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ СО СЛОЕМ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ

Представлены результаты численного моделирования методом крупных частиц процесса поглощения ультракороткого лазерного импульса большой амплитуды сверхплотной плазмой с резкой границей в режиме аномального скин-эффекта. Получена общая картина и прослежена динамика нелинейного взаимодействия электромагнитной волны с плазмой. Найдены зависимости коэффициента поглощения поля излучения и средней энергии электронов плазмы от интенсивности лазерного импульса.

1. При воздействии субпикосекундных лазерных импульсов большой интенсивности на конденсированные мишени на их поверхности возникает плазма с плотностью электронов порядка плотности твердого тела и температурой в сотни эВ [1—4]. При этом в масштабах времени действия импульса ионы не успевают сдвинуться сколько-нибудь заметным образом, граница плазмы оказывается резкой и взаимодействие происходит в режиме скин-эффекта. Однако в отличие от детально изученного скин-эффекта в слабом поле в металлах и плазме [5] в данном случае процесс поглощения носит существенно нелинейный характер, поскольку распределение электронов плазмы самосогласованно определяется параметрами лазерного импульса и, следовательно, коэффициент поглощения оказывается непостоянной величиной.

К настоящему времени экспериментально [1—4] изучен случай сравнительно низких интенсивностей (до 10^{15} Вт/см²) лазерного излучения, когда температура электронов составляет несколько сот эВ, частота электрон-ионных столкновений больше частоты лазера и поглощение происходит в режиме нормального скин-эффекта. Предполагаемые в ближайшем будущем эксперименты на уровне интенсивностей 10^{18} — 10^{19} Вт/см² [6, 7] требуют анализа процессов поглощения лазерного излучения и нагрева плазмы в бесстолкновительном режиме, когда длина свободного пробега электрона больше глубины проникновения электромагнитного поля в плазму (скин-слоя).

В данной работе впервые методом макрочастиц проведено кинетическое моделирование процессов поглощения лазерного излучения и нагрева плотной плазмы в режиме аномального скин-эффекта. В отличие от выполненных ранее аналитических оценок [8, 9], данный подход позволил последовательно описать практически важный случай сильных лазерных полей, когда энергия осцилляций электронов плазмы в поле лазерного излучения оказывается больше их характерной тепловой энергии. В частности, определены динамика и структура полей в веществе и функция распределения частиц, выявлены зависимости поглощенной энергии лазерного излучения и средней энергии электронов от интенсивности лазера.

2. Ниже мы рассматриваем нормальное падение плоской электромагнитной волны линейной поляризации на слой бесстолкновительной плазмы с резкой границей. Ось x направлена вдоль нормали к границе плазмы, ось y — вдоль

вектора поляризации волны, ось z — вдоль вектора магнитного поля излучения. Ионы полагаем неподвижными, отражение электронов на границе плазма — вакуум считаем зеркальным. В начальный момент функция распределения электронов предполагается известной (максвелловской с температурой T_0). Плотность плазмы считается достаточно большой, так что электронная плазменная частота значительно превосходит частоту лазерного излучения ($\omega_{pe} \gg \omega_0$). Интенсивность последнего такова, что энергия осцилляторного движения электронов \mathcal{E}_{osc} оказывается сравнимой или больше их средней тепловой энергии T_e .

Нас будет интересовать интенсивность отраженной электромагнитной волны, поток энергии, поглощенный плазмой, средняя энергия, приобретаемая частицами в поле излучения, и функция распределения электронов. При этом характер рассматриваемых процессов предполагает, с одной стороны, возможность проявления эффектов, связанных с динамикой электронной компоненты плазмы, на временах, значительно больших периода лазерного поля ($\omega_0 t \gg 1$), а с другой — отсутствие раскачки плазменных колебаний. Отсюда следует, что характерные пространственно-временные масштабы задачи имеют порядок c/ω_{pe} и $1/\omega_0$ соответственно.

Для решения поставленной проблемы была применена методика вычислительного эксперимента [10]. В этой связи отметим следующие аспекты используемой модели.

Во-первых, механизм поглощения волны излучения плазмой носит бесстолкновительный, коллективный характер, причем тепловая и осцилляторная скорости электронов существенно меньше скорости света. Это обуславливает достоверность описания взаимодействия поле — вещество в рамках самосогласованного дарвинского (безызлучательного) приближения плазмы [11, 12].

Во-вторых, пространственно-временные масштабы задачи дают возможность относительно грубой дискретизации модели ($\omega_{pe} \tau \sim 1$, $hr_{De} \sim 1$) при ее численном анализе по методу макрочастиц [13].

В-третьих, выбранная плазменная конфигурация позволяет существенно упростить фазовую геометрию системы, рассматривая ее в координатах (x, v_x, v_y, v_z) , и пренебречь в уравнениях поля поперечным током смещения (при том, что его остающаяся продольная составляющая обеспечивает точное соблюдение закона сохранения заряда в направлении неоднородности плазмы).

Наконец, важно подчеркнуть, что предположение о резких границах системы, наряду с использованием неявной разностной аппроксимации краевых условий, позволяет корректно совместить безызлучательное представление плазмы с условиями излучения на ее границах. Эта особенность модели выгодно отличает ее в области рассматриваемых явлений как от классического «дарвинского», так и от полностью электромагнитного описаний и дает возможность эффективного применения для ее численного решения модифицированного безызлучательного алгоритма [14].

3. Ниже будут приведены результаты вычислительных экспериментов для следующей постановки задачи. На однородный слой плазмы толщиной L ($0 < x < L$) справа нормально падает плоскополяризованная электромагнитная волна $-E_y = B_z = B_0 \sin [\omega_0 t + \omega_0(x - L)/c]$, $x \geq L$. Величина $L \sim c/\omega_{pe}$ выбирается существенно большей ожидаемой глубины проникновения поля в плазму l_s , так чтобы прошедшая сквозь слой волна была слабой (обычно $L \approx 2l_s \approx \approx (1 - 2)c/\omega_{pe}$, при этом коэффициент прохождения не превышает 0,3—0,5%).

На границах заданы условия излучения для поперечных компонент

$$B_z(L, t) - E_y(L, t) = 2B_0 \sin \omega_0 t, \quad B_y(L, t) + E_x(L, t) = 0,$$

$$B_z(0, t) + E_y(0, t) = 0, \quad B_y(0, t) - E_x(0, t) = 0$$

и продольной компоненты $E_x(0, t) = E_x(L, t) = 0$ электромагнитного поля.

Внутри слоя эволюция плазменной системы описывается уравнениями движения макрочастиц-электронов в самосогласованных «дарвинских» полях [12]

$$\frac{dx}{dt} = v_x, \quad \frac{dv}{dt} = \frac{e}{m} \left\{ \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}] \right\},$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} = 4\pi\rho, \quad \nabla E_{\perp} = 0,$$

$$\text{rot } \mathbf{E}_{\perp} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t},$$

$$\frac{4\pi}{c} j_x + \frac{1}{c} \frac{\partial E_x}{\partial t} = 0, \quad \text{rot}_{\perp} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\perp},$$

где знак \perp соответствует y - и z -компонентам векторов, $B_x \equiv 0$; ионы рассматриваются в виде положительного однородного фона, обеспечивающего квазинейтральность системы. При этом в каждый момент времени t на правой границе ($x=L$) электроны отражаются зеркально, а на левой ($x=0$) удовлетворяется требование сохранения первых двух моментов их функции распределения:

$$x=L: f_e(v) |_{v_x > 0} = f_e(v) |_{v_x < 0},$$

$$x=0: \begin{cases} \int dv f_e(v) |_{v_x < 0} v_x = \int dv f_M(v) v_x |_{v_x > 0}, \\ \int dv f_e(v) |_{v_x < 0} v_x^2 = \int dv f_M(v) v_x^2 |_{v_x > 0} \end{cases}$$

где f_M — максвелловская функция распределения соответствующая средней энергии частиц в данный момент времени t . Таким образом, граничные условия при $x=0$ отвечают выносу тепла из области скин-слоя в более глубокие слои плазмы:

$$\int dv f_e(v) v^2 |_{v_x < 0} > \int dv f_e(v) v^2 |_{v_x > 0}.$$

В каждом расчете контролировались следующие величины: функция распределения электронов (средняя по длине области), величины полей и их распределение в слое, временные зависимости средней энергии частиц плазмы по каждому из выделенных направлений (T_x, T_y, T_z), временные зависимости амплитуд прошедшей $E_L(t)$ и отраженной $E_R(t)$ волн, а также потока энергии частиц $D(t)$, выносимого через левую границу расчетной области.

4. Численные эксперименты были проведены для слоя плазмы с плотностью в 825 раз выше критической (т. е. для $\omega_0 = 0,035\omega_{pe}$) и трех значений амплитуды поля накачки $B_0/\sqrt{4\pi n_0 m_e c^2} = 0,01; 0,03; 0,1$. При плотности плазмы $n_0 = 10^{24} \text{ см}^{-3}$ эти значения отвечают интенсивностям лазерного излучения $I_0 = cB_0^2/8\pi = 2,4 \cdot 10^{17}; 2,3 \cdot 10^{18}; 2,3 \cdot 10^{19} \text{ Вт/см}^2$. Толщина расчетной области выбиралась примерно вдвое больше глубины скин-слоя, поэтому коэффициент прохождения волны был пренебрежимо мал и не оказывал заметного влияния на энергобаланс. Основные параметры и результаты расчетов представлены в таблице.

В ходе вычислений, независимо от начальных данных, в течение одного — двух периодов волны накачки устанавливалось квазистационарное состояние, параметры которого затем сохранялись.

Коэффициент отражения R несколько возрастал с увеличением амплитуды падающей волны от 75% при минимальном значении B_0 до 86% при максимальном. Соответственно коэффициент поглощения $A \approx 1 - R$ убывал от 24 до 13%. Полученный в расчетах скейлинг $A \propto B_0^{0,24}$ показывает весьма слабую зависимость коэффициента поглощения от интенсивности накачки. Важно отметить, что эта зависимость не совпадает с прогнозом классической теории скин-эффекта [5], согласно которой $A \propto T_e^{1/6}$, и, следовательно, поглощение должно расти с увеличением интенсивности падающего излучения. При этом величина коэффициента

Основные параметры и результаты расчетов

Номер варианта	1	2	3	
Амплитуда накачки $eV_0/m_e\omega_{pe}c$	0,01	0,03	0,1	
Толщина слоя $\omega_{pe}L/c$	1,0	1,5	2,0	
Коэффициент поглощения A	0,24	0,17	0,13	
Коэффициент отражения R	0,75	0,82	0,86	
Коэффициент прохождения T	$3,6 \cdot 10^{-3}$	$2,0 \cdot 10^{-3}$	$5,0 \cdot 10^{-3}$	
Электронная безразмерная температура $\tau = 10^4 T_e/m_e c^2$ и амплитуда ее колебаний	$\tau_{ex}/\Delta\tau_{ex}$	1,1/0,4	4,2/2,2	23/17
	$\tau_{ey}/\Delta\tau_{ey}$	1,3/0,7	4,2/2,2	21/10
	$\tau_{ez}/\Delta\tau_{ez}$	0,31/0,07	1,15/0,35	6/3,2

поглощения оказывается в несколько раз больше значения, предсказанного для максвелловской функции распределения

$$A = \frac{4,8}{\pi} \left(\frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{c}{v_{Te}} \frac{\omega_0}{\omega_{pe}} \right)^{1/3}.$$

Причины указанных расхождений, по-видимому, связаны с отличием возникающей в процессе нагрева функции распределения от максвелловской, а также с тем фактом, что характерное приращение энергии $\Delta\mathcal{E}_e$ при пролете электронов скин-слоя оказывается больше его тепловой энергии T_e . Поэтому теория возмущений по параметру $\Delta\mathcal{E}_e/T_e$, использованная в [5, 9] для расчета коэффициента поглощения оказывается несправедливой.

Численные эксперименты показали, что структура полей в плазме определяется лишь падающим излучением и дополнительного возбуждения их не происходит. Наибольшую амплитуду имеет поле $B_z \sim B_0$. Его характерное пространственное распределение представлено на рис. 1. Видно, что оно сильно неоднородно и спадает к левому краю слоя более чем на порядок. В соответствии с уравнениями Максвелла электрическое поле E_y в ω_{pe}/ω_0 раз меньше B_z и имеет аналогичную пространственную структуру. Другие компоненты поля (E_x, E_z, B_y) остаются на исходном (шумовом) уровне и с течением времени не нарастают.

Возникающее распределение электронов оказывается сильно анизотропным и их средняя энергия (T_e) вдоль оси z примерно в 4 раза меньше, чем вдоль осей x, y (см. таблицу). В связи с этим можно было бы ожидать возбуждения вайбелевской неустойчивости [15] за времена $\omega_{pe}t \sim 300-500$, сопровождающейся генерацией поля B_y и изотропизацией температуры [16]. Этого, однако, не наблюдалось, что, как можно полагать, связано с пространственной однородностью использованной модели в плоскости слоя: согласно [15], инкремент неустойчивости максимален, если волновой вектор возмущения направлен вдоль направления анизотропии, т. е. в данном случае вдоль оси z .

Временные зависимости средней энергии электронов приведены на рис. 2. Видно, что T_{ex}, T_{ey}, T_{ez} осциллируют с удвоенной частотой накачки, причем амплитуда колебаний составляет от 25 до 50% от их среднего значения. Столь глубокие осцилляции являются отражением того факта, что осцилляторная энергия электронов в плазме сравнима с их средней энергией. Вместе с тем колебания энергии вдоль оси u опережают на четверть периода колебания по осям z и x . Это обусловлено характером движения электронов в слое: движение по оси y

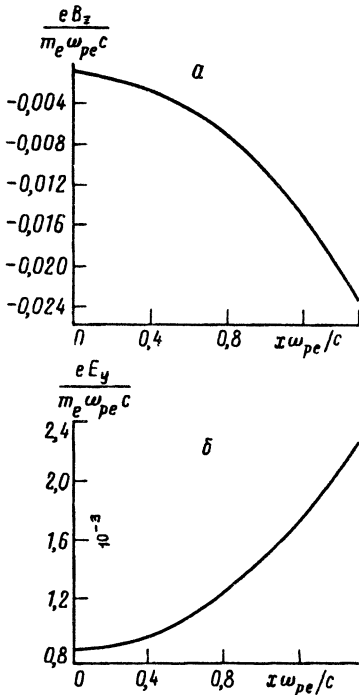


Рис. 1

Рис. 1. Характерные пространственные распределения магнитного B_z (а) и электрического E_y (б) полей в плазме (вариант 2, время $t\omega_{pe} = 10^3$)

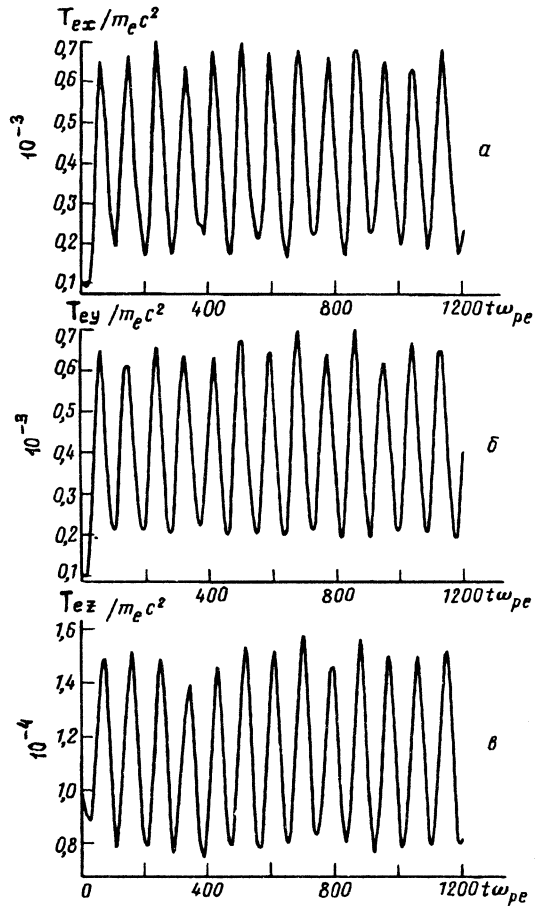


Рис. 2

Рис. 2. Временные зависимости средней энергии электронов вдоль: оси x (а), оси y (б), оси z (в) (вариант 2)

происходит под действием поля E_y , а движение вдоль оси x — под действием силы Лоренца в поле B_z . Зависимость средней энергии $T_e = (1/3)(T_{ex} + T_{ey} + T_{ez})$ от B_0 описывается степенной зависимостью $T_e \propto B_0^\alpha$ со значениями $\alpha \approx 0,6-0,66$, хорошо согласующейся с простыми соображениями баланса энергии в расчетной области:

$$(1 - R)I_0 \approx n_e T_e u_e,$$

где $u_e \approx v_{Te} = \sqrt{T_e/m}$ — характерная скорость выноса энергии через левую границу. Однако абсолютное значение T_e оказывается примерно в 4 раза меньше, что указывает на существенное превышение фактической скорости выноса u_e над тепловой v_{Te} . Соответственно температура электронов в расчетах оказывается в несколько раз ниже значений, следующих из классической теории теплопереноса [9] и кинетических расчетов с учетом столкновений [17].

В настоящее время трудно сказать, какая из моделей нагрева плазмы более адекватна, так как экспериментальных данных нет, а каждая из моделей имеет

свои ограничения. Вместе с тем можно предположить, что аномально высокий темп выноса энергии, наблюдаемый в данных численных экспериментах, обусловлен некоторыми моментами их постановки.

Во-первых, длина расчетной области была, по-видимому, мала для зримых проявлений кинетических эффектов ограничения теплопереноса, ибо амплитуда осцилляций электронов в волне накачки была значительно больше L .

Во-вторых, левое граничное условие для частиц недостаточно точно моделировало контакт скин-слоя с глубинной плазмой — равномерное распределение возвращаемых («холодных») электронов по скин-слою препятствовало возникновению амбиполярного поля E_x , которое могло бы существенно снизить поток «горячих» частиц.

В-третьих, как отмечалось выше, пространственная одномерность модели фактически «отключила» вайбелевскую неустойчивость, а режим однородного ионного фона — ионно-звуковую, которые также могли бы уменьшить вынос тепла из системы.

5. Таким образом, в настоящей работе впервые методом макрочастиц проведено моделирование нагрева сверхплотной бесстолкновительной плазмы с резкой границей, обусловленного поглощением мощного лазерного излучения. Отличительной чертой рассмотренного процесса является то, что осцилляторная энергия электронов в скин-слое больше (или порядка) их тепловой энергии. Вследствие этого режим лазерного взаимодействия с плазмой оказывается существенно нелинейным, и его теоретическая концепция не сводится к известным положениям линейной теории аномального скин-эффекта.

Среди наиболее важных результатов работы выделим относительно высокие значения коэффициента поглощения лазерного излучения, его весьма слабую зависимость от интенсивности лазера, скейлинг зависимости температуры электронов от интенсивности падающей волны. Последний близок к тому, который следует из предположения о свободном выносе электронами энергии из скин-слоя со скоростью, значительно больше тепловой. Кроме того, обратим внимание на резко анизотропное распределение электронов, возникающее в скин-слое (энергия частиц в плоскости поляризации в 3—4 раза выше, чем в перпендикулярном направлении). Анализ его устойчивости требует выход за рамки использованной выше пространственно одномерной и однокомпонентной (с ионами в виде положительного фона) модели.

Наконец, отметим, что в целом полученная физическая картина отвечает той, которая по оценкам должна иметь место при воздействии субпикосекундных импульсов неодимового лазера с интенсивностью 10^{17} — 10^{19} Вт/см² на конденсированные мишени.

Предложенная в данной работе численная модель непотенциальных движений электронов в сильном электромагнитном поле представляется весьма перспективной как для дальнейшего анализа взаимодействия мощного излучения с плазмой в усложненных геометриях, так и для сравнения различных подходов к описанию самого процесса нелинейного проникновения короткого светового импульса в вещество.

Авторы признательны Е. Г. Гамалию за деятельное участие в обсуждениях постановки задачи.

Список литературы

1. *Milchberg H. M., Freeman R. R.* // *Phys. Fluids B.* 1990. V. 2. P. 1395.
2. *Fedosejevs R., Ottman R., Sigel R. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1990. V. 64. P. 1250; *Appl. Phys. B.* 1990. V. 50. P. 79.
3. *Nam C. H., Tighe W., Valeo E., Suckewer S.* // *Appl. Phys. B.* 1990. V. 50. P. 275.
4. *Chaker M., Kieffer J. C., Matte J. P. et al.* // *Phys. Fluids B.* 1991. V. 3. P. 167.
5. *Кондратенко А. Н.* Проникновение поля в плазму. М.: Наука, 1979.
6. *Taylor A. J., Tallman C. R., Roberts J. P. et al.* // *Opt. Lett.* 1990. V. 15. P. 39.
7. *Patterson F. Q., Perry M. D.* // *JOSA B.* 1991. V. 8. P. 2384.

8. Гамалий Е. Г., Тихончук В. Т. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. С. 413.
9. Rozmus W., Tikhonchuk V. T. // Phys. Rev. A. 1990. V. 42. P. 7401.
10. Самарский А. А. // Вестн. АН СССР. 1979. Т. 5. С. 38.
11. Darwin C. G. // Philos. Mag. 1920. V. 39. P. 537.
12. Нильсон К., Льюис Г. Управляемый термоядерный синтез. М.: Мир, 1980. С. 395.
13. Hockney R. W., Eastwood J. W. Computer Simulation Using Particles. N.; Y.: McGraw-Hill, 1981.
14. Бородачев Л. В. К проблеме математического моделирования безызлучательной плазмы. М., 1993. 15 с.— Деп. в ВИНТИ 29. 03. 93, № 745—В 93.
15. Weibel E. S. // Phys. Rev. Lett. 1959. V. 2. P. 83.
16. Быченко В. Ю., Новиков В. Н., Силин В. П., Тихончук В. Т. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. С. 463.
17. Андреев А. А., Гамалий Е. Г., Новиков В. Н. и др. // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1992. Т. 101. С. 1808.

Московский государственный
университет
им. М. В. Ломоносова

Поступила в редакцию
26.06.1992