

УДК 533.9...16+533.951+537.86

СОСУЩЕСТВОВАНИЕ ОРТОГОНАЛЬНЫХ ТОКОВЫХ СТРУКТУР И РАЗВИТИЕ РАЗНОТИПНЫХ ВЕЙБЕЛЕВСКИХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В СОСЕДСТВУЮЩИХ ОБЛАСТЯХ ПЕРЕХОДНОГО СЛОЯ ПЛАЗМЫ С ПОТОКОМ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ

© 2023 г. М. А. Гарасёв¹, Вл. В. Кочаровский^{1, 2, *}, А. А. Нечаев¹,
А. Н. Степанов¹, В. В. Кочаровский³

¹Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

²Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

³Кафедра физики и астрономии, Техасский A&M университет, Колледж Стэйшен, США

*e-mail: kochar@ipfran.ru

Поступила в редакцию 08.03.2022 г.

После доработки 27.06.2022 г.

Принята к публикации 20.07.2022 г.

С использованием численного моделирования методом частиц в ячейках обнаружена возможность формирования и длительного сосуществования ортогональных токовых структур в соседствующих слоях неоднородной холодной плазмы, пронизываемой потоком горячих электронов. Показано, что образование подобных структур имеет место в широкой области параметров задачи о бесстолкновительном разлете высокоэнергичных электронов из плотной плазмы в разреженную. Эти структуры обусловлены развитием вейбелевских неустойчивостей двух разных типов, связанных с качественно различными анизотропными распределениями электронов по скоростям. С целью наблюдения предсказанного явления предложены эксперименты с лазерной плазмой, создаваемой абляцией мишени при квазицилиндрической фокусировке мощного пучка излучения фемтосекундного лазера.

DOI: 10.31857/S0016794022060050, EDN: ADRIZJ

1. ВВЕДЕНИЕ

1.1. Исходные представления о переходном процессе

Проблема формирования и перестройки токовых структур (слоев или филаментов) потоком неравновесной плазмы с горячими электронами в переходном слое относительно холодной плазмы с монотонно спадающей концентрацией известна в физике целого ряда космических и лабораторных явлений [Арцимович, Сагдеев, 1979; Lyubarsky, Eichler, 2006; Quinn et al., 2012; Huntington et al., 2015; Albertazzi et al., 2015; Garasev and Derishev, 2016; Ngirmang et al., 2020 и др. работы]. Примерами являются многообразные задачи о пересоединении силовых линий магнитного поля в неоднородной плазме, о корональной инжекции массы при вспышечных процессах в атмосферах звезд поздних спектральных классов, о взрывных процессах с образованием области плазмы с высокой плотностью энергии и горячими электронами и проч. [Степанов, Зайцев, 2018; Yoon, 2017; Vörös et al., 2017; DeForest et al., 2018; Nakamura et al., 2018; Peterson et al., 2021; Dudík et al., 2017; Lazar et al., 2022]. Однако многие особенности перестройки токовых структур на на-

чальной стадии подобного переходного процесса, наблюдаемые или ожидаемые при указанных и других взрывных явлениях в астрофизической и лазерной бесстолкновительной плазме, остаются мало исследованными, хотя и представляют интерес, например, благодаря генерации сильного магнитного поля и созданию развитой плазменной турбулентности.

В настоящей работе такого рода особенности исследованы для различных пространственных распределений и характерных значений концентраций и температур электронов и ионов обеих присутствующих в задаче плазм – инжектируемой разогретой и покоящейся холодной, исходно имеющей монотонно спадающий профиль концентрации частиц. Рассмотрены такая геометрия задачи (см. ниже) и те области ее параметров, для которых, благодаря неустойчивости вейбелевского типа [Weibel, 1959; Кочаровский и др., 2016; Гарасёв и др., 2022], в определенных соседних слоях плазмы возможно образование взаимно ортогональных токовых структур с достаточно сильными магнитными полями. Исходной целью является качественное физическое исследование

динамики формирования, дальнейшей значительной перестройки и последующего затухания этих двух ортогональных токовых структур при различных длительностях впрыска плазмы с горячими электронами. Анализ обнаруженного явления основан на проведенных детальных двумерных численных расчетах методом частиц в ячейках с использованием кода EPOCH [Arber et al., 2015]. Представленная работа отчасти является продолжением проведенного ранее численного решения начальной задачи о разлете неоднородно нагретого слоя плазмы в вакуум при наличии внешнего магнитного поля, где тоже происходит развитие неустойчивости вейбелевского типа и формирование разномасштабных токовых слоев и филаментов [Гарасёв и др., 2022]. В указанной работе дан также небольшой обзор имеющихся представлений и исследований вейбелевской неустойчивости в рассматривавшихся ранее подобных задачах, например, [Dieckmann, 2009; Thauray et al., 2010; Fox et al., 2018; Moreno et al., 2020; Ngirmang et al., 2020; Peterson et al., 2021; Кочаровский и др., 2016; Бородачёв и др., 2016; Нечаев и др., 2019; Нечаев и др., 2020]), который свидетельствует о новизне постановки задачи и полученных ниже результатов об инъекции горячих электронов в неоднородную достаточно холодную плазму, но для краткости здесь опущен.

Для определенности параметры и геометрия интересующей нас граничной задачи выбраны соответствующими лазерной плазме, создаваемой абляцией мишени (т.е. взрывным испарением ее части) при квазицилиндрической фокусировке мощного пучка излучения фемтосекундного лазера. Осуществленное численное моделирование призвано выявить следующие основные особенности переходного процесса, которые должны возникать в указанных условиях согласно проведенному нами ранее качественному анализу (обсуждение демонстрационных примеров дано во второй части раздела 2 и в разделе 3). Уже на субпикосекундных временах, т.е. практически с самого начала процесса впрыска относительно разреженной плазмы с горячими электронами в более холодную плазму, окружающую мишень, начинается развитие неустойчивости вейбелевского типа, часто называемой филаментационной и связанной с так называемой потоковой анизотропией распределения электронов по скоростям. В определенном слое достаточно плотной холодной плазмы происходит эффективное формирование мелкомасштабных токовых структур — слоев тока, ориентированных вдоль направления впрыска и созданных встречными потоками горячих и холодных электронов. Эти потоки согласованы с постепенно нарастающим перепадом электростатического потенциала в расширяющемся облаке неравновесной плазмы, создаю-

щим глобальное электрическое поле, которое тормозит, а потом и возвращает убегающие горячие электроны, также подверженные филаментации.

Позднее, на пикосекундных временах, и на большем удалении от мишени, в слое более разреженной плазмы, куда к этому моменту долетают в значительном числе анизотропно остывшие при разлете горячие электроны (см. об этом [Гарасёв и др., 2022]), характер анизотропии распределения частиц по скоростям оказывается качественно иным, бимаксвелловским. Именно, ось наибольшей температуры электронов становится ориентированной не ортогонально, а параллельно мишени, вдоль оси цилиндра, разогретого лазерным излучением. Поэтому меняется характер вейбелевской неустойчивости (называемой тепловой в подобных условиях) и по соседству с возникшими ранее токовыми структурами начинают довольно быстро развиваться ортогональные им токовые структуры (филаменты), имеющие больший пространственный масштаб и постепенно занимающие все большую область переходного слоя, в котором доминируют горячие электроны. В этой области при достаточно длительной инъекции горячих электронов с достаточно большого разогретого участка мишени возможна хаотизация ансамбля токовых филаментов и их деформация, т.е. развитие квазимагнитостатической турбулентности.

После окончания периода впрыска горячих электронов, который в проведенных расчетах для ускорения моделирования обычно ограничивался несколькими пикосекундами, мелкомасштабные токовые слои, сформировавшиеся первоначально в более плотной плазме, должны затухать, причем довольно быстро, в течение нескольких пикосекунд. Токовые филаменты, сформировавшиеся позднее в менее плотной плазме и имеющие больший пространственный масштаб, могут существовать дольше, на временах больше десятка пикосекунд. На протяжении всего переходного процесса профиль концентрации плазмы должен меняться медленно и оставаться плавным благодаря сохранению ее квазинейтральности и большой инерции массивных ионов. Однако создаваемые токовыми структурами магнитные поля ожидаются настолько сильными, что должны приводить к заметной сопутствующей стратификации как концентрации плазмы, так и анизотропии распределения электронов по скоростям. Иными словами, генерируемые магнитные поля будут существенно менять бесстолкновительную кинетику частиц, хотя этот процесс и не сопровождается формированием сильных ударных фронтов для рассматриваемой исходной геометрии распределения холодной плазмы и невысокой концентрации горячих электронов.

В работе установлены характерные особенности предсказанного явления, выявлены его пространственно-временные масштабы и определены типичные свойства возникающих токовых структур и согласованных с ними регулярных или турбулентных магнитных полей. Особое внимание уделено связи этих свойств с меняющейся неоднородной анизотропией распределения электронов по скоростям и вытеснению холодных электронов горячими. Кинетика ионов, являющихся холодными, учитывалась, но существенно сказалась бы лишь на относительно больших, субнаносекундных временах, тогда как ниже рассматриваются только пикосекундные времена, на которых доминируют процессы с участием электронов.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНЖЕКЦИИ ПЛАЗМЫ С ГОРЯЧИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ ИЗ ЛОКАЛИЗОВАННОЙ ОБЛАСТИ МИШЕНИ В ФОНОВУЮ ХОЛОДНУЮ ПЛАЗМУ

При помощи релятивистского кода ЕРОСН, использующего метод частиц в ячейках (макрочастиц) [Arber et al., 2015], для поставленной простейшей двумерной задачи нами проведена серия модельных 2D3V расчетов уравнений Власова — Максвелла, в которых пренебрегалось пространственной зависимостью от координаты z , ортогональной плоскости расчета x у, но полностью учитывалась динамика всех трех компонент скорости частиц. Относительно холодная фоновая плазма, создаваемая низкоэнергичным предимпульсом основного фемтосекундного импульса лазера, моделировалась набором из порядка миллиарда квазичастиц (электронов и однократно заряженных ионов с массами m и $M = 100m$ соответственно¹) и в начальный момент времени их температура равнялась $T_0 = 250$ эВ, а концентрация полагалась спадающей от поверхности мишени $y = 0$ по экспоненциальному закону $N = N_0 \exp(-y/L)$ с характерным масштабом L в пределах 16–32 мкм и максимальным значением $N_0 = 1.7 \times 10^{22}$ см⁻³. Плазма с горячими электронами (с температурой $T = 100$ кэВ) и холодными ионами (с фоновой температурой $T_0 = 250$ эВ) впрыскивалась с начала моделирования на протяжении времени $t_{inj} = 2–5$ пс с поверхности мишени xz (т.е. $y = 0$) со-

гласно гауссовому распределению концентрации частиц вдоль оси x (зависимость от z отсутствует)

$n^*(x) = n_0^* \exp(-x^2/r_0^2)$. Величина $2r_0 = 25$ мкм характеризует поперечный размер полоски на поверхности мишени, из каждой точки (счетной ячейки) которой изотропно вылетают и холодные ионы, и горячие электроны с максвелловским распределением по скоростям, созданные в результате цилиндрической фокусировки на мишень пучка излучения фемтосекундного лазера (с осью симметрии z , лежащей при $x = 0$).

Обоснование возможности преимущественного разогрева электронов и обусловленной им инжекции неравновесной плазмы из мишени в результате ее облучения мощным пико- или фемтосекундным лазером, а также примеры использования слабостолкновительной лазерной плазмы с горячими электронами для качественного моделирования явлений плазменной астрофизики можно найти в работах [Borghesi et al., 1998; Drake, 2006; Stamper, 1991; Albertazzi et al., 2014; Quinn et al., 2012; Andreev et al., 2003; Shaikh et al., 2017; Shukla et al., 2020; Soloviev et al., 2021] и указанной там литературе.

Плазма с горячими электронами считалась сильно разреженной относительно фоновой плазмы у поверхности мишени, а именно, отношение n_0^*/N_0 выбиралось в пределах 0.03–0.003, так что концентрации горячих и холодных электронов оказывались сравнимыми только на расстоянии больше или порядка 100 мкм от мишени. На всех границах области расчета использовались открытые граничные условия для частиц и поглощающие для полей, т.е. все частицы и волновые поля свободно выходили за границу расчетной области и больше не оказывали никакого влияния на процессы внутри нее. Размер области расчета был равен $L_x \times L_y = 120 \times 200$ мкм². Счетная сетка состояла из 2400×4000 ячеек, каждая существенно меньше дебаевского радиуса и толщины скин-слоя плазмы вблизи мишени, рассчитанных по температуре и концентрации горячих электронов. Для областей плазмы с концентрацией значительно меньше 10^{21} см⁻³, где возникают интересующие нас токовые структуры, длина свободного пробега [Арцимович и Сагдеев, 1979] даже условно холодных электронов фона с энергией ~ 250 эВ, созданного лазерным предимпульсом, составляет величину порядка десяти и более микрон, т.е. превышает характерные размеры токовых структур и отвечает критерию бесстолкновительности плазмы для рассматриваемых процессов вейбелевской неустойчивости, включая филаментацию токов на нелинейной стадии.

Для одного из указанных выше наборов типичных параметров поставленной задачи с $L = 16$ мкм,

¹ При увеличении ионной массы до фактических значений $M > 1836m$, как показывают оценки для поставленной задачи и численное моделирование для физически близкой задачи о разлете плазмы с горячими электронами во внешнее магнитное поле [Гарасёв и др., 2022], характер токовых структур и динамика электронных процессов на пикосекундных временах качественно не меняются, а лишь замедляется их темп и уменьшается скорость деформации профиля общей концентрации плазмы, определяемая ионно-звуковой скоростью $\sim (T/M)^{1/2}$.

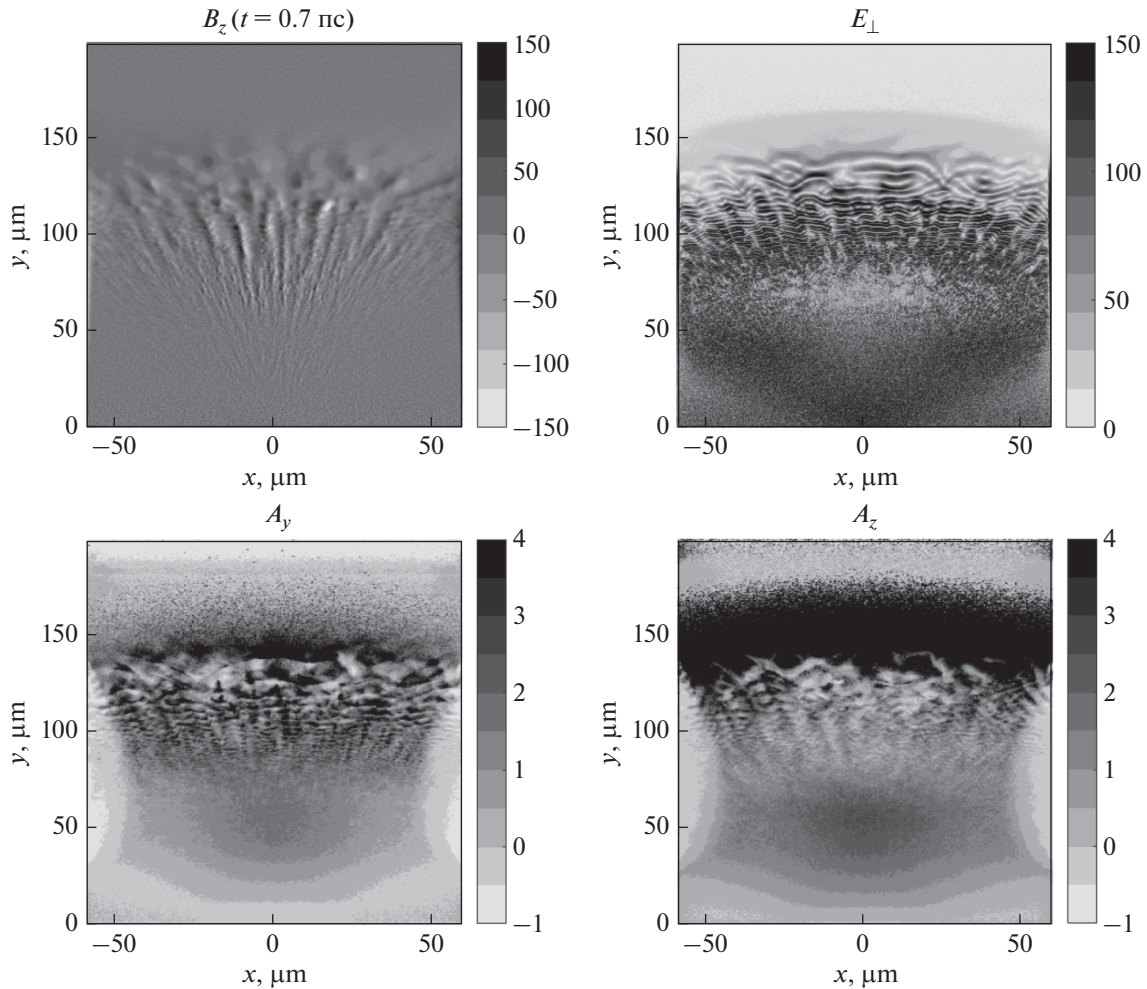


Рис. 1. Пространственные распределения магнитного поля B_z (слева сверху, в единицах Тл), поперечного электрического поля $E_{\perp} = (E_x^2 + E_y^2)^{1/2}$ (справа сверху, в единицах 3×10^8 В/м), показателей анизотропии $A_y = T_y/T_x - 1$ (слева внизу) и $A_z = T_z/T_x - 1$ (справа внизу) в момент времени $t = 0.7$ пс после начала инъекции плазмы с горячими электронами в фоновую плазму с масштабом неоднородности $L = 16$ мкм при $n_0^*/N_0 = 0.03$.

$t_{inj} = 2$ пс, $n_0^*/N_0 = 0.03$ на рисунках 1–5 даны распределения компонент магнитного поля B_z , $B_{\perp} = (B_x^2 + B_y^2)^{1/2}$ и определяющих их генерацию параметров анизотропии $A_{y,z} = T_{y,z}/T_x - 1$, а также некоторых других величин, рассчитанные в плоскости xu для пяти последовательных характерных моментов времени после начала впрыска плазмы с горячими электронами: 0.7, 1.8, 3.6, 6.6, 10 пс. Рассчитанные эффективные температуры T_z, T_y, T_x (в энергетических единицах) характеризуют локальную дисперсию соответствующих компонент скорости электронов (холодных и горячих вместе). На этом примере ниже кратко изложены основные этапы изучаемого переходного процесса и обуславливающие их физические явления, а в следующем разделе с использованием расчетов

для других параметров задачи обсуждаются важные детали этого процесса.

С самого начала впрыска наличие вполне однородного радиального потока горячих электронов, летящих через плотную среду холодных электронов, обуславливает известную плазменную неустойчивость пучкового типа и генерацию быстро осциллирующего электрического поля E_{\perp} , направленного вдоль локальной скорости потока в плоскости xu и связанного с плазменными волнами (правая верхняя панель рис. 1). Они обладают небольшими групповыми скоростями и имеют длины волн от субмикрон до микрон. Однако эти турбулентные плазменные волны не успевают сколько-нибудь существенно вырасти и переводят лишь малые доли процента энергии направленного движения электронов в их тепловую

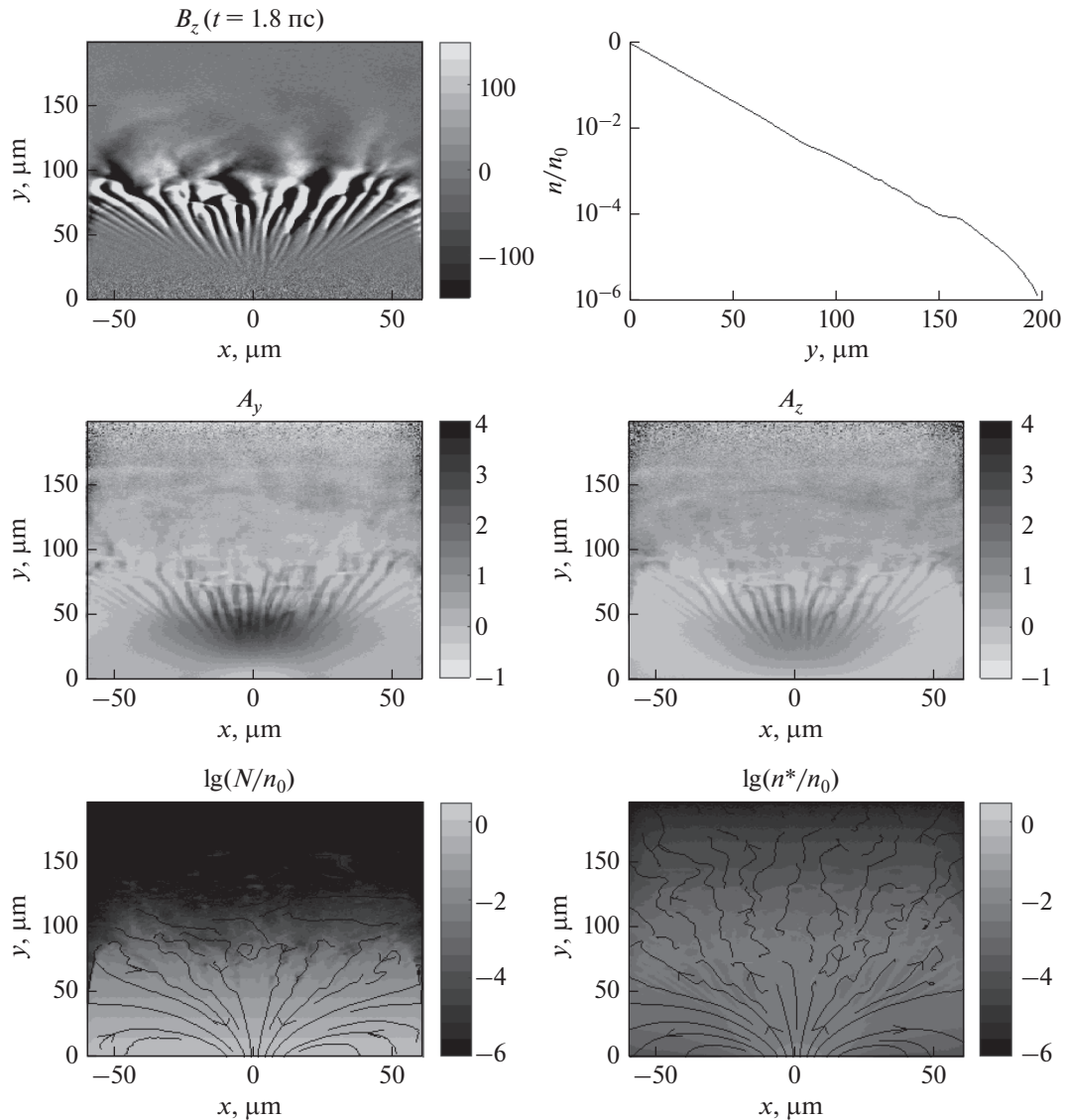


Рис. 2. Структура магнитного поля B_z (слева сверху, в единицах Тл), профиля концентрации плазмы n/n_0 (справа сверху), показателей анизотропии $A_y = T_y/T_x - 1$ (слева в центре) и $A_z = T_z/T_x - 1$ (справа в центре), концентраций электронов холодной плазмы N (слева внизу) и горячих впрыснутых электронов n^* (справа внизу) в момент времени $t = 1.8$ пс после начала инъекции в фоновую плазму с масштабом неоднородности $L = 16$ мкм при $n_0^*/N_0 = 0.03$. На нижних панелях изображен логарифм нормированной концентрации, линии со стрелками показывают направления потока холодных электронов фона и горячих электронов.

энергию, поскольку уже на субмикросекундных временах в широком слое плотной плазмы на расстоянии порядка 30–100 мкм от области инъекции происходит развитие столь же быстрой вейбелевской неустойчивости, которая связана с апериодической генерацией ортогонального плоскости xu магнитного поля B_z , имеющего азимутальную стратификацию (левая верхняя панель рис. 1). В результате встречные потоки летящих радиально вверх горячих электронов и опускающихся вниз холодных электронов в значительной мере разделяются в пространстве, образуя чередующие-

ся клинообразные токовые слои, сосредоточенные в окрестностях соседних минимумов магнитного поля. Для принятых параметров задачи такой процесс заметен на временах больше примерно 0.3 пс.

В этой весьма регулярной веерной структуре полный ток мал, а поперечные размеры слоев возрастают примерно от 1 мкм до 10 мкм при радиальном удалении от центра разогретой полосы на поверхности мишени в интервале расстояний примерно от 15 мкм до 150 мкм. Благодаря нелинейным эффектам насыщения вейбелевской не-

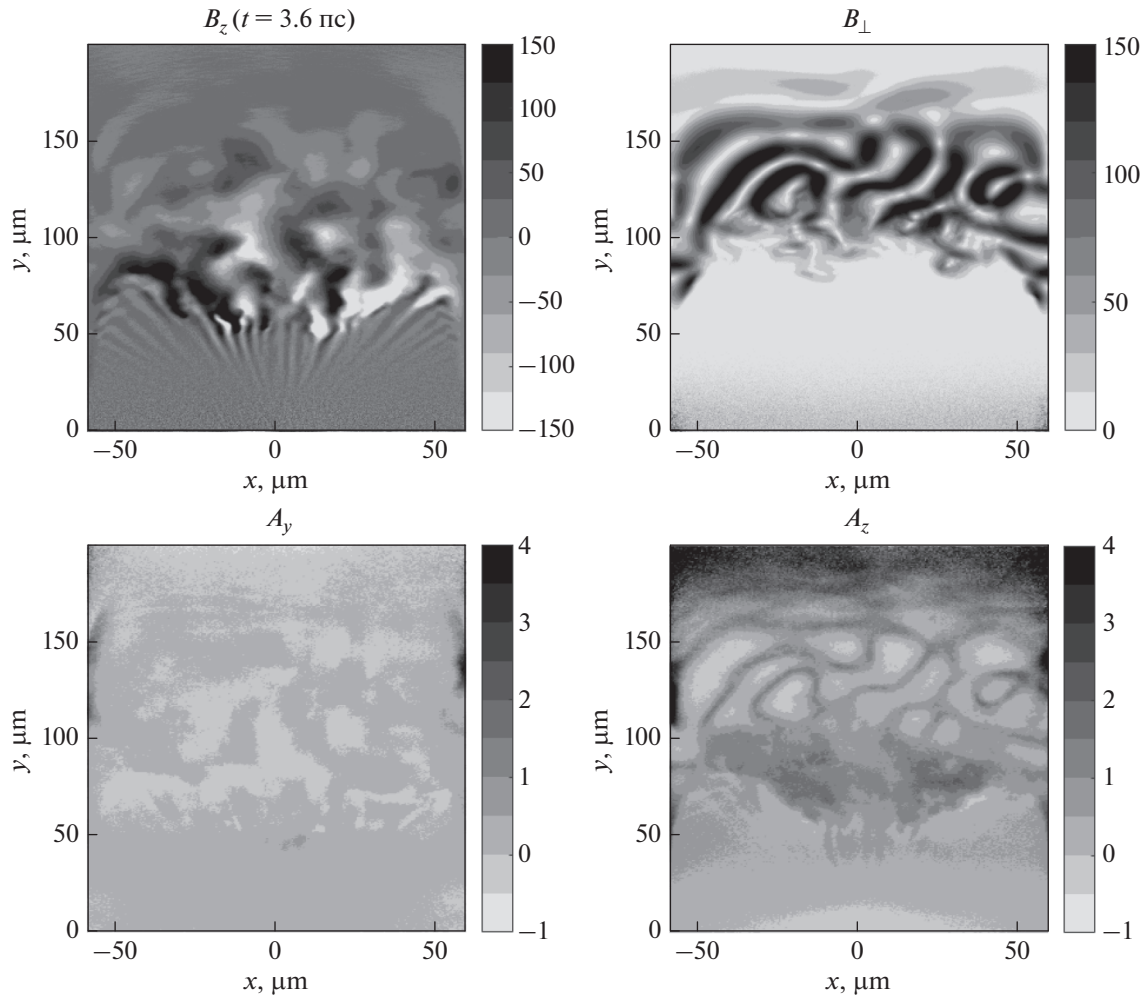


Рис. 3. Структура магнитного поля B_z (слева сверху, в единицах Тл), поперечного магнитного поля $B_{\perp} = (B_x^2 + B_y^2)^{1/2}$ (справа сверху, в единицах Тл), показателей анизотропии $A_y = T_y/T_x - 1$ (слева внизу) и $A_z = T_z/T_x - 1$ (справа внизу) в момент времени $t = 3.6$ пс после начала инжекции, длившейся 2 пс, горячих электронов в фоновую плазму с масштабом неоднородности $L = 16$ мкм при $n_0^*/N_0 = 0.03$.

устойчивости в образующемся сильном магнитном поле с величиной вплоть до 200 Тл указанные толщины токовых слоев оказываются порядка локальных гирорадиусов энергичных электронов и происходит соответствующая стратификация параметра анизотропии A_y , по существу ответственного за данную неустойчивость; см. левую нижнюю панель рис. 1. Показанная на правой нижней панели анизотропия A_z тоже стратифицируется, но в данном слое с доминирующей холодной плазмой является слабой и не приводит к вейбелевской неустойчивости.

В ходе дальнейшей эволюции процесса инжекции на временах больше 1 пс указанное разделение радиальных потоков горячих и холодных электронов (нижние панели на рис. 2) сохраняется только в постепенно сужающемся слое плазмы

(на расстояниях примерно до 100 мкм при $t = 1.8$ пс согласно левой верхней панели рис. 2). При этом точка разворота горячих электронов постепенно приближается к мишени, а убежавшие вверх горячие электроны достигают области достаточно разреженной фоновой плазмы, где сравниваются по концентрации с холодными электронами, вытесняя их. В результате сверху указанного ранее слоя образуется соседний слой плазмы с доминирующими горячими электронами, которые испытали частичное анизотропное охлаждение вследствие общего расширения в плоскости xu , т.е. в целом уменьшили свои эффективные температуры $T_{x,y}$, сохранив практически неизменной исходную температуру T_z благодаря пространственной однородности инжекции горячих электронов и фона холодных в направлении оси z , а также от-

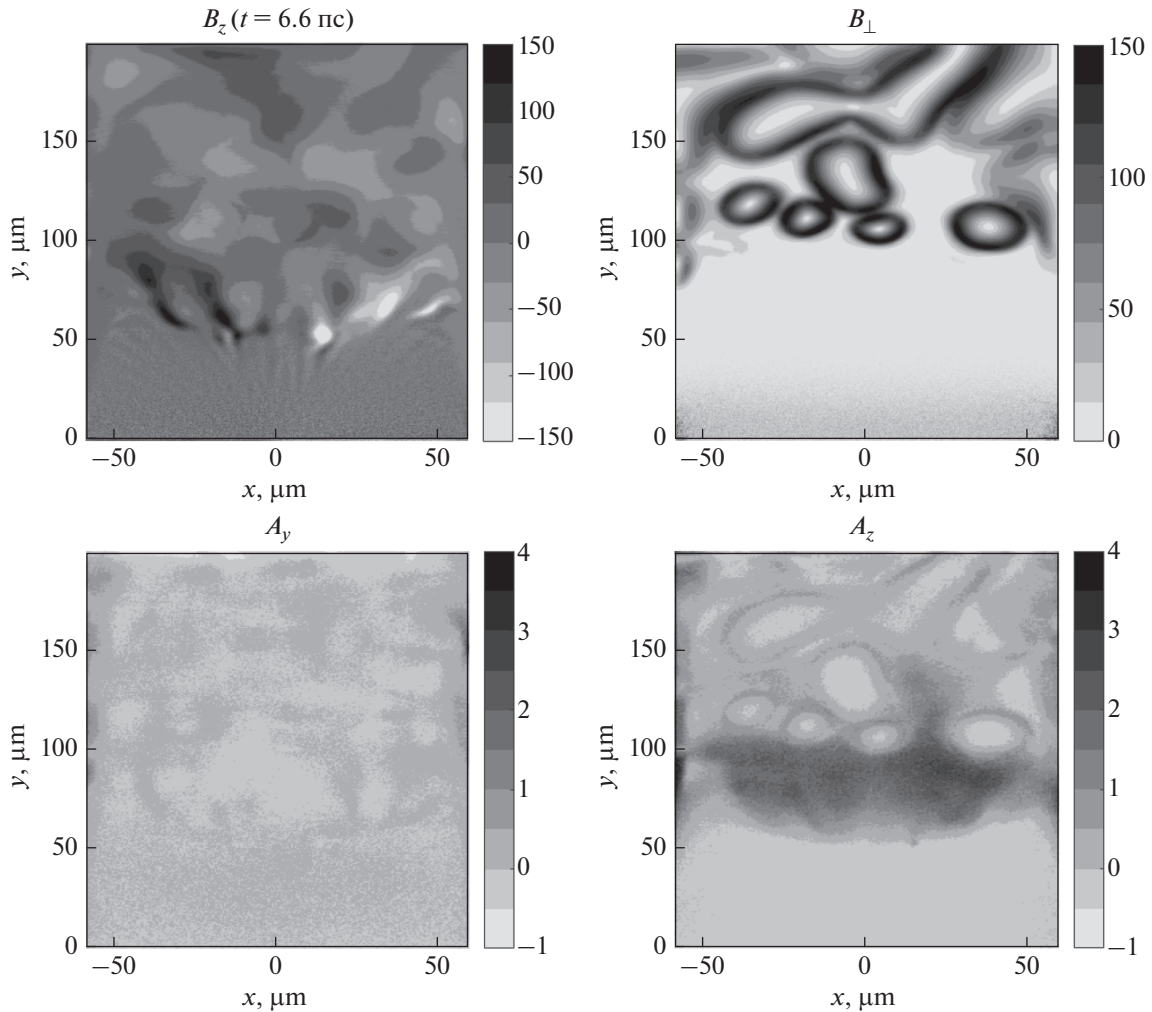


Рис. 4. То же, что на рис. 3, в момент времени $t = 6.6$ пс.

сутствию компонент магнитного поля в плоскости xu и компоненты электрического поля вдоль оси z . Границы этого нового слоя становятся видимыми и длительное время наблюдаются в дальнейшем на профиле концентрации плазмы (см. его слабые изгибы на правой верхней панели рис. 2 при $y \approx 90$ мкм и $y \approx 150$ мкм). Внутри значительной части слоя на временах порядка или больше 2 пс уровень анизотропии A_z сравнивается и начинает превышать уровень анизотропии A_y (см. средние панели рис. 2), в том числе даже если инжекция горячих электронов продолжается; см. рис. 6 раздела 3. В последнем случае заметная часть горячих электронов может возвращаться вдоль токовых слоев в район исходной инжекции вместе с текущими туда холодными электронами, усиливая радиально стратифицированное магнитное поле B_z таким нелинейным образом.

Отмеченное преобладание анизотропии A_z над анизотропией A_y тем более быстро устанавливает-

ся сразу после прекращения инжекции горячих электронов (на временах больше 2 пс в рассматриваемом в этом разделе случае). В итоге, наряду с появившейся ранее структурой радиальных токовых слоев, возникает новый ансамбль ортогональных токовых филаментов, ориентированных вдоль оси z , подобных известным z -пинчам и обусловленных постепенным развитием нового этапа вейбелевской неустойчивости, динамика которой по существу уже не связана с холодными электронами фона и диктуется довольно медленным нарастанием параметра анизотропии A_z над пороговым значением. Как показано на рис. 3 для момента времени $t = 3.6$ пс, характерные масштабы z -пинчей, составляющие 10–50 мкм, сильно превышают толщины лежащих ниже токовых слоев и сравнимы с исходным масштабом неоднородности фоновой плазмы, а также с локальным гирорадиусом типичного энергичного электрона в насыщающем неустойчивость поперечном магнитном поле B_\perp , величина которого

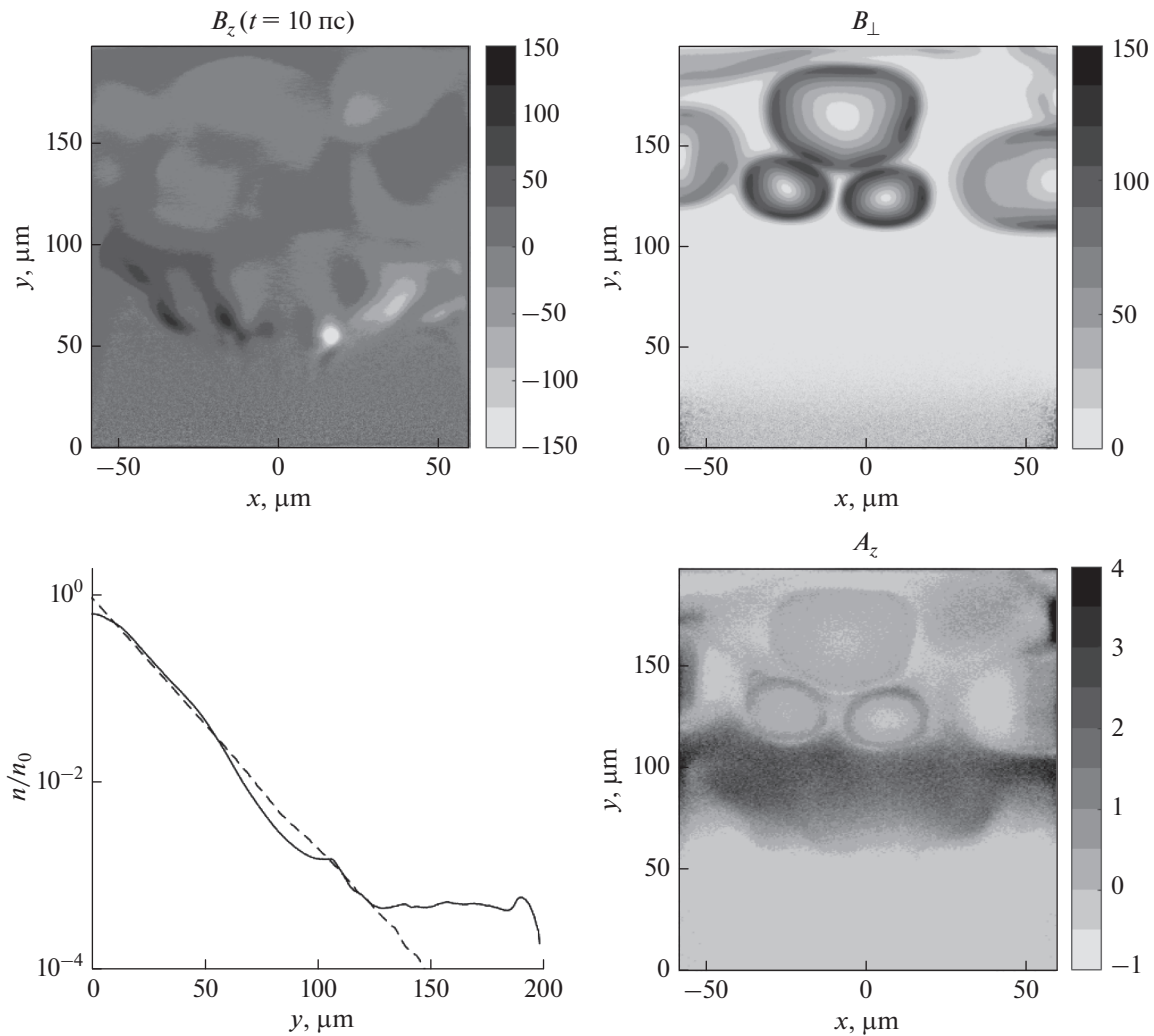


Рис. 5. Структура магнитного поля B_z (слева сверху, в единицах Тл), поперечного магнитного поля $B_{\perp} = (B_x^2 + B_y^2)^{1/2}$ (справа сверху, в единицах Тл), профиля концентрации плазмы n/n_0 (слева внизу, сплошная линия для $t = 10$ пс, штриховая для $t = 1.8$ пс) и показателя анизотропии $A_z = T_z/T_x - 1$ (справа внизу) в момент времени $t = 10$ пс после начала инжекции, длившейся 2 пс, горячих электронов в фоновую плазму с масштабом неоднородности $L = 16$ мкм при $n_0^*/N_0 = 0.03$.

достигает уже указанного выше большого значения порядка 200 Тл. Благодаря значительному уровню анизотропии A_y здесь, несмотря на доминирование горячих электронов, присутствует и заметное продольное магнитное поле B_z с величиной вплоть до 100 Тл, а следовательно, и заметные крупномасштабные радиальные и азимутальные токи.

На больших временах после прекращения инжекции радиальные токи, особенно нижележащие мелкомасштабные, затухают быстрее токов вдоль оси z , что видно из сравнения верхних панелей рис. 4 для момента времени $t = 6.6$ пс. При этом величина среднего магнитного поля уже упала до уровня $B \sim 30$ Тл и анизотропия A_y является незначительной. Анизотропия A_z еще велика

и коррелирует (см. также [Нечаев и др., 2019]) с промодулированным z -пинчами поперечным магнитным полем B_{\perp} (нижние панели рис. 4), причем является немалой даже в лежащем ниже слое достаточно плотной фоновой плазмы (в интервале высот y примерно от 50 до 100 мкм), где сравнимы концентрации горячих и холодных электронов. Однако присутствие большого числа последних и понизившаяся концентрация первых из-за их разлета больше не позволяют развиваться вейбелевской неустойчивости, как это было на временах $t \sim 3-5$ пс в слое выше уровня $y \sim 100-80$ мкм соответственно, на котором сравнивались концентрации горячих и холодных электронов.

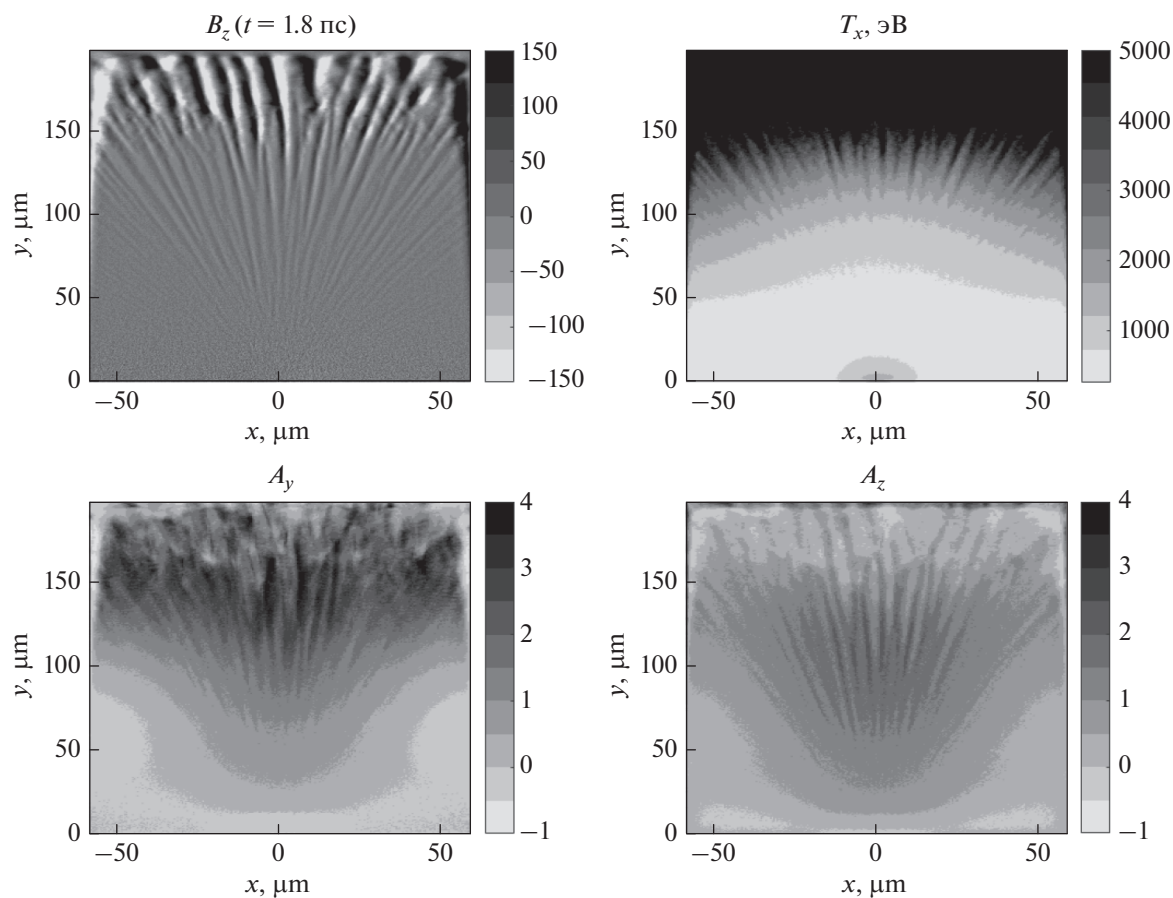


Рис. 6. Структура магнитного поля B_z (слева сверху, в единицах Тл), эффективной температуры T_x (справа сверху, в единицах эВ), показателей анизотропии $A_y = T_y/T_x - 1$ (слева внизу) и $A_z = T_z/T_x - 1$ (справа внизу) в момент времени $t = 1.8$ пс после начала инъекции горячих электронов в фоновую плазму с масштабом неоднородности $L = 32$ мкм при $n_0^*/N_0 = 0.03$.

Сказанное подтверждает и рис. 5, верхние панели которого представляют существенно ослабленное магнитное поле на еще более поздней стадии затухания двух уже далеко не ортогональных токовых структур при $t = 10$ пс (согласно левой нижней панели, на столь длительных временах профиль концентрации плазмы меняется довольно сильно; тем не менее значимый вклад ионов в структуру токов может появиться только позднее и не представляет особого интереса, поскольку к тому времени электронные токи значительно ослабевают). Из этого рисунка, как и из предыдущего рис. 4 (см. верхние панели там), ясно, что более длительное существование ансамбля медленно деформирующихся z -пинчей обусловлено структурированием тока в них благодаря нелинейным эффектам захвата части горячих электронов в области, ограниченные сильным магнитным полем. Внутри отдельного пинча холодных электронов оказывается мало и плотность тока горячих электронов может быть даже направлена противоположно плотности тока вбли-

зи и вне его границ, где важен вклад холодных электронов в ток, а величина магнитного поля B_{\perp} резко меняется. На левых верхних панелях рисунков 4 и 5 видны также несколько долгоживущих локализованных областей с сильным магнитным полем $|B_z| \sim 100$ Тл (с разными знаками проекции на ось z), сформированных кольцеобразными токами в плоскости xu , которые остались после распада веерной системы радиальных токовых слоев и образуют общую фонтанную структуру, похожую на θ -пинч. Перечисленные долгоживущие локализованные токовые образования благодаря давлению создаваемого ими сильного магнитного поля сопровождаются заметной стратификацией общей концентрации всех частиц плазмы (с относительным уровнем до $\sim 1\%$ для параметров холодной и горячей плазмы, принятых в проведенном численном моделировании).

Ввиду ограниченного объема статьи обсуждение подобных нелинейных структурно-эволюционных деталей рассматриваемого сложного пере-

ходного процесса с впрыском горячих электронов выходит за ее рамки и лишь кратко затрагивается в следующем разделе.

3. КАЧЕСТВЕННАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ НАБЛЮДАЕМЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ САМОСОГЛАСОВАННЫХ ТОКОВЫХ СТРУКТУР И МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Моделирование подобного переходного процесса разлета горячих электронов в неоднородную холодную плазму, прилегающую к мишени с разогретой лазером полосой, которая играет роль инжектора, для широкого диапазона параметров задачи дает сходные картины происходящих процессов формирования токовых структур. Первой быстро образуется вполне регулярная веерная структура клинообразных слоев с чередующимися направлениями токов горячих и холодных электронов. Затем поверх нее нарастает довольно хаотическая структура из ортогональных этим слоям z -пинчей. Последние тоже имеют различные направления тока горячих электронов внутри них и медленно деформируются и расширяются вместе с расширением всего плазменного облака с горячими электронами. Качественное аналитическое исследование обеих токовых структур показывает, что их происхождение обусловлено электронной неустойчивостью вейбелевского типа – филаментационной и тепловой (бимаксвелловской) соответственно [Weibel, 1959; Кочаровский и др., 2016; Нечаев и др., 2019; Гарасёв и др., 2022]. Известный дисперсионный анализ ее линейной стадии для одноосного бимаксвелловского распределения электронов по скоростям с максимальной температурой $T_{y,z}$ вдоль осей y или z и соответствующим параметром анизотропии $A_{y,z} = T_{y,z}/T_x - 1$, когда тот порядка 1, дает следующие приближенные выражения для максимального инкремента Γ и длины волны $\lambda = 2\pi/k_{\perp}$ отвечающего ему наиболее быстро растущего возмущения магнитного поля с волновым вектором \mathbf{k} , ортогональным этой оси анизотропии y или z :

$$\Gamma = \omega_p \left(\frac{n}{n_0} \right)^{1/2} \left(\frac{8T_x}{27\pi m c^2} \right)^{1/2} \frac{A_{y,z}^{3/2}}{1 + A_{y,z}}, \quad (1)$$

$$\lambda = \frac{2\pi c}{\omega_p} \left(\frac{n_0}{n} \right)^{1/2} \left(\frac{3}{A_{y,z}} \right)^{1/2}. \quad (2)$$

Здесь плазменная частота $\omega_p = (4\pi e^2 n_0 / m)^{1/2}$ определена с использованием максимальной концентрации электронов (холодных и горячих) n_0 в центре разогретой области у поверхности мишени, e – величина элементарного заряда, c – скорость света в вакууме. Отметим, что при $n_0 = 1.7 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ плазменный период составляет $2\pi/\omega_p \approx 1$ фс.

Используем данные формулы для оценок, беря локальную полную концентрацию электронов n в областях с максимальными значениями анизотропий A_y и A_z при зарождении двух соответствующих ортогональных токовых структур, приведенных, например, на рис. 1 и 3 почти при одном и том же расстоянии от мишени – немного меньше и немного больше величины $y \approx 100$ мкм. В первом случае, при $t = 0.7$ пс, там величина A_z примерно вдвое меньше величины $A_y \approx 2$ и концентрация горячих электронов n^* еще мала по сравнению с концентрацией холодных $N \approx 3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, так что $T_x \sim 10$ кэВ и $\Gamma \sim 12 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $\lambda \sim 7$ мкм. Во втором случае, при $t = 3.6$ пс, там $A_y \approx 0$ при $A_z \approx 0.5$ и горячие электроны с концентрацией $n^* \approx 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ уже превалируют над холодными, так что $T_x \sim 35$ кэВ и $\Gamma \sim 6 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $\lambda \sim 15$ мкм. В обоих случаях имеется неплохое согласие рассчитанных величин $2/\Gamma$ и $\lambda/2$ соответственно с временем формирования токовых структур и с шириной токовых слоев или диаметром z -пинчей (особенно с учетом значительного отличия реальных функций распределения электронов от модельной бимаксвелловской). Имеется качественное согласие вейбелевского механизма формирования двух ортогональных токовых структур и с результатами расчетов аналогичных задач с другими параметрами. Более того, в этих расчетах, в том числе обсуждаемых ниже, указанные величины $2/\Gamma$ и $\lambda/2$ по порядку величины близки соответственно локальным периоду циклотронного вращения $2\pi m c / e B$ и удвоенному гирорадиусу типичного электрона в характерном магнитном поле B развитой токовой структуры. Эти приближенные равенства входят в известные критерии насыщения вейбелевской неустойчивости (см., например, [Кочаровский и др., 2016]).

При изменении параметров исследуемой задачи об инжекции могут заметно меняться роли физических явлений, вовлеченных в переходный процесс, а следовательно, меняться отмеченные и другие характеристики пространственно-временного поведения токов горячих и холодных электронов, их анизотропных функций распределения по скоростям и созданных ими магнитных полей. Проиллюстрируем сказанное тремя примерами.

Так, согласно рис. 6, двукратное увеличение исходного масштаба неоднородности фоновой плазмы до $L = 32$ мкм приводит к почти такому же удлинению веерной структуры чередующихся противоположно направленных токовых слоев горячих и холодных электронов с одновременным уменьшением их поперечных размеров и ослаблением мелкомасштабного магнитного поля B_z до величины порядка 20–50 Тл (ср. рис. 2 для того же момента времени $t = 1.8$ пс). Соответствующая мелкомасштабная модуляция парамет-

ров анизотропии $A_{y,z}$ в области плотной фоновой плазмы также перемасштабируется (см. нижние панели), а модуляция эффективной температуры T_x вдоль оси x по-прежнему присутствует только в области более разреженной фоновой плазмы, где ее концентрация порядка или не сильно превышает концентрацию горячих электронов (левая верхняя панель рис. 6).

Отметим, что после прекращения инъекции в данной и других рассмотренных задачах (с иными параметрами фоновой холодной и впрыскиваемой горячей плазмы) облако перемешанных горячих и холодных электронов вместе с ионами расширяется во все стороны, так что часть горячих электронов начинает двигаться в сторону мишени, а большинство холодных электронов со всеми ионами, напротив, уходят от мишени, т.е. картина электронных потоков, представленная на нижних панелях рис. 2, сильно меняется. Тем не менее, как только в лежащем достаточно высоко слое набирается необходимое для вейбелевской неустойчивости количество горячих электронов, быстрее долетевших до области разреженной фоновой плазмы, испытавших анизотропное охлаждение и доминирующих там над изотропными холодными электронами, происходит множественное образование филаментов тока в форме z -пинчей. Последние постепенно искажаются из-за неоднородности и расширения плазмы и формируют согласованное сильно неоднородное поперечное магнитное поле B_{\perp} , дополняющее возникшее ранее неоднородное продольное поле B_z .

Получающаяся сложная, двухкомпонентная картина токов и магнитных полей, конечно, зависит от длительности инъекции и, следовательно, количества впрыснутых горячих электронов, как это демонстрирует сравнение рис. 3 с рис. 7, отвечающим тому же моменту времени $t = 3.6$ пс и тем же параметрам задачи, рассмотренной в предыдущем разделе 2, но при большем времени инъекции $t_{inj} = 5$ пс. Как видно на верхних панелях, при большем количестве впрыснутых электронов масштаб неоднородности и величина поперечного магнитного поля B_{\perp} в лежащем выше слое уменьшились, тогда как магнитное поле B_z с верной структурой в нижележащем слое не затухает благодаря продолжающейся инъекции горячих электронов и встречному потоку холодных электронов фона, практически зануляющему общий ток. Следует отметить также, что при переходе между указанными слоями сильно изменяются обе эффективные температуры электронов T_y и T_z вдоль осей y и z , показанные на нижних панелях рис. 7 и в целом подобные друг другу, хотя первая заметно меньше второй из-за анизотропного охлаждения впрыснутых горячих электронов.

Если при прежних параметрах задачи, детально разобранный в предыдущем разделе 2, суще-

ственно уменьшить поток плазмы с горячими электронами до значения $n_0^*/N_0 = 0.003$, сохранив короткое время инъекции $t_{inj} = 2$ пс и тем самым сильно сократив количество впрыснутых частиц, то в рассматриваемый момент времени $t = 3.6$ пс (рис. 8) обе ортогональные структуры промодулированных в пространстве токов оказываются более слабыми и крупномасштабными, как и создаваемое ими магнитное поле $B \sim 30\text{--}50$ Тл (ср. верхние панели рис. 3 и 8). Вместе с тем на первый план выходит полный ток горячих электронов, локально не компенсирующийся сколько-нибудь значительно током холодных и имеющий фонтанную структуру [Albertazzi et al., 2015; Нечаев и др., 2019]. Последняя создает глобальное магнитное поле, направленное преимущественно вдоль и против оси z в правой и левой половинах расширяющейся плазмы соответственно. Оно наиболее сильно в промежутке между указанными слоями, где сравниваются концентрации горячих и холодных электронов и имеются значительные горизонтальные компоненты их фонтанных токов. Подобная фонтанная структура, напоминающая сильно искаженный θ -пинч, хорошо видна на обоих рис. 3 и 8, но она весьма слабо отражается на параметрах анизотропии $A_{y,z}$ (ср. нижние панели на рисунках) и по существу не меняет ход ни самой вейбелевской неустойчивости, ни долговременной нелинейной деформации и затухания тех или иных филаментов тока. В целом, согласно расчетам, обе рассмотренные вейбелевские неустойчивости и соответствующие ортогональные структуры токовых слоев и z -пинчей не развиваются, если слишком мала доля горячих электронов n_0^*/N_0 (менее 0.1%), или слишком коротка их инъекция t_{inj} (менее 0.3 пс), или же слишком однородна фоновая плазма (масштаб L существенно больше 0.1 мм). В последнем случае при достаточно длительной инъекции достаточно плотной плазмы с горячими электронами вместо рассмотренного нами явления происходит формирование известной бесстолкновительной ударной волны [Арцимович, Сагдеев, 1979; Lyubarsky, Eichler, 2006; Garasev, Derishev, 2016; Moreno et al., 2020].

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВОЗМОЖНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Результаты моделирования демонстрируют значительную зависимость динамики и пространственной структуры самосогласованной электронной анизотропии и генерируемого магнитного поля от геометрии, размера, мощности и энергии фемтосекундного лазерного пучка, который неявно определяет вытянутую форму и размеры разогретого пятна, созданного на облученной мишени, а также длительность инъекции и,

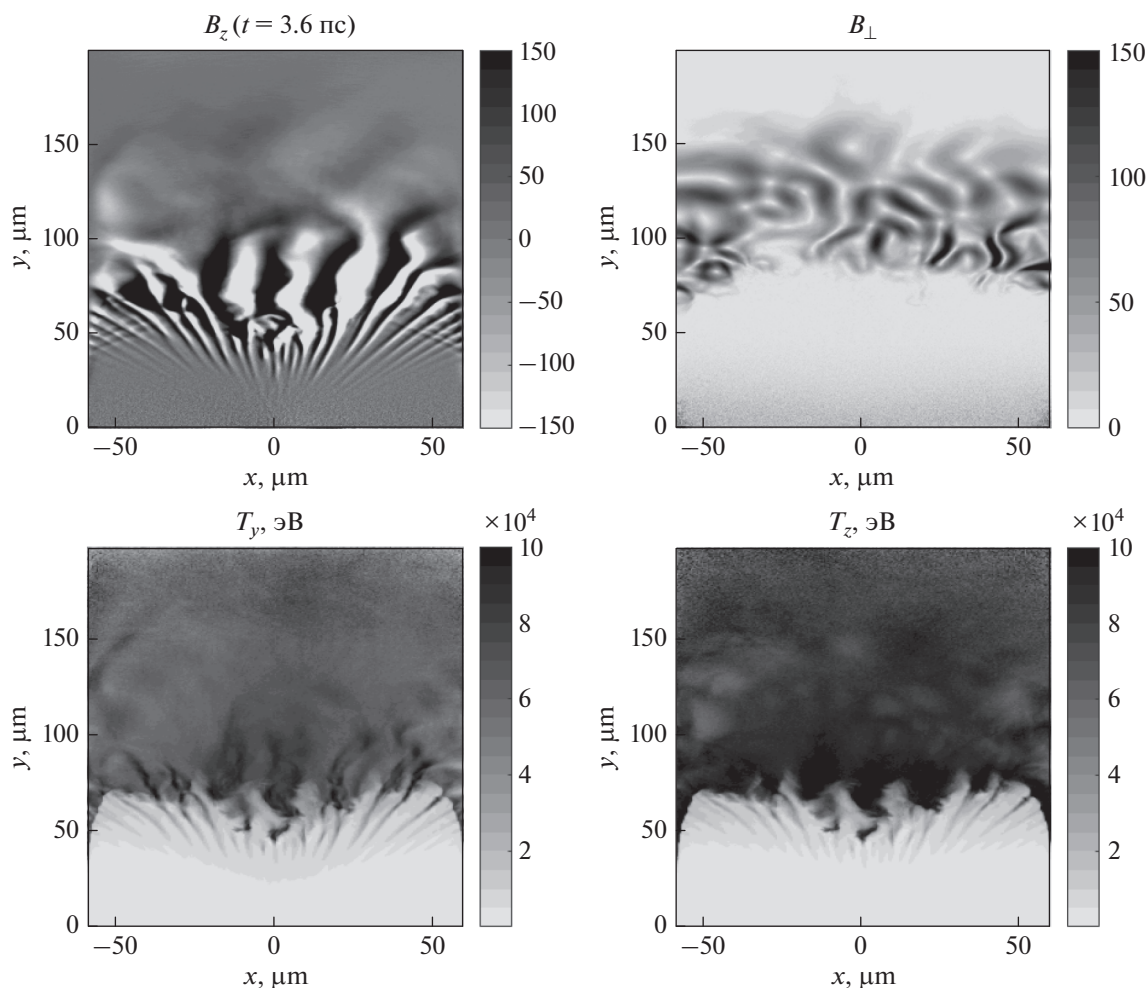


Рис. 7. Структура магнитного поля B_z (слева сверху, в единицах Тл), поперечного магнитного поля $B_{\perp} = (Bx^2 + By^2)^{1/2}$ (справа сверху, в единицах Тл), эффективных температур T_y и T_z (снизу слева и справа, в единицах эВ), в момент времени $t = 3.6$ пс после начала инъекции, длившейся 5 пс, горячих электронов в фоновую плазму с масштабом неоднородности $L = 16$ мкм при $n_0^*/N_0 = 0.03$.

следовательно, количество и энергетику вылетающих из него электронов. Установлено, что как указанные параметры, так и масштаб неоднородности и исходная концентрации холодной плазмы, задаваемой лазерным предимпульсом, существенно влияют не только на время образования, количество филаментов и величину плотности тока в обеих предсказываемых токовых системах, но и на их перестройку, скорость распада и общую длительность существования (по существу, совместного) после прекращения инъекции горячих электронов. Согласно расчетам, при достижении нелинейного насыщения обеих сосуществующих неустойчивостей вейбелевского типа (филаментационной и тепловой) энергия квазистатических магнитных полей каждой из двух сформированных ортогональных токовых структур может быть весьма велика, до нескольких процентов от полной энергии впрыснутых электронов.

Представленные результаты детализируют процесс разлета плазмы с горячими электронами в неоднородную фоновую плазму, намеченный в общих чертах во Введении. Благодаря филаментационной вейбелевской неустойчивости с самого начала инъекции высокоэнергичных электронов быстро образуются и постепенно нарастают слои встречных токов горячих электронов, летящих от мишени и частично возвращающихся к ней, и холодных электронов, движущихся преимущественно к мишени. Эти токи создают листы встречных силовых линий магнитного поля, направленных поперек плоскости расчета xu и занимающих слой фоновой плазмы вблизи поверхности мишени, где концентрация холодных электронов больше или порядка концентрации горячих. Выше этого слоя, где на пикосекундных временах доминируют горячие электроны, остывшие при разлете в плоскости расчета xu и сохранившие высокую температуру в направлении по-

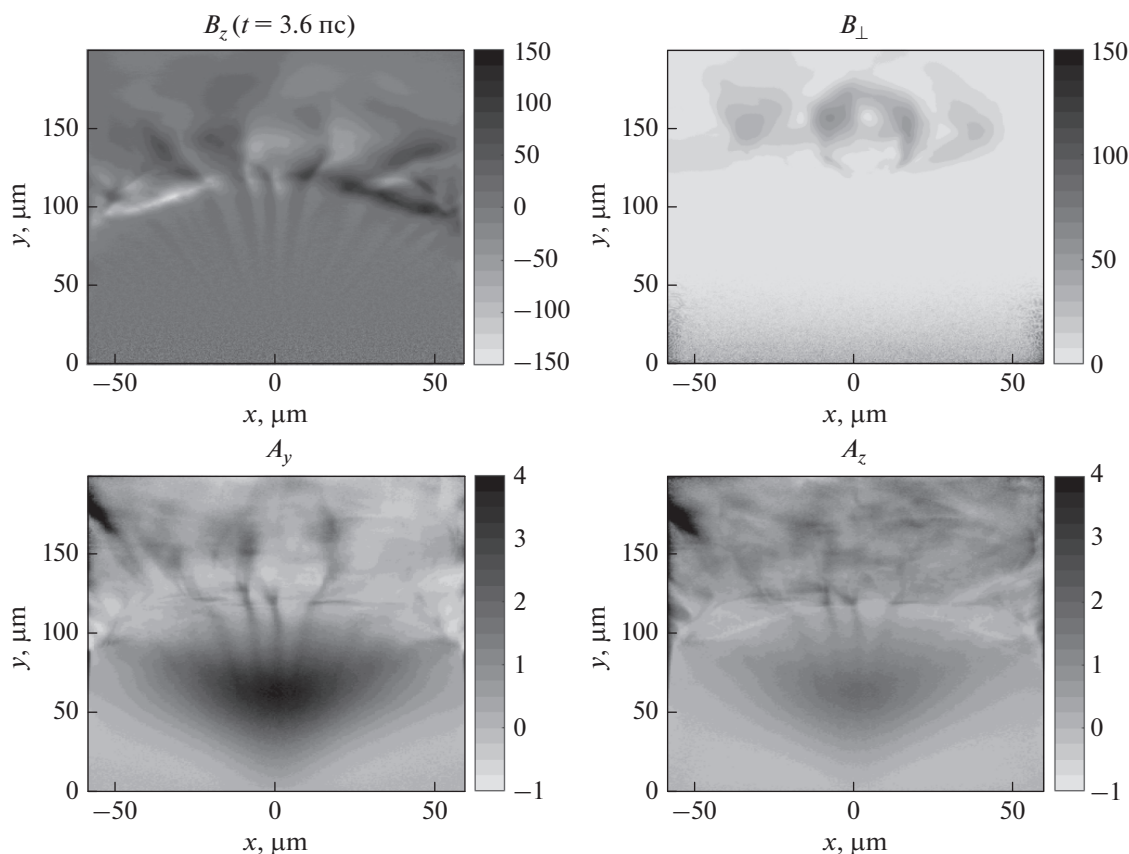


Рис. 8. Структура магнитного поля B_z (слева сверху, в единицах Тл), поперечного магнитного поля $B_{\perp} = (B_x^2 + B_y^2)^{1/2}$ (справа сверху, в единицах Тл), показателей анизотропии $A_y = T_y/T_x - 1$ (слева внизу) и $A_z = T_z/T_x - 1$ (справа внизу) в момент времени $t = 3.6$ пс после начала инжекции, длившейся 2 пс, горячих электронов в фоновую плазму с масштабом неоднородности $L = 16$ мкм при $n_0^*/N_0 = 0.003$.

перек этой плоскости (т.е. параллельно оси z , идущей вдоль полосы абляции цилиндрически сфокусированного лазерного пучка), спустя небольшое время развивается тепловая вейбелевская неустойчивость. Она формирует множественные филаменты тока в форме z -пинчей с нарушенной цилиндрической симметрией (из-за неоднородности концентрации как фоновой плазмы, так и расширяющегося облака горячих электронов). В отличие от токовых слоев вблизи мишени, эти ортогональные им, удаленные филаменты еще долго живут после прекращения инжекции высокоэнергичных электронов, расширяясь вместе с бесстолкновительной плазмой и поддерживая сильное турбулентное магнитное поле в ней.

Отметим, что на иллюстрирующем данное явление рисунках в целом наблюдается глобальная зеркальная симметрия, хотя в мелких деталях правая и левая части каждого рисунка, конечно, немного различаются вследствие случайного характера процесса вейбелевской неустойчивости. Благодаря ей генерируются лишь мелкомасштаб-

ные противоположно направленные токи, которые не создают крупномасштабное магнитное поле, параллельное оси z и способное склонить вправо или влево общий поток горячих электронов, направленный в основном вдоль оси y . Согласно проведенному ранее моделированию [Гарасёв и др., 2022], следует ожидать, что не слишком сильное внешнее магнитное поле с достаточно однородной компонентой B_z вдоль оси z , не исключающее полностью вейбелевскую неустойчивость, нарушало бы указанную зеркальную симметрию и в определенной мере замедляло бы рост токовых филаментов, препятствуя особенно формированию тех из них, которые ориентированы вдоль направления впрыска горячих электронов в плоскости xu , и в гораздо меньшей степени тех, которые параллельны оси z . Внешнее магнитное поле не слишком большой величины, силовые линии которого в основном лежат в плоскости xu и преимущественно направлены радиально из области инжекции в окружающую разреженную плазму, напротив, существенно препятствовало бы формированию последних

филаментов тока в форме z -пинчей, но лишь незначительно подавляло бы или в некоторой мере даже способствовало формированию первых, радиальных токовых структур. Наконец, внешнее магнитное поле, силовые линии которого в основном ортогональны указанному радиальному направлению в плоскости x у, т.е. охватывают область впрыска электронов подобно полуокружностям, препятствовало бы формированию и тех и других структур тока.

Предполагаемые дальнейшие количественные исследования перечисленных свойств рассмотренного явления и их зависимости от исходных параметров и масштабов неоднородности плазмы в присутствии неоднородного внешнего магнитного поля представляют интерес для физики различных взрывных процессов в реальных условиях магнитоактивной космической плазмы, при которых происходит генерация горячих электронов и их впрыск в окружающую холодную плазму со спадающим профилем концентрации, а также для соответствующих модельных экспериментов в лаборатории. Примерами подобных актуальных задач могут служить выброс плазмы с горячими электронами из разрушающейся корональной арки в процессе солнечной вспышки или столкновение облаков горячей и холодной плазмы в сильно неоднородном звездном ветре, где присутствует то или иное магнитное поле [Yoon, 2017; Степанов, Зайцев, 2018; Nakamura et al., 2018; Albertazzi et al., 2014; Marsch, 2006; Dudík et al., 2017; Lazar et al., 2022].

Предсказанное явление возможно в экспериментах с лазерной плазмой, создаваемой абляцией мишени при квазицилиндрической фокусировке мощного пучка излучения фемтосекундного лазера. Определение структуры сгенерированных в плазме магнитных полей с пространственным разрешением порядка микрон на субпикосекундных временах можно осуществить с помощью доплерографического, диагностического лазерного пучка, пропускаемого, с контролируемой временной задержкой, сквозь расширяющееся облако плазмы и направленного вдоль поверхности мишени. Интерферометрические измерения набега фазы излучения позволяют получить крупномасштабное распределение концентрации плазмы [Stepanov et al., 2018; Stepanov et al., 2020], а ее мелкомасштабные неоднородности можно выявить методом темнового поля [Plechaty et al., 2009]. При помощи измерения поворота плоскости поляризации излучения и изменения его эллиптичности, которые происходят в ориентированном по разному магнитном поле при выборе различных трасс распространения диагностического пучка за счет эффектов Фарадея и Коттона — Мутона соответственно, удастся качественно определить структуру генерируемых магнитных полей и их величины [Borghesi et al., 1998; Shaikh et al., 2017;

Chatterjee et al., 2017; Zhou, 2018; Forestier-Colleoni et al., 2019; Stepanov et al., 2020]. Наконец, представление об общем потоке инжектируемых электронов и их распределении по энергиям можно получить с использованием измерений рентгеновского излучения или непосредственного спектра электронов [Langdon, 1980; Shaikh et al., 2017].

5. ВЫВОДЫ

На основе численного 2D3V моделирования методом частиц в ячейках с использованием кода EPOCH найдены особенности возникновения, эволюции и затухания разномасштабных токовых структур (слоев и филаментов) в ходе конечной по длительности инъекции разреженной плазмы с горячими электронами в слой холодной более плотной плазмы с монотонно спадающей концентрацией. Рассмотренная модель отвечает бесстолкновительному разлету лазерной плазмы высокой плотности энергии, созданной в результате фемтосекундной абляции мишени цилиндрически сфокусированным лазерным пучком, и характерна для целого ряда задач физики космической и лабораторной плазмы.

Показано, что в широкой области параметров подобных задач могут сосуществовать два качественно различных вейбелевских механизма генерации взаимно ортогональных токовых структур, создающих сильные, тоже взаимно ортогональные магнитные поля в соседствующих слоях плазмы, при переходе через границу между которыми концентрация плазмы испытывает довольно резкое падение и роль холодных электронов значительно ослабляется. При этом существенно меняется вид анизотропии функции распределения электронов по скоростям, ответственной за неустойчивость вейбелевского типа: в более плотном слое эффективная ось анизотропии ориентирована вдоль первоначального направления впрыска электронов, а в менее плотном — поперек этого направления. В первом слое функция распределения электронов образована относительно холодным тепловым фоном и постепенно релаксирующим горячим потоком, а во втором слое подобна бимаксвелловскому тепловому распределению горячих электронов. Именно в направлении оси анизотропии образуются структуры тока в указанных слоях, имеющие вид клинообразных неоднородных токовых слоев (филаментационный тип вейбелевской неустойчивости) и деформированных, частично полых z -пинчей (тепловой тип вейбелевской неустойчивости) соответственно. После окончания инъекции горячих электронов вторые затухают гораздо медленнее первых благодаря нелинейным эффектам захвата электронов и демонстрируют время существования, значительно превышающее длительность периода инъекции.

Несомненный интерес представляет выяснение роли обнаруженного физического явления в тех или иных задачах о взрывных переходных процессах в плазменной астрофизике, в том числе в присутствии внешнего неоднородного магнитного поля, и экспериментальное изучение данного явления с использованием петаваттных фемтосекундных лазеров в рамках лабораторной астрофизики. Подобным вопросам будут посвящены дальнейшие исследования. Сохранится ли в реальной полностью трехмерной задаче полученная в 2D3V-расчетах картина структурирования электронных токов, покажет планируемое 3D3V моделирование. Тем не менее можно надеяться, что выявленное весьма общее явление формирования двух ортогональных разномасштабных токовых структур и соответствующих магнитных полей в процессе инжекции горячих электронов в сильно неоднородную холодную плазму имеет место для более сложных геометрий и моделей лазерной абляции мишеней и может оказаться полезным для предсказания или интерпретации подобных явлений в астрофизической и магнитосферной плазме на начальной стадии взрывных процессов, например, при быстром локальном нагреве дактов (вытянутых филаментов) плотности в солнечном ветре, звездных коронах или магнитосферах экзопланет.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Моделирование формирования и перестройки токовых слоев и филаментов в переходном слое холодной плазмы при наличии инжекции горячих электронов (разделы 2, 3) проведено при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 18-29-21029. Численные расчеты осуществлены с использованием вычислительных ресурсов, предоставленных ЦКП ВР МСЦ РАН. Интерпретация, аналитические оценки и качественный анализ полученных результатов (разделы 1, 4, 5) выполнены в рамках гранта Фонда развития теоретической физики и математики “Базис” № 20-1-1-37-2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979. 317 с.
- Бородачёв Л.В., Гарасёв М.А., Коломиец Д.О., Кочаровский В.В., Мартыанов В.Ю., Нечаев А.А. Динамика самосогласованного магнитного поля и диффузионное рассеяние ионов в плазме с сильной анизотропией температуры // Изв. Вузов. Радиофизика. Т. 59. № 12. С. 1107–1117. 2016.
- Гарасёв М.А., Нечаев А.А., Степанов А.Н., Кочаровский В.В., Кочаровский В.В. Вейбелевская неустойчивость и деформация внешнего магнитного поля в области распада сильного разрыва в плазме с горячими электронами // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 62. № 3. С. 307–324. 2022.
<https://doi.org/10.31857/S0016794022030099>
- Кочаровский В.В., Кочаровский В.В., Мартыанов В.Ю., Тарасов С.В. Аналитическая теория самосогласованных токовых структур в бесстолкновительной плазме // Успехи физ. наук. Т. 186. С. 1267–1314. 2016.
- Нечаев А.А., Гарасёв М.А., Кочаровский В.В., Кочаровский В.В. Вейбелевский механизм генерации магнитного поля при расширении сгустка бесстолкновительной плазмы с горячими электронами // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 62. № 12. С. 932–952. 2019.
- Нечаев А.А., Гарасёв М.А., Степанов А.Н., Кочаровский В.В. Формирование слоя уплотнения в бесстолкновительной электростатической ударной волне при расширении горячей плотной плазмы в холодную и разреженную // Физика плазмы. Т. 46. № 8. С. 694–713. 2020.
- Степанов А.В., Зайцев В.В. Магнитосферы активных областей Солнца и звезд. М: Физматлит, 388 с. 2018.
- Albertazzi B., Ciardi A., Nakatsutsumi M. et al. Laboratory formation of a scaled protostellar jet by coaligned poloidal magnetic field // Science. V. 346. P. 325–328. 2014.
<https://doi.org/10.1126/science.1259694>
- Albertazzi B., Chen S.N., Antici P. et al. Dynamics and structure of self-generated magnetic fields on solids following high contrast, high intensity laser irradiation // Phys. Plasmas. V. 22. № 12. 123108. 2015.
<https://doi.org/10.1063/1.4936095>
- Andreev N.E., Veisman M.E., Efremov V.P., Fortov V.E. The generation of a dense hot plasma by intense subpicosecond laser pulses // High Temperature. V. 41. P. 594–608. 2003.
<https://doi.org/10.1023/A:1026184309635>
- Arber T.D., Bennett K., Brady C.S. et al. Contemporary particle-in-cell approach to laser-plasma modelling // Plasma Phys. Control. Fusion. V. 57. 113001. 2015.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/57/11/113001>
- Borghesi M., MacKinnon A.J., Bell A.R., Gaillard R., Willi O. Megagauss magnetic field generation and plasma jet formation on solid targets irradiated by an ultraintense picosecond laser pulse // Phys. Rev. Lett. V. 81. 112. 1998.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.112>
- Chatterjee G., Singh P.K., Robinson A.P.L. et al. Micron-scale mapping of megagauss magnetic fields using optical polarimetry to probe hot electron transport in petawatt-class laser-solid interactions // Scientific Reports. V. 7. 8347. 2017.
<https://doi.org/10.1038/s41598-017-08619-1>
- Drake R.P. High-Energy-Density Physics – Fundamentals, Inertial Fusion and Experimental Astrophysics. Berlin: Springer, 2006. 518 p.
<https://doi.org/10.1007/3-540-29315-9>
- DeForest S.E., Howard R.A., Velli M., Viall N., Vourlidas A. The Highly Structured Outer Solar Corona // Astrophys. J. V. 862. 18. 2018.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/aac8e3>
- Dieckmann M.E. The filamentation instability driven by warm electron beams: statistics and electric field generation // Plasma Phys. Control. Fusion. V. 51. 124042. 2009.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/51/12/124042>
- Dudík J., Džifčáková E., Meyer-Vernet N. et al. Nonequilibrium Processes in the Solar Corona, Transition Region,

- Flares, and Solar Wind (Invited Review) // *Solar Physics*. V. 292. 100. 2017.
<https://doi.org/10.1007/s11207-017-1125-0>
- *Forestier-Colleoni P., Batani D., Burgy F. et al.* Space and time resolved measurement of surface magnetic field in high intensity short pulse laser matter interactions // *Phys. Plasmas*. V. 26. 072701. 2019.
<https://doi.org/10.1063/1.5086725>
- *Fox W., Matteucci J., Moissard C., Schaeffer D.B., Bhat-tacharjee A., Germaschewski K., Hu S.X.* Kinetic simulation of magnetic field generation and collisionless shock formation in expanding laboratory plasmas // *Phys. Plasmas*. V. 25. 102106. 2018.
<https://doi.org/10.1063/1.5050813>
- *Garasev M., Derishev E.* Impact of continuous particle injection on generation and decay of the magnetic field in collisionless shocks // *Month. Not. Royal Astron. Soc.* V. 461. P. 641–646. 2016.
- *Huntington C.M., Finza F., Ross J.S. et al.* Observation of magnetic field generation via the Weibel instability in interpenetrating plasma flows // *Nat. Phys.* V. 11. P. 173–176. 2015.
- *Langdon A.B.* Nonlinear Inverse Bremsstrahlung and Heated-Electron Distributions // *Phys. Rev. Lett.* V. 44. P. 575–579. 1980.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.44.575>
- *Lazar M., López R., Shaaban S.M., Poedts S., Yoon P.H., Fichtner H.* Temperature Anisotropy Instabilities Stimulated by the Solar Wind Suprathermal Populations // *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*. V. 8. 777559. 2022.
<https://doi.org/10.3389/fspas.2021.777559>
- *Lyubarsky Y., Eichler D.* Are Gamma-Ray Burst Shocks Mediated by the Weibel Instability? // *Astrophys. J.* V. 647. P. 1250–1254. 2006.
- *Marsch E.* Kinetic Physics of the Solar Corona and Solar Wind // *Living Reviews in Solar Physics*. V. 3. 1. 2006.
<https://doi.org/10.12942/lrsp-2006-1>
- *Moreno Q., Aruado A., Korneev Ph., Li C.K., Tikhonchuk V.T., Ribeyre X., d’Humières E., Weber S.* Shocks and phase space vortices driven by a density jump between two clouds of electrons and protons // *Phys. Plasmas*. V. 27. 122106. 2020.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab5bfb>
- *Nakamura R., Varsani A., Genestreti K. J. et al.* Multiscale Currents Observed by MMS in the Flow Braking Region // *J. Geophys. Res.: Space Physics*. V. 123. P. 1260–1278. 2018.
<https://doi.org/10.1002/2017JA024686>
- *Ngirmang G.K., Morrison J.T., George K.M., Smith J.R., Frische K.D., Orban C., Chowdhury E.A., Mel Roquemore W.* Evidence of radial Weibel instability in relativistic intensity laser-plasma interactions inside a sub-micron thick liquid target // *Sci. Rep.* V. 10. 9872. 2020.
<https://doi.org/10.1038/s41598-020-66615-4>
- *Peterson J.R., Glenzer S, Fiuza F.* Magnetic field amplification by a nonlinear electron streaming instability // *Phys. Rev. Lett.* V. 126. 215101. 2021.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.215101>
- *Plechaty C., Presura R., Wright S., Neff S., Haboub A.* Penetration of plasma across a magnetic field // *Astrophys. Space Sci.* V. 322. P. 195–199. 2009.
<https://doi.org/10.1007/s10509-009-9997-6>
- *Quinn K., Romagnani L., Ramakrishna B. et al.* Weibel-Induced Filamentation during an Ultrafast Laser-Driven Plasma Expansion // *Phys. Rev. Lett.* V. 108. № 13. 135001. 2012.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.135001>
- *Shaikh M., Lad A.D., Jana K., Sarkar D., Dey I., Ravindra Kumar G.* Megagauss magnetic fields in ultra-intense laser generated dense plasmas // *Plasma Phys. Control. Fusion*. V. 59. 014007. 2017.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/59/1/014007>
- *Shukla N., Schoeffler K., Boella E., Vieira J., Fonseca R., Silva L.O.* Interplay between the Weibel instability and the Biermann battery in realistic laser-solid interactions // *Physical Review Research*. V. 2. № 2. 023129. 2020.
<https://doi.org/10.1103/physrevresearch.2.023129>
- *Soloviev A.A., Burdonov K.F., Kotov A.V. et al.* Experimental study of the interaction of a laser plasma flow with a transverse magnetic field // *Radiophysics and Quantum Electronics*. V. 63. N 11. P. 876–886. 2021.
<https://doi.org/10.1007/s11141-021-10101-y>
- *Stamper J.A.* Review on spontaneous magnetic fields in laser-produced plasmas: Phenomena and measurements // *Laser Part. Beams*. V. 9. P. 841–862. 1991.
<https://doi.org/10.1017/S0263034600006595>
- *Stepanov A.N., Garasev M.A., Kocharovskiy V.V., Korytin A.I., Mal’kov Yu.A., Murzanev A.A., Nechaev A.A.* Generation of magnetic fields behind the front of an electrostatic shock wave in a laser plasma / *Proc. Int. Conf. Laser Optics 2018 (ICLO 2018)*. St. Petersburg, Russia, 4–8 June 2018. IEEE. P. 242. 2018.
<https://doi.org/10.1109/LO.2018.8435840>
- *Stepanov A.N., Garasev M.A., Kocharovskiy V.V., Korytin A.I., Murzanev A.A., Nechaev A.A., Kartashov D.V., Samsonova Z.A.* Investigation of the instabilities of an expanding plasma created during ablation of solid targets by intense femtosecond laser pulses / *Proc. 2020 Int. Conf. Laser Optics (ICLO)*. St. Petersburg, Russia, 2–6 November, 2020. IEEE. P. 213. 2020.
<https://doi.org/10.1109/ICLO48556.2020.9285395>
- *Thaury C., Mora P., Heron A., Adam J.C.* Self-generation of megagauss magnetic fields during the expansion of a plasma // *Phys. Rev. E*. V. 82. № 1. 016408. 2010.
<https://doi.org/10.1103/physreve.82.016408>
- *Vörös Z., Yordanova E., Varsani A. et al.* MMS Observation of Magnetic Reconnection in the Turbulent Magnetosheath // *J. Geophys. Res.: Space Physics*. V. 122. P. 11442–11467. 2017.
<https://doi.org/10.1002/2017JA024535>
- *Weibel E.S.* Spontaneously Growing Transverse Waves in a Plasma Due to an Anisotropic Velocity Distribution // *Phys. Rev. Lett.* V. 2. P. 83–84. 1959.
- *Yoon P.H.* Kinetic instabilities in the solar wind driven by temperature anisotropies // *Rev. Mod. Plasma Phys.* V. 1. 4. 2017.
<https://doi.org/10.1007/s41614-017-0006-1>
- *Zhou S., Bai Y., Tian Y., Sun H., Cao L., Liu J.* Self-organized kilotesla magnetic-tube array in an expanding spherical plasma irradiated by kHz femtosecond laser pulses // *Phys. Rev. Lett.* V. 121. 255002. 2018.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.255002>