

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПУЧКОВ ПРОТОНОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С УЧЕТОМ ПЕРЕСОЕДИНЕНИЯ МАГНИТНЫХ СИЛОВЫХ ЛИНИЙ

В. С. Беляев^{a*}, *Б. В. Загреев*^a, *А. Ю. Кедров*^a,
А. Г. Кольчугин^a, *В. П. Крайнов*^{b**}, *А. П. Матафонов*^a

^a АО «Центральный научно-исследовательский институт машиностроения»
141070, Королев, Московская обл., Россия

^b Московский физико-технический институт (государственный университет)
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 24 апреля 2021 г.,
после переработки 21 мая 2021 г.
Принята к публикации 21 мая 2021 г.

Представлены экспериментальные и теоретические результаты моделирования распространения пучков протонов на лазерной установке «Неодим». Исследовалась пространственная структура, расходимость и энергия пучков протонов, возникающих с тыльной стороны тонкой мишени из меди, облучаемой лазерными импульсами с пиковой интенсивностью порядка $5 \cdot 10^{18}$ Вт/см². При энергии протонов 2.9 МэВ зарегистрирована предельно узкая расходимость протонного пучка, равная 0.05° . Для теоретического объяснения полученных экспериментальных данных использована модель Свита–Паркера пересоединения магнитных силовых линий.

DOI: 10.31857/S0044451021100035

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование пучков протонов в магнитоактивной плазме является одной из ключевых проблем в физике плазмы [1–5], при интерпретации струй из аккреционных дисков в окрестности черных дыр [6–9], торнадо в солнечной атмосфере [10, 11], а также в лабораторной плазме [12, 13]. Генерация магнитных полей является характерным процессом в плазме на разных ее пространственных и временных масштабах — во Вселенной на галактических масштабах, на крупномасштабных лабораторных плазменных установках, в лазерной релятивистской плазме на масштабах скин-слоя порядка длины волны лазерного излучения. В лазерной плазме генерируются сверхсильные магнитные поля с напряженностью до одного гигагаусса, недостижимой на Земле на других физических установках.

Существование магнитных полей в условиях плазменных потоков неизбежно приводит к процессу магнитного пересоединения (см. подробнее ниже). Пересоединение является наиболее важным, ключевым процессом, определяющим эффективное преобразование магнитной энергии в кинетическую энергию легких и тяжелых заряженных частиц.

Исследованиям аномально узкой расходимости протонных пучков высокой энергии, возникающих как с фронтальной, так и с тыльной поверхности плоской мишени, облучаемой высокоинтенсивными лазерными импульсами, посвящено много экспериментальных и теоретических работ [14–18].

Коллимация протонных пучков происходит вследствие действия магнитного поля на заряженные частицы. Магнитное поле генерируется в лазерной плазме мишени, или с тыльной стороны поверхности мишени. Авторы работы [16] объясняют наличие кольцевых структур пучков протонов влиянием мощного тороидального магнитного поля в несколько десятков мегагауссов, которое генерируется с тыльной стороны мишени, где

* E-mail: belyaev@tsniimash.ru

** E-mail: vpkrainov@mail.ru

быстрые электроны образуют виртуальный катод. Кольцевая структура эмиссии протонов приводит авторов работы [16] к выводу, что тороидальное магнитное поле, созданное горячими электронами, воздействует на быстрые протоны и отклоняет их. При этом обнаружена зависимость диаметра кольцевых структур от энергии протонов.

В работе [19] приводятся результаты исследования трехмерной пространственной структуры магнитных полей, спонтанно генерируемых на передней и тыльной поверхностях мишени, облучаемой высокоинтенсивным лазерным излучением, причем на задней поверхности магнитное поле сильнее, чем на передней. Имеет место тороидальная структура таких полей и ориентация ее по нормали к поверхности мишени. Наличие такой структуры определяет характер действия ее магнитного поля на протоны. Протоны под действием такого магнитного поля формируются в замкнутые структуры, а тороидальный характер магнитного поля препятствует их ускорению. Поперечный профиль таких тороидальных структур обуславливает резкое увеличение силы, действующей на протоны в направлении от центра до края узкой центральной области, где она быстро исчезает. Протоны с большей энергией концентрируются в области, близкой к центру тороидальной структуры. Это отражает представленная в работе [19] расчетная зависимость ларморовских радиусов электронов и протонов от интенсивности лазерного излучения.

Важным явлением, сопровождающим рассмотренный процесс формирования тонкого токового слоя, является пересоединение силовых линий [20, 21]. Геометрия магнитного поля с параллельными противоположно направленными силовыми линиями неустойчива. Возможно относительно быстрое пересоединение силовых линий, уменьшение магнитного поля с выделением большой энергии, идущей на ускорение заряженных частиц.

Пересоединение магнитных силовых линий в плазме в общем случае — изменение топологии магнитного поля, связанное с нарушением его вмерзненности в плазму, обычно сопровождается высвобождением свободной магнитной энергии плазменной структуры и ее преобразованием в кинетическую энергию частиц, которые могут ускоряться вплоть до релятивистских скоростей [22].

Одна из моделей пересоединения магнитных силовых линий основана на аннигиляции противоположно направленных магнитных полей, приводящей к перестройке структуры магнитного поля. Аннигиляция магнитных полей ведет к уменьшению

общей длины силовых линий и, как следствие этого, к уменьшению энергии поля с ее преобразованием в кинетическую энергию заряженных частиц [23, 24]. Силовые линии выносятся из области пересоединения вместе с плазмой, ускоряемой до скоростей порядка альфвеновской [25] (см. ниже).

Магнитное пересоединение широко используется для объяснения плазменных процессов на самых разных пространственных и временных масштабах — солнечных вспышек [26], генерации высокоэнергетических частиц [27], энергетики эмиссии фотонов [28]. В работе [24] магнитное пересоединение наблюдалось в лабораторной плазме, образованной мощным пикосекундным лазерным импульсом. При этом реализованы условия пересоединения в магнитном поле порядка 10^7 Гс, которое сравнимо с магнитным полем в аккреционном диске черной дыры. В этих условиях в вытекающих потоках наблюдалась степенная зависимость распределения как электронов, так и протонов по энергиям.

2. ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПУЧКОВ ПРОТОНОВ

В рамках работ по физическому моделированию в лабораторных условиях космических струй заряженных частиц проведены эксперименты по исследованию пространственного распределения пучков ускоренных протонов с использованием трековых детекторов CR-39. Эксперименты проводились на лазерной установке «Неодим» [29] с уровнем мощности 10 ТВт. Лазерная установка имеет следующие параметры лазерного импульса: энергия до 15 Дж, длина волны 1.055 мкм, длительность 1.0 пс, контраст лазерного излучения порядка 10^8 . Система фокусировки на основе внеосевого параболического зеркала с фокусным расстоянием 20 см обеспечивает концентрацию не менее 40% энергии лазерного пучка в пятно диаметром 10 мкм и пиковую интенсивность излучения порядка $5 \cdot 10^{18}$ Вт/см².

Схема проведения экспериментов по исследованию пространственного распределения пучков ускоренных протонов представлена на рис. 1. Трековые детекторы CR-39 размером 20×25 мм² располагались на расстоянии 20 мм от мишени по нормали за мишенью.

В серии измерений с мишенью из меди толщиной 100 мкм на детекторе CR-39 наблюдалась кольцевая структура протонных треков в центральной области из 100 частиц на площади диаметром около 30 мкм (рис. 2). Размер кадра составлял 120×90 мкм².

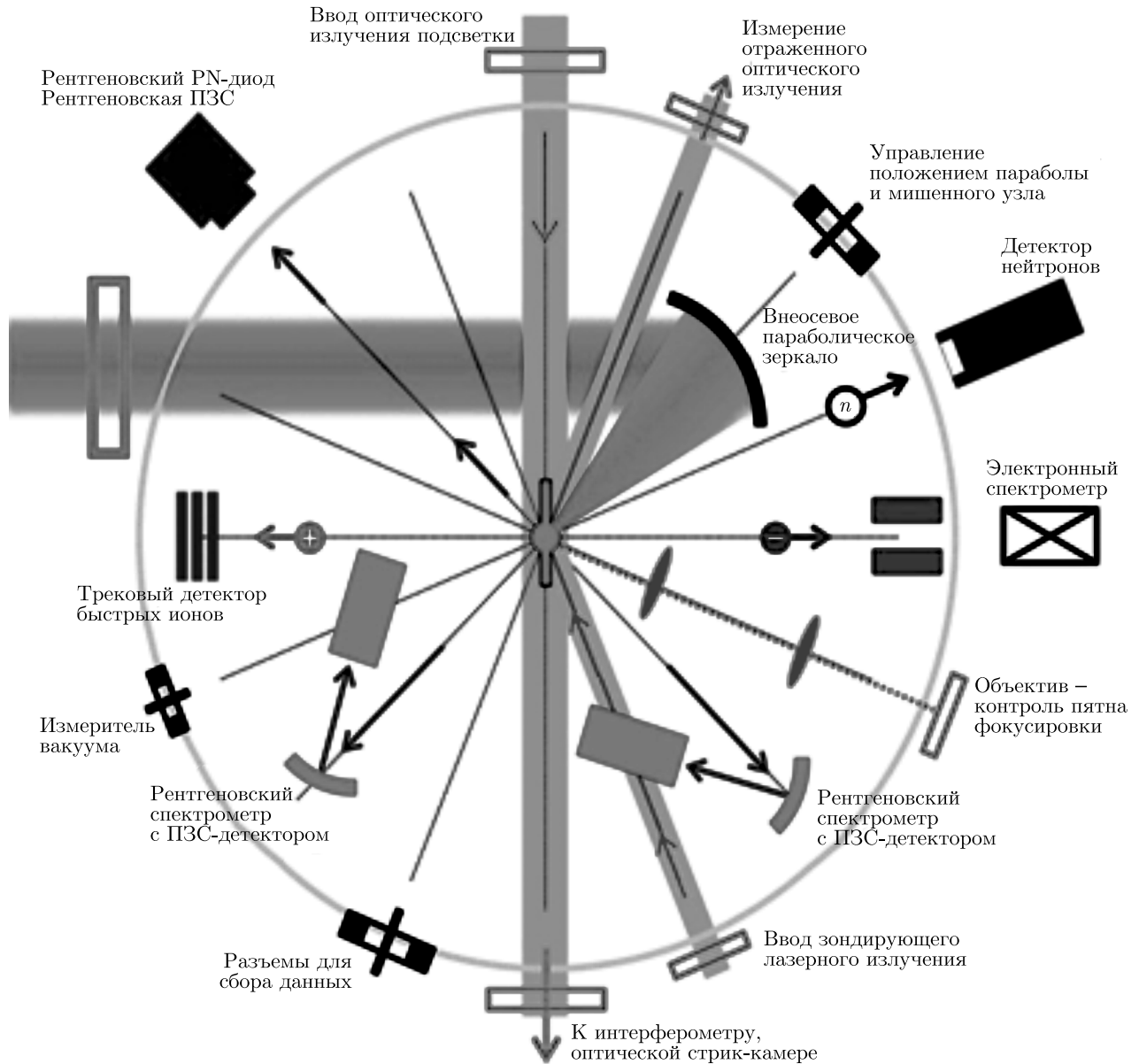


Рис. 1. Схема измерительной аппаратуры и лазерного пучка

Оценка энергии протонов в этом случае составляет $E > 1.3$ МэВ.

В другой серии измерений с такой же медной мишенью на детекторе CR-39 с покрытием 77 мкм Al также наблюдалась кольцевая структура протонных треков в центральной области (рис. 3). Наблюдается около 100 частиц на площади диаметром около 20 мкм. Оценка энергии протонов: $E > 2.9$ МэВ. Угол расходимости протонного пучка в этом случае составляет около 0.05° ; он минимален в наших экспериментах, также минимален среди известных результатов, достигнутых в мире на лазерных уста-

новках в аналогичных экспериментах. Результаты проведенных экспериментов сведены в таблицу, где дана связь ларморовского радиуса R_L с соответствующей энергией протонов E .

Величина напряженности магнитного поля B связана с интенсивностью J лазерного излучения соотношением [30]

$$J [\text{Вт/см}^2] = 100B^2 [\text{Гс}]. \quad (1)$$

При $J = 5.7 \cdot 10^{18}$ Вт/см² отсюда получим $B = 240$ МГс. Результаты работы [19] по зависимости напряженности генерируемого магнитного поля от

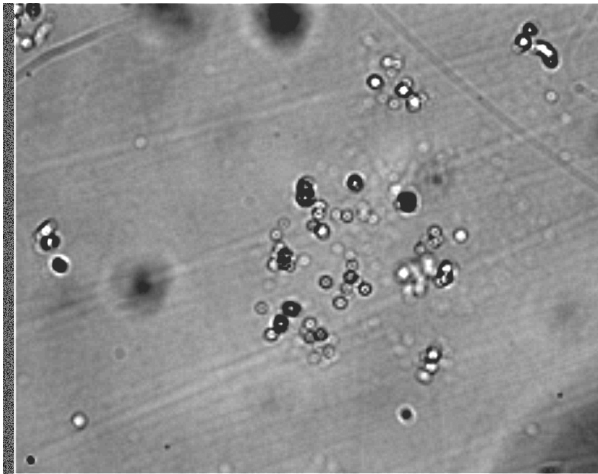


Рис. 2. Микрофотография кольцевой структуры протонных треков на поверхности детектора. Al-фильтр перед детектором имеет толщину 22 мкм. Размер кадра равен $120 \times 90 \text{ мкм}^2$

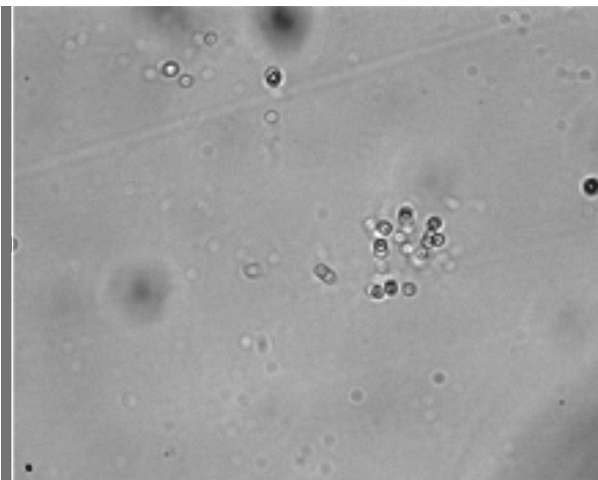


Рис. 3. Микрофотография кольцевой структуры протонных треков на поверхности детектора. Al-фильтр перед детектором имеет толщину 77 мкм. Размер кадра равен $120 \times 90 \text{ мкм}^2$

Таблица. Связь ларморовского радиуса R_L и соответствующей энергии протонов E

Номер измерения	1	2	3
R_L , мкм	10	15	10.5
E , МэВ	2.9	1.3	2.6

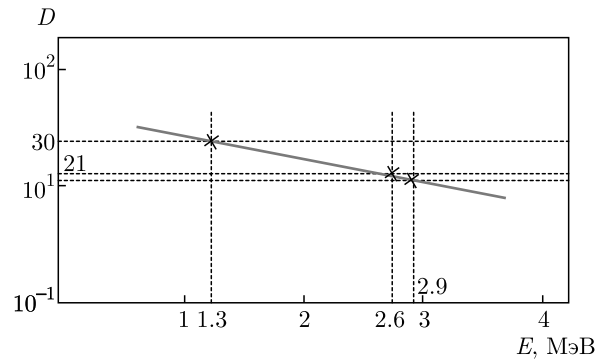


Рис. 4. Зависимость ларморовского диаметра $D = 2R_L$ протонного кольцевого пучка от энергии протонов E

интенсивности лазерного излучения согласуются с формулой (1). Экспериментальная зависимость ларморовских радиусов электронов и протонов от интенсивности лазерного излучения [19] дается соотношением

$$R_L = \frac{\text{const}}{\sqrt{J}}. \tag{2}$$

Как показано в работе [25], интенсивность лазерного излучения J пропорциональна энергии протонов E , движущихся в направлении распространения лазерного излучения. Тогда соотношение (2) можно представить как зависимость от энергии:

$$R_L = \frac{\text{const}}{\sqrt{E}}. \tag{3}$$

Объяснение экспериментальной зависимости (3) дается в следующем разделе.

На рис. 4 показаны результаты обработки проведенных на установке «Неодим» и представленных выше экспериментов по исследованию кольцевых протонных структур, возникающих с тыльной стороны мишени, облучаемой лазерными импульсами с пиковой интенсивностью порядка $5 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2$.

Полученная прямая отражает степенную зависимость радиуса кольцевого протонного пучка от энергии протонов. Рисунок 4 позволяет определить характер зависимости ларморовских радиусов протонов R_L от энергии протонов E , движущихся в направлении распространения лазерного излучения. Эта зависимость имеет вид, хорошо согласующийся с выражением (3) и с результатами экспериментов, представленных в работах [16, 19].

3. МОДЕЛЬ ТОКОВОГО СЛОЯ

Рассмотрим, следуя работе [21], формирование токового слоя в случае сильного магнитного поля,

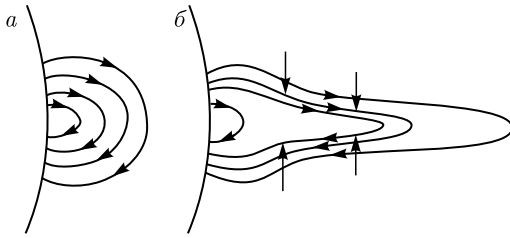


Рис. 5. Формирование плазменного слоя со стороны тыльной поверхности лазерной мишени [21]

когда его давление $B^2/8\pi$ намного превышает плазменное давление p , т. е.

$$\beta = 8\pi p/B^2 \ll 1. \tag{4}$$

В качестве начального поля возьмем поле на тыльной поверхности лазерной мишени, силовые линии которого показаны на рис. 5а.

Силы давления магнитного поля растягивают это поле, как показано на рис. 5б. В области, разделяющей противоположно направленные поля, суммарное магнитное поле мало, а на горизонтальной оси оно обращается в нуль. В окрестности оси электромагнитные силы $[\mathbf{j}, \mathbf{B}]$ (показаны стрелками) стремятся сжать конфигурацию поля. Сжатие конфигурации поля происходит при условии сохранения потока индукции магнитного поля \mathbf{B} через площадь, ограниченную окружностью радиуса r :

$$B r^2 = \text{const}. \tag{5}$$

В общем случае магнитное поле в поперечном направлении оказывает давление, а в продольном — создает натяжение. Равновесие может установиться, когда магнитное давление будет уравновешено плазменным давлением. Однако в случае, когда в начальный момент $\beta \ll 1$, плазменное давление мало. Равновесие может установиться, когда произойдет достаточное скопление плазмы вблизи оси и, как следствие этого, повышение плазменного давления. Рассмотренный механизм качественно описывает формирование токового плазменного слоя, толщина которого тем меньше, чем меньше начальное значение β .

Рассмотрим механизм ускорения протонов аналогично, как это сделано для электронов в работе [30] при рассмотрении механизма образования электронов высокой энергии в лазерной плазме. Для этого используем закон сохранения обобщенного импульса заряженной частицы (с зарядом e) в электромагнитном поле [31]:

$$\mathbf{P} = \mathbf{p} + \frac{e}{c} \mathbf{A}, \tag{6}$$

где $\mathbf{p} = M_p \mathbf{V}$ — обычный импульс нерелятивистского протона, \mathbf{A} — вектор-потенциал поля.

Зададим ось z в направлении магнитного поля. В этом случае компоненты

$$B_x = B_y = 0, \quad B_z = B.$$

С учетом цилиндрической симметрии будем считать, что

$$A = Br.$$

При этом из соотношения (6), принимая во внимание сохранение обобщенного импульса и полагая равным нулю его первоначальное значение, находим

$$M_p V = \frac{e}{c} r. \tag{7}$$

Совместное решение уравнений (5) и (7) дает зависимость радиуса сжатия, в данном случае ларморовского радиуса, наблюдаемого в описанных выше экспериментах, обратно пропорциональную квадратному корню из энергии протона (см. (3)):

$$r = \frac{\text{const}}{\sqrt{E}}. \tag{8}$$

В логарифмическом масштабе прямая линия соответствует прямой на рис. 5, полученной экспериментально (см. также [19]).

Таким образом, в основе механизма эффективной трансформации энергии магнитного поля плазменного потока в кинетическую энергию заряженной частицы (протона) в процессе пересоединения с аннигиляцией магнитного поля лежит закон сохранения обобщенного импульса (7). По образному выражению Р. Фейнмана [32] "... если вы действуете на заряд векторным потенциалом, включив его внезапно, то этот заряд немедленно схватит импульс \mathbf{p} , равный $-e\mathbf{A}/c$. Сумма

$$\mathbf{P} = \mathbf{p} + e\mathbf{A}/c$$

есть то, что не меняется, если вы подвергаете вектор-потенциал внезапному изменению. Именно эта величина (обобщенный импульс) играет важную роль в классической динамике, она же оказывается существенной и в квантовой механике".

Генерация заряженных частиц является одним из главных следствий эффекта пересоединения в космосе [20]. Естественно рассмотреть процесс пересоединения при моделировании ускорения заряженных частиц в лабораторных условиях в лазерной плазме. Имеется много различных типов пересоединения и множество параметрических режимов, ответственных за генерацию и ускорение заряженных частиц [20].

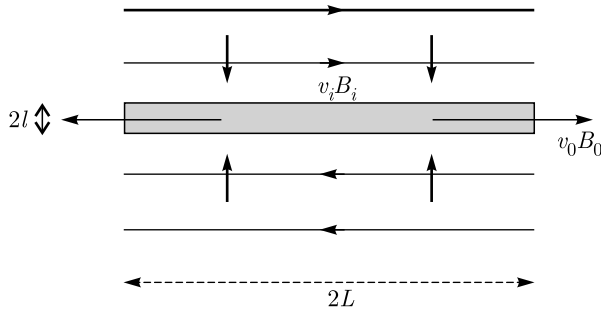


Рис. 6. Модель Свита–Паркера

Возникновение полоидального магнитного поля как с фронтальной, так и с задней стороны лазерной мишени может быть обусловлено тороидальным током, возникающим в скин-слое в результате развития неустойчивости Вайбеля [29, 33].

Воспользуемся наиболее простой моделью магнитного пересоединения Свита–Паркера [20, 34], в которой слой магнитной диффузии (область с большим магнитным градиентом, где силовые линии могут диффундировать, разрываться и пересоединяться) существует вдоль всей границы между магнитными полями противоположного знака.

В рамках модели Свита–Паркера используется область диффузии длиной L и шириной l , расположенная между противоположно направленными магнитными полями. Эта область с прилегающими к ней магнитными полями показана на рис. 6.

Модель позволяет оценить по порядку величины скорость v_i вхождения магнитного поля B_i в диффузионный слой (рис. 6):

$$v_i = \frac{\eta}{l}. \tag{9}$$

Здесь η [см²/с] — коэффициент магнитной диффузии. Соотношение (9) следует, как показано в [20], непосредственно из закона Ома в предположении, что в стационарном состоянии плазма должна вносить поле внутрь слоя с той же скоростью, с какой магнитное поле стремится диффундировать наружу.

Соотношение (9) получено с помощью известного метода оценки решений дифференциальных уравнений заменой дифференцирования по координатам умножением на величины, обратные характерным длинам. Этим качественным методом широко пользовался Альфвен [34], отмечая, что он является весьма полезным и часто используется на практике. В соответствии с этим соотношение (9) есть следствие магнитной диффузии.

Следуя [33], опишем основные принципы модели Свита–Паркера. Основные уравнения модели включают уравнение для магнитной индукции:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot} [\mathbf{V}, \mathbf{B}] + \eta \Delta \mathbf{B}, \tag{10}$$

и закон Ома для стационарного случая (σ — проводимость плазмы) движущейся плазмы:

$$\frac{\mathbf{j}}{\sigma} = \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{V}, \mathbf{B}]. \tag{11}$$

Магнитное поле, согласно уравнению (10), может меняться во времени по двум причинам — за счет переноса плазмой вмороженного в него поля (первый член в правой части уравнения) и за счет диффузии магнитного поля в плазме (второй член). В большинстве случаев как во Вселенной, так и в лабораторной плазме второй член много меньше первого и роль магнитной диффузии мала (вследствие большого значения магнитного числа Рейнольдса течение является идеальным).

Однако в процессе магнитного пересоединения роль диффузии магнитного поля определяет весь процесс динамического равновесия проникновения магнитного поля вместе с плазмой в диффузионный (токовый) слой и диффузии магнитного поля поперек магнитных силовых линий наружу. Эта диффузия в процессе пересоединения носит характер аномальной диффузии Бома, доминирующей в сильных магнитных полях, возникающих в условиях развития пинч-эффекта при пересоединении. Аномальная диффузия Бома [35] определяется большим коэффициентом диффузии (более 1 м²/с), который, как показано в работе [36], является адиабатическим инвариантом в сильном магнитном поле: он определяет характер кинетических процессов в плазме.

В соответствии с законом сохранения массы (рис. 6) поток поступления массы внутрь слоя должен быть равен потоку истечения на обоих концах: $Lv_i = lv_0$. Тогда согласно (9) получаем

$$v_i^2 = \frac{\eta v_0}{L}. \tag{12}$$

Напряженность выходящего магнитного поля B_0 определяется из условия сохранения магнитного потока:

$$v_i B_i = v_0 B_0. \tag{13}$$

Под действием силы Лоренца плазма ускоряется от состояния покоя до скорости v_0 . Отсюда получаем (с учетом соотношения $Lv_i = lv_0$ и (13))

$$\rho \frac{v_0^2}{L} = \frac{B_i B_0}{l} = \frac{B_i^2}{L}. \tag{14}$$

Таким образом, альфвеновская скорость вытекания определяется соотношением

$$v_0 = \frac{B_i}{\sqrt{4\pi\rho}}. \quad (15)$$

Следовательно, магнитное поле пересоединяется со скоростью

$$v_i = \frac{v_0}{\sqrt{R_m}}, \quad R_m = \frac{Lv_0}{\eta}. \quad (16)$$

Величина R_m , $R_m \gg 1$, — это магнитное число Рейнольдса.

Итак, модель Свита–Паркера состоит в том (рис. 6), что из тонкого слоя шириной

$$l = L/\sqrt{R_m} \ll L$$

плазма выбрасывается с альфвеновской скоростью v_0 и напряженностью магнитного поля

$$B_i = B_0/\sqrt{R_m} \ll B_0.$$

Появление альфвеновской скорости течения плазмы в случае сжимаемой плазмы требует пояснения. Альфвеновские волны, как известно, распространяются в несжимаемой плазме. Их существование и свойства описываются уравнениями магнитной гидродинамики. Условие несжимаемости $\text{div } \mathbf{V} = 0$, при котором рассмотрение сильно упрощается, оказывается справедливым для многих возмущений в плазме. Суть дела не в том, что плазма несжимаема, а в том, что существуют изменения, которые не меняют плотности плазмы [35]. Добавим, что в случае пересоединения плотность плазмы меняется, но соотношение параметров, куда входит и плотность, остается неизменным, оставляя без изменений основной параметр процесса — скорость истечения плазмы из тонкого токового (диффузионного) слоя.

Проведем, согласно изложенному рассмотрению модели магнитного пересоединения, оценку ее применимости к объяснению проведенных и представленных выше экспериментов.

Прежде всего оценим величину магнитного пологоидального поля на задней поверхности лазерной мишени. В экспериментах использовалась мишень из меди толщиной 100 мкм. Как отмечалось выше, магнитное поле, генерируемое в скин-слое облучаемой мишени при интенсивности $5.7 \cdot 10^{18}$ Вт/см², достигает согласно (3) значений 240 МГс. В качестве механизма генерации магнитного поля в скин-слое лазерной мишени при воздействии на нее лазерного излучения примем неустойчивость Вайбеля [21],

в результате развития которой в скин-слое образуется вихревая электронная структура с диаметром $2R_0$, равным диаметру фокального пятна при фокусировке лазерного излучения. Если значение магнитного поля в центре такого витка с током равно B , то поле на расстоянии d от центра витка по прямой, перпендикулярной плоскости витка, равно

$$B_i = B \frac{R_0^3}{d^3}. \quad (17)$$

Для наших экспериментов на тыльной стороне мишени толщиной $d = 100$ мкм при $R_0 = 10$ мкм и $B = 2.4 \cdot 10^8$ Гс магнитное поле (17) будет равно $B_i = 2.4 \cdot 10^5$ Гс.

Согласно (16), скорость истечения плазмы при магнитном пересоединении равна альфвеновской скорости вытекания. Она определяется параметрами области втекания магнитного поля в диффузионный слой — величиной магнитного поля B_i и плотностью среды ρ .

Для наших условий экспериментов с тыльной стороны мишени в вакуумной камере плотность плазмы $\rho = 10^{-9}$ г/см³. С учетом этого из (16) получаем нерелятивистскую скорость $v_0 = 2.2 \cdot 10^9$ см/с $\ll c$. Полученное значение скорости истечения хорошо согласуется с экспериментальным значением скорости протонов с энергией 2.9 МэВ. Для этого значения скорость протона равна $2.3 \cdot 10^9$ см/с.

Оценим важный параметр — время пересоединения для случая несжимаемой плазмы. Это время равно

$$\tau = \frac{L}{v_i}. \quad (18)$$

Здесь v_i — скорость втекания плазмы в диффузионный слой, определяемая выражением (16), в котором коэффициент магнитной диффузии, согласно сделанному выше замечанию, надо заменить на коэффициент диффузии Бома — диффузии плазмы поперек магнитных силовых линий. Получаем

$$\tau = \frac{L}{v_0} \sqrt{R_m}. \quad (19)$$

Коэффициент диффузии Бома найдем из выражения [35]

$$\eta = \frac{kT}{16eB_i}, \quad (20)$$

где k — постоянная Больцмана, T — температура плазмы, e — заряд электрона.

Адиабатическая инвариантность коэффициента диффузии Бома, как отмечалось в работе [36], обусловлена пропорциональностью тепловой энергии частиц kT напряженности магнитного поля B_i .

Принимая кинетическую энергию протона равной 2.9 МэВ, напряженность магнитного поля в области втекания равной $B_i = 2.4 \cdot 10^5$ Гс, получим, что $\eta = 10^5$ см²/с. С учетом этого значения, принимая $l = 10$ мкм, получим $L = 200$ мкм, $R_m = 400$. Подставляя эти значения в (20), получим время пересоединения $\tau = 2 \cdot 10^{-10}$ с. Малая величина времени пересоединения обусловлена большим значением коэффициента диффузии Бома. Отметим, что время пересоединения силовых линий велико по сравнению с длительностью лазерного импульса, так что все эффекты протекают уже после его завершения.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведены результаты моделирования космических струй на лазерной установке «Неодим». Исследовались пространственная структура, расходимость и энергия пучка протонов, возникающих с тыльной стороны мишени из медной пластинки, облучаемой лазерным излучением с интенсивностью порядка $5 \cdot 10^{18}$ Вт/см². Зарегистрирована предельно узкая расходимость протонного пучка 0.05° при энергии протонов 2.9 МэВ. Показано, что в основе механизма эффективной трансформации энергии магнитного поля плазменного потока в кинетическую энергию протона лежит процесс пересоединения магнитных силовых линий с аннигиляцией магнитного поля. С учетом этого процесса и условия сохранения магнитного потока получена зависимость радиуса сжатия (ларморовского радиуса) при пересоединении: она обратно пропорциональна квадратному корню из энергии протона. Полученная зависимость хорошо соответствует результатам экспериментов, проведенных как на нашей установке «Неодим», так и в лаборатории LULI (Франция).

Для теоретического объяснения полученных экспериментальных данных использована модель Свита–Паркера пересоединения магнитных силовых линий. Полученные результаты хорошо согласуются с результатами проведенных экспериментов. Отмечается ключевая роль в магнитном пересоединении процесса аномальной диффузии Бома — диффузии плазмы поперек магнитных силовых линий. Малая величина времени пересоединения обусловлена большим значением коэффициента диффузии Бома. С учетом этого процесс пересоединения Свита–Паркера уже нельзя считать медленным. Основной полученный результат — скорость истечения плазмы одинакова как в случае несжимаемой, так и в случае сжимаемой жидкости. Она равна альфве-

новской скорости втекания плазмы в узкий токовый (диффузионный) слой, в котором и происходит процесс пересоединения магнитных линий. Полученное значение скорости истечения хорошо согласуется с экспериментальным значением скорости протонов с энергией 2.9 МэВ.

Финансирование. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 18-29-21021 МК).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Chandrasekhar, Proc. Natl. Acad. Sci. **42**, 273 (1956).
2. S. Chandrasekhar, Astrophys. J. **124**, 232 (1956).
3. O. I. Bogoyavlenskij, Phys. Lett. A **276**, 257 (2000).
4. P. M. Bellan, Phys. Plasmas **25**, 055601 (2018).
5. O. G. Onishchenko et al., Phys. Plasmas **25**, 054503 (2018).
6. R. V. E. Lovelace et al., Astroph. J. Suppl. Ser. **62**, 1 (1986).
7. A. Ferrari, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **36**, 539 (1998).
8. В. С. Бескин, УФН **180**, 1241 (2010).
9. S. G. Moiseenko et al., Month. Not. Roy. Astron. Soc. **370**, 501 (2006).
10. V. Fedun et al., Astrophys. J. Lett. **740**, L46 (2011).
11. S. Wedemeyer-Böhm et al., Nature **486**, 505 (2012).
12. В. С. Беляев и др., Астроном. ж. **95**, 171 (2018).
13. V. S. Belyaev, A. P. Matafonov, and B. V. Zagreev, Int. J. Mod. Phys. D **27**, 1844002 (2018).
14. K. Krushelnick et al., Phys. Plasmas **7**, 2055 (2001).
15. M. Zepf et al., Phys. Plasmas **8**, 2323 (2001).
16. Y. Murakami et al., Phys. Plasmas **8**, 4138 (2001).
17. M. Zepf et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 064801 (2003).
18. А. А. Андреев и др., Письма в ЖЭТФ **79**, 400 (2004).
19. M. Nakatsutsumi et al., Nature Comm. **9**, 280 (2018).
20. Э. Прист, Т. Форбс, *Магнитное пересоединение: магнитогидродинамическая теория и приложения*, Физматлит, Москва (2005).

21. С. И. Вайнштейн, *Магнитная гидродинамика космической плазмы и токовые слои*, Наука, Москва (1985).
22. Л. М. Зелёный, *Динамика плазмы и магнитных полей в хвосте магнитосферы Земли*, в сб. *Итоги науки и техники. Сер. Исследования космического пространства*, т. 24, Москва (1986).
23. M. Yamada, R. Kulsrud, and H. Ji, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 603 (2010).
24. K. F. F. Law et al., *Phys. Rev. E* **102**, 033202 (2020).
25. В. С. Беляев, В. П. Крайнов, В. С. Лисица, А. П. Матафонов, *УФН* **178**, 823 (2008).
26. P. A. Sweet, in *Symposium of International Astronomical Union*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (1958), Vol. 6, p. 123.
27. W. J. Hughes, *Introduction to Space Physics*, ed. by M. G. Kivelson and C. T. Russell, Cambridge Univ. Press, New York (1995).
28. T. Di Matteo, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **299**, L15 (1998).
29. В. С. Беляев и др., *ЯФ* **76**, 441 (2013).
30. В. С. Беляев, *КЭ* **34**, 41 (2004).
31. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, Наука, Москва (1988).
32. Р. Фейнман, Р. Лейтон, Р. Сэндс, *Фейнмановские лекции по физике*, вып. 9, Мир, Москва (1978).
33. A. I. Arefyev, V. S. Belyaev et al., *Laser Phys.* **10**, 594 (2000).
34. Г. Альвен, К.-Г. Фельтхаммер, *Космическая электродинамика*, Мир, Москва (1967).
35. Н. Кролл, А. Трайвелпис, *Основы физики плазмы*, Мир, Москва (1975).
36. V. S. Belyaev and V. N. Michailov, *Laser Phys.* **11**, 12 (2001).