

УДК 533.9...16+533.951+537.86

ВЕЙБЕЛЕВСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И ДЕФОРМАЦИЯ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОБЛАСТИ РАСПАДА СИЛЬНОГО РАЗРЫВА В ПЛАЗМЕ С ГОРЯЧИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

© 2022 г. М. А. Гарасёв¹, А. А. Нечаев¹, А. Н. Степанов¹,
В. В. Кочаровский², *, Вл. В. Кочаровский¹

¹Институт прикладной физики Российской академии наук (ИПФ РАН), г. Нижний Новгород, Россия

²Кафедра физики и астрономии, Техасский А&М университет, г. Колледж-Стэйшен, США

*e-mail: kochar@ipfran.ru

Поступила в редакцию 05.03.2021 г.

После доработки 10.12.2021 г.

Принята к публикации 27.01.2022 г.

Для ряда существенно различных параметров ограниченного плоского слоя бесстолкновительной электрон-протонной плазмы и параллельного его поверхности внешнего магнитного поля проведен детальный численный анализ методом частиц в ячейках изменения структуры магнитного поля и динамики разлета плазмы в вакуум из области с первоначально изотропно разогретыми электронами, имеющей вид длинного полуцилиндра, ось которого расположена на поверхности плазменного слоя. Выявлены закономерности распада подобного неоднородно нагретого сильного разрыва “плазма–вакуум”, связанные с анизотропией возникающего распределения электронов по скоростям и с вызванным ей развитием вейбелевской неустойчивости. При определенных условиях установлено формирование и быстрый разлет сильно неоднородных электронных токов в виде филаментов (подобных z -пинчам), параллельных внешнему магнитному полю, а также образование и медленная эволюция токовых слоев, ориентированных под различными углами к границе между плазмой и деформируемым магнитным полем. Показано, что эти токи могут создавать поля, значительно превышающие по величине внешнее магнитное поле, и качественно указаны требующиеся для этого условия. Обнаруженные явления возможны в корональных арках, звездном ветре, взрывных процессах в магнитосферах планет, а также в лазерной плазме, позволяющей моделировать подобные явления в астрофизической плазме.

DOI: 10.31857/S0016794022030099

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, мелкомасштабные квазимагнитостатические структуры, в том числе турбулентные, в бесстолкновительной плазме по существу определяются кинетикой энергичных частиц и взаимодействием между ними и в то же время существенно влияют на них, тем самым в значительной мере диктуя динамику и крупномасштабную структуру макроскопических квазинейтральных образований и самосогласованных токов в них [Gruzinov, 2001; Lyubarsky and Eichler, 2006; Spitkovsky, 2008; Medvedev and Loeb, 2009; Huntington et al., 2015; Garasev and Derishev, 2016; Sakawa et al., 2016]. Важнейшим механизмом формирования относительно мелкомасштабных квазистатических токовых структур является вейбелевская неустойчивость [Weibel, 1959; Дэвидсон, 1983; Кочаровский и др., 2016], обусловленная анизотропией распределения заряженных частиц по скоростям и сопровождающая самые различ-

ные переходные процессы в космической и лабораторной (лазерной) плазме. Обычно эта неустойчивость обязана одной наиболее неравновесной (анизотропной и энергичной) фракции частиц, определяющей скорость роста, масштаб неоднородности и уровень насыщающего (нелинейного) значения возникающего магнитного поля; [Кочаровский и др., 2016; Бородачев и др., 2016 и ссылки там].

В недавних работах [Нечаев и др., 2019; Нечаев и др., 2020] нами был начат анализ динамики электронной вейбелевской неустойчивости при распаде сильного разрыва концентрации и температуры в нерелятивистской плазме, имеющего многократный исходный перепад концентрации ионной и содержащего горячие электроны с одной стороны разрыва, в области более плотной плазмы. Путем численного моделирования при помощи кода EPOCH [Arber et al., 2015] удалось проследить долговременную нелинейную эволюцию первоначально возникающей бегущей электро-

статической ударной волны и формируемого вместе с ней анизотропного распределения постепенно охлаждающихся горячих электронов. Нарастающая в расширяющемся электронном облаке анизотропия при определенных условиях становится достаточно сильной и вызывает вейбелевскую неустойчивость в области под фронтом ударной волны и затем около него, создавая там систему неоднородных токов и генерируемых ими магнитных полей, которые могут играть существенную роль в динамике и различных проявлениях соответствующих образований в космической и лазерной плазме, в том числе в излучении энергичных частиц.

В данной статье мы рассматриваем другую ситуацию, когда имеется неоднородно прогретый резкий переход от плоского слоя однородной плазмы к вакууму и всюду присутствует однородное внешнее магнитное поле, параллельное границе разрыва концентрации частиц. Это внешнее поле может препятствовать разлету горячих электронов и менять характер их анизотропного охлаждения, связанного с медленно движущимися ионами плотной плазмы, даже в отсутствие разреженной встречной плазмы, т.е. при расширении в вакуум, когда электростатическая ударная волна фактически не формируется. Развивающаяся в этих условиях неустойчивость вейбелевского типа и генерация разномасштабных магнитных полей приводят к ряду весьма универсальных эффектов, которые, насколько нам известно, в должной мере еще не исследовались (ср. [Thaury et al., 2010; Dieckmann et al., 2018; Fox et al., 2018; Moreno et al., 2020]). В частности, эффекты возникновения и длительного существования токов в значительной части объема расширяющейся плазмы, вытесняющей внешнее магнитное поле, слабо выражены в магнитогидродинамическом (МГД) приближении для плазмы с существенными столкновениями частиц [Plechaty et al., 2013; Priest, 2014; Moritaka et al., 2016], где токи текут в тонком поверхностном слое, разделяющем область почти не деформированного внешнего магнитного поля и вытесняющего его плазменного облака со слабым магнитным полем. Разумеется, в любом случае за распад разрыва в плазме прежде всего отвечает кулоновское поле, созданное разлетающимися высокоэнергичными электронами, присутствующее во всем растущем облаке плазмы и постоянно втягивающее в него холодные ионы из более плотной плазмы, откуда также на место убежавших горячих электронов поступают холодные.

Как показано ниже, в бесстолкновительной плазме в области расширяющегося плазменного облака магнитное поле может не только значительно ослабляться, как в МГД-приближении, но существенно менять ориентацию и даже становиться направленным противоположно внешне-

му, сохраняясь прежним по порядку величины. Более того, согласно законам магнитостатики, возле границы снаружи этого расширяющегося облака, уже практически в вакууме, при определенных условиях магнитное поле может тоже менять направление и даже усиливаться, причем по-разному в разных областях вблизи неоднородно раздувающейся границы плазменного облака в зависимости от силы квазиповерхностных токов там. Поскольку такого рода эффекты сильно зависят от геометрии области исходного разогрева электронов, мы не будем обсуждать их подробно, а уделим основное внимание более универсальному эффекту мелкомасштабного структурирования, в частности пинчевания, токов и генерируемых ими магнитных полей в результате появления анизотропии плазмы, разлетающейся во внешнее магнитное поле. Отметим, что неустойчивость вейбелевского типа и особенно ее частный случай в виде филаментационной неустойчивости неоднократно исследовались численно для сталкивающихся потоков плазмы, в том числе замагниченных, например, [Spitkovsky, 2008; Chang et al., 2008; Sironi and Spitkovsky, 2009; Bret, 2009; Sironi et al., 2013], однако в рассматриваемой постановке задачи о распаде неоднородно прогретого разрыва между плазмой и вакуумом, в частности прогретого квазиодномерно, вдоль полуцилиндра с осью, лежащей на поверхности разрыва (рис. 1), детальные расчеты рассматриваемой температурной вейбелевской неустойчивости ранее не проводились.

Интересующий нас сильно неравновесный разлет плазмы из первоначально разогретой области возможен только тогда, когда плотность кинетической энергии $n_0 T$ горячих электронов с исходными концентрацией n_0 и изотропной температурой T (в энергетических единицах) больше или порядка плотности энергии внешнего магнитного поля $B^2/8\pi$, и определяется ионно-звуковой скоростью, т.е. квадратным корнем из отношения температуры горячих электронов к массе ионов $(T/M)^{1/2}$ (без горячих электронов возможен лишь медленный разлет со скоростью меньше тепловой скорости холодных ионов). В случае сильного неравенства $n_0 T \gg B^2/8\pi$, когда давление горячих электронов много больше давления магнитного поля, очевидно, последнее сравнительно слабо влияет на глобальный профиль концентрации разлетающейся плазмы, а именно в той мере, в которой происходит сосредоточение ее потока в направлении максимального прогиба силовых линий магнитного поля в районе наибольшего напора вырывающихся электронов. Тем не менее, даже если плотность энергии внешнего магнитного поля на несколько порядков меньше плотности кинетической энергии горячих электронов, своим присутствием внешнее

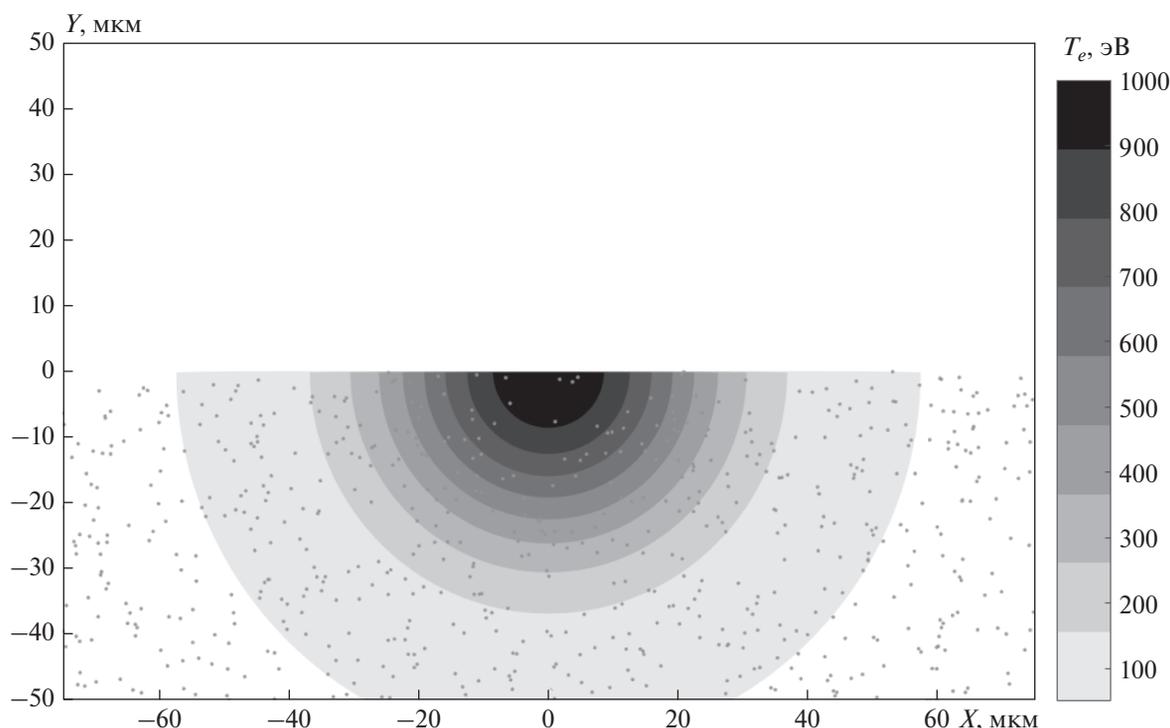


Рис. 1. Исходная геометрия разрыва плазмы с квазиодномерным первоначальным разогревом электронов в полуцилиндре, ось которого (ось z) лежит в плоскости ($y = 0$) раздела плазмы (условно отмечена точками) и вакуума. Горизонтальная ось – координата x , вертикальная – y . Координаты указаны в микронах. Оттенками серого показано распределение температуры электронов в сечении полуцилиндра в зависимости от расстояния $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ до его оси.

поле может значительно повлиять на возникающую и долго сохраняющуюся анизотропию распределения электронов по скоростям и структуру собственных токов и магнитных полей в расширяющемся и охлаждающемся облаке неравновесной плазмы. При этом генерируемые собственные магнитные поля могут обладать сложной структурой и по величине во много раз превышать внешнее магнитное поле. Если последнее очень слабое и быстро вытесняется токами в плазме, а электронная гирочастота eB_r/mc для остающегося после вытеснения среднего магнитного поля B_r и обратный гирорадиус энергичных электронов в нем в достаточное (логарифмически большое) число раз меньше соответственно максимального инкремента и отвечающего ему волнового числа вейбелевской неустойчивости в анизотропной разлетающейся плазме облака, то влияние внешнего магнитного поля на образующуюся структуру токов и квазимагнитостатических полей внутри этого облака практически исключается.

В целом, как мы увидим, кинетические, и особенно вейбелевский, механизмы генерации разномасштабных токов в подобных переходных процессах в плазме с горячими электронами, неоднородно разлетающейся во внешнее магнитное поле, дают богатый набор пространственных

структур квазимагнитостатических полей, в существенной мере определяемый величиной этого внешнего поля. Последняя может лежать в широких пределах, зависящих от параметров плазмы, что делает рассматриваемые явления значимыми для многих космических и лабораторных ситуаций. При этом во многих случаях, так же, как для обычной вейбелевской неустойчивости в однородной плазме [Weibel, 1959; Дэвидсон, 1983] и в представленных ниже расчетах, динамику токов можно считать квазистатической, поскольку характерное время эволюции этих структур превышает характерный масштаб их неоднородности, деленный на скорость типичных частиц, а роль индукционного электрического поля незначительна.

Так, для звезд поздних спектральных классов [Priest, 2014; Зайцев и Степанов, 2018] нетрудно представить ситуацию, в которой в корональной арке, заполненной достаточно холодной плазмой, в результате взрывоподобных процессов, например, вследствие нагрева продольным током в хромосфере или пересоединения части магнитных силовых линий в короне, образуется протяженная вдоль магнитного поля и вполне локализованная поперек него область с горячими электронами, способными значительно деформировать или даже прорвать магнитное поле.

В звездном (солнечном) ветре [Echim et al., 2011; Dudík et al., 2017; Yoon, 2017; DeForest et al., 2018] можно ожидать перестройки магнитных полей в результате контактных взаимодействий отдельных плазменных филаментов, содержащих горячие электроны, с протяженными магнитными облаками, заполненными значительно более разреженной и холодной плазмой. В магнитосферах планет (экзопланет), в частности, дактах повышенной плотности, [Kelley and Livingston, 2003; Dyal, 2006; Baumjohann et al., 2010; Vörös et al., 2017; Nakamura et al., 2018; Shuster et al., 2019] в результате различных естественных или искусственных взрывных процессов возможно существенное локальное повышение плотности плазмы и быстрый разогрев ее электронов, например, рентгеновским излучением, ведущий к рассматриваемому вытеснению окружающего магнитного поля с последующим мелкомасштабным структурированием вновь генерируемого поля во всей области, занимаемой плазмой с анизотропно остывающими, но еще горячими электронами.

Подобные ситуации в космической плазме можно качественно моделировать в лазерной плазме, создаваемой в присутствии внешнего магнитного поля абляцией плоской мишени, т.е. ее приповерхностном разрушении при помощи фемтосекундного лазерного импульса, который практически мгновенно разогревает только электроны (обычно до кэВ-ых температур) в ограниченной приповерхностной области, создавая там по существу бесстолкновительную плазму, сохраняя холодными окружающие части мишени (и плазму в них с температурой от единиц до десятков электрон-вольт) и почти не засоряя имеющийся над ней вакуум или сильно разреженную предплазму (с концентрацией обычно меньше 10^{17} см⁻³), см. [Ананьин и др., 2003; Romagnani et al., 2008; Quinn et al., 2012; Göde et al., 2017].

Настоящая статья посвящена численному моделированию именно такого рода начальной задачи в лазерной плазме.

2. НАЧАЛЬНАЯ ЗАДАЧА О РАЗЛЕТЕ ПЛАЗМЫ С ГОРЯЧИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ ИЗ ЛОКАЛИЗОВАННОЙ ОБЛАСТИ ВБЛИЗИ ПЛОСКОЙ ГРАНИЦЫ С ВАКУУМОМ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Для конкретизации задачи о распаде слоя неоднородно прогретой плазмы в параллельном ему внешнем однородном магнитном поле \mathbf{B} будем считать, что в начальный момент времени концентрация плазмы и температура ионов (с массой $M/m = 100$ или 400 относительно массы электрона m) однородны ниже плоскости $y = 0$ в декартовых координатах и равны n_0 (рассматривались три значения $n_0 = 1.7 \times 10^{22}$, 10^{21} , 10^{20} см⁻³) и

$T_i = 10$ эВ соответственно. Пусть температура изотропно разогретых электронов не зависит от координаты z и распределена по гауссовому закону, имеет максимум $T = 1$ кэВ в точке $x = 0$, $y = 0$ и выходит на асимптотическое значение $T_i = 10$ эВ при больших расстояниях $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ от этой точки (см. рис. 1): $T_e = (10 + 990 \exp(-r^2/r_0^2))$ эВ, где $r_0 = 25$ мкм для расчетов с $n_0 = 10^{20}$ см⁻³ и $r_0 = 5$ мкм для расчетов с $n_0 = 1.7 \times 10^{22}$ см⁻³. Иными словами, будем решать двумерную начальную задачу (зависимость от координаты z отсутствует) о разлете в вакуум разогретых электронов из квазиодномерной области в виде длинного полуцилиндра, осевое сечение которого расположено на поверхности плазменного слоя $y = 0$, а ось направлена вдоль оси z . Будем выбирать два качественно различных направления внешнего магнитного поля \mathbf{B} : вдоль осей y или z .

Расчеты осуществлялись при помощи релятивистского кода ЕРОСН, предназначенного для моделирования кинетических явлений в плазме методом частиц в ячейках (макрочастиц) [Arber et al., 2015]. В расчетах динамика частиц плазмы исследовалась в пятимерном (2D3V) фазовом пространстве (x, y, v_x, v_y, v_z) с использованием указанной декартовой системы координат (x, y, z) и трех соответствующих компонент вектора скорости v_x, v_y, v_z . Ось z лежит поперек расчетной плоскости xy ; как мы увидим, развитие вейбелевской неустойчивости будет приводить к формированию филаментов или слоев тока, вытянутых в основном вдоль этой оси. На боковых стенках расчетной области, параллельных оси y , (при $x = \pm L_x/2$) использовались периодические граничные условия для частиц и полей. На нижней стенке ($y = -L_y/4$) частицы отражались, а поля свободно выходили (поглощались). На верхней стенке ($y = 3L_y/4$) свободно выходили и частицы, и поля. Полностью трехмерные расчеты для рассматриваемой задачи еще не проводились, хотя для некоторых других геометрий распределения неравновесной плазмы имеется ряд ограниченных 3D3V-расчетов, учитывающих развитие вейбелевской неустойчивости, например, в работах [Silva, 2006; Dieckmann, 2009; Ruyer et al., 2015].

Размер области расчета, представленного на рисунках ниже, был равен $L_x \times L_y = 240 \times 240$ мкм для $n_0 = 10^{20}$ см⁻³ и $L_x \times L_y = 36 \times 36$ мкм для $n_0 = 1.7 \times 10^{22}$ см⁻³. В обоих случаях использовалась сетка размером 1200×1200 ячеек, из которых начальный слой плазмы занимал нижнюю четверть при $y < 0$. Плазма моделировалась набором из 2×10^8 частиц каждой из фракций (электронов и ионов) и расчеты обычно проводилось до момента времени $T_f = 25000 \omega_{pe}^{-1}$ при $M/m = 100$

и $T_f = 50000\omega_{pe}^{-1}$ при $M/m = 400$. Для типичных экспериментов по абляции мишенной фемтосекундными лазерными импульсами указанные времена могут составлять десятки пикосекунд. Здесь $\omega_{pe} = (4\pi e^2 n_0/m)^{1/2}$ – плазменная частота, e – величина элементарного заряда, n_0 – начальная концентрация электронов (ионов) в плазменном слое, M и m – массы иона и электрона.

При начальной концентрации $n_0 = 1.7 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и 10^{21} см^{-3} моделирование велось в сильном внешнем магнитном поле с одной ненулевой компонентой $B_x = 13, 250, 2500 \text{ Т}$ или $B_z = 13, 250, 2500 \text{ Т}$, а также без него. Значение поля величиной 13 Т было выбрано исходя из практических возможностей экспериментальной установки для лазерной абляции в ИПФ РАН. При начальной концентрации $n_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ в расчетах использовалось умеренное внешнее магнитное поле $B_x = 0.5, 2, 13 \text{ Т}$ или $B_z = 13 \text{ Т}$, а также нулевое внешнее поле.

Для последнего случая при $B_z = 13 \text{ Т}$ на рис. 2 даны характерные примеры расчета распределенной величины проекции магнитного поля на плоскость xy , концентрации плазменного выброса n и эффективной температуры T_z вдоль оси z , в направлении которой электроны меньше всего охлаждаются при разлете. Сравнение левого и правого столбцов рис. 2, отвечающих четырехкратному отличию масс ионов и двукратному отличию расчетного времени разлета, показывает полное подобие динамики рассматриваемого процесса распада разрыва плазмы для случаев различной массы ионов. Далее все результаты будут представлены для одного и того же отношения масс ионов и электронов $M/m = 100$.

Нижеследующая интерпретация осуществленных расчетов кинетического разлета частиц из заданного неоднородно нагретого плазменного шнура с поверхности мишени является непростой и основана на сравнении гирорадиуса и гирочастоты энергичных электронов с характерными масштабами неоднородности и темпа нарастания создаваемого ими магнитного поля и формируемого совместно с холодными ионами неоднородно расширяющегося профиля концентрации плазмы. При этом учитывается, что никаких значимых квазиэлектростатических структур не возникает и происходит неоднородное анизотропное охлаждение электронов, обусловленное угловыми особенностями их поступательно-возвратного движения и дрейфа в неоднородной плазме наряду с анизотропно-направляющим действием внешнего и создаваемого собственно магнитных полей. Важнейшими для анализа мелкомасштабной стратификации токов и магнитного поля являются максимальный инкремент и соответствующий оптимальный масштаб возмущений, нарастающих благодаря вейбелев-

ской неустойчивости при наличии эволюционирующего анизотропного распределения электронов, а также величина образовавшегося магнитного поля B_s , при которой гирорадиус частицы становится сравнимым с упомянутым масштабом и неустойчивость насыщается. Названные величины оценивались на основе полученной из численного моделирования степени анизотропии распределения электронов $A = 2T_z/(T_x + T_y) - 1$ и аналитических выражений, известных [Дэвидсон, 1983; Бородачев и др., 2016; Нечаев и др., 2019] для бимаксвелловского распределения частиц, в котором температуры частиц T_x и T_y , описывающие дисперсию скоростей в плоскости xy , приблизительно одинаковы и меньше температуры T_z вдоль поперечной оси z , причем пренебрегалось малой поправкой со стороны массивных ионов и влиянием внешнего магнитного поля или, после его вытеснения, оставшегося среднего магнитного поля. Полученные оценки подтверждают вейбелевский характер наблюдаемой неустойчивости.

3. СЛУЧАЙ ПЛОТНОЙ НЕОДНОРОДНО ПРОГРЕТОЙ ПЛАЗМЫ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Для большой начальной концентрации разогретых электронов $n_0 = 1.7 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ их взрывное расширение в вакуум предотвращалось лишь очень сильным внешним магнитным полем 2500 Т (примерно равным $(8\pi n_0 T)^{1/2}$), а в менее сильных полях, 250 Т и 13 Т , кинетическое давление плазмы во много раз превышало давление магнитного поля и она эффективно разлеталась, вытесняя эти поля примерно с ионно-звуковой скоростью $\sim (T/M)^{1/2}$ в центре горячей области и с меньшими скоростями на ее краях; см. рис. 3 и 4. При этом торможение потока большим полем лишь незначительно превышало торможение почти в двадцать раз меньшим полем. Случай сильного поля $B_z = 250 \text{ Т}$, направленного вдоль разогретого длинного полуцилиндра, т.е. поперек плоскости расчета xy , выделялся тем, что приводил к кумулятивному эффекту, в результате которого скорость вытеснения этого поля была значительно, почти в полтора раза, больше, а образующийся плазменный выброс в форме языка был почти в полтора раза уже, чем в случае такого же по величине поля B_x , направленного ортогонально разогретому полуцилиндру, т.е. лежащего в плоскости расчета xy . Различия связаны со структурой возникающих глобальных токов, в первом случае текущих преимущественно в плоскости xy в виде вихря на периферии расширяющегося плазменного облака и образующих неоднородный солениод с осью z , существенно ослабляющий внешнее поле B_z , а во втором случае текущих разнона-

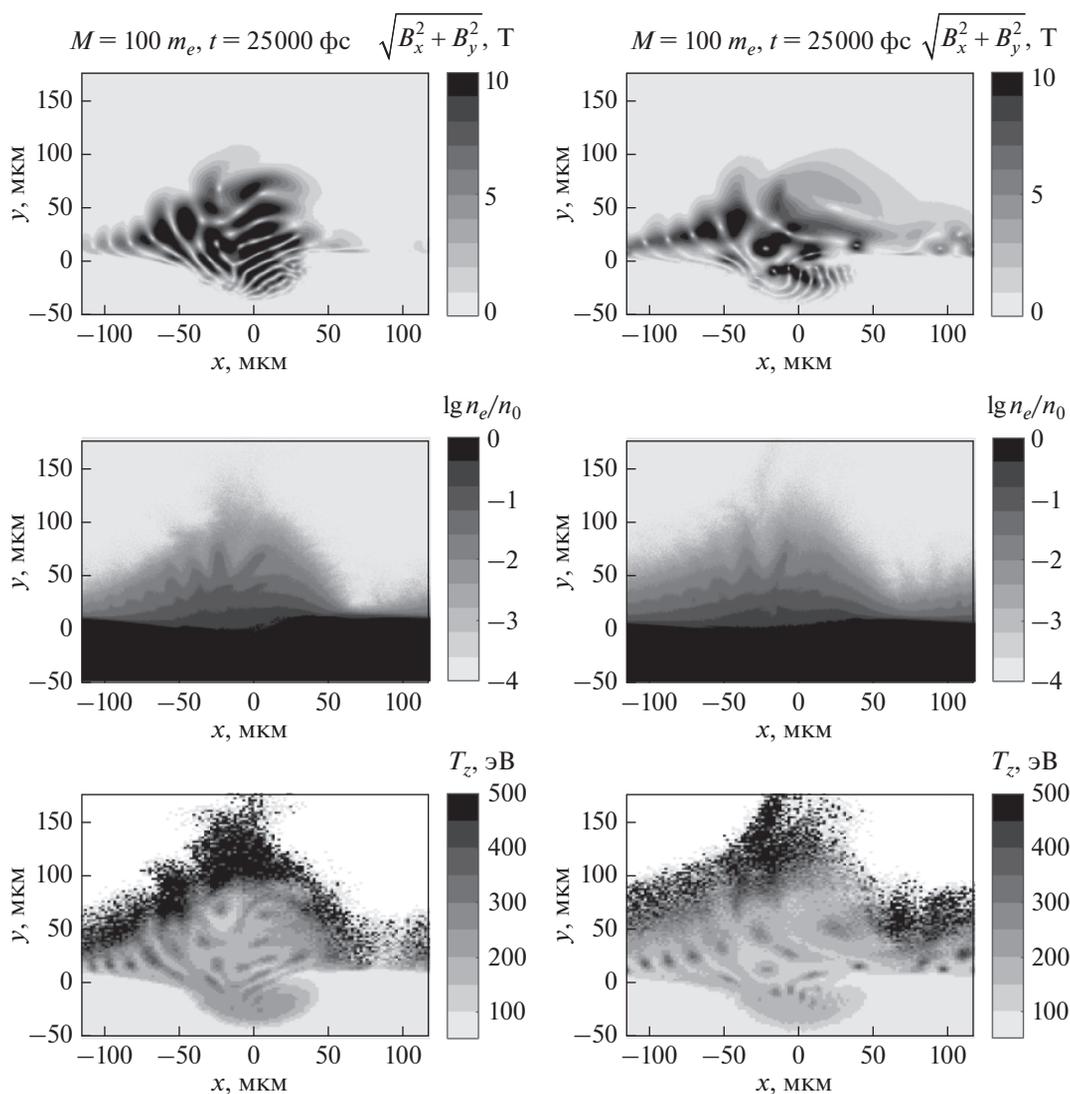


Рис. 2. Сравнение расчетов разлета плазмы с горячими электронами во внешнее магнитное поле $B_z = 13$ Т для разных масс ионов. Слева $M = 100 m$ спустя время $t = 25$ пс, справа $M = 400 m$ спустя время $t = 50$ пс. Начальная концентрация плазмы $n_0 = 10^{20}$ см $^{-3}$. Горизонтальные оси соответствуют координате $-x$, вертикальные — y . Координаты указаны в микронах. Верхние панели — распределение величины $(B_x^2 + B_y^2)^{1/2}$ в Теслах, посередине — логарифм нормированной концентрации плазмы n/n_0 , нижние панели показывают распределение эффективной температуры T_z (ортогональной плоскости расчета) в электронвольтах.

правленно в основном вдоль оси z (с малым полным током) и образующих неоднородную мультидипольную систему магнитных полей в плоскости xu , существенно ослабляющих внешнее поле B_x внутри плазменного облака. Заметного кумулятивного эффекта не возникало в обоих случаях более слабых полей B_x , $B_z = 13$ Т (и меньше), которые почти не влияют на динамику профиля концентрации разлетающейся плазмы.

Вместе с тем в случае ориентации внешнего поля вдоль оси z наблюдалось небольшое нарушение зеркальной, право-левой симметрии раз-

лета (для малой концентрации плазмы см. рис. 2), вызванное систематическим смещением заметной доли электронов влево под действием силы Лоренца (направленной преимущественно против оси x), особенно на начальной стадии распада разрыва, когда эта доля взаимодействующих с внешним полем электронов еще достаточно велика. Подобная асимметрия хорошо видна в профиле концентрации плазмы на правой верхней панели рис. 3 в случае сильного внешнего магнитного поля $B_z = 250$ Т, но для распределения генерируемого мелкомасштабного магнитного по-

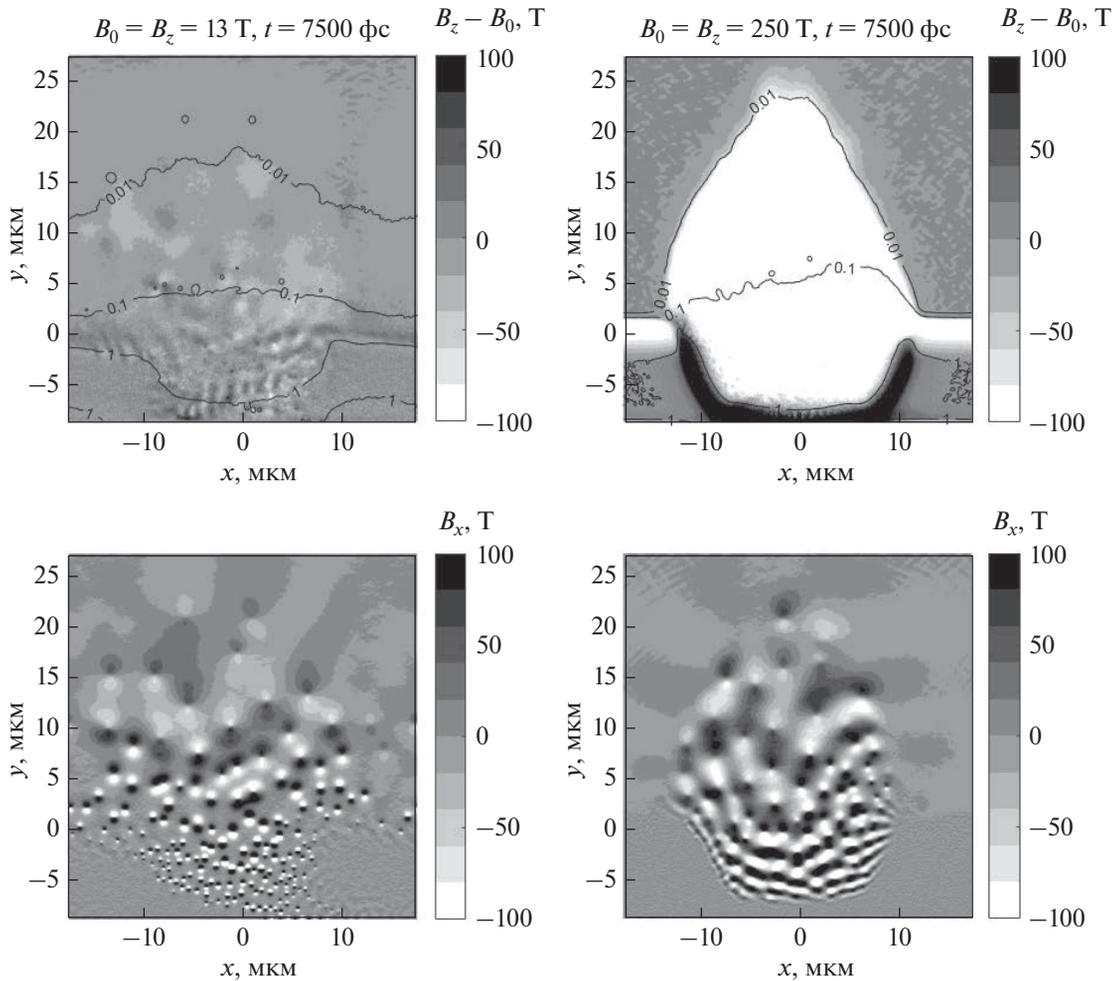


Рис. 3. Образование магнитных структур при расширении слоя плазмы с горячими электронами в вакуум для момента времени $t = 7.5$ пс после начала распада разрыва. Начальная концентрация плазмы $n_0 = 1.7 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Горизонтальные оси – координаты x , вертикальные – y . Координаты указаны в микронах. Слева расчет с внешним магнитным полем $B_z = 13$ Т, направленным ортогонально плоскости расчета: на верхней панели цветом показана компонента B_z магнитного поля за вычетом внешнего поля (в Теслах), линиями уровня – нормированная на начальную концентрация плазмы n/n_0 с градиациями 0.01, 0.1, 1; на нижней панели компонента B_x магнитного поля в Теслах. Справа то же самое для расчета с $B_z = 250$ Т.

для обсуждаемое нарушение симметрии остается заметным и в случае более слабого внешнего магнитного поля $B_z = 13$ Т. Дело в том, что и оно посредством силы Лоренца, как было указано, придает немалой доле вылетевших электронов направленные влево импульсы на начальной стадии распада разрыва, что приводит к систематическому смещению в одну сторону (влево на рис. 2 и 3) быстро формирующихся вейбелевских мелкомасштабных токовых филаментов. Кроме того, последние достаточно сильны для того, чтобы сжимать не слишком плотную плазму создаваемым ими магнитным полем и образовывать филаменты ее плотности (см. рис. 5 и ниже), вытянутые вдоль оси z и отслеживающие асимметрию плазменного потока.

Асимметрия выброса плазмы, линий тока и величин магнитных полей в плоскости расчета xu , разумеется, не возникает для любого по величине внешнего поля B_x , лежащего в этой плоскости и параллельного поверхности исходного разрыва, а следовательно, не создающего асимметричной силы Лоренца в плоскости xu (см. рис. 4). Однако для обеих рассматриваемых ориентаций внешнего поля (B_x и B_z) имеет место асимметрия, связанная с противоположностью направлений генерируемых магнитных полей вблизи исходного разрыва плазмы слева и справа относительно центра прогретого участка, которая возникает благодаря вертикальной, параллельной оси y , компоненте тока, созданного “фонтаном” вырывающихся электронов, и текущим в плотной плазме токам компенсации заряда этих вырвавшихся электро-

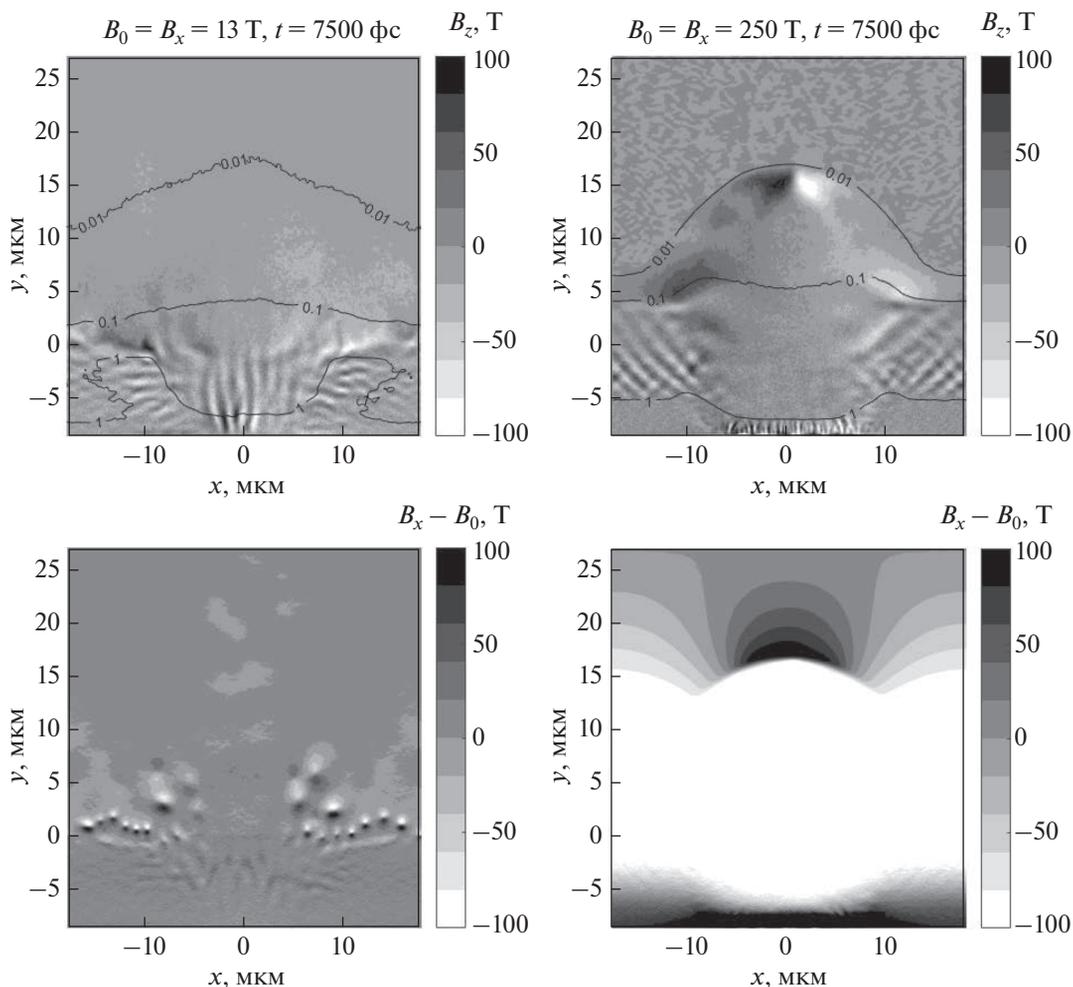


Рис. 4. Образование магнитных структур при расширении слоя плазмы с горячими электронами в вакууме для момента времени $t = 7.5$ пс после начала распада разрыва. Начальная концентрация плазмы $n_0 = 1.7 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Горизонтальные оси – координата x , вертикальные – y . Координаты указаны в микронах. Слева расчет с внешним магнитным полем $B_x = 13$ Т, параллельным плоскости расчета: на верхней панели цветом показана компонента B_z магнитного поля в Теслах, линиями уровня – нормированная на начальную концентрация плазмы n/n_0 с градиентами величины 0.01, 0.1, 1; на нижней панели компонента B_x магнитного поля за вычетом внешнего поля (в Теслах). Справа то же самое для расчета с $B_x = 250$ Т.

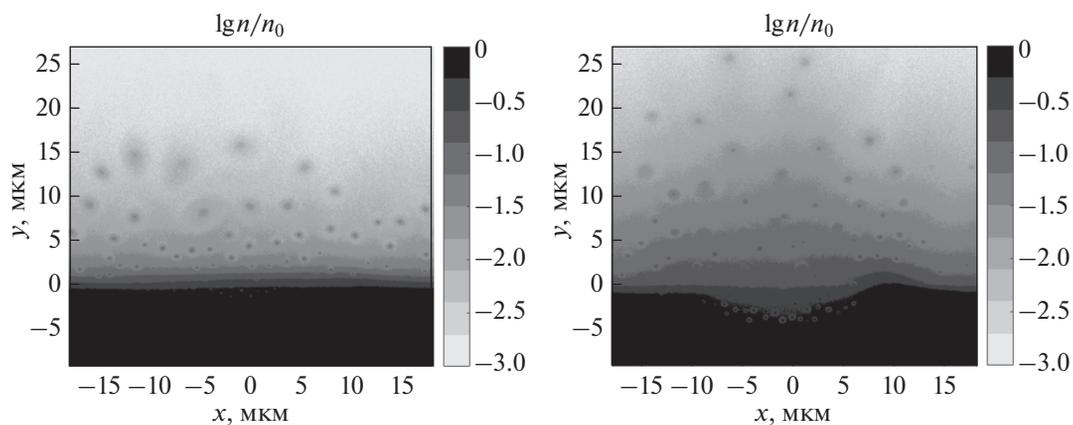


Рис. 5. Логарифм нормированной концентрации частиц в момент времени $t = 9$ пс для двух расчетов при внешнем магнитном поле $B_x = 13$ Т, различающихся долей нагретых электронов при одинаковой полной начальной концентрации плазмы $1.7 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Слева – нагрето 20% электронов. Справа – нагрето 100% электронов. Горизонтальные оси – координата x , вертикальные – y . Координаты указаны в микронах.

нов. Иллюстрацией служат верхние панели рис. 3 и рис. 4, на каждой из которых слева и справа вблизи границы исходного разрыва видны противоположные по знаку и примерно одинаковые по величине z -компоненты магнитного поля, генерируемого фонтанным механизмом, который хорошо изучен для выбросов лазерной плазмы в отсутствие внешнего магнитного поля [Sakagami et al., 1979; Kolodner and Yablonovitch, 1979; Albertazzi et al., 2015] и в целом так же действует при его наличии.

Из характера общей структуры магнитного поля ясно, что токи электронов, в основном энергичных, распределены по всему объему плазменного выброса, включая его границы с деформируемым внешним магнитным полем, в том числе в наиболее плотной плазме ниже исходного разрыва и в наиболее разреженной плазме в вершине выброса. Токи в последней приграничной области наименее выражены для случая внешнего поля B_z , когда его силовые линии как бы раздвигаются горячей плазмой и образуемый ей выброс в форме языка весь пронизан относительно крупномасштабными токами, текущими в плоскости расчета xu . Наиболее выражены токи в вершине выброса для случая внешнего поля B_x , силовые линии которого они не могут раздвинуть из-за однородности поля и плазмы в направлении оси z , а растягивают и плавно изгибают в плоскости xu благодаря относительно крупномасштабным компонентам. Эти токи в преобладающей мере направлены вдоль оси z (а не только образуют дуги “фонтанных струй” в плоскости xu) и могут значительно усиливать внешнее магнитное поле в вакууме над плазменным выбросом; см. левый столбец рис. 4.

Самыми впечатляющими в проведенных расчетах являются относительно мелкомасштабные структуры электронных токов, которые текут в основном параллельно оси z в виде z -пинчей (искаженных градиентом плотности плазмы) постепенно смещаются вместе с ее потоком в процессе расширения и образуют характерный неоднородный ансамбль дипольных пятен в распределении поперечных компонент магнитного поля B_x , B_y (за вычетом внешнего поля B_x , если оно присутствует; см. нижние панели на рис. 3 и 4). Такие всплывающие пинчеобразные структуры образуются благодаря вейбелевской неустойчивости анизотропно охлаждающихся энергичных электронов, чья эффективная температура вдоль осей x и y быстро уменьшается (подробнее см. следующий раздел), а вдоль оси z меняется гораздо медленнее вследствие неограниченной протяженности в этом направлении первоначально разогретой плазмы в форме полуцилиндра, а также из-за навязанной в используемых 2D3V-расчетах однородности полей и токов вдоль этой оси. В указан-

ных условиях плазма становится сильно неравновесной со значительной величиной параметра анизотропии A больше или порядка единицы. При этом, как показало моделирование, появлению мелкомасштабных токовых филаментов, подобных z -пинчам, может мешать сильное внешнее поле B_x , в процессе вытеснения которого в плазменном облаке создаются крупномасштабные разнонаправленные токи вдоль оси z и происходит связанное с ними подавление роста анизотропии охлаждающихся электронов. Формирование существенно анизотропного распределения электронов по скоростям и обусловленное им пинчевание токов вдоль оси z становятся возможными только после достаточного уменьшения величины проекции крупномасштабного полного магнитного поля на плоскость xu в довольно обширной области не слишком разреженной плазмы. Для используемых расчетных параметров плазмы лишь слабое внешнее поле B_x меньше или порядка 1 Т не разрушает первоначальный процесс множественного рождения указанных z -пинчей, несмотря на то что их поперечное поле после образования самосогласованной нелинейной структуры почти на два порядка выше (~ 50 Т даже в случае значительного внешнего поля $B_x = 13$ Т согласно рис. 4).

Вместе с тем наличие внешнего поля B_z , не подавляющего взрывной распад разрыва (для используемых параметров — меньше или порядка $2(n_0 T)^{1/2} = 1000$ Т), не препятствует анизотропно остыванию вытесняющей внешнее поле плазмы и с самого начала распада допускает множественное образование пинчеобразных структур в виде нерегулярной и неоднородной решетки, как это продемонстрировано на нижних панелях рис. 3 на примере x -компонент поля квазимагнито-статической турбулентности, создаваемой в ходе неустойчивости вейбелевского типа. Оказалось, что в таком внешнем поле эффективно возникают локализованные токи в виде z -пинчей с толщиной порядка электронного гирорадиуса и с поперечными полями, по величине на один-два порядка превышающими его собственную величину B_z . От последней (конечно, не слишком малой, вплоть до единиц Тесла для использованных параметров плазмы) зависят общая структура и степень ее право-левой асимметрии, масштабы и количество, вытянутость формы z -пинчей и их ориентация в плоскости xu , а в конечном итоге и время существования таких отдельных сильно нелинейных самосогласованных образований. Согласно проведенному моделированию, можно ожидать, что время их существования будет значительно превышать характерное время жизни квазимагнито-статической вейбелевской (слабой) турбулентности, возникающей в первоначально однородной плазме с аналогичными параметра-

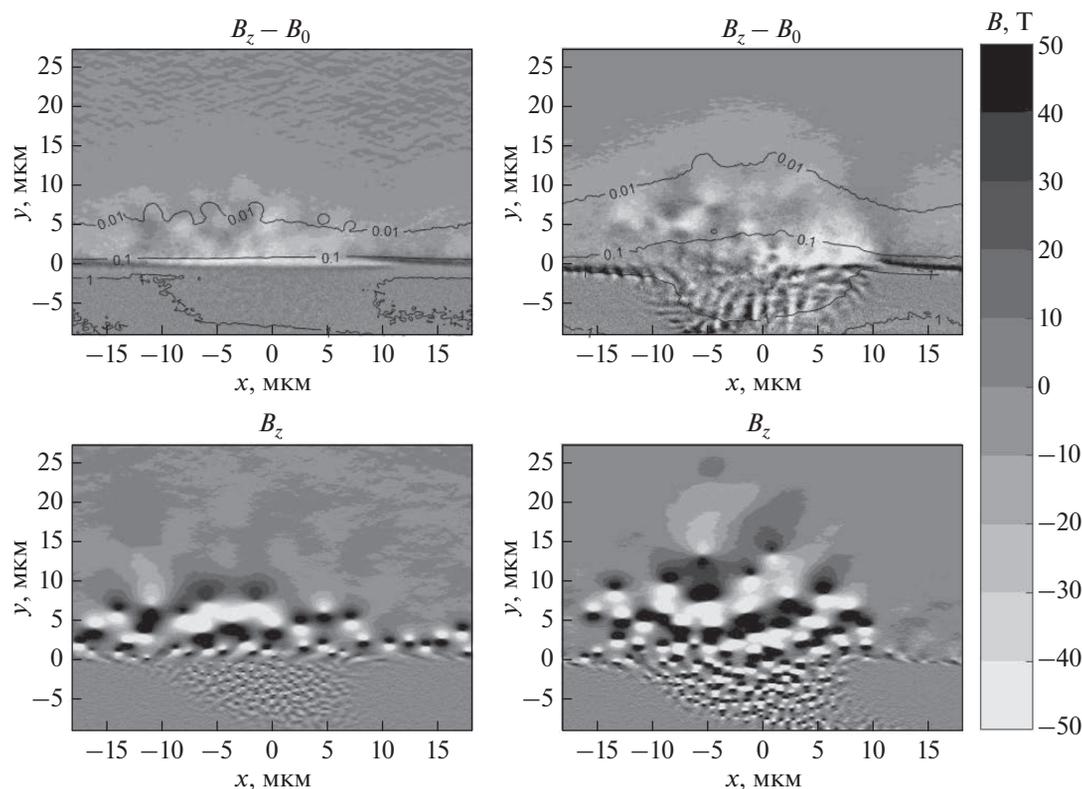


Рис. 6. Магнитные поля B_z (верхние панели) за вычетом внешнего поля $B_z = 13$ Т и B_x (внизу) для двух расчетов, различающихся долей нагретых электронов при одинаковой полной начальной концентрации плазмы 1.7×10^{22} см $^{-3}$, в момент времени $t = 5$ пс. Величины индукции поля даны в Теслах. Слева – нагрето 20% электронов. Справа – нагрето 100% электронов. Горизонтальные оси – координата x , вертикальные – y . Координаты указаны в микронах.

ми и анизотропией в отсутствие внешнего магнитного поля, когда образование подобных сильно нелинейных z -пинчей с большим приростом концентрации плазмы в их центре обычно не происходит и характерная (средняя), насыщающая величина магнитного поля B_z в существенной мере не достигает возможных для них сильно нелинейных значений (до $\sim(nT)^{1/2} \ll 1000$ Т в рассмотренном случае).

Конечно, при заданном внешнем магнитном поле вся структура и динамика токов и магнитных полей при распаде разрыва, в том числе эффективность образования и картина разлета подобных z -пинчей токов, зависит от концентрации плазмы и от доли разогретых электронов. Сказанное проиллюстрировано на рис. 5 и рис. 6 сравнением результатов расчетов при разогреве 100% и 20% электронов в плазме с полной концентрацией 1.7×10^{22} см $^{-3}$ при прежнем магнитном поле $B_z = 13$ Т и той же начальной геометрии разрыва. Как и следовало ожидать, наличие значительной фракции холодных электронов существенно изменяет профиль концентрации и форму плазменного выброса, характер крупномасштабной деформации и эффективность вытес-

нения внешнего поля, а также количество и пространственное распределение мелкомасштабных z -пинчей.

4. СЛУЧАЙ РАЗРЕЖЕННОЙ НЕОДНОРОДНО ПРОГРЕТОЙ ПЛАЗМЫ В УМЕРЕННОМ ПО ВЕЛИЧИНЕ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

При уменьшении концентрации n_0 плазмы с горячими электронами ослабевают предельные значения магнитного поля, которые определяют, с одной стороны, его максимальную величину B_{\max} , еще допускающую взрывной разлет электронов из области разрыва плазмы в вакуум, а с другой – минимальную величину B_{\min} , ниже которой оно практически не влияет на этот разлет. Согласно оценкам (разделы 1, 2) и проведенным расчетам, первая зависит корневым образом от начальной концентрации и максимальной изотропной температуры T горячих электронов: $B_{\max} \sim 2(n_0 T)^{1/2}$. Вторая включает неявно еще ориентацию внешнего магнитного поля в плоскости исходного разрыва плазмы и геометрические характеристики области разогретых электронов, влияющие на их разлет и анизотропное остыва-

ние. Поэтому масштабирование величины B_{\min} с изменением концентрации горячих электронов, а тем более масштабирование пространственно-временной динамики распада разрыва, даже в рассматриваемой простейшей геометрии области разогретых электронов в виде длинного полуцилиндра, требует детального численного моделирования. Ниже представлены некоторые его результаты при значении начальной концентрации плазмы $n_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3}$, существенно меньшем использованного выше значения и достаточно типичном для соответствующих экспериментов с лазерной плазмой. Будем интересоваться влиянием на распад разрыва, прежде всего, достаточно слабых внешних магнитных полей, доступных в лабораторных экспериментах, считая заданной начальную максимальную температуру нагретых электронов 1 кэВ.

Точкой отсчета при сравнении возможных сценариев распада разрыва плазмы во внешнее магнитное поле различной величины является вариант с его отсутствием, представленный на рис. 7 и демонстрирующий отнюдь не тривиальную структуру генерируемого магнитного поля. Кроме хорошо известного фонтанного эффекта (создающего, как пояснялось выше, крупномасштабное магнитное поле, особенно заметное вблизи исходной поверхности разрыва), эту структуру определяет мало исследованный механизм вейбелевского типа, связанный с генерацией квазимагнитоэлектрических полей в расширяющейся сильно неоднородной плазме с анизотропно охлаждающимися электронами. На начальной стадии разлета тепловые скорости электронов могут уменьшаться лишь в плоскости xy , поскольку вдоль оси z их распределение однородно. В результате возникающей вейбелевской неустойчивости именно вдоль этой оси формируются основные подобные z -пинчам токовые филаменты, неоднородно и довольно случайно распределенные в ортогональной плоскости xy и постепенно занимающие в ней все большую площадь вместе с расширяющейся плазмой. Быстро собираясь в пучки и выходя на уровень нелинейного насыщения неустойчивости, отвечающий в рассматриваемом случае магнитным полям порядка 10 Т, ориентированным тоже в плоскости xy , электроны приобретают регулярную направленную скорость вдоль оси z и, теряя при этом продольную эффективную температуру T_z и продолжая так или иначе двигаться в плоскости xy , под действием генерируемых магнитных полей и индуцированных ими электрических полей постепенно выравнивают свои тепловые скорости во всех трех ортогональных направлениях. В этом процессе, как показано на рис. 7, возникает характерная корреляция (см. также [Нечаев и др., 2019]) между пространственными распределени-

ями величины магнитного поля, концентрации плазмы и эффективной температуры электронов, особенно относящейся к их движению в направлении оси z .

В присутствии внешнего магнитного поля в плоскости исходного разрыва плазмы с вакуумом данный процесс разлета будет испытывать минимальные искажения в случае ориентации этого поля вдоль оси z , когда текущие вдоль нее токи не возмущаются. Правда, согласно изложенному в предыдущем разделе, это поле будет асимметрично отклонять поток плазмы в плоскости xy , односторонне действуя силой Лоренца на фонтанные токи [Sakagami et al., 1979; Kolodner and Yablono-vitch, 1979; Albertazzi et al., 2015] вылетающих из разрыва электронов (влево, см. рис. 2 и подробнее рис. 7, рис. 9). При этом иной по сравнению со случаем без внешнего поля будет и структура токов, сначала приобретающая вид системы квази-параллельных изогнутых лентообразных токовых слоев (рис. 7), которые со временем разбиваются на более изолированные, сильно нелинейные и деформированные филаменты в виде z -пинчей, что сопровождается дополнительным искажением компоненты общего согласованного поля B_z и падением средней анизотропии распределения электронов по скоростям от больших значений $A \sim 3$ до малых $A \sim 0.1-0.3$, т.е. приближением эффективной температуры T_z к температурам T_x и T_y (рис. 9). Как показано на упомянутых рисунках, местами величина локального магнитного поля достигает значений ~ 20 Т, т.е. примерно вдвое превышает величину внешнего, вытесненного токами плазменного облака. В целом, однако, качественная картина процесса не меняется по сравнению со случаем отсутствия внешнего магнитного поля, включая сохранение характерных корреляций между неоднородностями магнитного поля, концентрации плазмы и эффективной температуры электронов. Впрочем, существенные количественные отличия в проведенных тестовых расчетах прослеживаются вплоть до весьма слабых полей $B_{\min, z} \sim 10^{-2} B_{\max}$, на пару порядков меньших указанного $B_{\max} \sim 100$ Т (для использованных параметров плазмы).

Максимальные искажения в процесс распада рассматриваемого разрыва плазмы с неоднородной областью прогрева электронов в форме полуцилиндра вносит ориентированное поперек него внешнее магнитное поле B_x , препятствующее вейбелевской генерации токовых филаментов в виде z -пинчей в продольном направлении. Как ясно из рис. 10 и 11, несмотря на сохранение фонтанного механизма генерации глобальных токов, это поле не только не создает заметного эффекта кумуляции и не приводит к право-левой асимметрии “фонтанного” потока горячих электронов (см. начало раздела 3), но благодаря формируе-

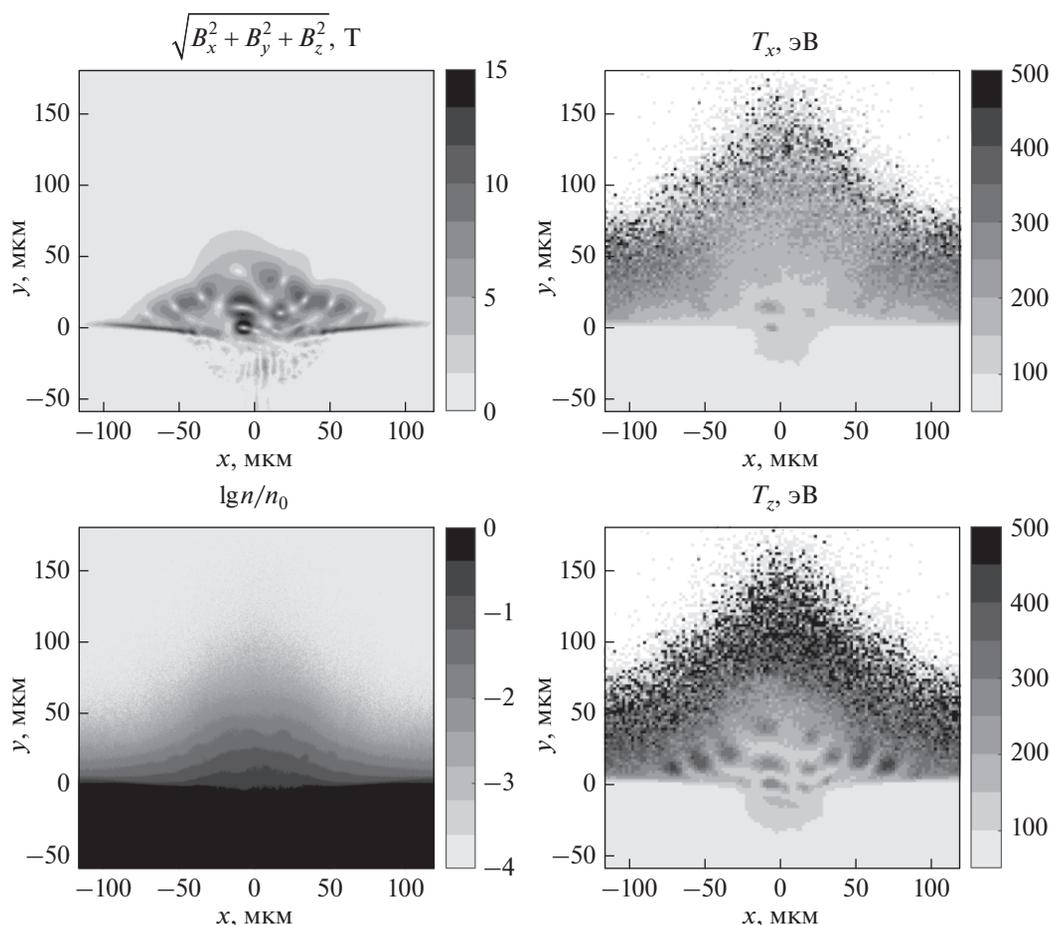


Рис. 7. Картина разлета плазмы с горячими электронами (при начальной концентрации $n_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3}$) в вакуум без внешнего магнитного поля в момент времени $t = 20$ пс. Горизонтальные оси – координата x , вертикальные – y . Координаты указаны в микронах. Левая верхняя панель – модуль полного магнитного поля (в Теслах). Левая нижняя панель – логарифм нормированной концентрации плазмы. Правая верхняя панель – эффективная температура (в электронвольтах) вдоль оси x , правая нижняя – вдоль оси z .

мой структуре магнитных полей этих токов подавляет на время анизотропное охлаждение энергичных электронов и замедляет свою собственную деформацию, затрудняя вылет плазменного облака. В районе его вершины на нижних панелях рис. 10 и 11 хорошо видны длительно существующие уплотнение плазмы и область усиленного магнитного поля. Согласно проведенным расчетам, указанные образования пропадают лишь в слабых внешних полях B_x , меньше или порядка 1 Т для рассматриваемых параметров плазмы. Начиная примерно с этих же слабых полей, становится возможным появление заметной анизотропии распределения электронов ($A \sim 0.1$) и их эффективная температура вдоль прогретого полуцилиндра значительное время после начального этапа разлета сохраняется выше эффективных температур в поперечной плоскости xy , радиальное расширение в которой позволяет электронам охлаждаться. В результате во внутренних областях плазменного облака, где еще достаточно ве-

лика концентрация плазмы, а мешающее вейбелевской неустойчивости внешнее магнитное поле уже вытеснено, появляются характерные мелкомасштабные структуры магнитного поля, которые обусловлены образовавшимися токовыми филаментами, вытянутыми вдоль оси z . Подобные структуры проявляются уже в поле $B_x = 2$ Т, а в поле $B_x = 0.5$ Т вполне напоминают создаваемые при распаде разрыва в вакуум без магнитного поля, хотя в последнем случае величины генерируемых мелкомасштабных полей еще заметно выше (верхние панели для этих полей в один и тот же момент времени на рис. 12, а также левые панели на рис. 7 для более раннего момента времени). В итоге оказывается, что для рассмотренной ориентации внешнего магнитного поля количественные характеристики генерируемых токов и полей не меняются заметно по сравнению со случаем его отсутствия только в очень слабых полях $B_x \sim 0.1$ Т, т.е. величина $B_{\min, x} \sim 10^{-3} B_{\max}$ примерно

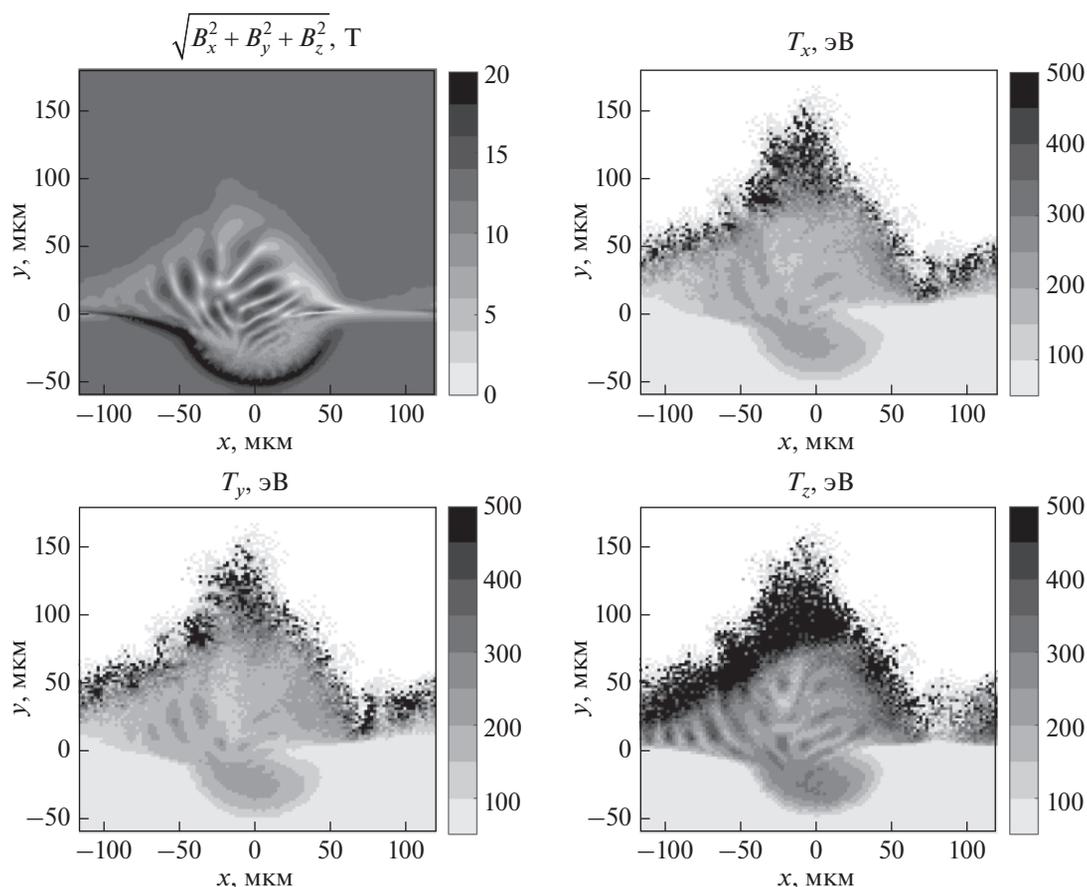


Рис. 8. Картина разлета плазмы с горячими электронами (при начальной концентрации $n_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3}$) во внешнее поле $B_z = 13 \text{ Т}$ в момент времени $t = 20 \text{ пс}$. Горизонтальные оси — координата x , вертикальные — y . Координаты указаны в микронах. Верхняя левая панель — модуль магнитного поля (в Теслах), верхняя правая — эффективная температура (в электронвольтах) вдоль оси x . Нижние левая и правая панели — эффективные температуры (в электронвольтах) вдоль осей y и z соответственно (см. также рис. 2).

на порядок меньше величины указанного выше предельного минимального магнитного поля ортогональной ориентации $B_{\min, z} \sim 1 \text{ Т}$.

Согласно выполненному предварительному численному моделированию и проведенным оценкам, можно ожидать, что для гораздо более разреженной плазмы, характерной для астрофизических условий, сохранится указанное различие в два-три порядка величины между рассмотренными пределами значений магнитного поля B_{\min} и B_{\max} , оказывающего нетривиальное влияние на распад разрыва, вблизи поверхности которого так или иначе создана протяженная квазиодномерная область с горячими электронами. Возможностям реализации данной задачи в космической плазме, в частности, корональной и магнитосферной, и численному моделированию возникающего в тех или иных ситуациях разлета неравновесного анизотропного плазменного облака и сопутствующей деформации окружающего магнитного поля будет посвящена отдельная работа.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Таким образом, даже несильное внешнее магнитное поле, давление которого значительно меньше давления расширяющегося в вакуум облака плазмы (локализованного в плоскости xu и однородного вдоль оси z), существенно влияет на ее разлет при наличии энергичной фракции горячих электронов и во многом определяет пространственную структуру возникающих квазимагнитостатических возмущений (турбулентности) и их дальнейшую эволюцию. Важнейшим при этом является анизотропный характер остывания вылетающих электронов, зависящий от индукции внешнего поперечного магнитного поля при ее изменении в широких пределах (на несколько порядков величины), в том числе достаточно малой и почти не сказывающейся на профиле плотности расширяющегося облака плазмы. В проведенных деталях численных расчетах данного процесса методом частиц в ячейках обнаружено, что указанный разлет плазмы сопровождается множественным образовани-

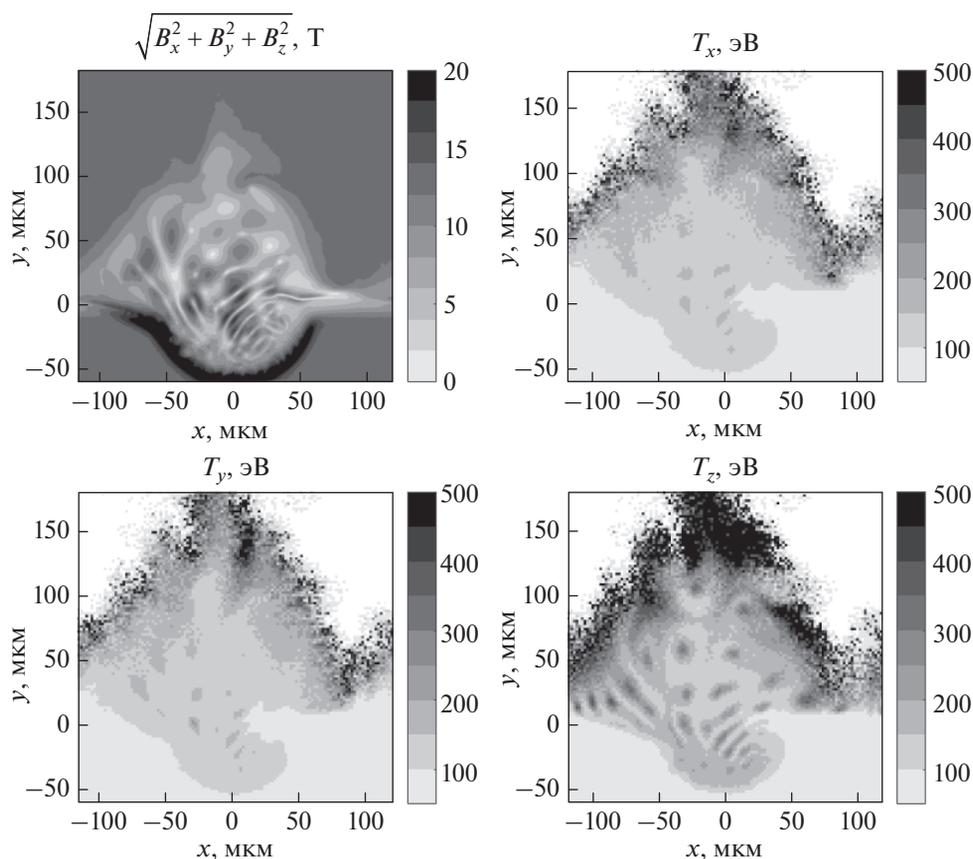


Рис. 9. То же самое, что на рис. 8, но для более позднего момента времени $t = 36$ пс.

ем, длительным самосогласованным существованием и значительным перемещением локальных токовых филаментов в виде z -пинчей и более сложных токовых конфигураций в большей части области с вытесненным магнитным полем. Создаваемые ими мелкомасштабные магнитные поля могут быть во много раз сильнее исходного внешнего поля, а внутри образований типа z -пинчей плотность плазмы может быть значительно повышена по сравнению с близлежащими районами. Сказанное имеет место в тех пространственно-временных областях, где концентрация плазмы и анизотропия распределения электронов по скоростям достаточно велики и обеспечивают интенсивное развитие неустойчивости вейбелевского типа вплоть до ее нелинейного насыщения, сопровождающегося перекачкой значительной (порядка нескольких процентов) части энергии горячих электронов в энергию квазистатического магнитного поля.

Магнитные поля наибольшего масштаба, сравнимого с характерным (поперечным) размером длинной прогретой области плазмы, формируются как первоначально наиболее сильными фонтанными токами самых быстрых убегающих электронов, так и быстро возникшими и посто-

янно поддерживаемыми объемными или квазидвумерными слоистыми токами энергичных электронов,двигающихся внутри неоднородно расширяющегося облака плазмы и вдоль его границы с вытесняемым им внешним магнитным полем. В этих крупномасштабных полях может присутствовать довольно значительное мелкомасштабное магнитное поле, делающее существенно неоднородной (частично турбулизующее) указанную границу распадающейся плазмы. Вместе с тем присутствие однонаправленного внешнего магнитного поля, ориентированного в целом поперек потока горячих электронов, может приводить к нарушению симметрии разлета плазмы, его кумуляции и неоднородной деформации возникающих токовых структур всех масштабов. При этом, как было показано, увеличение отношения масс ионов и электронов только замедляет происходящие процессы разлета плазмы с горячими электронами и пропорционально сокращает масштабы образующихся токовых структур, но не меняет качественно всю сложную картину формирующихся магнитных полей и ее эволюцию.

В какой мере, при каких условиях и на каких временах эта полученная в 2D3V-расчетах карти-

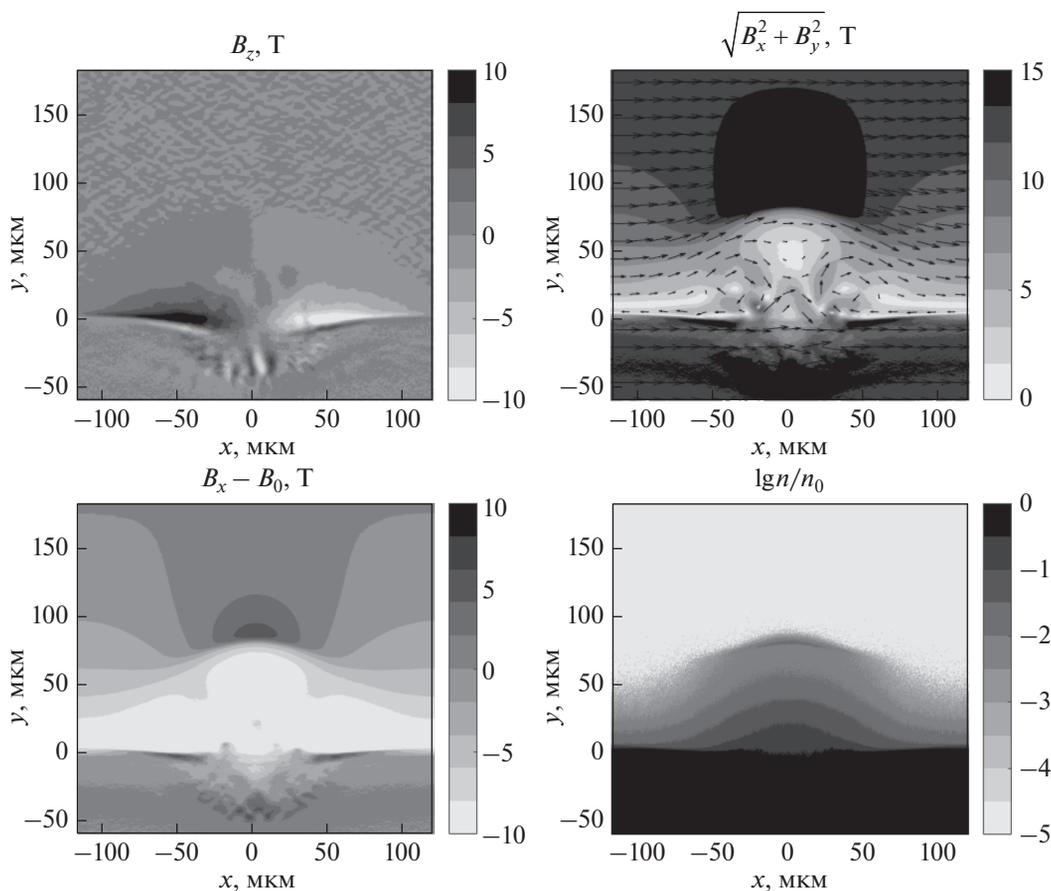


Рис. 10. Картина разлета плазмы с горячими электронами (при начальной концентрации $n_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3}$) во внешнее поле $B_x = 13 \text{ Т}$ в момент времени $t = 20 \text{ пс}$. Горизонтальные оси – координата x , вертикальные – y . Координаты указаны в микронах. Верхняя левая панель – компонента B_z магнитного поля (в Теслах), верхняя правая – модуль компоненты магнитного поля (в Теслах) в плоскости расчета, стрелочками показано направление поля в данных точках. Нижняя левая панель – магнитное поле вдоль оси x за вычетом внешнего поля (в Теслах). Нижняя правая панель – логарифм нормированной концентрации плазмы.

на может структурироваться в направлении оси однородности рассматриваемой задачи, покажет планируемое полностью трехмерное моделирование. Следует подчеркнуть, что в проведенных расчетах использовалась только одна из простейших возможных моделей описания распада однородной по концентрации и неоднородно прогретой приповерхностной области плазмы в мишени, подверженной абляции фемтосекундным лазерным излучением. При поверхностном нагреве электронов импульсами лазерного излучения с различными длительностями, различными поперечными сечениями, различными поляризациями и различными отношениями несущей оптической частоты к плазменной частоте электронов в мишени, несомненно, будут получаться самые различные (не квазиоднородные) распределения эффективных температур и концентраций быстро разогретых электронов, а их функция распределения по скоростям уже в самом начале разлета может оказаться анизотропной и немаксвеллов-

ской. Более того, начальная неплоская геометрия разрыва нагретой плазмы с вакуумом и возможный последующий (не учитывавшийся нами надлежащим образом) приток горячих электронов из глубоких прогретых областей мишени, где существенны межчастичные столкновения, тоже могут изменить профили концентраций и направленных скоростей частиц, а также структуры создаваемых ими токов и магнитных полей в различных областях разлетающейся лазерной плазмы. Анализ влияния указанных и других факторов создания неравновесной плазмы на особенности ее разлета во внешнее магнитное поле будут посвящены отдельные работы.

Однако можно надеяться, что выявленные в данной работе весьма общие явления формирования разномасштабных токов и магнитных полей в процессе расширения облака сильно разогретых электронов сохранятся в более сложных моделях разлета лазерной плазмы и могут быть использованы для предсказания аналогичных явлений и

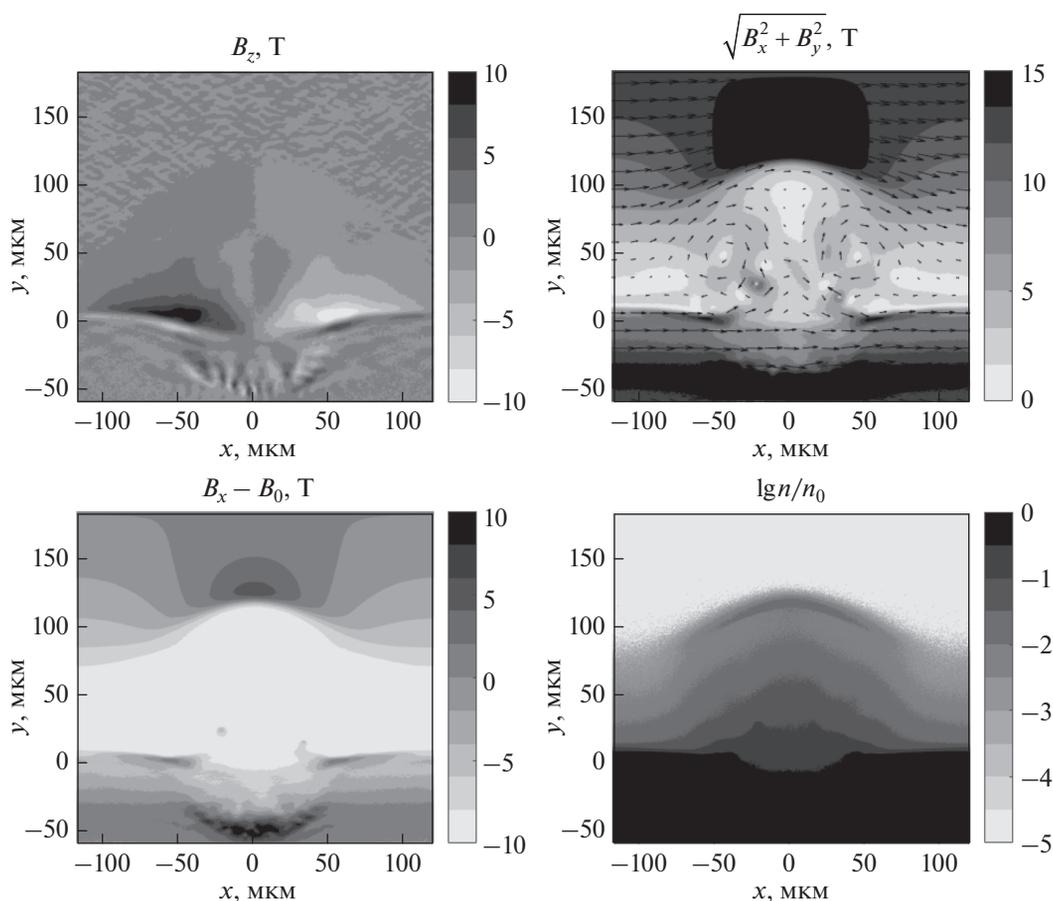


Рис. 11. То же самое, что на рис. 10, но для более позднего момента времени $t = 36$ пс.

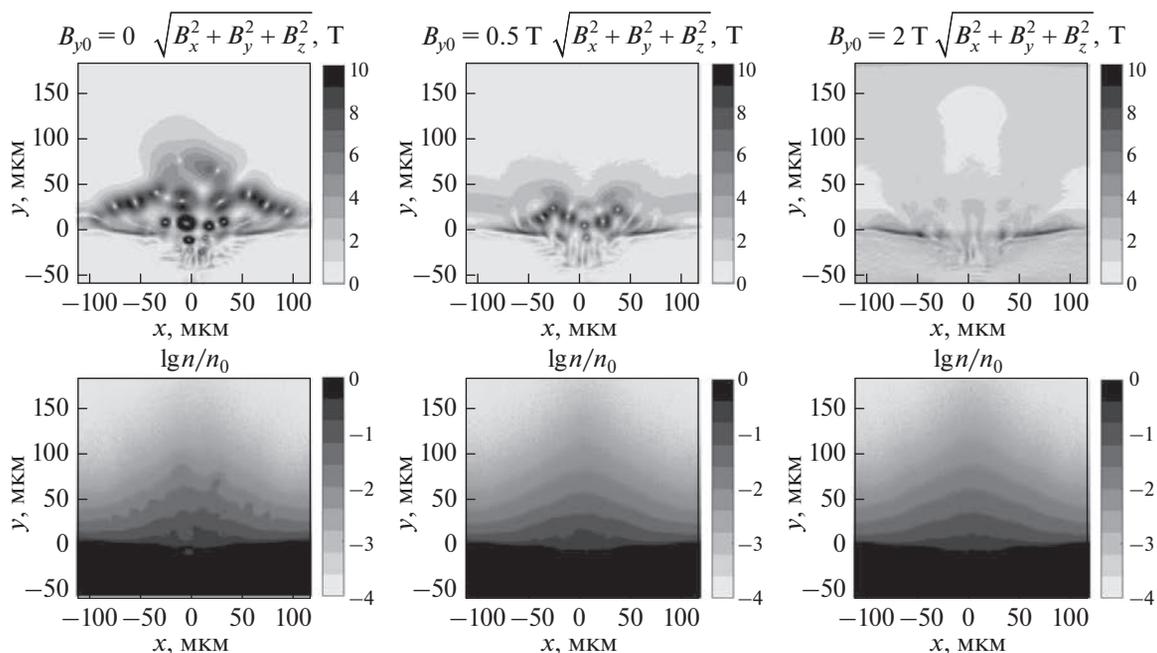


Рис. 12. Сравнение разлета плазмы с горячими электронами (при начальной концентрации $n_0 = 10^{20}$ см $^{-3}$) в момент времени $t = 36$ пс для различных величин внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси y : $B_x = 0, 0.5, 2$ Т (слева направо соответственно). Горизонтальные оси – координата x , вертикальные – y . Координаты указаны в микронах. На верхних панелях изображен модуль полного магнитного поля (в Теслах), на нижних – логарифм нормированной концентрации плазмы (ср. также рис. 2).

интерпретации их возможных наблюдений в астрофизической и магнитосферной плазме. Подобные явления возможны при взрывных деформациях корональных арок в звездах поздних спектральных классов, при быстром нагреве вытянутых филаментов (дактов) плотности в солнечной короне или в магнитосферной плазме экзопланет, при взаимодействии филаментов горячей плазмы с магнитными облаками более разреженной и холодной плазмы в звездном ветре, при тех или иных взрывных процессах в магнитосферах планет. Перспективы использования изученных эффектов для анализа физических процессов в различных ситуациях в космической плазме представляются вполне реальными и требуют проведения дальнейшего численного моделирования рассмотренных в данной статье задач, прежде всего, полностью трехмерного.

6. ВЫВОДЫ

Проведенные расчеты разлета плазмы, заполняющей полупространство и имеющей вытянутую вдоль его границы полуцилиндрическую область с изотропно разогретыми электронами, показали, что наличие внешнего магнитного поля, параллельного границе исходного сильного разрыва плазменной концентрации, в широком диапазоне параметров сильно влияет на динамику генерации и пространственную структуру самосогласованного магнитного поля, создаваемого токами анизотропно разлетающихся электронов. Продемонстрирована возможность возникновения различных по структуре магнитных полей, значительно превышающих по величине внешнее магнитное поле, прежде всего, в виде параллельных ему множественных разлетающихся филаментов типа ζ -пинчей и медленно эволюционирующих токовых слоев, ориентированных под различными углами к границе между плазмой и деформируемым магнитным полем. Подобные структуры могут быть существенны для ряда процессов в лазерной и космической плазме, включая взрывные процессы в магнитосферах планет и в корональных арках звезд.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 18-29-21029 (разделы 1–3) и грантом Российского научного фонда № 19-72-10111 (разделы 4–5). Численные расчеты выполнялись на вычислительных ресурсах, предоставленных ЦКП ВР МСЦ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– Ананьин О.Б., Афанасьев Ю.В., Быковский Ю.А., Крохин О.Н. Лазерная плазма. М.: МИФИ, 400 с. 2003.

– Бородачев 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.

– Дэвидсон Р. Основы физики плазмы / Под ред. А.А. Галева и Р. Судана. Т. 1. М.: Энергоатомиздат. С. 443–551. 1983.

– Зайцев В.В., Степанов А.В. Магнитосферы активных областей Солнца и звезд. М: Физматлит, 388 с. 2018.

– 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.

– 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>

– 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>

– Baumjohann W., Nakamura R., Treumann R.A. Magnetic guide field generation in collisionless current sheets // Ann. Geophys. V. 28. P. 789–793. 2010.

– Bret A. Weibel, two-stream, filamentation, oblique, bell, Buneman...which one grows faster? // Astrophys. J. V. 699. P. 990–1003. 2009

– Chang P., Spitkovsky A., Arons J. Long-Term Evolution of Magnetic Turbulence in Relativistic Collisionless Shocks: Electron-Positron Plasmas // Astrophys. J. V. 674. P. 378–387. 2008. <https://doi.org/10.1086/524764>

– Davidson R.C., Hammer D.A., Haber I., Wagner C.E. Nonlinear Development of Electromagnetic Instabilities in Anisotropic Plasmas // Phys. Fluids. V. 15. P. 317–333. 1972.

– DeForest S.E., Howard R.A., Velli M., Viall N., Vourlidas A. The Highly Structured Outer Solar Corona // Astrophys. J. V. 862. P. 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>

– Dieckmann M.E., Moreno Q., Doria D. et al. Expansion of a radially symmetric blast shell into a uniformly magnetized plasma // Phys. Plasmas. V. 25. 052108. 2018. <https://doi.org/10.1063/1.5024851>

- *Dudík J., Dzifčáková 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>
- *Dyal P.* Particle and field measurements of the Starfish diamagnetic cavity // *J. Geophys. Res.* V. 111. A12211. 2006.
<https://doi.org/10.1029/2006ja011827>
- *Echim M.M., Lemaire J., Lie-Svendsen Ø.* A Review on Solar Wind Modeling: Kinetic and Fluid Aspects // *Surv. Geophys.* V. 32. P. 1–70. 2011.
<https://doi.org/10.1007/s10712-010-9106-y>
- *Fox W., Matteucci J., Moissard C., Schaeffer D.B., Bhattacharjee 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.
- *Göde S., Rödel C., Zeil K. et al.* Relativistic Electron Streaming Instabilities Modulate Proton Beams Accelerated in Laser-Plasma Interactions // *Phys. Rev. Lett.* V. 118. 194801. 2017.
<https://doi.org/10.1103/physrevlett.118.194801>
- *Gruzinov A.* Gamma-Ray Burst Phenomenology, Shock Dynamo, and the First Magnetic Fields // *Astrophys. J. Lett.* V. 563. P. L15–L18. 2001.
- *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.
- *Kelley M.C., Livingston R.* Barium cloud striations revisited // *J. Geophys. Res.* V. 108. 1044. 2003.
<https://doi.org/10.1029/2002ja009412>
- *Kolodner P., Yablonovitch E.* Two-Dimensional Distribution of Self-Generated Magnetic Fields near the Laser-Plasma Resonant-Interaction Region // *Phys. Rev. Lett.* V. 43. P. 1402–1403. 1979.
- *Lyubarsky Y., Eichler D.* Are Gamma-Ray Burst Shocks Mediated by the Weibel Instability? // *Astrophys. J.* V. 647. P. 1250–1254. 2006.
- *Medvedev M.V., Loeb A.* Generation of Magnetic Fields in the Relativistic Shock of Gamma-Ray Burst Sources // *Astrophys. J.* V. 526. P. 697–706. 1999.
- *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>
- *Moritaka T., Kuramitsu Y., Liu Y.-L., Chen S.-H.* Spontaneous focusing of plasma flow in a weak perpendicular magnetic field // *Phys. Plasmas*. V. 23. 032110. 2016.
<https://doi.org/10.1063/1.4942028>
- *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>
- *Plechaty C., Presura R., Esaulov A.A.* Focusing of an Explosive Plasma Expansion in a Transverse Magnetic Field // *Phys. Rev. Lett.* V. 111. 185002. 2013.
<https://doi.org/10.1103/physrevlett.111.185002>
- *Priest E.* Magnetohydrodynamics of the sun. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 576 p. 2014.
- *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>
- *Romagnani L., Bulanov S. V., Borghesi M. et al.* Observation of Collisionless Shocks in Laser-Plasma Experiments // *Phys. Rev. Lett.* V. 101. 025004. 2008.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.025004>
- *Ruyer C., Gremillet L., Debayle A., Bonnaud G.* Weibel-mediated collisionless shocks in laser-irradiated dense plasmas: Prevailing role of the electrons in generating the field fluctuations // *Phys. Plasmas*. V. 22. 032102. 2015.
<https://doi.org/10.1063/1.4928096>
- *Sakagami Y., Kawakami H., Nagao S., Yamanaka C.* Two-Dimensional Distribution of Self-Generated Magnetic Fields near the Laser-Plasma Resonant-Interaction Region // *Phys. Rev. Lett.* V. 42. P. 839–842. 1979.
- *Sakawa Y., Morita T., Kuramitsu Y., Takabe H.* Collisionless electrostatic shock generation using high-energy laser systems // *Advances in Physics: X*. V. 1. P. 425–443. 2016.
- *Silva L.O.* Physical Problems (Microphysics) in Relativistic Plasma Flows // *AIP Conf. Proc.* V. 856. P. 109–128. 2006.
- *Shuster J.R., Gershman D.J., Chen L.-J. et al.* MMS Measurements of the Vlasov Equation: Probing the Electron Pressure Divergence Within Thin Current Sheets // *Geophys. Res. Lett.* V. 46. P. 7862–7872. 2019.
<https://doi.org/10.1029/2019GL083549>
- *Sironi L., Spitkovsky A.* Particle acceleration in relativistic magnetized collisionless pair shocks: dependence of shock acceleration on magnetic obliquity // *Astrophys. J.* V. 698. P. 1523–1549. 2009.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/698/2/1523>
- *Sironi L., Spitkovsky A., Arons J.* The maximum energy of accelerated particles in relativistic collisionless shocks // *Astrophys. J.* V. 771. P. 54. 2013.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/771/1/54>
- *Spitkovsky A.* Particle Acceleration in Relativistic Collisionless Shocks: Fermi Process at Last? // *Astrophys. J. Lett.* V. 682. P. L5–L8. 2008.
- *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. P. 4. 2017.
<https://doi.org/10.1007/s41614-017-0006-1>