

УДК 533.9...16+533.951+537.86

ВЛИЯНИЕ ОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ГЕНЕРАЦИЮ СИЛЬНЫХ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ПРИ ИНЖЕКЦИИ ПЛАЗМЫ С ГОРЯЧИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ В НЕОДНОРОДНЫЙ СЛОЙ ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЫ

© 2023 г. Член-корреспондент РАН В. В. Кочаровский^{1,*}, М. А. Гарасёв¹,
Е. В. Деришев¹, А. А. Нечаев¹, А. Н. Степанов¹

Поступило 13.12.2022 г.

После доработки 13.12.2022 г.

Принято к публикации 23.12.2022 г.

Проведено численное моделирование инъекции плазмы с горячими электронами в тонкий слой холодной плазмы в присутствии внешнего магнитного поля и показано, что оно может значительно влиять на возникающие мелкомасштабные токовые филаменты и слои, даже если не замагничивает частицы и в целом не изменяет динамику перераспределения общей концентрации плазмы в процессе инъекции. Обнаруженное влияние зависит от ориентации внешнего магнитного поля, параллельного плоскости, ограничивающей слой холодной плазмы, если инъекция происходит из узкой полосы, лежащей на этой плоскости. В указанной ситуации, отвечающей абляции плоской мишени пучком излучения фемтосекундного лазера с использованием цилиндрической фокусировки, исследована эволюция характерных структур формируемого мелкомасштабного магнитного поля. Установлено, что его генерация связана с неустойчивостями анизотропного распределения электронов по скоростям, а величина может во много раз превышать величину внешнего магнитного поля.

Ключевые слова: лазерная абляция, бесстолкновительная плазма, инъекция электронов, вейбелевская неустойчивость, магнитное поле

DOI: 10.31857/S2686740023030094, **EDN:** OYUOUZ

Рассматриваемая задача по существу относится к классической проблеме распада разрыва в плазме [1, 2], а именно, эволюции границы между двумя областями плазмы с одинаковым составом, но разными температурами и концентрациями частиц. Нас будет интересовать случай сильно отличающихся температур электронов по разные стороны исходной плоской границы, естественным образом возникающий в задаче о фемтосекундной лазерной абляции мишеней [3–7] и имеющий отношение к вспышкам в коронах звезд и корональным выбросам массы [8–10], например, в процессе пересоединения силовых линий магнитного поля и инъекции горячих электронов на границе вспышечной области.

Как известно, если при этом отличия концентраций и температур ионов (протонов) по разные стороны исходной границы не велики (раза в два

или меньше), т.е. разрыв слабый, то процесс сводится к возбуждению ионно-звуковых волн и солитонов, ответственных за структуру и эволюцию ударного фронта согласно стандартному гидродинамическому описанию [2, 10–13]. Если отличия концентраций ионов составляют много порядков величины, т.е. практически идет расширение плазмы с горячими электронами в вакуум, то ударный фронт не возникает, а эволюция расширяющейся границы плазмы происходит в кинетическом режиме и хорошо описывается бесстолкновительным уравнением Власова для неравновесных функций распределения электронов и ионов по скоростям.

В случае распада сильного, но конечного разрыва в плазме с горячими электронами, когда концентрации ионов по разные стороны границы отличаются во много раз, но не на много порядков величины, кинетические эффекты и многопоточность частиц также являются существенными и приводят к ряду новых явлений, которые стали выясняться только недавно [14–16]. Так, согласно [15, 16], на фронте образующейся квазиэлектростатической ударной волны благодаря от-

¹ Федеральный исследовательский центр
Институт прикладной физики Российской академии наук,
Нижний Новгород, Россия

*E-mail: kochar@ipfran.ru

ражению ионов разреженной плазмы и возникновению многопоточности формируется значительное уплотнение плазмы, содержащее ионы обеих фракций, а под фронтом и перед ним возникает сильно анизотропное распределение электронов по скоростям, приводящее к вейбелевской неустойчивости и генерации мелкомасштабного магнитного поля. Подобные кинетические явления, связанные с анизотропным остыванием горячих электронов в расширяющейся плазме, происходят и при распаде разрыва “плазма — вакуум” во внешнем магнитном поле, которое играет “тормозящую” роль разреженной плазмы и тоже приводит к стратификации токов горячих электронов; см., например, [17].

Ниже рассматривается комбинированная ситуация наличия как фоновой плазмы, так и внешнего магнитного поля, которая может быть реализована, например, в лазерной плазме, создаваемой абляцией мишени фемтосекундным импульсом, имеющим предимпульс [18]. Последний создает неоднородный тонкий слой фоновой плазмы, которая успевает заметно расшириться и остыть к моменту прихода мощного (тера- или петаваттного) фемтосекундного импульса, мгновенно разогревающего электроны до кэВ-х температур в приповерхностном слое. Эти горячие электроны, вылетая из мишени, вынуждают остающиеся там ионы втягивать в нее холодные электроны фоновой плазмы и одновременно, пронизывая тонкий слой фоновой плазмы, формируют поверх него новый неоднородный слой с анизотропным распределением горячих электронов по скоростям, который подвержен вейбелевской неустойчивости, приводящей, в частности, к формированию z -пинчей и связанного с ними магнитного поля. Проведенный нами качественный анализ такой задачи, а также ряд экспериментов показывают, что вся переходная область заполняется теми или иными филаментами электронных токов и в итоге в ней возникают сильные (мегагауссные) мелкомасштабные поля [17, 19–22].

Влиянию внешнего магнитного поля $\mathbf{B}_0$ на подобный процесс филаментации плотности тока $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ и генерации квазимагнитоэлектростатических структур и посвящено настоящее сообщение. Концентрацию фоновой холодной плазмы с температурой (в энергетических единицах) $T_0 < 1$ кэВ будем считать спадающей при удалении от поверхности мишени (вдоль оси y) по экспоненциальному закону $n_0 \cdot \exp(-y/L)$ с характерным масштабом L порядка 10 мкм, принимая приповерхностное значение порядка $n_0 = 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Для определенности будем иметь в виду цилиндрическую фокусировку фемтосекундного лазерного импульса, после воздействия которого на мишень из узкой полосы шириной $2x_0$ (от нескольких до десятков микрон) в течение продолжительного времени t_{inj}

(пикосекунды и более) будет изотропно инжектироваться максвелловская плазма с концентрацией, скажем, распределенной по закону $0.3n_0 \cdot \exp[-(x/x_0)^2]$, достаточно холодными ионами (с той же температурой T_0) и очень горячими электронами с температурой T вплоть до сотни кэВ. Для указанных электронов на рассматриваемых масштабах порядка десятков микрон кулоновские столкновения редки и плазма фактически является бесстолкновительной.

Внешнее магнитное поле будем выбирать в диапазоне величин 5–500 Тл и считать параллельным плоскости мишени xz , причем ориентированным либо вдоль горячей полосы (ось z), либо поперек нее (ось x). Выше указанной максимальной величины магнитного поля, удовлетворяющей условию $B_{0\text{max}} \sim (n_0 T)^{1/2}$, т.е. лежащей вблизи границы замагничивания горячих электронов, разлет плазмы сильно подавляется и генерация токов и магнитных полей практически не происходит. Для полей меньше указанного минимального значения гирорадиус горячих электронов значительно превышает масштабы неоднородности плазмы в поставленной задаче и влияние магнитного поля оказывается несущественным.

Численное моделирование проводилось методом частиц в ячейках при помощи кода EPOCH [23] с использованием нескольких миллиардов макрочастиц в ящике с длинами сторон L_x, L_y, L_z в пределах 60–200 мкм в течение времени $t_{\text{sim}} = 5–10$ пс. Для единообразия во всех расчетах время инжекции составляло $t_{\text{inj}} = 2$ пс и по порядку величины равнялось времени свободного пролета горячего электрона через расчетный ящик, стенки которого поперек осей x и y были прозрачны, т.е. на них ставились открытые граничные условия (по оси z граничные условия были периодическими). При этом полное число инжектированных электронов оказывалось порядка исходного числа холодных электронов в слое фоновой плазмы. Ниже для иллюстрации богатой физики происходящих процессов используются как упрощенные двумерные расчеты (2D3V), в которых пренебрегалось пространственной зависимостью от координаты z , так и полностью трехмерные расчеты (3D3V), поскольку для каждого рассмотренного случая их результаты были качественно похожими.

Кратко перечислим механизмы и главные этапы формирования основных токовых конфигураций и генерируемых ими магнитных полей, демонстрируя их пространственную структуру на рисунках и указывая причины зависимости от внешнего магнитного поля.

Токи с наибольшим масштабом — это известные “фонтанные” токи (см., например, [3]) горячих электронов, вылетающих из полосы шири-

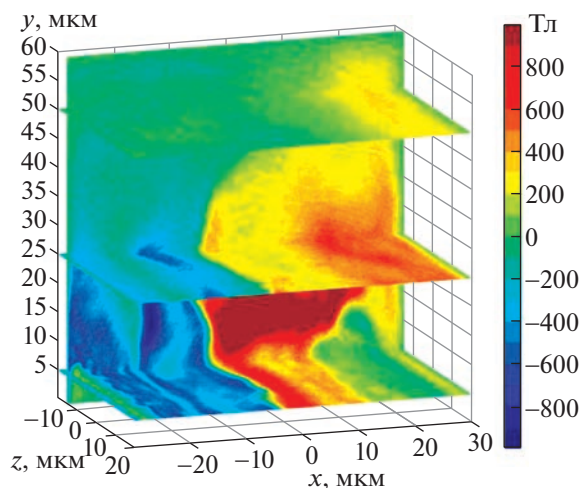


Рис. 1. Распределение магнитного поля $B_z - B_{0z}$ (Тл) в 3D-расчете в момент времени $t = 2$ пс при внешнем поле $B_{0z} = 100$ Тл. Для наглядности цветовая шкала ограничена диапазоном значений $[-1, 1]$ кТл; в отдельных местах значение поля достигает 2000 Тл.

ной примерно $2x_0$ с поверхности мишени в основном вверх вдоль оси y и под не очень большими углами к ней. При слабом внешнем магнитном поле и не очень толстом слое фоновой плазмы они образуют токовый слой, расширяющийся вдоль оси x при удалении от мишени и создающий магнитное поле, которое при $x < 0$ и $x > 0$ направлено против и вдоль оси z соответственно.

Если электроны высокоэнергичные и полоса инъекции узкая, то весьма быстро, как показано на рис. 1, где $T = 300$ кэВ и $2x_0 = 8$ мкм, такого рода токовый слой образуется и при наличии сильного магнитного поля, ориентированного вдоль полосы инъекции ($B_{0z} = 100$ Тл). Это поле в определенной мере даже сужает проникающий в него токовый слой, конечно, изгибая его действием силы Лоренца, и создает при $x < 0$ и $x > 0$ противоположно направленные более сильные крупномасштабные поля, значительно превышающие внешнее по величине, местами и ненадолго — в несколько раз (особенно вблизи мишени, где могут образовываться вихри тока). В области с накапливающимися и анизотропно остывающими электронами благодаря вейбелевской неустойчивости быстро формируются и довольно долго существуют z -пинчи и связанное с ними поперечное магнитное поле, ориентированное преимущественно в плоскости xy и тоже сильное (рис. 2).

При том же внешнем поле для менее энергичных электронов и более широкой полосы инъекции, как показано даже для большего времени на рис. 3, где $T = 100$ кэВ и $2x_0 = 20$ мкм, глубина проникновения фонтанного тока вверх от мишени оказывается меньше, он приобретает соленоид-

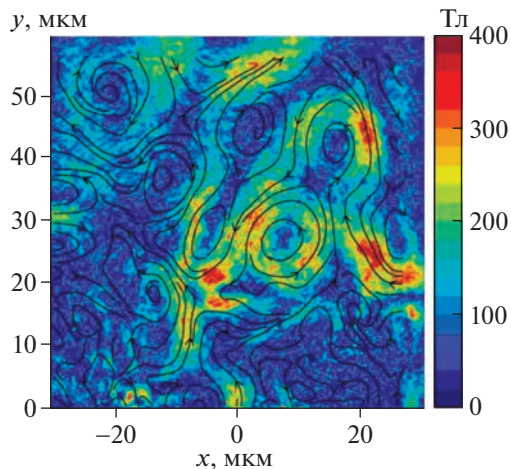


Рис. 2. Распределение модуля поперечного магнитного поля, $(B_x^2 + B_y^2)^{1/2}$ (Тл), и его силовые линии в 3D-расчете в момент времени $t = 2.5$ пс в плоскости $z = 30$ мкм при внешнем поле $B_{0z} = 100$ Тл.

дальнюю форму и сосредотачивается ближе к границе области, из которой вытеснено внешнее поле. Однако вдоль оси x эта область оказывается значительно шире и внутри нее не только формируются указанные выше z -пинчи, но за счет вихревых токов, включающих и токи холодных электронов фоновой плазмы, теперь могут и успевают образоваться достаточно далеко от мишени еще более сильные мелкомасштабные магнитные поля, направленные по оси z и превышающие внешнее поле на порядок величины.

Если же внешнее поле, ориентированное вдоль оси z , многократно слабее, скажем, $B_{0z} = 20$ Тл (рис. 4), то как фонтанные токи горячих

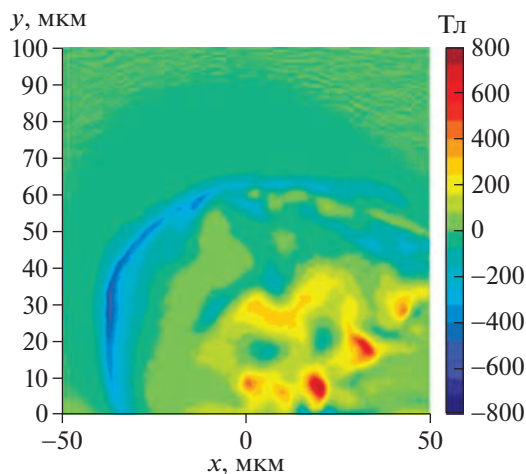


Рис. 3. Магнитное поле $B_z - B_{0z}$ (Тл) в 2D-расчете в момент времени $t = 4$ пс при внешнем поле $B_{0z} = 100$ Тл.

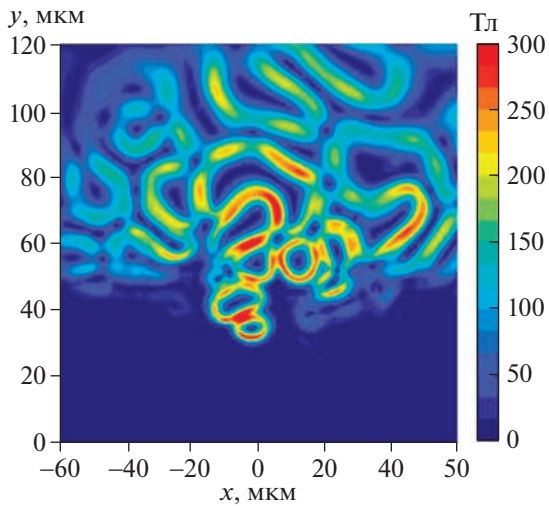


Рис. 4. Модуль поперечного магнитного поля, $(B_x^2 + B_y^2)^{1/2}$ (Тл), в 2D-расчете в момент времени $t = 4$ пс при внешнем поле $B_{0z} = 20$ Тл.

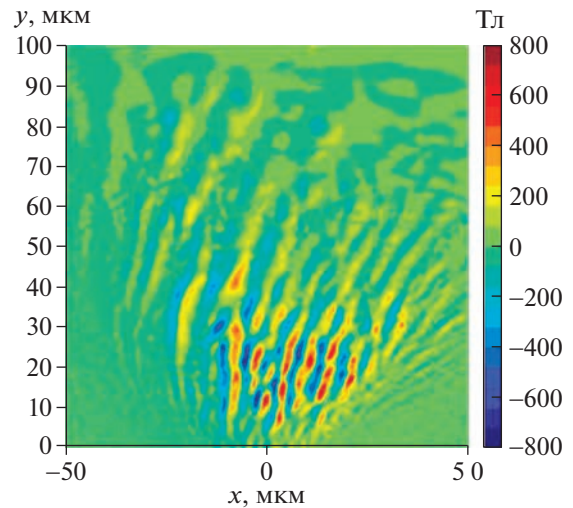


Рис. 5. Магнитное поле $B_z - B_{0z}$ (Тл) в 2D-расчете в момент времени $t = 0.6$ пс при внешнем поле $B_{0z} = 20$ Тл.

электронов и связанное с ними крупномасштабное поле B_z , так и еще более многочисленный ансамбль z-пинчей и создаваемые ими мелкомасштабные поперечные поля уже не сильно отличаются от имеющихся в отсутствие внешнего поля. Впрочем, согласно проведенным расчетам, нарушение симметрии и искажение общей структуры фонтанных токов и ансамбля z-пинчей при выбранных параметрах вполне заметны вплоть до малых значения внешнего поля $\sim B_{0z} = 5$ Тл. Во всех случаях область плазмы с горячими электронами и вытесненным внешним магнитным полем расширяется от полосы инжекции примерно с ионно-звуковой скоростью.

Кроме того, для всех рассмотренных величин этого поля $B_{0z} = 5\text{--}500$ Тл замечен наклон токовых филаментов, образующихся благодаря вейбелевской неустойчивости филаментационного типа с самого начала инжекции горячих электронов сквозь фоновую плазму с холодными электронами (см. рис. 5). Последние под действием электрического поля оголенных ионов вынуждены двигаться к мишени до тех пор, пока запас электронов в слое фоновой плазмы не иссякнет или не закончится инжекция плазмы с горячими электронами.

Заметим, что в упрощенном 2D3V-моделировании картина указанных токов имеет вид “веерных” слоев, выходящих из полосы инжекции, тогда как в полном 3D3V-моделировании, согласно рис. 6, над этой полосой наблюдается плотная система филаментов, вытянутых вдоль оси u , частично упорядоченных в слои вдоль оси z и имеющих разные поперечные масштабы: большие для горячих электронов и меньшие для холодных.

На рис. 6, 7, 9 плотность тока j нормирована на произведение концентрации плазмы n_0 , величины заряда электрона e и скорости света в вакууме c .

Обращаясь к случаю внешнего магнитного поля, ориентированного вдоль оси x , следует отметить, что во всех проведенных расчетах при прочих равных условиях оно значительно сильнее ограничивало инжекцию плазмы с горячими электронами, меняло фонтанные токи и подавляло формирование мелкомасштабных филаментов тока и

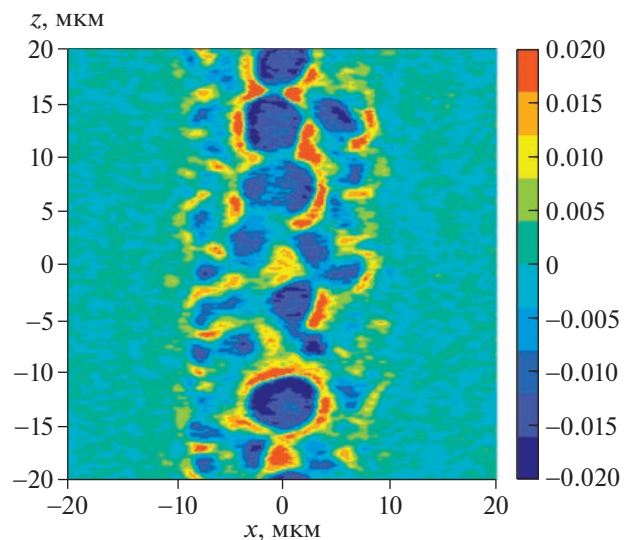


Рис. 6. Распределение плотности тока $j_y / (en_0 c)$ в плоскости $y = 6$ мкм в 3D-расчете в момент времени $t = 0.6$ пс при внешнем поле $B_{0z} = 100$ Тл.

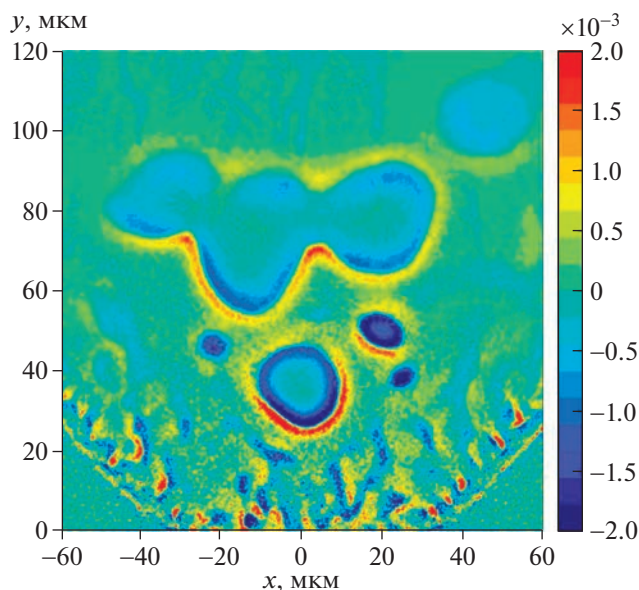


Рис. 7. Плотность тока $j_z/(en_0c)$ в 2D-расчете в момент времени $t = 4$ пс при внешнем поле $B_{0x} = 20$ Тл.

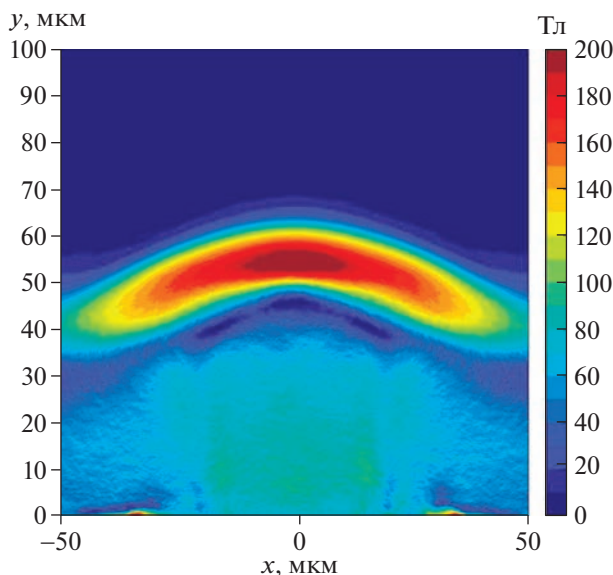


Рис. 8. Модуль поперечного магнитного поля за вычетом внешнего, $([B_x - B_{0x}]^2 + B_y^2)^{1/2}$ (Тл), в 2D-расчете в момент времени $t = 9$ пс при внешнем поле $B_{0x} = 100$ Тл.

магнитных полей. Сказанное видно уже из сравнения рис. 4 и 7 при умеренном поле $B_{0x} = 20$ Тл и $T = 100$ кэВ, причем на рис. 7 все мелкомасштабные филаменты тока горячих электронов имеют один знак проекции на ось z (в отличие от филаментов с чередующимися знаками на рис. 4), поскольку формировались благодаря вейбелевской неустойчивости на фоне обширного тока вдоль этой оси, возникшего из фонтанных токов под действием внешнего магнитного поля в процессе

его вытеснения. Крупномасштабные филаменты тока вблизи границы области плазмы с вытесненным магнитным полем на рис. 7 не показаны.

В более сильном поле $B_{0x} = 100$ Тл при тех же параметрах задачи образование мелкомасштабных филаментов тока подавлено, однако даже спустя большое время после окончания инжекции, согласно рис. 8, горячие электроны образуют две пары крупномасштабных стратифицированных z -пинчей, обеспечивающих вытеснение

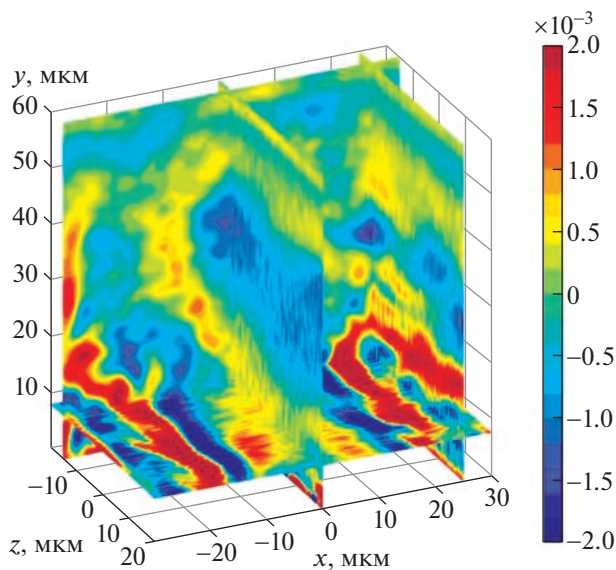


Рис. 9. Плотность тока $j_z / (en_0 c)$ в 3D-расчете в момент времени $t = 2$ пс при внешнем поле $B_{0x} = 100$ Тл.

внешнего магнитного поля из прижатой к мишени и растянутой вдоль нее области.

В ходе формирования такой области в случае инжекции плазмы с более энергичными электронами ($T = 300$ кэВ) из менее широкой полосы ($2x_0 = 8$ мкм) при том же внешнем поле $B_{0x} = 100$ Тл, как показано на рис. 9, мелкомасштабные филаменты тока существуют недолго и только в самом начале процесса инжекции, причем в основном на краях полосы инжекции и недалеко от мишени, где существенна роль как горячих, так и холодных электронов.

Таким образом, в работе впервые продемонстрирован ряд уникальных эффектов филаментации электронных токов при инжекции плазмы с горячими электронами в неоднородный слой холодной плазмы во внешнем магнитном поле. Показано, что это поле в широком диапазоне значений его величины сильно влияет на динамику и пространственную структуру формирующихся мелкомасштабных токов и генерируемых ими магнитных полей. Важно, что последние могут многократно превышать внешнее магнитное поле и в то же время существенно зависеть от него. При этом токовые структуры и магнитные поля создаются не только горячими электронами, но и холодными электронами фоновой плазмы, а следовательно, значительно зависят и от ее концентрации и масштаба неоднородности.

В экспериментах по лазерной абляции параметрами фоновой плазмы можно управлять, регулируя предимпульс, облучающий мишень непосредственно перед мощным фемтосекундным импульсом, который задает параметры инжектируемой плазмы с горячими электронами. Сове-

менные технологии позволяют также создавать достаточно однородные магнитные поля с различной ориентацией и индукцией от единиц до сотен тесла (пусть в импульсном режиме). Наконец, имеются разработанные методы диагностики концентрации плазмы и магнитных полей в ней с высоким пространственным и временным разрешением; см., например, [4, 5, 19–22, 24, 25]. Все это позволяет рассчитывать на возможность экспериментального изучения предсказанных физических явлений в лазерной плазме. Не исключено, что подобные переходные явления могут происходить и во время взрывных процессов в космической плазме, например, при солнечных вспышках или, общее, в ходе инжекции высокоэнергичных частиц и пересоединения силовых линий магнитного поля в коронах активных звезд. Изучение такого рода явлений микроструктурирования токов при распаде сильных разрывов в частично замагниченной плазме с горячими электронами только начинается и представляет несомненный интерес.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках соглашения с ОИВТ РАН № 075-15-2020-785 от 23 сентября 2020 г. Численные расчеты осуществлены с использованием вычислительных ресурсов, предоставленных ЦКП ВР МСЦ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sagdeev R.Z. Cooperative Phenomena and Shock Waves in Collisionless Plasmas // Reviews on Plasma Physics. V. 4. N.Y.: Consultants Bureau, 1966. P. 23.
2. Medvedev Y.V. Evolution of a density disturbance in a collisionless plasma // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2014. V. 56. P. 025005. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/56/2/025005>
3. Albertazzi B., Chen S.N., Antici P., Boker J., Borghesi M., Breil J., Dervieux V., Feugeas J.L., Lancia L., Nakatsutsumi M., Nicolai P., Romagnagni L., Shepherd R., Sentoku Y., Starodubtsev M., Swantusch M., Tikhonchuk V.T., Willi O., d'Humieres E., Pepin H., Fuchs J. Dynamics and structure of self-generated magnetic fields on solids following high contrast, high intensity laser irradiation // Physics of Plasmas. 2015. V. 22. № 12. P. 123108. <https://doi.org/10.1063/1.4936095>
4. Shaikh M., Lad A.D., Jana K., Sarkar D., Dey I., Ravindra Kumar G. Megagauss magnetic fields in ultra-intense laser generated dense plasmas // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2017. V. 59. № 1. P. 014007. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/59/1/014007>
5. Zhou S., Bai Y., Tian Y., Sun H., Cao L., Liu J. Self-organized kilotesla magnetic-tube array in an expanding spherical plasma irradiated by kHz femtosecond laser pulses // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 121. 255002. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.255002>
6. Shukla N., Schoeffler K., Boella E., Vieira J., Fonseca R., Silva L.O. Interplay between the Weibel instability and the

- Biermann battery in realistic laser-solid interactions // *Physical Review Research*. 2020. V. 2. № 2. 023129. <https://doi.org/10.1103/physrevresearch.2.023129>
7. Ngirmang G.K., Morrison J.T., George K.M., Smith J.R., Frische K.D., Orban C., Chowdhury E.A., Mel Roquemore W. Evidence of radial Weibel instability in relativistic intensity laser-plasma interactions inside a sub-micron thick liquid target // *Scientific Reports*. 2020. V. 10. P. 9872. <https://doi.org/10.1038/s41598-020-66615-4>
 8. Степанов А.В., Зайцев В.В. Магнитосферы активных областей Солнца и звезд. М.: Физматлит, 2018. 388 с.
 9. Dudik J., Dzifcakova E., Meyer-Vernet N., Zanna G.D., Young P.R., Giunta A., Sylwester B., Sylwester J., Oka M., Mason H.E., Vocks C., Matteini L., Krucker S., Williams D.R., Mackovjak S. Nonequilibrium Processes in the Solar Corona, Transition Region, Flares, and Solar Wind (Invited Review) // *Solar Physics*. 2017. V. 292. P. 100. <https://doi.org/10.1007/s11207-017-1125-0>
 10. Srivastava A.K., Mishra S.K., Jelinek P., Samanta T., Tian H., Pant V., Kayshap P., Banerjee D., Doyle J.G., Dwivedi B.N. On the Observations of Rapid Forced Reconnection in the Solar Corona // *ApJ*. 2019. V. 887. P. 137. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab4a0c>
 11. Kakad A., Lotekar A., Kakad B. First-ever model simulation of the new subclass of solitons “Supersolitons” in plasma // *Physics of Plasmas*. 2016. V. 23. P. 110702. <https://doi.org/10.1063/1.4969078>
 12. Pusztai I., TenBarge J.M., Csapo A.N., Juno J., Hakim A., Yi L., Fulop T. Low Mach number collisionless electrostatic shocks and associated ion acceleration // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2018. V. 60. P. 035004. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aaa2cc>
 13. Patel B.G., Behera N., Singh R.K., Kumar A., Das A. A 3D magnetohydrodynamic simulation of the propagation of a plasma plume transverse to applied magnetic field // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2021. V. 63. P. 115020. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac2617>
 14. Malkov M.A., Sagdeev R.Z., Dudnikova G.I., Liseykina T.V., Diamond P.H., Papadopoulos K., Liu C.-S., Su J.J. Ion-acoustic shocks with self-regulated ion reflection and acceleration // *Physics of Plasmas*. 2016. V. 23. P. 043105. <https://doi.org/10.1063/1.4945649>
 15. 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*. 2020. Т. 46. № 8. С. 694–713. <https://doi.org/10.31857/S0367292120080053>
 16. 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 // *Известия высших учебных заведений. Радиофизика*. 2019. Т. 62. № 12. С. 932–952.
 17. Степанов А.Н., Гарасёв М.А., Кочаровский В.В., Кочаровский В.В., Нечаев А.А. Формирование и разлет токовых филаментов при распаде цилиндрической области плазмы с горячими электронами, нагретыми у поверхности раздела холодной плазмы и вакуума // *Теплофизика высоких температур*. 2022. Т. 60. Вып. 3. С. 325–330. <https://doi.org/10.31857/S0040364422020089>
 18. Ivanov K.A., Shulyapov S.A., Ksenofontov P.A., Tsyblov I.N., Volkov R.V., Savel'ev A.B., Brantov A.V., Bychenkov V.Y., Tzinge A.A., Lapik A.M., Rusakov A.V., Djilkibaev R.M., Nedorezov V.G. Comparative study of amplified spontaneous emission and short pre-pulse impacts onto fast electron generation at sub-relativistic femtosecond laser-plasma interaction // *Physics of Plasmas*. 2014. V. 21. № 9. P. 093110. <https://doi.org/10.1063/1.4896348>
 19. Borghesi M., MacKinnon A.J., Bell A.R., Gaillard R., Willi O. Megagauss magnetic field generation and plasma jet formation on solid targets irradiated by an ultraintense picosecond laser pulse // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81. P. 112. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.112>
 20. Chatterjee G., Singh P.K., Robinson A.P.L., Blackman D., Booth N., Culfa O., Dance R.J., Gizzi L.A., Gray R.J., Green J.S., Koester P., Kumar G.R., Labate L., Lad A.D., Lancaster K.L., Pasley J., Woolsey N.C., Rajeev P.P. Micron-scale mapping of megagauss magnetic fields using optical polarimetry to probe hot electron transport in petawatt-class laser-solid interactions // *Scientific Reports*. 2017. V. 7. P. 8347. <https://doi.org/10.1038/s41598-017-08619-1>
 21. Stepanov A.N., Garasev M.A., Kocharovsky V.V., Korytin A.I., Mal'kov Yu.A., Murzanev A.A., Nechaev A.A. Generation of magnetic fields behind the front of an electrostatic shock wave in a laser plasma / *Proc. Int. Conf. Laser Optics 2018 (ICLO 2018)*. St. Petersburg, Russia, 4–8 June 2018. IEEE. 2018. P. 242. <https://doi.org/10.1109/LO.2018.8435840>
 22. Stepanov A.N., Garasev M.A., Kocharovsky V.V., Korytin A.I., Murzanev A.A., Nechaev A.A., Kartashov D.V., Samsonova Z.A. Investigation of the instabilities of an expanding plasma created during ablation of solid targets by intense femtosecond laser pulses / *Proc. 2020 Int. Conf. Laser Optics (ICLO)*. St. Petersburg, Russia, 2–6 November, 2020. IEEE. 2020. P. 213. <https://doi.org/10.1109/ICLO48556.2020.9285395>
 23. Arber T.D., Bennett K., Brady C.S., Lawrence-Douglas A., Ramsay M.G., Sircombe N.J., Gillies P., Evans R.G., Schmitz H., Bell A.R., Ridgers C.P. Contemporary particle-in-cell approach to laser-plasma modelling // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2015. V. 57. P. 113001. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/57/11/113001>
 24. Plechaty C., Presura R., Wright S., Neff S., Haboub A. Penetration of plasma across a magnetic field // *Astrophys. Space Sci.* 2009. V. 322. P. 195–199. <https://doi.org/10.1007/s10509-009-9997-6>
 25. Forestier-Colleoni P., Batani D., Burgi F., Sorbo D.D., Froustey F., Hulin S., d'Humières E., Jakubowska K., Merzeau L., Mishchik K., Papp D., Santos J.J. Space and time resolved measurement of surface magnetic field in high intensity short pulse laser matter interactions // *Physics of Plasmas*. V. 26. 2019. P. 072701. <https://doi.org/10.1063/1.5086725>

INFLUENCE OF A UNIFORM MAGNETIC FIELD ON THE GENERATION OF STRONG SMALL-SCALE MAGNETIC FIELDS DURING THE INJECTION OF A PLASMA WITH HOT ELECTRONS INTO AN INHOMOGENEOUS COLD PLASMA LAYER

Corresponding Member of the RAS V. V. Kocharovsky^a, M. A. Garasev^a,
E. V. Derishev^a, A. A. Nechaev^a, and A. N. Stepanov^a

^a Federal Research Center Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences,
Nizhny Novgorod, Russia

We carry out a numerical modeling of plasma injection with hot electrons into a thin layer of cold plasma in the presence of an external magnetic field. We show that the latter can significantly affect the emerging small-scale current filaments and sheets, even if it does not magnetize the particles and does not change the overall dynamics of the redistribution of the total plasma density in the process of injection. The effect observed depends on the orientation of the external magnetic field that is parallel to the plane that bounds the cold plasma layer, if the injection occurs from a narrow strip lying in this plane. In this situation, which corresponds to the ablation of a flat target by a femtosecond laser beam using cylindrical focusing, we study the evolution of the characteristic structures of the formed small-scale magnetic field. It is established that its generation is associated with instabilities of the anisotropic velocity distribution of electrons, and its value can be many times greater than the value of the external magnetic field.

Keywords: laser ablation, collisionless plasma, electron injection, Weibel instability, magnetic field