УДК 533.9...16+533.951+537.86

ВЕЙБЕЛЕВСКИЙ МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРИ РАСШИРЕНИИ СГУСТКА БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ С ГОРЯЧИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

А. А. Нечаев^{1*}, М. А. Гарасёв¹, В. В. Кочаровский^{1,2}, Вл. В. Кочаровский¹

 1 Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия 2 Texas A&M University, College Station, USA

Проведён качественный физический анализ и двумерное численное моделирование методом частиц в ячейках вейбелевского механизма генерации магнитного поля за счёт самосогласованного формирования филаментов тока горячих электронов с анизотропным распределением по скоростям, происходящего в процессе распада сильного разрыва в бесстолкновительной плазме с большим перепадом концентрации и температуры электронов. Анизотропия распределения электронов в основном обусловлена их квазиадиабатическим распирением с существенным уменьшением тепловых скоростей в направлении нормали к фронту образующейся электростатической ударной волны при слабом уменьшении тепловых скоростей в поперечных направлениях. Сильное магнитное поле возникает в слое с наибольшей анизотропией под фронтом, захватывает всю область распиряющейся плазмы и на нелинейной стадии эволюции приобретает квазипериодическую модуляцию вдоль нормали к фронту, коррелирующую с модуляцией степени электронной анизотропии. Рассмотренный сценарий развития вейбелевской неустойчивости представляет интерес для анализа экспериментов с фемтосекундной лазерной плазмой и интерпретации подобных явлений при распаде сильных разрывов в неравновесной космической плазме.

ВВЕДЕНИЕ

Для неравновесной бесстолкновительной плазмы с анизотропными распределениями частиц по скоростям характерно наличие квазимагнитостатической турбулентности, которая во многом определяет как кинетику отдельных частиц и межчастичное взаимодействие, так и динамику макроскопических квазинейтральных неоднородностей и структуру самосогласованных токов в них [1–3]. Одним из основных механизмов возникновения такой турбулентности является вейбелевская неустойчивость [4–6], сопровождающая самые разные переходные или взрывные явления в лабораторной и космической плазме. Такая неустойчивость типична для процессов расширения неравновесной плазмы в фоновую, включая ударные волны и джеты или вспышечные явления в активных областях короны и хромосферы Солнца и других звезд [1, 7–10].

Недавно благодаря созданию сверхмощных лазеров появилась возможность наблюдать вейбелевскую неустойчивость в лазерной плазме [11–16], что открывает новые перспективы для изучения квазимагнитостатической турбулентности и моделирования связанных с ней явлений в слабостолкновительной газоразрядной, ионосферной и астрофизической плазме. В процитированных экспериментальных работах разлетающийся сгусток плазмы создавался путём абляции различных мишеней лазерными импульсами от субнаносекундной до субпикосекундной длительности с энергией от тысяч до единиц джоулей соответственно. Предварительные эксперименты [17, 18], численные расчёты [19–21] и проведённые нами оценки показывают, что и при создании неравновесной плазмы более короткими импульсами (пико- и фемтосекундными) с типичной энергией порядка 1÷100 Дж в широкой области её параметров следует ожидать генерацию сильного магнитного поля, нарастающего до мегагауссного уровня и выше на временах меньше или

932

^{*} ant.a.nech@gmail.com

порядка 1 нс. В этом случае ионы остаются достаточно холодными и нагрев значительной доли электронов мишени мощным излучением приводит к возникновению долговременного потока их высокоэнергичной фракции из центральной части прогретой области плотной плазмы в окружающую фоновую плазму со значительно меньшей концентрацией. В подобных процессах немаловажной может быть роль и первоначально холодных электронов фоновой плазмы, которые приобретают направленную скорость и анизотропно разогреваются, а следовательно, способны изменить характер вейбелевской неустойчивости горячих электронов. Особую роль кинетические процессы с горячими электронами при расширении плотной неравновесной плазмы в более разрежённую и холодную могут играть и в упомянутых взрывных явлениях в атмосферах звёзд и планет.

Процесс разлёта неравновесной плазмы и эволюция структуры возникающей бесстолкновительной ударной волны неоднократно исследовались, прежде всего в задаче о распаде разрыва в плазме: см., например, работы [21, 22] и цитированную в них литературу. В рассматриваемом случае отсутствия внешнего магнитного поля «выполаживание» достаточно резкого профиля распадающейся плазмы происходит преимущественно на его более крутых участках, т. е. масштабы неоднородности постепенно выравниваются. При определённых условиях расширение плазмы может иметь автомодельный характер (см., например, [23]), а в общем случае её профиль в среднем приближается к экспоненциальному с единым, всё нарастающим масштабом, причём уровень концентрации монотонно падает всюду вплоть до слоя уплотнения в ударной волне. Последний может содержать заметную долю (примерно до 10%) энергии сгустка горячей плазмы и по происхождению является электростатическим, т. е. его структура вместе со структурой узкой области перед фронтом ударной волны формируется и затем поддерживается электрическим полем разделения зарядов горячих электронов и холодных ионов. Неизбежно возникающие встречные потоки последних в областях, примыкающих к фронту с обеих сторон, приводят к пучковой неустойчивости плазменных и ионно-звуковых волн и росту мелкомасштабных квазиэлектростатических полей [21, 24].

Однако вскоре после начала разлёта плазмы распределение электронов по скоростям становится сильно анизотропным, особенно под фронтом ударной волны, и в системе возникают квазистационарные магнитные поля, обладающие энергией, на несколько порядков превышающей энергию генерируемых электрических полей, и значительно бо́льшими пространственными масштабами. При этом обычно реализуется рассматриваемая ниже ситуация, в которой энергия этих магнитных полей не превышает нескольких процентов энергии сгустка горячей плазмы, так что в первом приближении можно не учитывать их влияние на её разлёт, по крайней мере пока они не привели к сильному перераспределению продольной и поперечной тепловых энергий электронов и не повлияли на структуру фронта.

Среди механизмов генерации магнитного поля в указанной ситуации преобладающей роли кинетики электронов для исследовавшейся нами лазерной плазмы можно выделить три группы, различающиеся по области локализации, пространственным масштабам, времени нарастания и направлениям векторов генерируемых полей; ср., например, [25, 26]. (Вейбелевская тепловая и филаментационная неустойчивости анизотропного распределения ионов на рассматриваемых малых временах существования сильно неравновесной плазмы проявиться не успевают.)

Быстро возникающие токи горячих электронов, разлетающихся в основном поперёк границы столкновительной плазмы из расплавленного вещества мишени, и частично компенсирующие их возвратные токи холодных электронов фоновой плазмы, формирующих потоки во встречных направлениях и, в частности, подлетающих вдоль поверхности мишени к её разогретой части, отвечают за крупномасштабную азимутальную компоненту поля, направленную в основном вдоль поверхности мишени (так называемый «фонтанный эффект» [25, 27, 28]). Эта компонента локализована преимущественно перед фронтом ударной волны достаточно далеко от мишени, в том числе в области разрежённой плазмы, и нарастает за время, которое определяется скоростью горячих электронов и размером нагретой области, обычно 30÷300 мкм, составляя величину порядка 0,1÷10 пс [14, 15, 25, 29, 30].

В области более плотной плазмы, в том числе столкновительной, формирование крупномасштабных токов электронов и соответствующего им азимутального магнитного поля обусловлено прежде всего неколлинеарностью градиентов концентрации горячих электронов и их температуры. Этот механизм, называемый термоэлектрическим эффектом или батареей Бирмана, обеспечивает быстрый рост поля за время, также определяемое размером области нагрева, точнее характерным масштабом изменения температуры, и тепловой скоростью электронов [20], и подробно исследовался экспериментально и теоретически, в том числе в рамках кинетического подхода [20, 25, 26, 31].

К третьей группе относятся кинетические вейбелевские неустойчивости [4], например тепловая и филаментационная, обусловленные анизотропным распределением по скоростям как остывающих горячих электронов разлетающейся плазмы, так и разогревающихся холодных электронов фоновой плазмы, создающих к тому же встречные потоки. Подобные кинетические неустойчивости обеспечивают рост мелкомасштабной (обычно с периодом меньше или порядка 10 мкм) квазистатической компоненты магнитного поля в бесстолкновительной части расширяющейся плазмы, начиная с характерных времён более или порядка 10 пс, сначала в более плотной плазме в области под фронтом ударной волны, а потом и в достаточно протяжённой области перед фронтом. До сих пор характер анизотропии разлетающейся неоднородной плазмы и особенности развития вейбелевской неустойчивости в возникающих условиях нестационарного неоднородного бесстолкновительного потока по существу не исследовались.

Так, в работах [14, 20, 26, 31] рассматривалась генерация полей в результате развития филаментационной неустойчивости на фронте расширяющейся плазмы, имеющая по существу одномерный характер. Анизотропия распределения электронов по скоростям в этой области возникает за счёт локальных противотоков электронов довольно плотной фоновой плазмы, компенсирующих заряд быстро убежавших горячих электронов основной плазмы и вместе с ними формирующих двухпотоковые распределения. При развитии неустойчивости таких «пучковых» распределений, фактически являющейся частным случаем вейбелевской неустойчивости, возникают мелкомасштабные электрические токи, ориентированные по направлению разлета плазмы и промодулированные в пространстве вдоль фронта расширения, в то время как соответствующие им магнитные поля ортогональны направлению расширения. В статье [18] магнитное поле с подобной структурой в разлетающейся лазерной плазме, созданной фемтосекундным импульсом, было экспериментально зарегистрировано уже на временах порядка 1 пс и существовало по крайней мере несколько пикосекунд. Столь быстрая генерация поля объяснена авторами филаментационной вейбелевской неустойчивостью двухпотокового распределения электронов, в котором имеется поток релятивистских электронов, появляющийся вследствие пондеромоторного действия лазерного импульса на плазму.

Иной механизм самогенерации магнитного поля в расширяющейся плазме за счёт вейбелевской неустойчивости был предложен в работе [19], авторы которой в одномерных и двумерных, точнее 1D3V и 2D3V, расчётах показали, что при расширении в вакуум плоского слоя плазмы с горячими электронами, первоначально имевшими изотропное распределение по скоростям, происходит потеря их тепловой энергии, причём уменьшается преимущественно дисперсия их скоростей в направлении расширения, а эффективная температура в ортогональной плоскости остаётся почти неизменной и сохраняющей своё первоначальное значение. Такая дисковая анизотропия функции распределения приводит к развитию вейбелевской неустойчивости и росту

А. А. Нечаев, М. А. Гарасёв, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский

компоненты магнитного поля, лежащей в указанной плоскости и промодулированной в направлении расширения. Неустойчивость вейбелевского типа исследовалась также в статье [32], где рассматривались две столкнувшиеся электростатические ударные волны во встречных потоках лазерной плазмы и было показано, что у горячих электронов, захваченных в ямы электростатического потенциала между фронтами, увеличивается эффективная температура в направлении движения ударных волн. Это приводит к продольной, «игольчатой» анизотропии (бимаквселловости) распределения электронов и росту филаментов продольного тока (и поперечного магнитного поля) с волновыми векторами, ортогональными указанному направлению. Отметим, что в обеих статьях по существу изучалась простейшая ситуация одномерного, плоскослоистого расширения плазмы.

Взаимодействие всех перечисленных механизмов формирования магнитного поля в реальных экспериментах заслуживает специального исследования, т. к. может приводить к сложной эволюции и наложению квазимагнитостатических структур с разными масштабами. Ниже мы затронем только часть данной проблемы, относящуюся к вейбелевской неустойчивости, а именно к тепловой неустойчивости анизотропно остывающих электронов расширяющейся плазмы и к тепловой или филаментационной неустойчивостям разогревающихся электронов фоновой плазмы, причём ограничимся только стадиями нарастания и насыщения роста магнитного поля. Более долговременная стадия не рассматривается, т. к. такое рассмотрение, вообще говоря, требует анализа согласованной динамики ионов, включая вопросы перераспределения энергии кинетического движения электронов и ионов и перемешивания их траекторий под действием возникающего магнитного поля, особенно значимого в области под фронтом ударной волны.

Данная статья продолжает начатый при работе над [21] анализ динамики и структуры магнитного поля, возникающего за счёт вейбелевской неустойчивости анизотропного распределения горячих электронов по скоростям, которое формируется в процессе расширения сгустка плазмы в двумерной геометрии. Также будет проведено сравнение получающихся результатов с найденными для аналогичной задачи одномерного разлёта плазмы на основе численного моделирования методом частиц в ячейках.

В разделе 1 представлены начальные условия и детали проведённого численного моделирования распада сильного разрыва, образованного плотной плазмой с горячими электронами и разрежённой холодной плазмой. В разделах 2 и 3 приведены полученные результаты, касающиеся особенностей анизотропии распределения по скоростям электронов двух фракций и общей структуры возникающих токов и магнитного поля в различных областях плазмы. В разделе 5 представлены оценки и выявленные свойства вейбелевской неустойчивости, связанной с доминирующей фракцией исходных горячих электронов, на разных (линейном и нелинейном) этапах генерации наиболее сильного мелкомасштабного магнитного поля, включая корреляцию его структуры со структурой анизотропии распределения электронов по скоростям. В заключении сделаны общие выводы и сформулированы некоторые открытые вопросы.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ДЛЯ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Основой данного исследования является численное моделирование двумерного расширения плотной плазмы с горячими электронами в разрежённую холодную плазму, проведённое для широкого набора их физических и геометрических параметров методом частиц в ячейках с помощью кинетического кода ЕРОСН [33]. Он позволяет получить совместное решение полной системы уравнений Максвелла для электромагнитных полей и уравнений движения модельных электронов и ионов плазмы, коллективно формирующих источники этих полей. Отметим, что, говоря о двумерности, мы подразумеваем однородность моделируемой системы вдоль оси z де-

936





Рис. 1. Распределение нормированной концентрации плазмы в разные моменты времени при расширении полукруглого сгустка плазмы с горячими электронами с начальным радиусом $L \approx 220 \, d_{\rm e}$ (8 мкм). На врезке дан профиль концентрации по оси x. Длины обеих сторон области счёта составляют 1700 $d_{\rm e}$ ($a - \omega_{\rm p}t = 0$, $\delta - \omega_{\rm p}t = 1500$, $e - \omega_{\rm p}t = 2700$)

картовых координат x, y, z, однако векторы полей, плотности тока и скоростей частиц во всех расчётах имели все три декартовы компоненты. Основные качественные результаты, касающиеся вейбелевского механизма генерации магнитного поля, были подтверждены нами с помощью аналогичных расчётов одномерного (вдоль оси x) расширения плазмы, являющейся плоскослоистой, т. е. однородной в плоскости yz.

Фактически решалась начальная задача о распаде сгустка плотной (основной) плазмы из холодных ионов и горячих электронов с максимальной концентрацией n_0 , имеющего полукруглую (см. рис. 1) или полуэллиптическую (см. далее) форму и погружённого в разрежённую (фоновую) плазму с меньшей на 2 порядка концентрацией, $n_{\rm bkg,0} = 10^{-2} n_0$, причём бралось значение $n_0 =$ $= 10^{20} \div 10^{21}$ см⁻³, типичное для лазерных экспериментов. (При уменьшении концентрации фона ещё на 1÷2 порядка процессы генерации магнитного поля качественно не менялись.) Профиль концентрации плазмы в сгустке с резким переходом к однородному фону в большинстве расчётов был супергауссовым, $n_{\rm L0} = n_0 \exp(-r^8/L^8)$, где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Здесь и далее ось x декартовых координат представляет направление расширения, ортогональное поверхности мишени; ось у дополняет ось x и ось однородности системы z до правой тройки. Расчётная область имела размер, примерно в 6 раз больший характерного радиуса сгустка L, который прилегал к её нижней границе, x = 0, и составлял величину порядка нескольких сотен дебаевских радиусов $d_{\rm e}$. На этой границе использовалось условие зеркального отражения частиц и полей (как от идеального проводника), остальные были открытыми (поглощающими частицы и волны). Потеря малой доли быстрых электронов через эти границы приводила к появлению возле неё положительного заряда ионов фона, однако он был локализован на узком приграничном слое и не мог повлиять на процессы в области плотной плазмы, описываемые ниже. При этом полная энергия всех частиц и полей уменьшалась к концу типичного расчёта не более чем на 3%, что свидетельствует о малости указанных потерь. Ряд расчётов был проведён для случая, когда границы были открытыми, но и это не нарушало ход рассматриваемых процессов генерации магнитного поля.

В начальный момент частицы имели изотропные максвелловские распределения по скоростям: температура электронов сгустка основной плазмы составляла $T_0 = 2,5$ кэВ, электронов

фона $T_{\rm bkg,0} = 50$ эВ, всех ионов $T_{\rm i0} = 3$ эВ. Подчеркнём, что согласно проведённым оценкам при указанных значениях температуры и концентрации частиц в сгустке и фоне по разные стороны исходного разрыва ожидаемые инкременты и оптимальные волновые числа для вейбелевской тепловой или филаментационной (двухпотоковой) неустойчивостей электронов фона были много меньше (пропорционально их концентрации), чем для вейбелевской тепловой неустойчивости электронов сгустка. Этим обстоятельством обусловлено качественное отличие представленных результатов от полученных ранее в ряде работ, инициированных расчётами [20, 31], где моделировался распад разрыва в плазме для гораздо больших значений температур горячих электронов сгустка и концентраций фоновой плазмы. Характерные распределения концентрации плазмы в последовательные моменты времени t представлены на рис. 1. Как упоминалось во введении, на ранних стадиях расширения плазмы, уже при $\omega_{\rm p} t \approx 250 \; (\omega_{\rm p} - {\rm плазменная} \; {\rm частота} \; {\rm электронов}),$ в системе формируется ударная волна со слоем уплотнения на фронте (см. область пространства $380 < r/d_{\rm e} < 410$ в момент времени $\omega_{\rm p} t = 1500$ на рисунке), движущемся на протяжении всего времени моделирования с почти постоянным числом Маха, близким к 1,5, если рассчитывать скорость ионного звука $v_{
m s}=(T/m_{
m i})^{1/2}$ по текущей температуре T горячих электронов вблизи фронта ударной волны [21] (m_i — масса иона).

Для убыстрения вычислений использовалось модельное отношение масс ионов и электронов, равное $m_i/m_e = 100$. Многочисленные проверочные расчёты в одномерной геометрии с отношением масс в пределах $m_i/m_e = 100 \div 50\,000$ показывают, что его значение качественно не влияет на процессы формирования электростатической ударной волны в плазме (см. об этом также [21]) или развития электронной вейбелевской неустойчивости под её фронтом, лишь задерживая время их старта в $(m_i/m_e)^{1/2}$ раз соответственно тому, что скорость расширения плазмы с горячими электронами и холодными ионами определяется скоростью ионного звука. В упомянутых одномерных расчётах моделировалось расширение вдоль оси x слоя плазмы, однородного в плоскости yz, с начальной концентрацией $n_{L0} = n_0 \exp\left(-x^8/L^8\right)$, помещённого у отражающей границы расчётной области в точке x = 0 (ср. врезку на рис. 1).

Ниже, в разделах 2–4, приведены результаты для случаев расширения полукруглого сгустка с размерами $L/d_{\rm e} \approx 220$, а также для случая расширения сгустка с начальным профилем полуэллиптического типа, $n_{\rm L0} = n_0 \exp[-x^8/L^8 - y^8/(2L)^8]$ с $L/d_{\rm e} = 270$. Здесь и далее $d_{\rm e} = (T_0/m_{\rm e}^{1/2})\omega_{\rm p}^{-1}$ — начальный радиус Дебая горячих электронов и $\omega_{\rm p} = (4\pi e^2 n_0/m_{\rm e})^{1/2}$ — их плазменная частота. В расчётах эти значения составляли $d_{\rm e} \approx 40$ нм и $\omega_{\rm p}^{-1} \approx 2$ фс. Использовались сетки с размерами 1700 × 1700 и 3400 × 850 (в единицах $d_{\rm e}$) для расчётов с полукругом и полуэллипсом соответственно; длина стороны одной ячейки составляла $d_{\rm e}$, число частиц в ячейке равнялось 80 и 40 соответственно. Время моделирования выбиралось достаточным для прохождения длины расчётной области ударной волной, если бы она двигалась с начальной скоростью ионного звука $v_{\rm s0} = \sqrt{T_0/m_{\rm i}}$.

Указанная постановка начальной задачи для моделирования расширения сгустка плазмы, созданного лазерной абляцией поверхности металла или пластика сверхкоротким импульсом, используется в литературе повсеместно (см., например, [18, 19, 26, 34–36]). Следует отметить, однако, что интересующие нас эффекты генерации магнитного поля при двумерном расширении сгустка лазерной плазмы, связанные с трёхмерно-анизотропным охлаждением его горячих электронов, по существу ранее не исследовались.

2. ХАРАКТЕР ВОЗНИКАЮЩЕЙ АНИЗОТРОПИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Как показывают результаты моделирования (см. работу [21] и ссылки в ней) распада достаточно резкого разрыва между областью плотной плазмы с горячими электронами и областью

А. А. Нечаев, М. А. Гарасёв, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский

разрежённой холодной плазмы (фона), расширение первой во вторую, сопровождающееся образованием квазиэлектростатической ударной волны, происходит с не сильно меняющейся скоростью, немного (не более чем вдвое) превышающей локальную ионно-звуковую скорость в плазме под фронтом этой волны. Всюду на образующемся плавном профиле концентрации плазмы (за исключением самого фронта, сопровождающегося скачком электростатического потенциала) имеет место квазинейтральность, так что электрические токи сравнительно медленно движущихся тяжёлых ионов практически полностью компенсируются токами экранирующих их быстрых электронов. Поскольку все ионы являются холодными и обладают большой массой, а их двухпотоковость развивается только в разрежённой плазме перед фронтом ударной волны и в узком слое уплотнения непосредственно под фронтом, то за быстрый рост магнитного поля в основной части расширяющейся плазмы и его дальнейшее насыщение ответственны исключительно неравновесные электроны.

Различные фракции последних (и из основной, и из фоновой плазмы), образуя направленные потоки, в том числе встречные, и анизотропно охлаждаясь или разогреваясь благодаря движению в созданных ими же крупномасштабных квазиэлектростатических полях и мелкомасштабных турбулентных полях плазменных волн, могут приводить к различным неустойчивостям, отвечающим за происхождение различных компонент магнитного поля, отличающихся по направлению, структуре и масштабу неоднородности.

Сразу отметим, что в рассматриваемой области параметров расчёты и оценки показывают малую эффективность частного, двухпотокового варианта вейбелевской неустойчивости, называемой филаментационной и обусловленной встречными потоками электронов. Эти потоки могут состоять из исходно горячих и холодных электронов или только из электронов фона, затягиваемых под фронт ударной волны в основном поперёк него большим перепадом имеющегося там электростатического потенциала двойного слоя (возникшего ещё в первые мгновения распада разрыва), а затем возвращающихся обратно (вместе с идущим оттуда потоком горячих электронов) после частичного отражения от обратного перепада потенциала в более плотной плазме вблизи мишени. В работах [20, 31] подобная филаментационная неустойчивость, возникающая за счёт относительного движения горячих и холодных электронов, моделировалась в условиях расширения достаточно большого сгустка сквозь довольно плотную фоновую плазму с концентрацией всего на 1 порядок меньше концентрации исходной лазерной плазмы, а отношение температур электронов в этих плазмах (20 кэВ и 50 эВ) составляло почти 3 порядка величины. Для параметров, используемых в наших расчётах и характерных для большинства экспериментов по фемтосекундной лазерной абляции, напротив, концентрация фоновой плазмы по крайней мере на 2 порядка меньше, чем основной, а различие температур электронов в них (порядка 3 кэВ и 50 эВ) не превышает 2 порядков величины, что не обеспечивает требуемой электронной анизотропии. Поэтому инкремент данной неустойчивости оказывается малым по сравнению с инкрементом вейбелевской неустойчивости анизотропных горячих электронов основной лазерной плазмы, многократно превосходящих числом электроны фона.

Заметим, впрочем, что вследствие искусственного ограничения, налагаемого двумерностью расчётов, парциальная температура электронов T_z в направлении оси z однородности системы меняется не очень сильно на всех рассматриваемых временах формирования и насыщения роста магнитного поля: уменьшается не более чем в $2\div3$ раза для исходных горячих электронов и увеличивается не более чем в $3\div4$ раза для холодных электронов фона. (Такое изменение вызвано слабыми индукционными электрическими полями, обусловленными изменяющимися компонентами магнитного поля в плоскости счёта xy.) Наряду с этим, как будет видно ниже, спустя определённое время после начала разлёта в области расширяющейся плазмы может происходить значительное понижение (тоже в $2\div3$ раза) и многократное повышение (на $1\div2$ порядка) эф-

938

2019

фективных поперечных температур T_x и T_y в плоскости счёта для исходных горячих электронов сгустка и холодных электронов фона соответственно. Отметим, что возникающая тогда в двумерных расчётах сильная «дисковая» анизотропия электронов фона (из-за огромных отношений их температур T_x/T_z и T_y/T_z) не приводит к неустойчивости, т. к. необходимые для её развития (см. [4, 5]) волновые векторы возмущений вдоль оси однородности z запрещены; для волновых векторов, лежащих в плоскости счёта, существенна другая анизотропия, которая определяется отношением поперечных температур T_x и T_y и не велика, а следовательно, не даёт заметного вклада в инкремент вейбелевской неустойчивости, определяемый электронами основной плазмы. В трёхмерном моделировании расширения полусферического сгустка, очевидно, большая «дисковая» анизотропия электронов фона не возникала бы, поскольку температура T_z не являлась бы выделенной и, как следует ожидать, изменялась бы так же, как и температура T_y , увеличиваясь на 1÷2 порядка до значений, близких к начальной температуре T_0 электронов основной плазмы.

Вместе с тем при помощи двумерного моделирования в плоскости xy можно было бы исследовать эффект генерации магнитных полей холодными электронами фона при расширении сгустка лазерной плазмы с горячими электронами, имеющего не полукруглую или полуэллиптическую, а столообразную форму и достаточно большие размеры. Тогда в его центральной части (но не на краях) некоторое время могла бы существовать сильная «игольчатая» анизотропия электронов фона, поддерживаемая двумя указанными встречными потоками вдоль нормали к мишени, оси x, в условиях незначительного разогрева электронов вдоль её поверхности (ср. [20, 31]), в том числе оси y. При не слишком малой концентрации фона эта анизотропия могла бы конкурировать с рассматриваемой ниже не столь сильной «дисковой» анизотропией горячих электронов расширяющегося сгустка, температура которых продолжительное время значительно уменьшается только по направлению нормали к мишени, так что T_x становится существенно меньше T_y и T_z . Анализ указанных возможностей эффективной генерации сильных магнитных полей холодными электронами фона требует тщательного учёта неодномерного характера плазменных неустойчивостей пучкового типа, отличных от вейбелевской и способных ослабить электронную анизотропию. Он выходит за рамки данной работы.

Далее мы будем интересоваться в основном генерацией магнитных полей за счёт вейбелевских токов исходных горячих электронов сгустка лазерной плазмы, текущих параллельно поверхности мишени. Как было сказано в разделе 1, форму первоначального разрыва в плазме будем считать полукруглой или полуэллиптической. В этом случае замена 3D3V ограниченным 2D3V-моделированием качественно не влияет на характер и основные свойства генерируемых магнитных полей. Действительно, тогда в наших расчётах вейбелевские токи направлены преимущественно вдоль оси z, которой отвечает максимальная парциальная температура T_z , остающаяся близкой к исходному значению вплоть до насыщения неустойчивости, а волновые векторы нарастающих неоднородных магнитных полей лежат в плоскости xy и в различных областях ориентированы преимущественно вдоль направления, отвечающего минимальной парциальной температуре. Для тепловой вейбелевской неустойчивости характер неоднородности и эволюции анизотропии горячих электронов в плоскости счёта xy имеет решающее значение, и поэтому ниже мы остановимся на нём подробнее. Отметим, что как раз анизотропия ответственна за формирование вейбелевских токов посредством пространственного разделения электронов с различными скоростями под действием самосогласованного магнитного поля, тогда как сколько-нибудь заметное пространственное перераспределение концентрации электронов на характерных временах развития неустойчивости невозможно из-за квазинейтральности плазмы и медленного отклика массивных ионов, а следовательно, не даёт вклада в вейбелевские токи. В проведённых расчётах перераспределение концентрации электронов сгустка не превышало нескольких процентов от концентрации ионов и антикоррелировало с перераспределением концентрации электронов фо-



Рис. 2. Пространственные распределения нормированных температур горячих электронов $T_x/T_0(a)$ и $T_y/T_0(b)$ в момент времени $\omega_{\rm p}t = 1500$; в нижней строке то же для электронов фоновой плазмы $(s - T_{{\rm bkg},x}/T_0, s - T_{{\rm bkg},y}/T_0)$. Параметры плазмы те же, что на рис. 1, но не с круглой, а эллиптической формой сгустка с горячими электронами, начальный размер которого вдоль оси y выбран вдвое больше прежнего диаметра полукруга

на, которая в области расширяющейся плазмы варьировалась в несколько раз, оставаясь на 1÷2 порядка меньше концентрации ионов.

В процессе бесстолкновительного расширения неравновесной плазмы электронные температуры вдоль осей x и y, т.е. дисперсии скоростей электронов в указанных направлениях разлета, уменьшаются при почти неизменной температуре вдоль оси z [19]. (Численное моделирование в одномерном случае, т.е. при распаде плоского слоя плазмы с горячими электронами, демонстрирует аналогичные результаты.) На рис. 2 представлены пространственные распределения парциальных температур T_x и T_y в плоскости xy для электронов сгустка и фона, полученные в расчёте с полуэллиптической исходной формой сгустка в момент времени примерно на середине линейной стадии развития вейбелевской неустойчивости. Благодаря квазиадиабатическому расширению в основном поперёк его длинной оси температура T_x электронов сгустка в этом направлении в широкой полосе в центральной части упала сильнее (примерно до $0,3T_0$), чем их температура T_{u} в поперечном направлении (около $0.5T_{0}$). Уменьшение последней (примерно до $(0,3\div0,4)T_0)$ имеет место в более узких областях, преимущественно на левом и правом краях расширяющегося сгустка, где температура T_x уменьшается до значений около $0.5T_0$, т.е. не так сильно, как в его центральной части. Интересно, что электроны фона разогреты в несколько раз сильнее и их эффективные температуры $T_{\mathrm{bkg},x}$ в центре сгустка и $T_{\mathrm{bkg},y}$ у его левого и правого краёв достигают одной-двух исходных температур горячих электронов T_0 . Такой разогрев обусловлен быстрым формированием потока электронов фона навстречу ударной волне, сопровождающимся их последующим отражением от области избыточного отрицательного заряда вблизи мишени, и происходит уже на гораздо более ранней стадии, отвечающей зарождению ударной волны, спустя несколько десятков плазменных периодов после начала распада разрыва плазмы. Однако, как уже отмечалось в начале раздела 2, вследствие малой концентрации фоновой плазмы в рассматриваемых вариантах распада разрыва её вклад в вейбелевскую неустойчивость оказывается незначительным, несмотря на сильную анизотропию, и ниже не учитывается.

Вклад горячих электронов сгустка в вейбелевскую неустойчивость характеризуется их степенью анизотропии $A_{\rm e} = T_z/T_x - 1$, пространственное распределение которой в качестве примера

А. А. Нечаев, М. А. Гарасёв, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский



Рис. 3. Распределение степени анизотропии горячих электронов $A_{\rm e} = T_z/T_x - 1$ (логарифмическая шкала) в момент времени $\omega_{\rm p}t = 2\,800$. Синим цветом показаны некоторые силовые линии магнитного поля в проекции на плоскость xy. Параметры плазмы те же, что на рис. 2

дано на рис. З в момент насыщения роста магнитного поля для случая начального сгустка в форме полуэллипса (см. раздел 1). Там же представлены характерные силовые линии магнитного поля в плоскости xy, связь пространственных и спектральных свойств которого с характером и эволюцией анизотропии электронов будет обсуждаться в разделе 4. Здесь отметим только хорошо выраженную филаментационную структуру анизотропии, связанную с образовавшимися филаментами тока, ориентированными ортогонально плоскости разлета, т.е. вдоль оси z, в которых температура T_z понижена, а поперечная температура T_x (и T_y) повышена благодаря соответствующему среднестатистическому увеличению угла между скоростью электронов и осью z под действием возникшего магнитного поля, захватывающего их в области минимумов магнитного поля и приводящего к баунс-осцилляциям. При этом степень анизотропии больше в области слоя уплотнения вблизи фронта ударной волны, где магнитное поле ещё не успело нарасти и перераспределить продольные (по оси z) и поперечные (по осям x и y) тепловые скорости электронов. Перейдём теперь к характерным свойствам магнитных полей и токов электронов.

3. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ГЕНЕРИРУЕМЫХ КВАЗИСТАТИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И ТОКОВ

Даже с учётом раскрытого в предыдущем разделе характера анизотропии горячих электронов, свойственной рассматриваемому распаду сильного разрыва в бесстолкновительной плазме, выяснение действия вейбелевского механизма генерации самосогласованных токов и магнитных полей оказывается непростой задачей и требует численного расчёта, т. к. анизотропия является нестационарной и неоднородной в области расширяющейся плазмы. Нестационарными являются также сама эта область и неоднородная концентрация плазмы в ней. Поэтому, прежде чем обсуждать в разделе 4 общие условия вейбелевской генерации, свойства её нелинейной стадии и связь пространственных структур возникающих магнитного поля, токов и анизотропии распределения электронов по скоростям, опишем конкретные результаты 2D3V-моделирования магнитных полей и токов для двух характерных примеров распада разрыва с начальной формой сгустка плазмы с горячими электронами в виде полукруга и полуэллипса, указанных в разделе 1.

Для полукруглого начального сгустка эволюция компонент магнитного поля \mathbf{B}_{\perp} и B_z в плоскости счёта xy и поперёк неё (т.е. вдоль оси однородности системы z) представлена на рис. 4. Последняя компонента появляется очень быстро, за несколько десятков плазменных периодов, сначала в основном перед фронтом ударной волны в разрежённой плазме, а потом и под фронтом



Рис. 4. Распределения компонент магнитного поля B_z (первая и третья строки) и $B_{\perp} = \sqrt{B_x^2 + B_y^2}$ (вторая и четвёртая строки) в разные моменты времени ($a, e - \omega_p t = 1\,000$ (1,8 пс); $b, e - \omega_p t = 1\,500$ (2,7 пс); $d, \varkappa c - \omega_p t = 2\,100$ (3,7 пс); $e, s - \omega_p t = 3\,200$ (5,7 пс)). Синим цветом показаны некоторые силовые линии магнитного поля в проекции на плоскость xy. Параметры плазмы те же, что на рис. 1

в плотной плазме. Подобная генерация не может быть вейбелевской (ср. [20]) ввиду отсутствия достаточно плотных потоков электронов или сильной продольной анизотропии плазмы (как плотного сгустка, так и разрежённого фона) и, по-видимому, обусловлена взаимодополняющими токами горячих и холодных электронов, формирущимися по сценариям фонтанного эффекта и/или батареи Бирмана, описанным во введении.

Правда, как ясно из графика эволюции энергий указанных компонент магнитного поля (см. рис. 5*a*), на небольшом этапе начиная с момента $\omega_{\rm p}t \approx 1500$ насыщения роста вейбелевского поля B_{\perp} происходит подрастание поперечной к плоскости счёта *xy* компоненты B_z примерно с теми же, как у него, масштабами. Далее на нелинейной стадии при $\omega_{\rm p}t > 2000$ она практически отслеживает динамику вейбелевского поля B_{\perp} и, скорее всего, обусловлена вызванными им токами, в том числе, вероятно, связанными с захваченными этим полем низкоэнергичными электронами, движущимися почти вдоль его силовых линий в плоскости *xy*.

Токи, создающие это гораздо более сильное, вейбелевское магнитное поле, текут преимуще-



Рис. 5. Зависимости от времени нормированных на начальную энергию плазмы энергий магнитного поля B_{\perp} (чёрная кривая) и компоненты магнитного поля B_z (синяя кривая), а также суммарной энергии электрического и магнитных полей во всей области моделирования (зелёная кривая) для случаев полукруглой (*a*) и полуэллиптической (δ) форм сгустка плазмы с горячими электронами. Параметры плазмы те же, что на рис. 1, 4 и 2, 3 соответственно

ственно вдоль оси z в филаментах, занимающих в плоскости xy области с малой величиной B_{\perp} . Электроны, составляющие эти филаменты тока, как хорошо известно, при выходе неустойчивости на нелинейную стадию испытывают баунс-осцилляции за счёт отражений от магнитных «стенок» с большой величиной B_{\perp} . Как демонстирует рис. 5, энергосодержание подобных конфигураций токов и магнитного поля с характерными масштабами, постепенно растущими по мере движения ударной волны, оказывается очень слабо меняющимся, прежде всего, благодаря наличию большого резервуара горячих электронов вблизи мишени, который поддерживает достаточно высокую и медленно спадающую среднюю степень электронной анизотропии. Последняя обеспечивает долговременную подкачку всё укрупняющихся филаментов тока и согласованного с ними магнитного поля, несмотря на то что в условиях понижающейся степени анизотропии достигшие насыщения мелкомасштабные филаменты тока и связанное с ними поле постепенно затухают из-за расфазировки и частичного замагничивания сформировавших его электронов.

Необходимо отметить, что в случае полукруглой формы сгустка обе температуры электронов, вдоль осей x и y, уменьшаются примерно одинаковым образом (см. раздел 2), так что на протяжении всей нелинейной стадии волновые векторы развившихся возмущений магнитного поля направлены в основном радиально, а азимутальная модуляция полей и токов является слабой, что и подтверждает рис. 4.

Во многом аналогичная, хотя и более сложная картина совместного нарастания (см. рис. 5δ), насыщения (рис. 6) и нелинейной модификации (рис. 7) двух квазистационарных компонент магнитного поля — слабой, более крупномасштабной B_z (направленной вдоль оси однородности z) и сильной, вейбелевской B_{\perp} (лежащей в плоскости счёта xy) — имеет место для полуэллиптического сгустка с горячими электронами, начальный размер которого по оси у увеличен вдвое по сравнению с прежним диаметром полукруга. В этом случае, естественно, пространственная структура согласованных магнитного поля и вейбелевских филаментов тока получается далеко не такой азимутально изотропной, как для полукруглого сгустка, и долгое время диктуется в основном плоскослоистым характером электронной анизотропии (указанным в конце раздела 2 при обсуждении рис. 2 и 3), вплоть до ухода ударной волны на расстояние, превышающее размер большей оси эллипса. Последнее происходит на временах, по крайней мере в 2÷3 раза превосходящих время насыщения вейбелевской неустойчивости, когда согласно рис. 8 в пространственном спектре компоненты плотности тока j_z наряду с дискретными составляющими начинает появляться значительная квазиизотропная непрерывная часть. Начиная со стадии насыщения и до этих времён, т.е. до $\omega_{
m p} t \lesssim 6\,000$, как ясно из рис. 6
 6, 76 и 8a, в указанном спектре тока j_z по существу доминирует одна немного размытая компонента, сосредоточенная вблизи нулевого зна-



Рис. 6. Распределения компоненты магнитного поля B_z (*a*), абсолютного значения магнитного поля в плоскости счёта $B_{\perp} = \sqrt{B_x^2 + B_y^2}$ (б, показано цветом) и нормированной компоненты плотности тока $j_z/(en_0\sqrt{2T_0/m_{\rm e}})$ (*в*) в момент времени $\omega_{\rm p}t = 2800$. Синим цветом показаны некоторые силовые линии магнитного поля в проекции на плоскость *xy*. Расчёт сделан для тех же параметров плазмы, что и на рис. 2 и 3

чения проекции $k_y \approx 0$ волнового вектора **k** и отвечающая квазиоднородному магнитному полю с масштабом порядка длинной оси эллипса, определяющей размер исходного сгустка плазмы. Для двух чуть более слабых спектральных компонент, видимых на рис. 8, проекции волновых векторов удовлетворяют соотношению $k_x \approx 1.5 |k_y|$, причём величина k_x примерно в 1,5 раза меньше, чем у главной компоненты.

Рисунки 6–8 демонстрируют также постепенный рост масштабов структуры магнитного поля \mathbf{B}_{\perp} и вейбелевских филаментов тока j_z . При этом в начале распада разрыва компонента магнитного поля B_z возникает, в отличие от случая полукруглого сгустка, значительно быстрее и оказывается значительно сильнее компоненты \mathbf{B}_{\perp} , превалируя над ней вплоть до середины линейной стадии вейбелевской неустойчивости; см. рис. 5. Однако далее энергия, запасённая в компоненте B_z , уменьшается, а после насыщения вейбелевской неустойчивости, как и в случае полукруглого сгустка, характерная величина B_z следует за величиной поперечной компоненты B_{\perp} , оставаясь в несколько раз слабее неё. Для обоих указанных и ряда других подобных случаев с параметрами плазмы, отличающимися в несколько раз, проведённое моделирование показывало, что энергия магнитного поля во всей области счёта к моменту насыщения достигает величины порядка нескольких процентов от начальной энергии всех частиц плазмы и далее долго



Рис. 7. То же, что на рис. 6, но в момент времен
и $\omega_{\rm p}t=4\,300$



Рис. 8. Пространственная спектральная мощность компоненты плотности тока j_z , нормированная на свой максимум (показана цветом, логарифмическая шкала) в моменты времени $\omega_{\rm p}t = 2\,800~(a)$ и $\omega_{\rm p}t = 6\,300~(b)$. Параметры плазмы те же, что на рис. 2 и 3

сохраняется на этом уровне, значительно превышая полную энергию электрического поля.

Заметим, что, как и должно быть для квазиэлектростатической ударной волны, на этапе её формирования в процессе распада сильного разрыва и вплоть до развития вейбелевской неустойчивости анизотропно остывающих горячих электронов за фронтом ударной волны энергия всех

А. А. Нечаев, М. А. Гарасёв, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский

компонент магнитного поля значительно меньше или во всяком случае не превышает энергию электростатического поля. При этом первоначальная динамика компоненты магнитного поля B_z существенно зависит от размеров и формы исходного сгустка плазмы с горячими электронами. Например, для полукруглого сгустка с радиусом в полтора раза меньше радиуса сгустка, распад которого представлен на рис. 1, 4 и 5*a*, указанный начальный этап эволюции энергии компоненты магнитного поля B_z оказывается качественно ближе к представленному на рис. 5*b* для полуэллиптического сгустка, чем на рис. 5*a* для полукруглого. Вместе с тем эволюция энергий основной, сильной компоненты магнитного поля \mathbf{B}_{\perp} и сопутствующей ей на вейбелевском этапе слабой компоненты B_z качественно подобны для обоих полукруглых и полуэллиптического сгустков.

4. КОРРЕЛЯЦИЯ СТРУКТУР МАГНИТНОГО ПОЛЯ И АНИЗОТРОПИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Согласно известным свойствам вейбелевской неустойчивости в однородной бимаксвелловской плазме [4–6, 19, 37] оптимальный период λ_0 возмущений магнитного поля, обладающих максимальным инкрементом ω_0 , и величина насыщающего магнитного поля $B_{\rm s}$, отвечающего равенству соответствующих оптимального полупериода $\lambda_0/2$ и гирорадиуса типичного электрона в этом поле $r_B \sim (2T_z m_{\rm e} c^2)^{1/2} / (eB_{\rm s})$, по порядку величины равны

$$\lambda_0 \sim \frac{2\pi c}{\omega_{\rm p}} \left(\frac{n_0}{n_{\rm e}}\right)^{1/2} \left(\frac{3}{A_{\rm e}}\right)^{1/2},\tag{1}$$

$$\omega_0 \sim \omega_p \left(\frac{n_e}{n_0}\right)^{1/2} \left(\frac{2T_\perp}{m_e}\right)^{1/2} \left(\frac{A_e}{3}\right)^{3/2} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{1+A_e}, \qquad (2)$$

$$B_{\rm s} \sim \frac{2c}{e} \frac{(2m_{\rm e}T_z)^{1/2}}{\lambda_0} \sim 6\,400 \,\frac{(T_z/T_0)^{1/2}}{\lambda_0/d_{\rm e}} \,[{\rm T}\pi],\tag{3}$$

где $A_{\rm e} = T_z/T_{\perp} - 1$ — степень анизотропии бимаксвелловского распределения горячих электронов, T_z и T_{\perp} — эффективные температуры горячих электронов вдоль и поперёк оси z соответственно, e и $m_{\rm e}$ — элементарный заряд и масса электрона, c — скорость света в вакууме.

Для указанного в конце раздела 2 распределения по скоростям горячих электронов расширяющегося сгустка должны возникать токовые филаменты вдоль оси z и соответствующее им магнитное поле \mathbf{B}_{\perp} в плоскости xy (см. рис. 4) с характерными масштабами больше или порядка λ_0 . Подчеркнём, что это оценка снизу и по порядку величины, т. к. в рассматриваемой задаче распределение электронов является нестационарным, неоднородным и не строго бимаксвелловским, причём в момент начала развития неустойчивости масштаб неоднородности плазмы оказывается сравнимым с λ_0 . Поэтому пользоваться выражениями (1)–(3) с локальными значениями плазменной частоты и температур, входящими в него, можно только приближённо.

Вклад электронов фона нетрудно оценить на основе дисперсионного соотношения вейбелевской неустойчивости для рассматриваемого направления волновых векторов в плазме с двумя фракциями бимаксвелловских электронов (и тяжёлыми ионами; см., например, [38]), используя характерные отношения их концентраций, $n_e/n_{bkg} \approx 20$, и температур, $T_{\perp}/T_{bkg\perp} \approx 0,4$, при степени анизотропии $A_e \approx 1,5$ в области пространства и в момент времени, отвечающих началу генерации поля. Оказывается, что фоновые электроны дают вклад не более 5 % в инкремент и оптимальный масштаб вейбелевской неустойчивости (1)–(2), хотя их вклад в полную электронную анизотропию при этом может доходить до 20 %.

В итоге естественно ожидать, что генерация магнитного поля за счёт вейбелевского механизма начнётся, как только плазма с достаточно большой степенью анизотропии $A_{\rm e}$ займёт область с размером, превышающим величину (1). В проведённых расчётах указанное условие выполняется спустя время порядка $1000\omega_{\rm p}^{-1}$, когда степень анизотропии достигает значения порядка единицы, т. е. $T_z/T_{\perp} \sim 2 \div 3$, и вейбелевский масштаб $\lambda_0 \sim 200d_{\rm e}$, а плазма с горячими электронами занимает область с радиусом порядка $400d_{\rm e}$ (см. рис. 1). Длительность линейной стадии нарастания магнитного поля в этой ситуации оказывается, как видно из рис. 5, порядка $600\omega_{\rm p}^{-1} \sim 3\omega_0^{-1}$. Аналитически найденный таким образом масштаб (1) токовых филаментов $\lambda_0 \sim 10$ мкм и величина (3) насыщающего магнитного поля $B_{\rm s} \sim 30$ Тл по порядку величины совпадают с измеренными в эксперименте [17].

В представленном сценарии генерации самосогласованного магнитного поля решающая роль принадлежит вейбелевской неустойчивости, развивающейся эффективнее остальных неустойчивостей при выбранных параметрах разрыва, что подтверждено в целом ряде подобных двумерных и одномерных расчётов при различных начальных формах сгустка плотной плазмы с горячими электронами и аналогичными параметрами основной и фоновой плазмы. Отметим, что одномерные расчёты предопределяют плоскослоистый характер магнитного поля и исключают ряд сценариев его генерации, в том числе термоэлектрический и фонтанный эффекты или филаментационную неустойчивость, но практически не влияют на развитие вейбелевской неустойчивости за счёт температурной анизотропии. Вместе с тем, хотя время нарастания, пространственный масштаб и достигаемое значение магнитного поля при насыщении для двумерных и одномерных расчётов мало различаются при одинаковых параметрах плазмы, структура создаваемого поля чувствительна к типу формирующейся анизотропии электронов, а та, в свою очередь, к начальной форме сгустка плотной плазмы с горячими электронами. Двумерные расчёты, в отличие от одномерных, позволяют учесть эту зависимость.

Продемонстрируем сказанное, рассматривая представленные на рис. 2, 3, 6 и 7 анизотропии температур, магнитные поля и плотности тока вблизи вертикальной оси симметрии как функции координаты x, усреднив эти величины по y по небольшому отрезку, $[-200, 80] d_e$, в моменты начала экспоненциального роста поля (см. рис. 9) и насыщения этого роста (рис. 10) для полуэллиптической формы сгустка плазмы с горячими электронами, начальный размер которой вдоль оси y был вчетверо больше, чем вдоль оси x. На рассматриваемых временах расширение плазмы имеет квазиодномерный характер в выбранном направлении x, что преимущественно уменьшает соответствующую температуру T_x , почти не меняя температуру T_y . Поэтому и волновые векторы развившихся возмущений магнитного поля тоже направлены в основном вдоль оси x. Если для линейного этапа неустойчивости на рис. 9 температуры T_x и T_y в области расширяющейся плазмы почти однородны и модуляция степени анизотропии А_е едва заметна, то к моменту насыщения роста вейбелевского поля, доминирующего над другими компонентами магнитного поля, $\omega_{\rm D} t \approx$ $\approx 2\,800$, значительно изменяются как температура T_x , так и особенно температура электронов T_z вдоль оси z в тех областях плазмы, где возникают филаменты тока. В результате степень анизотропии там оказывается малой, сохраняясь значительной только в областях, где магнитное поле близко к максимальному. Соответствующая пространственная корреляция степени электронной анизотропии и величины магнитного поля на стадии насыщения, представленная на рис. 3 и 10, для задачи о распаде сильного разрыва в плазме выявлена впервые и, как оказалось, хорошо обнаруживается даже в одномерных (1D3V) расчётах.

Анализ пространственных спектров вейбелевских токов на нелинейной стадии показывает наличие автомодельного, степенно́го закона изменения этого спектра во времени, который свойственен вейбелевской неустойчивости [38], но в задаче о распаде сильного разрыва в плазме существенно модифицируется значительной неоднородностью и нестационарностью расширяющейся



Рис. 9. Степень анизотропии горячих электронов (чёрная сплошная кривая) $A_{\rm e} = T_z/T_x - 1$, их продольная (синяя штрихпунктирная кривая) и поперечная (сиреневые точки) нормированные температуры T_x/T_0 и T_z/T_0 , а также нормированная концентрация ионов n_i/n_0 (красная кривая) как функции координаты x в момент времени $\omega_{\rm p}t =$ = 1 500, когда передняя граница слоя уплотнения находится в точке $x/d_{\rm e} \approx 550$. Расчёт сделан для тех же параметров плазмы, что и на рис. 2, 3, 6 и 7, путём усреднения указанных параметров по координате y по отрезку [-200, 80] $d_{\rm e}$



Рис. 10. То же, что на рис. 9, но в момент времени $\omega_{\rm p}t = 2\,800$, когда передняя граница слоя уплотнения находится в точке $x/d_{\rm e} \approx 700$; показана также нормированная плотность энергии магнитного поля в плоскости счёта (коричневая пунктирная кривая) $B_1^2/(8\pi n_0 T_0)$

плазмы с анизотропными горячими электронами [21]. Получающийся закон эволюции спектра в существенной мере зависит от параметров плазмы по разные стороны разрыва, а также от формы его границы и поэтому будет исследован в отдельной работе. В случае квазиплоскослоистого распада разрыва этот закон адекватно находится путём одномерного (1D3V) моделирования методом частиц в ячейках. Результаты расчёта эволюции пространственного (по координате x) спектра для одной из поперечных компонент магнитного поля (по направлению у) для ионов с разными массами и зарядами представлены на рис. 11, где использованы параметры плазмы, указанные в разделе 1. Рисунок 12 иллюстрирует динамику плотности энергии магнитного поля для случая, указанного на рис. 11: квазипериодическая структура вейбелевского магнитного поля зарождается в области под фронтом ударной волны и постепенно расширяется в пространстве, постоянно увеличивая свой характерный масштаб. (В лазерной плазме указанные масштабы обычно лежат в интервале от микрометров до субмиллиметров и их изменение возможно на временах от пикосекунд до наносекунд в зависимости от мишени, а также мощности и длительности лазерного импульса.) При этом полная энергия магнитного поля в расширившейся плазме долгое время остаётся примерно постоянной, составляя около 3 % энергии частиц там, а его величина достигает сначала маскимального насыщающего значения (3) B_s, порядка мегагаусса в рассмотренной лазерной плазме, и затем постепенно убывает в соответствии с увеличением объёма, занимаемого расширяющейся плазмой.

Из сравнения рис. 11a и б видно, в частности, что пространственный масштаб, отвечающий максимуму спектра, может увеличиваться со временем по существенно различным степенны́м законам, отличающимся от корневого закона [38] для начальной задачи о вейбелевской неустойчивости в однородной плазме с игольчатой электронной анизотропией. Различия, очевидно, обусловлены несоразмерностью хода вейбелевской неустойчивости, непосредственно определяемой электронами, и неоднородного расширения плазмы, скорость которого в значительной мере диктуется ионами.

Отметим, что ранее вейбелевский сценарий, опирающийся на неизбежную анизотропию температуры горячих электронов в сгустке плазмы, расширяющемся в холодную фоновую плазму, фактически не рассматривался в качестве основного для генерации сильных магнитных полей



Рис. 11. Эволюция пространственного спектра *y*-компоненты магнитного поля $B_{y\,k}$ (во всей области счёта; показан десятичный логарифм спектральной мощности, нормированной на свой максимум) для 1D3V-моделирования с отношением масс $m_i/m_e = 100$ и зарядом ионов 1 (*a*) и отношением масс $m_i/m_e = 50\,000$ и зарядом ионов 3 (*б*). Наклон линии, отвечающей максимуму спектра, примерно равен -0.75 (*a*) и -0.3 (*б*), что соответствует росту характерного масштаба модуляции плотности тока $j_z(x)$ со временем по законам $j_z \propto t^{-3/4}$ и $j_z \propto t^{-1/3}$ соответственно



Рис. 12. Пространственно-временна́я эволюция нормированной плотности энергии магнитного поля при одномерном, плоскослоистом распаде разрыва для тех же начальных параметров плазмы и профиля разрыва, что и на рис. 11*а*. Траектория локального максимума, выходящая из точки $(x,t) \approx 1\,000$, примерно соответствует траектории фронта ударной волны

и не исследовался методом частиц в ячейках в двумерной геометрии (ср. [18–20, 26, 32, 34]); главное внимание уделялось генерации полей, вызванной филаментационной неустойчивостью встречных потоков либо ионов, либо электронов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье на основе двумерного (2D3V) моделирования методом частиц в ячейках впервые исследован вейбелевский механизм генерации магнитного поля при распаде достаточно резкого разрыва между сгустком плотной бесстолкновительной плазмы с горячими электронами и окружающей холодной разрежённой плазмой. Для области параметров, характерной для лазерной плазмы, получаемой абляцией плоских мишеней фемтосекундными импульсами, рассмотренная вейбелевская неустойчивость развивается в расширяющейся анизотропной плазме благодаря значительному (в два и более раз) охлаждению горячих электронов в направлении их разлёта при существенно меньшем их охлаждении в поперечной плоскости. В результате в большой области под фронтом образующейся квазиэлектростатической ударной волны и в довольно широком слое перед ним быстро формируется сильное магнитное поле, в основном ориентированное в плоскости фронта, промодулированное в пространстве в поперечном к нему направлении и обладающее энергией вплоть до нескольких процентов от исходной энергии горячих электронов. Для лазерной плазмы возможна реализация пикосекундных времён нарастания, микрометровых пространственных масштабов и мегагауссных амплитуд генерируемых магнитных полей.

Начиная со времени насыщения вейбелевской неустойчивости наступает стадия постепенного затухания возникшей самосогласованной квазистатической структуры полей и токов, причём происходят её медленная нелинейная деформация и увеличение пространственных масштабов, согласованные с расширением ударной волны и области достаточно сильной анизотропии распределения горячих электронов по скоростям. С использованием типичных модельных примеров в работе установлена пространственная корреляция степени этой анизотропии с величиной магнитного поля, проанализирована эволюция пространственных спектров поля и плотности тока электронов, указаны зависимости развивающейся электронной анизотропии и характера обусловленной ей структуры магнитного поля от формы начальной границы между плотным сгустком с горячими электронами и разрежённым фоном с холодными электронами. Полученные результаты предоставляют новые возможности для решения задач лабораторного моделирования и физической интерпретации ряда ожидаемых или наблюдаемых явлений в космической неравновесной плазме, связанных с вейбелевской неустойчивостью и динамикой обусловленных ей самосогласованных токов и магнитных полей.

Вместе с тем проведённое моделирование и качественный физический анализ представляют собой лишь начало детального исследования рассмотренного класса процессов при распаде сильного разрыва в плазме с горячими электронами. Так, открытым остаётся вопрос о возможности эффективной генерации сильного магнитного поля за счёт встречных потоков холодных электронов фоновой плазмы, инициированных электростатической ударной волной, и необходимых для этого процесса параметрах плазмы по разные стороны разрыва. Несомненный интерес представляет вопрос об оптимальных параметрах разрыва в плазме, в частности об отношении начальных концентраций и начальных температур горячих и холодных электронов, при которых получающиеся величина или полная энергия генерируемого магнитного поля оказываются максимальными и способны существенно повлиять на динамику разлёта неравновесной плазмы, структуру слоя уплотнения на фронте ударной волны, характер анизотропного охлаждения горячих электронов в расширяющейся плазме и анизотропного разогрева холодных ионов там. Интригующими являются и вопросы о структуре магнитного поля и спектре согласованных с ним токов электронов и ионов перед фронтом ударной волны, а также об их обмене энергией и ускоренной диффузии на нелинейной стадии вейбелевской неустойчивости, особенно если начальную задачу о распаде разрыва в плазме дополнить наличием постоянного потока горячих электронов, идущего из области плотной плазмы (т. е. из прогретой мишени в задаче о лазерной абляции). Подобные вопросы, связанные с вейбелевской неустойчивостью, мы планируем исследовать в дальнейшем.

Работа Вл. В. Кочаровского, связанная с выбором параметров плазмы для моделирования (введение и раздел 1), поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 18–29–21029). Работа М. А. Гарасёва, потребовавшаяся для численного расчёта анизотропных свойств электронной функции распределения (раздел 2), поддержана Российским научным фондом (проект 19–72–10111). Работа А. А. Нечаева, связанная с аналитическим и численным ана-

950

лизом свойств генерируемого магнитного поля и их сопоставлением со свойствами анизотропии плазмы (разделы 3–5), поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 18–32–01065).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Baumjohann W., Treumann R. A. Basic space plasma physics. London: Imperial College Press, 2012. 496 p.
- 2. Treumann R. A. // Astron. Astrophys. Rev. 2009. V. 17, No. 4. P. 409.
- Marcowith A., Bret A., Bykov A., et al. // Rep. Prog. Phys. 2016. V. 79, No. 4. Art. no. 046901.
- 4. Weibel E. S. // Phys. Rev. Lett. 1959. V. 2, No. 3. P. 83.
- Дэвидсон Р. // Основы физики плазмы / под ред. А. А. Галеева, Р. Судана. М.: Энергоатомиздат, 1983. Т. 1. С. 443.
- Кочаровский В. В., Кочаровский Вл. В., Мартьянов В. Ю., Тарасов С. В. // Успехи физ. наук. 2016. Т. 186, № 12. С. 1 267.
- Balogh A., Treumann R. A. Physics of collisionless shocks: space plasma shock waves. ISSI Scientific Report Series. New York: Springer, 2013. 500 p.
- 8. Степанов А. В., Зайцев В. В. Магнитосферы активных областей Солнца и звёзд. М.: Физматлит, 2018. 392 с.
- 9. Spitkovsky A. // Astrophys. J. 2008. V. 682, No. 1. P. L5.
- 10. Lyubarsky Y., Eichler D. // Astrophys. J. 2006. V. 647, No. 2. P. 1250.
- Quinn K., Romagnani L., Ramakrishna B., et al. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108, No. 13. Art. no. 135001.
- 12. Huntington C. M., Fiuza F., Ross J. S., et al. // Nature Physics. 2015. V. 11, No. 2. P. 173.
- Huntington C. M., Manuel M. J.-E., Ross J. S., et al. // Phys. Plasmas. 2017. V. 24, No. 4. Art. no. 041410.
- King M., Butler N. M. H., Wilson R., et al. // High Power Laser Science and Engineering. 2019.
 V. 7. Art. no. e14.
- Shaikh M., Lad A. D., Jana K., et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2016. V. 59, No. 1. Art. no. 014007.
- 16. Göde S., Rödel C., Zeil K., et al. // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 118, No. 19. Art. no. 194801.
- Stepanov A. N., Garasev M. A., Kocharovsky V. V., et al. // 2018 Intern. Conf. Laser Optics (ICLO). 4–8 June 2018, Saint Petersburg. P. 242.
- 18. Zhou S., Bai Y., Tian Y., et al. // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 121, No. 25. Art. no. 255002.
- 19. Thaury C., Mora P., Héron A., Adam J. C. // Phys. Rev E. 2010. V. 82, No. 1. Art. no. 016408.
- Schoeffler K. M., Loureiro N. F., Fonseca R. A., Silva L. O. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23, No. 5. Art. no. 056304.
- Нечаев А. А., Гарасёв М. А., Кочаровский В. В., Степанов А. Н. // Физика плазмы. 2020. Т. 46, № 8. С. 694.
- Гарасёв М. А., Корытин А. И., Кочаровский В. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105, № 3. С. 148.
- 23. Mora P., Grismayer T. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102, No. 14. Art. no. 145001.
- Moreno Q., Dieckmann M. E., Folini D., et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62, No. 2. Art. no. 025022.
- 25. Albertazzi B., Chen S. N., Antici P., et al. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22, No. 12. Art. no. 123108.
- 26. Fox W., Matteucci J., Moissard C., et al. // Phys. Plasmas. 2018. V. 25, No. 10. Art. no. 102106.

А. А. Нечаев, М. А. Гарасёв, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский

- 27. Sakagami Y., Kawakami H., Nagao S., Yamanaka C. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42, No. 13. P. 839.
- 28. Kolodner P., Yablonovitch E. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43, No. 19. P. 1402.
- Sarri G., Macchi A., Cecchetti C. A., et al. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109, No. 20. Art. no. 205002.
- Palmer C. A. J., Campbell P. T., Ma Y., et al. // Phys. Plasmas. 2019. V. 26, No. 8. Art. no. 083109.
- Schoeffler K. M., Silva L. O. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60, No. 1. Art. no. 014048.
- 32. Stockem A., Grismayer T., Fonseca R. A., Silva L. O. // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 113, No. 10. Art. no. 105002.
- Arber T. D., Bennett K., Brady C. S., et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2015. V. 57, No. 11. Art. no. 113001.
- 34. Sarri G., Murphy G. C., Dieckmann M. E., et al. // New J. Phys. 2011. V. 13, No. 7. Art. no. 073023.
- 35. Dieckmann M. E., Doria D., Ahmed H., et al. // Phys. Plasmas. 2017. V. 24, No. 9. Art. no. 094501.
- Dieckmann M. E., Moreno Q., Doria D., et al. // Phys. Plasmas. 2018. V. 25, No. 5. Art. no. 052108.
- 37. Вагин К. Ю., Урюпин С. А. // Физика плазмы. 2014. Т. 40, № 5. С. 468.
- Бородачёв Л. В., Гарасёв М. А., Коломиец Д. О. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2016. Т. 59, № 12. С. 1 107.

Поступила в редакцию 6 декабря 2019 г.; принята в печать 27 декабря 2019 г.

WEIBEL MECHANISM OF MAGNETIC-FIELD GENERATION IN THE PROCESS OF EXPANSION OF A BUNCH OF COLLISIONLESS PLASMA WITH HOT ELECTRONS

A. A. Nechaev, M. A. Garasev, V. V. Kocharovsky, and Vl. V. Kocharovsky

We carry out qualitative physical analysis and use the Particle-in-Cell (PIC) method to perform twodimensional numerical modeling of the Weibel mechanism of magnetic-field generation determined by self-consistent formation of filaments of the hot-electron current with anisotropic velocity distribution, which occurs in the process of decay of strong discontinuity in collisionless plasma with a great difference in the density and temperature of electrons. Anisotropy of the electron distribution is mainly due to their quasiadiabatic expansion and a significant decrease in the thermal velocities in the normal direction to the leading edge of the formed electrostatic shock wave at a weak decrease in the thermal velocities in the transverse directions A strong magnetic field is formed in a layer with the strongest anisotropy under the front, captures the entire region of the expanding plasma and, at the nonlinear evolution stage, acquires quasiperiodic modulation along the normal to the front, which correlates with the modulation of the electron anisotropy degree. The considered scenario of evolution of the Weibel instability is of interest for analysis of experiments with femtosecond laser plasma and interpretation of such phenomena in the case of a decay of strong discontinuities in nonequilibrium space plasma.

952