

ЛАБОРАТОРНАЯ АСТРОФИЗИКА, ПРОЦЕССЫ С ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ЭНЕРГИИ, ДИАГНОСТИКА И ДРУГИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

Исследование сильно замагниченной релятивистской плазмы в контексте лабораторной астрофизики и управления потоками частиц

Н.Д.Бухарский, Ф.А.Корнеев

Рассмотрен один из наиболее эффективных методов лазерной генерации сильно замагниченной горячей плазмы при использовании сверхмощного облучения, достижимого на перспективной установке XCELS. Показано, что использование нескольких импульсов установки позволяет управлять параметрами плазмы, при этом энергетическая эффективность, т. е. отношение энергии магнитного поля к полной энергии лазерного излучения, оказывается $\sim 20\%$. Полученная система с релятивистскими замагниченными электронами и магнитными полями до нескольких десятков кТл представляет интерес для лабораторных исследований высокоэнергетических процессов в астрофизике, в частности явления релятивистского пересоединения магнитных силовых линий, а также для различных перспективных приложений, например для управления потоками быстрых лазерно-ускоренных частиц.

Ключевые слова: замагниченная релятивистская плазма, сверхсильные магнитные поля, фемтосекундные лазерные импульсы, установка XCELS.

1. Введение

Разработка методов генерации сильно замагниченной релятивистской плазмы представляет большой интерес как для фундаментальной науки, так и для различных перспективных приложений. При использовании мощнейших лазерных установок магнитное поле в такой плазме может составлять несколько кТл при характерной электронной температуре порядка нескольких МэВ. Подобные состояния материи со сверхвысокой плотностью энергии свойственны, например, некоторым астрофизическим объектам. Поэтому развитие способов получения такой плазмы на Земле открывает возможность для исследования и моделирования ряда астрофизических явлений в лабораторных условиях [1–3] с целью построения и верификации соответствующих теоретических моделей. Кроме того, создаваемые в таких схемах сверхсильные магнитные поля можно использовать и для решения других задач, например для коллимации потоков высокоэнергетических заряженных частиц [4, 5] или исследований в области инерциального термоядерного синтеза [6].

В качестве одной из возможных схем для генерации замагниченной релятивистской плазмы ранее было предложено использовать схему, основанную на взаимодействии мощного лазерного импульса с миниатюрной квазицилиндрической мишенью типа «улитка» [7]. Нелинейный отклик плазмы на воздействие распространяющегося вдоль искривленной поверхности мишени лазерного

импульса создает локальную структуру с долгоживущим магнитным полем сверхвысокой величины, с коэффициентом конверсии энергии лазерного излучения в энергию магнитного поля порядка нескольких процентов и временем жизни, определяемым гидродинамикой разлета, т. е. порядка десятков пикосекунд [8]. Преодоление петаваттного барьера пиковой мощности лазерных импульсов позволяет ожидать достижения в квазистационарном режиме магнитных полей рекордной величины – порядка десятков-сотен кТл, недостижимых другими методами. Предыдущий рекорд $2.09^{+2.10}_{-0.13}$ кТл был получен в подобных мишенях [3] на петаваттной пикосекундной лазерной установке LFEX (ILE, Osaka University).

Полученные в предыдущих экспериментах результаты непосредственно соответствуют плазме в аккреционных дисках тесных двойных систем (см., напр., [9]) и не требуют масштабирования по параметрам, связанным с магнитным полем. В то же время наличие нескольких ступенных лазерных пучков позволяет увеличить вложение энергии в одну мишень и создавать различные конфигурации магнитного поля во внутреннем объеме мишени либо расположенных рядом мишеней, которые могут быть интересны в контексте изучения магнитного пересоединения в плазме и других исследований.

2. Предлагаемая схема эксперимента

Рассматривается процесс генерации замагниченной плазмы при взаимодействии одного или нескольких фемтосекундных лазерных импульсов установки XCELS с твердотельной мишенью, имеющей геометрию типа «улитка» с характерным диаметром около 50 мкм. Одиночный лазерный импульс или последовательность двух или трех одинаковых импульсов, каждый из которых имеет длину волны 910 нм, длительность 25 фс и максимальную интенсивность $\sim 7.5 \times 10^{22}$ Вт/см² при фокусировке в пятно диаметром 5 мкм (по уровню $1/e^2$ от максимума интенсивности), направляется во внутренний

Н.Д.Бухарский, Ф.А.Корнеев. Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; Физический институт им. П.Н.Лебедева, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: korneev@theor.mephi.ru

Поступила в редакцию 30 ноября 2022 г.

объем мишени так, чтобы падение на поверхность мишени было близко к касательному. Такая геометрия взаимодействия создает хорошие условия для многократного либо непрерывного отражения лазерного импульса вдоль искривленной поверхности мишени, что обеспечивает хорошее поглощение лазерной энергии. Поверхностно-ускоренные электроны индуцируют мощные прямые и обратные токи, создающие сверхсильные магнитные поля в области плотной плазмы, которая затем расширяется и заполняет внутренний объем мишени. Наличие нескольких пучков позволяет управлять конфигурацией и величиной магнитных полей, а также использовать их для коллимации потоков ускоренных заряженных частиц, которые могут быть получены с помощью других лазерных пучков этой же установки. В последнем случае поток частиц направляется перпендикулярно плоскости мишени, т.е. вдоль ее оси. В результате воздействия магнитного поля при пролете частиц через область мишени их угловое распределение изменяется, и появляется возможность получить коллимированный поток частиц в определенном диапазоне энергий. В эксперименте полученные в результате пролета через область электромагнитных полей распределения частиц можно регистрировать при помощи стопки радиохромных пленок с возможностью одновременного измерения профиля для различных энергий заряженных частиц [10, 11].

В настоящей работе посредством численного моделирования с использованием кинетического кода типа «частица в ячейке» (particle-in-cell, PIC) исследован процесс генерации релятивистской сильно замагниченной плазмы в указанных квазицилиндрических мишенях. Кроме того, при помощи баллистических симуляций с использованием упрощенного трехмерного распределения магнитного поля рассмотрена возможность коллимации потоков высокоэнергетических протонов.

3. Моделирование эксперимента

Для исследования генерации сильного магнитного поля в релятивистской плазме было проведено двумерное численное моделирование взаимодействия лазерного импульса с мишенью с помощью открытого кода Smilei [12]. Мишень инициализировалась в виде плазмы, состоящей из электронов и ионов с атомной массой $A = 197$, соответствующей золоту, и концентрацией $5.90 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$, что отвечает значению твердотельной плотности ионов для золота. На каждый ион приходилось 10 электронов, т.е. предполагалась средняя кратность ионизации $Z = 10$. Размер одной ячейки в симуляции составлял $\sim 9 \times 9 \text{ нм}$. На каждую ячейку приходилось по 10 частиц каждого вида. Расчетная область содержала 7552×8576 ячеек и имела размер $\sim 68 \times 77 \text{ мкм}$. Временное разрешение составляло 10^{-2} фс . Параметры лазерного импульса соответствовали описанным в разд.2 параметрам установки XCELS.

Возможность коллимации высокоэнергетических протонов при помощи создаваемых в области мишени магнитных полей исследовалась при помощи трехмерных баллистических симуляций. Поток заряженных частиц направлялся через внутреннюю область мишени вдоль ее оси. Для расчета траекторий частиц в области мишени для каждой частицы в пучке численно решались уравнения движения

$$\frac{d\mathbf{p}_k}{dt} = e(\mathbf{E} + [\mathbf{v}_k \times \mathbf{B}]), \quad (1)$$

где \mathbf{p}_k , \mathbf{v}_k – векторы импульса и скорости k -й частицы; \mathbf{E} и \mathbf{B} – векторы электрического и магнитного полей в текущей координате k -й частицы; e – элементарный электрический заряд. Электромагнитные поля предполагались квазистационарными на временной шкале порядка времени пролета частицы через область мишени (1 пс для протонов с энергией 100 МэВ при характерном размере области мишени 100 мкм), а эффекты, связанные с взаимодействием различных частиц в пучке между собой, предполагались пренебрежимо малыми. Магнитные поля рассчитывались на трехмерной пространственной сетке с разрешением 2 мкм в предположении, что они создаются двумя токами фиксированной величины и противоположного направления (см. разд.4). При расчете электрических полей предполагалось, что мишень является идеальным проводником, заряженным до определенного электрического потенциала. Частицы в данном моделировании испускались точечным источником, расположенным на расстоянии 0.5 мм от центра мишени. Начальные скорости частиц определялись для заданной кинетической энергии, а начальные направления этих скоростей выбирались таким образом, чтобы итоговое угловое распределение протонного пучка имело гауссов профиль с полной шириной на полувысоте (FWHM) 20° . Полученное в результате распределение протонов в пучке регистрировалось в плоскости детектора (в эксперименте предлагается использовать стопки радиохромных пленок), расположенного на расстоянии 50 мм от мишени.

4. Результаты моделирования

В рамках работы было выполнено несколько расчетов с различным числом лазерных импульсов и задержкой между ними. Результаты численного моделирования в случае одного импульса представлены на рис.1. По представленным графикам компоненты магнитной индукции B_z , направленной вдоль оси мишени, видно, что лазерный импульс, изначально падающий на поверхность мишени по касательной, отражается вдоль этой поверхности, эффективно поглощаясь на всей длине своего пробега. В результате ускорения электронов и ухода их из области взаимодействия в ней формируется положительный потенциал, приводящий к возникновению обратного тока J_1 , геометрия которого определяется геометрией внутренней поверхности мишени (см. рис.1,а3). В то же время поток электронов, ускоренных лазерным импульсом в области взаимодействия, закручивается в результате воздействия на частицы созданного на данный момент спонтанного магнитного поля. Ток этих электронов, обозначенный на рис.1,а3 как J_2 , приводит к созданию внутри мишени области с отрицательным значением основной компоненты магнитного поля B_z , противоположным значению B_z , создаваемому обратным током. В результате после полного поглощения лазерного импульса в мишени формируется квазистационарное магнитное поле с коаксиальной структурой, вмороженное в расширяющуюся плазму. Значения магнитного поля как во внутренней, так и во внешней области при этом составляют $\sim 10^5 \text{ Тл}$, что на два порядка превышает полученный ранее результат с использованием данных мишеней [3].

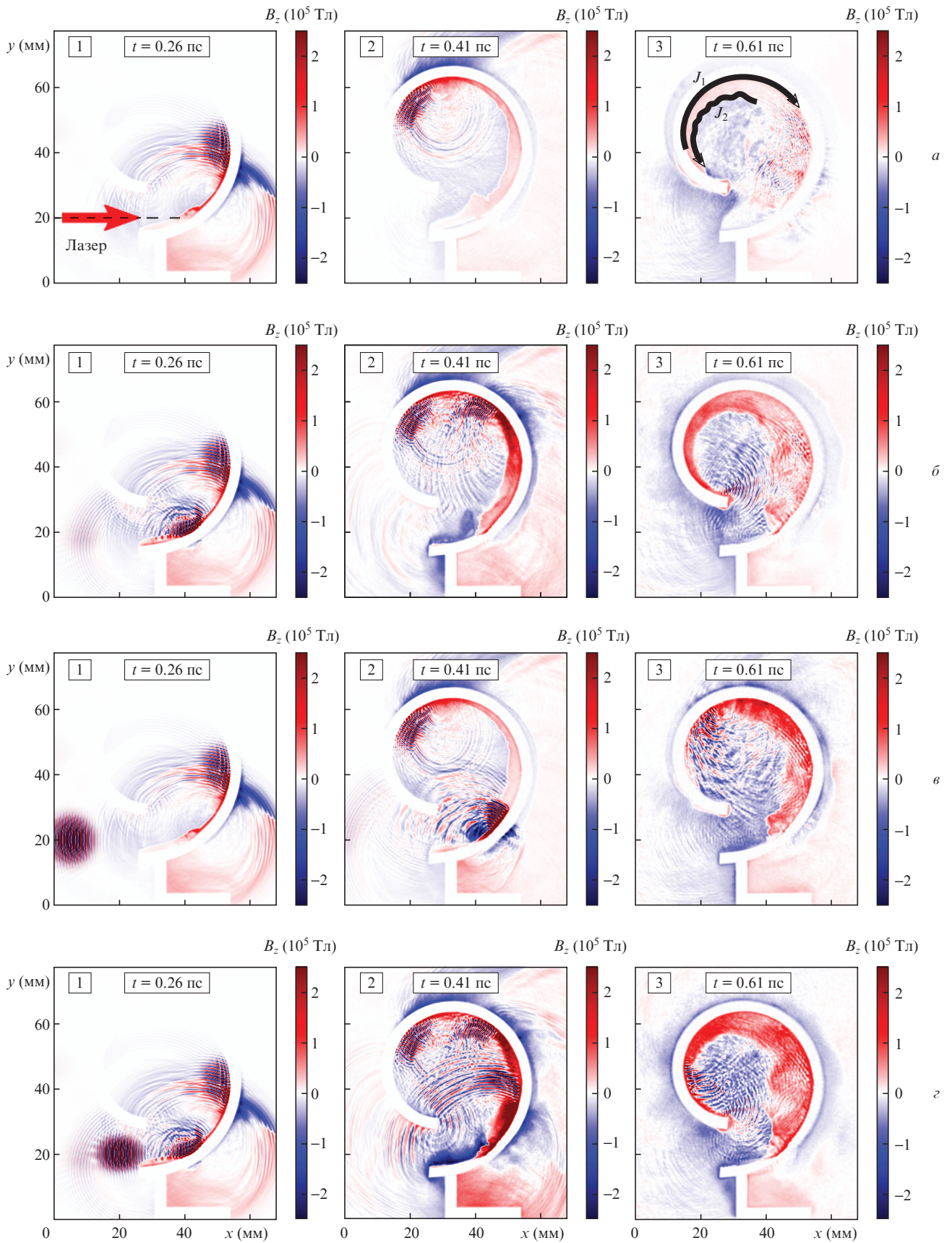


Рис.1. Результаты двумерного моделирования методом «частица в ячейке»: распределения компоненты магнитного поля B_z в случае одного лазерного импульса (а), двух лазерных импульсов с задержкой 75 фс (б), двух лазерных импульсов с задержкой 200 фс (в) и трех лазерных импульсов с задержкой 75 фс (г) в моменты времени 0.26, 0.41 и 0.61 пс. Исходная геометрия облучения мишени показана на рис.1,а1, геометрия токов, определяющих структуру магнитного поля во внутреннем объеме мишени, – на рис.1,а3. J_1 представляет собой обратный ток, в то время как J_2 – ток ускоренных электронов, которые закручиваются в созданном внутри мишени магнитном поле.

Такое возрастание индукции магнитного поля является следствием двух факторов: 1) использование лазерных импульсов фемтосекундной длительности, обладающих при сравнимой энергии и более резкой фокусировке интенсивностью, более чем на три порядка превышающей интенсивность в области фокуса в предыдущем исследовании; 2) миниатюризация геометрии мишени, которая становится возможной благодаря использованию лазерных импульсов фемтосекундной длительности и позволяет создать более оптимальные условия для поглощения лазерного импульса в рассматриваемой геометрии облучения. Уменьшение размеров замагниченного объема позволяет получить более высокую плотность энергии магнитного поля, однако при необходимости увеличения объема замагниченной плазмы с соответствующим уменьшением индукции магнитного поля рассмотренная схема может быть использована с мишенями большего размера.

Наличие нескольких пучков на установке XCELS допускает увеличение энерговложения и эффективной длительности взаимодействия. Помимо одиночного лазерного импульса (рис.1,*а*) были также рассмотрены три других случая: два лазерных импульса с задержкой между максимумами 75 фс (рис.1,*б*), два лазерных импульса с задержкой между максимумами 200 фс (рис.1,*в*) и три лазерных импульса с задержкой 75 фс между максимумами последовательных импульсов (рис.1,*з*). Как видно, приведенная на рис.1,*а3* коаксиальная структура с замороженным в плазму магнитным полем формируется во всех трех случаях, однако за счет введения дополнительных лазерных драйверов с разной задержкой между ними данная структура имеет несколько различный вид для одинаковых моментов времени, в частности отличается соотношение размеров области с положительным значением компоненты B_z и коаксиальной области с отрицательным значением компоненты B_z . Наблюдаемое пространственное распределение магнитного поля связано с использованием импульсов фемтосекундной длительности, а использование нескольких последовательных импульсов эффективно увеличивает длительность импульса, приводя к преобладанию магнитного поля положительного знака, соответствующего направлению обратного (разрядного) электронного тока. Кроме того, при использовании нескольких лазерных драйверов возрастает значение индукции магнитного поля, что связано с большим значением вложенной в мишень лазерной энергии.

В дополнение к пространственному распределению магнитного поля в соответствующих расчетах была определена зависимость полной электромагнитной энергии в расчетной области от времени, а также временная зависимость полного потока вектора магнитной индукции через внутреннюю полость мишени. Результаты представлены на рис.2. Как видно из рис.2,*а*, после поглощения лазерного импульса скорость убывания электромагнитной энергии снижается, и к концу расчета она выходит на постоянный уровень, претерпевая далее лишь незначительные изменения. Это связано с формированием в мишени квазистационарного плазмоида с замороженным магнитным полем. Эффективность преобразования лазерной энергии в энергию магнитного поля во всех четырех рассматриваемых случаях приблизительно одинакова и составляет $\sim 20\%$, что несколько выше полученной в работе [7] оценки в $5\% - 7\%$ и может являться следствием более оптимальной геометрии и параметров лазерно-

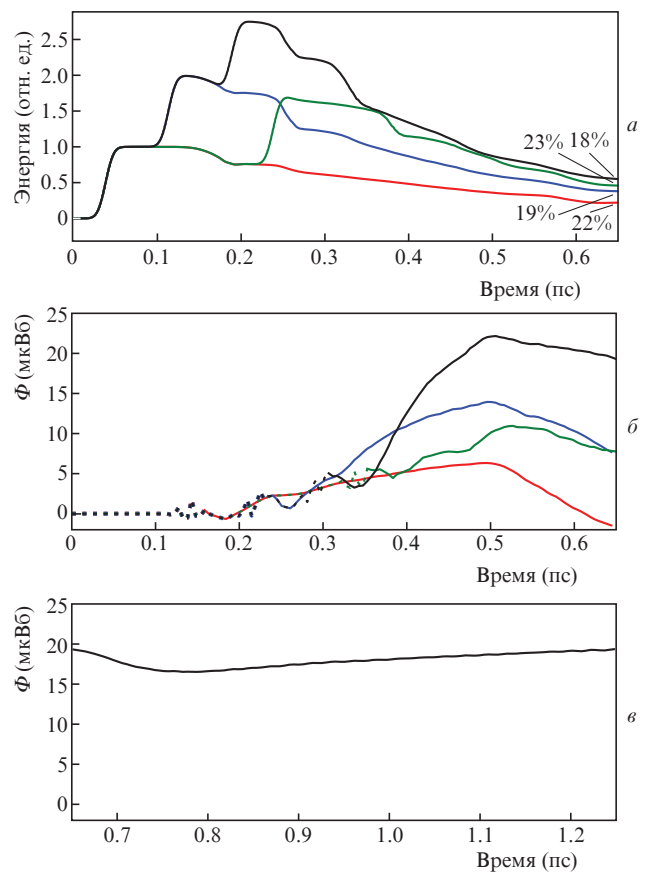


Рис.2. Эволюция электромагнитной энергии в расчетной области (*а*), потока вектора магнитного поля на начальной (*б*) и на поздней стадии взаимодействия (*в*) в случае одного лазерного импульса (красная кривая), двух лазерных импульсов с задержкой 75 фс (синяя кривая), двух лазерных импульсов с задержкой 200 фс (зеленая кривая) и трех лазерных импульсов с задержкой 75 фс (черная кривая). На рис.2,*а* указаны значения эффективности преобразования лазерной энергии в энергию квазистационарного магнитного поля в процентах.

плазменного взаимодействия. Магнитный поток при этом ведет себя более сложным образом. Например, в случае использования одного лазерного импульса он имеет близкую к нулевой величину, это означает, что поток через внутреннюю коаксиальную область с отрицательным значением B_z компенсирует поток через область, где преобладает положительная компонента B_z .

Расчет с тремя лазерными импульсами был проведен для более поздних моментов времени с целью исследования дальнейшей эволюции плазменной структуры. Пространственные распределения магнитного поля и концентрации электронов представлены на рис.3. На приведенных графиках видно, что внутренний объем мишени заполняется плазмой с электронной концентрацией до $10^{20} - 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Распределение магнитного поля в полости мишени при этом постепенно переходит в стационарное, с почти неизменным размером внутренней коаксиальной области и слабо изменяющейся величиной магнитной индукции, которая составляет около 10^5 Тл . На рис.4,*а* показано соотношение различных энергий в расчетной области, позволяющее отследить, как энергия лазерного импульса на первом этапе переходит в энергию электронов, токи которых в результате создают в плазме квазистационарное магнитное поле (энергия поля медленно спадает во времени). Поток вектора магнитного

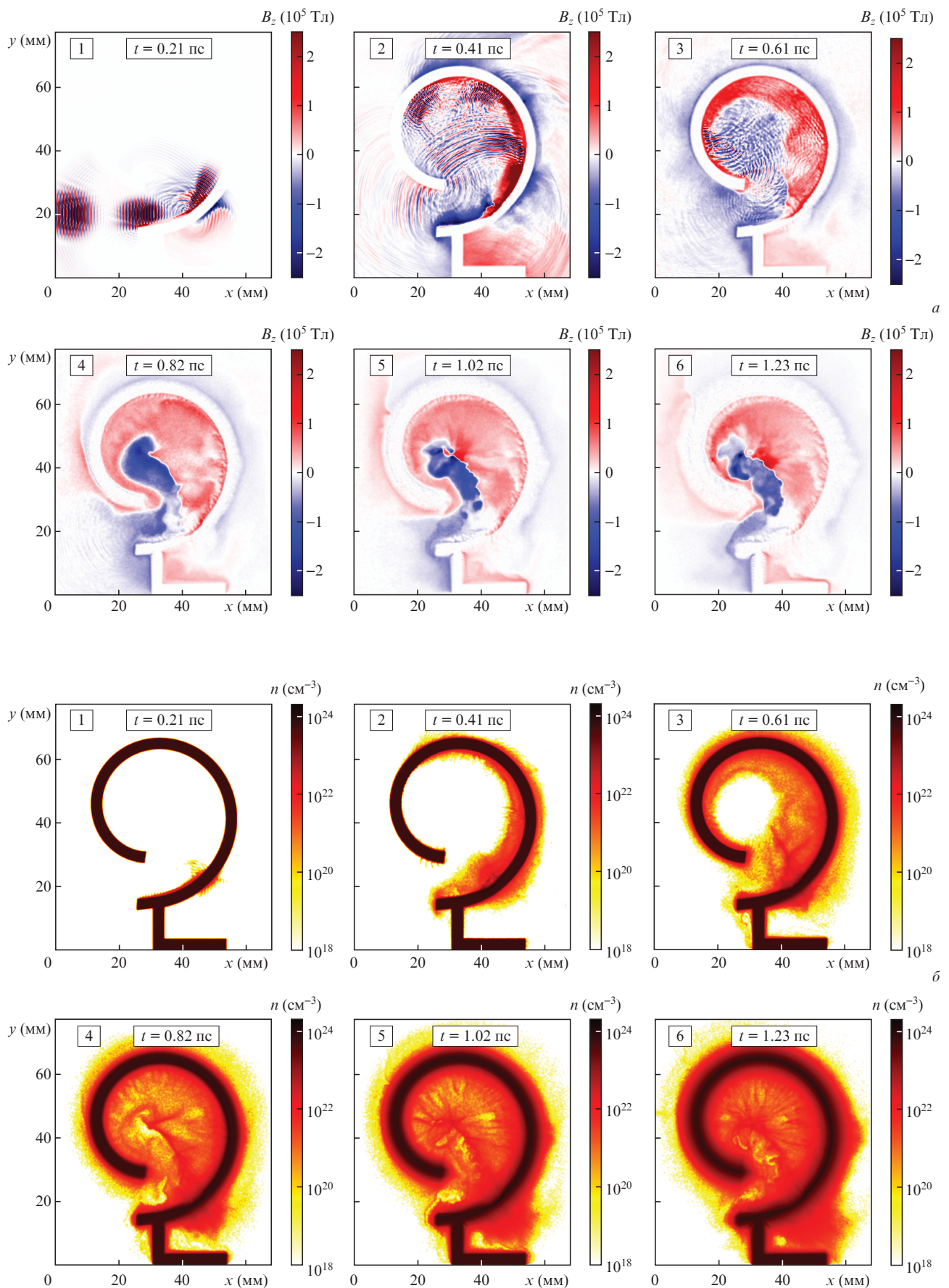


Рис.3. Результаты двумерного моделирования методом «частица в ячейке» в случае трех лазерных импульсов с задержкой 75 фс: распределения компоненты магнитного поля B_z (а) и электронной концентрации (б) для шести различных моментов времени.

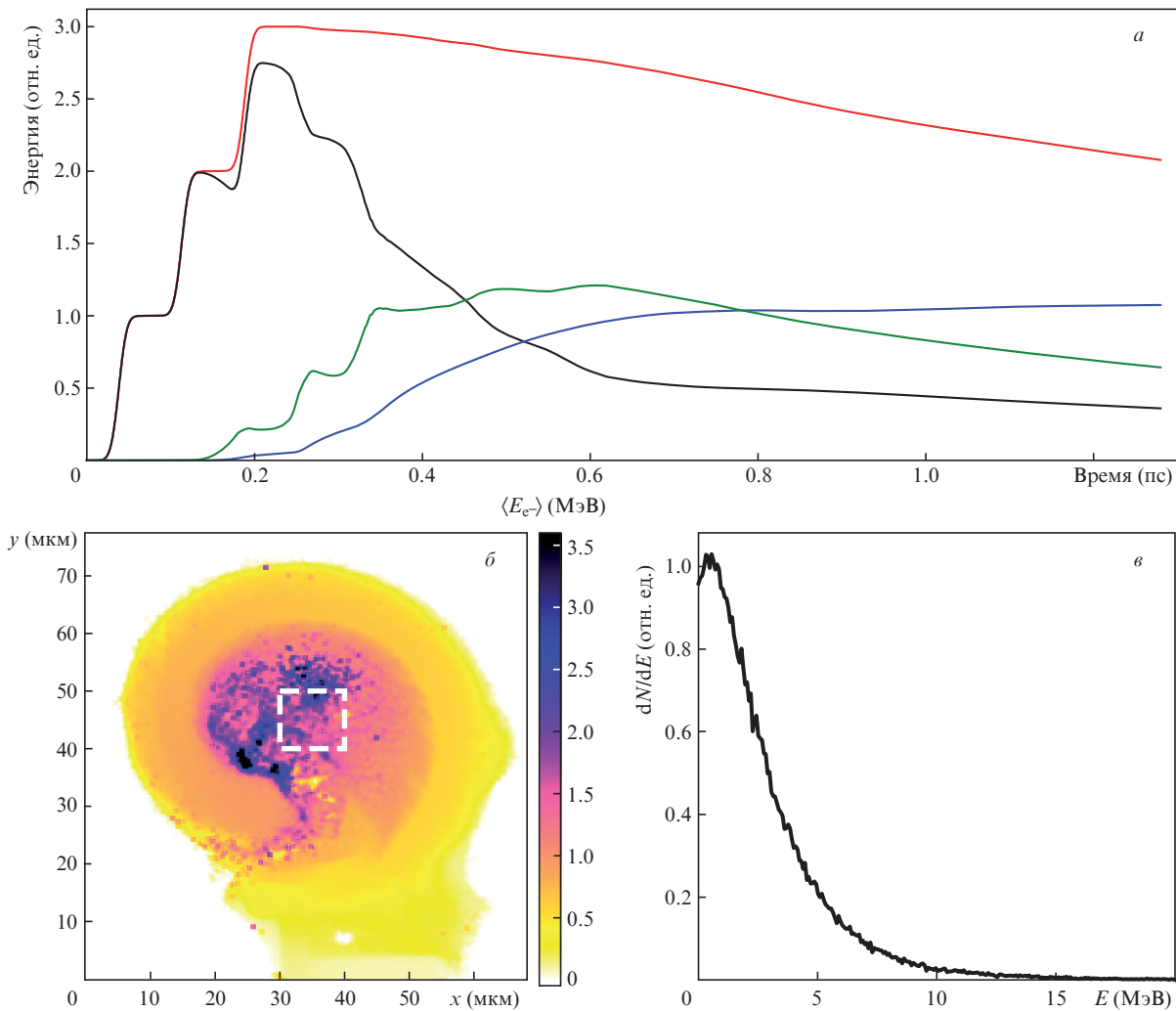


Рис.4. Зависимости полной энергии (красная кривая), электромагнитной энергии (черная кривая), кинетической энергии ионов (синяя кривая) и кинетической энергии электронов (зеленая кривая) в расчетной области (а); пространственное распределение средней кинетической энергии электронов в расчетной области (б) и энергетический спектр электронов в центре мишени (в), полученный в результате усреднения кинетических энергий макрочастиц в области, выделенной белой штриховой линией на рис.4,б. Результаты соответствуют расчету с тремя лазерными импульсами, имеющими задержку 75 фс.

поля, который можно видеть на рис.2,в, также постепенно выходит на постоянный уровень, т.е. коаксиальная область приобретает окончательный размер. Пространственное распределение средней кинетической энергии электронов, определяемой как $\langle E_{e-} \rangle = \sqrt{\langle p'^2 \rangle c^2 + (mc^2)^2} - mc^2$, где $\langle p'^2 \rangle$ – средний квадрат импульса в системе отсчета, в которой средний импульс электрона $\langle p' \rangle = 0$, m – масса электрона и c – скорость света, а также энергетический спектр электронов, полученный в результате усреднения кинетических энергий макрочастиц в прямоугольной области размером 10×10 мкм, представлены на рис.4,б и в соответственно. На основе данных графиков можно заключить, что характерная кинетическая энергия электронов в расчете превышает их энергию покоя $mc^2 \approx 0.5$ МэВ, т.е. сформированный во внутреннем объеме мишени плазменный объект с магнитным полем 10^5 Тл и электронной концентрацией $10^{20} - 10^{22}$ см $^{-3}$ является релятивистским. Таким образом, во внутреннем объеме мишени создаются условия, соответствующие ряду астрофизических объектов с экстремально высокой плотностью энергии, что открывает широкие возможности для моделирования таких объектов в лабораторных условиях.

Возможность коллимации потоков высокоэнергетических протонов была исследована для полученной на более поздних временах структуры магнитного поля, создаваемого двумя токами с противоположным направлением. На основе результатов трехмерных баллистических симуляций можно сделать вывод, что магнитное поле, имеющее данную структуру и характерную величину порядка 10^5 Тл, может быть использовано для коллимации протонов с энергией ~ 110 МэВ. Исходный профиль протонного пучка и создаваемое в результате прохождения мишени с магнитным полем распределение представлены на рис.5. Расчеты показали, что данное распределение формируется именно в результате воздействия магнитного поля, электрическое поле не оказывает существенного влияния на траектории высокоэнергетических протонов. На графике, соответствующем профилю сколлимированного пучка, видно, что в результате прохождения сквозь мишень возникает существенное перераспределение частиц в пучке. Протоны, которые проходят через внутренний объем мишени, отклоняются таким образом, что часть из них оказывается распределена вдоль границы округлой области, имеющей выраженную каустику, а

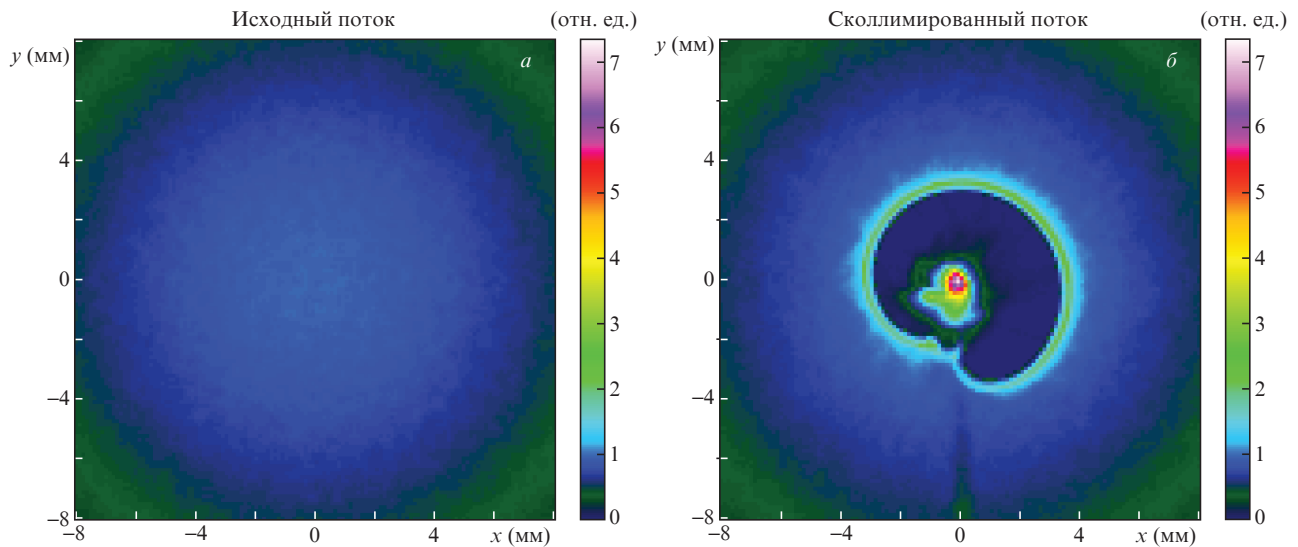


Рис.5. Исходный профиль пучка протонов в плоскости детектора (а) и распределение, которое получается в плоскости детектора при прохождении пучка протонов через мишень с квазистационарным магнитным полем с коаксиальной структурой и характерной индукцией 10^5 Тл (б). Энергия протонов составляет 110 МэВ.

часть направляется вдоль оси мишени и дает яркое пятно в центре детектора, поток частиц в котором в максимуме более чем в семь раз превышает исходное значение потока в данной точке. Анализ углового распределения частиц после прохождения мишени показывает, что более 30% от полного числа частиц оказываются направленными в пределах полярного угла 1° , измеренного от оси мишени и протонного пучка. Таким образом, в результате прохождения области мишени пучок эффективно коллимируется. На основе полученного результата можно сделать вывод о том, что предложенная схема может быть использована для создания направленных потоков заряженных частиц с высокой плотностью энергии и управления ими.

5. Требования к эксперименту

Для получения в области мишени магнитных полей с описанными в предыдущем разделе распределением и величиной магнитной индукции параметры лазерного импульса должны быть приближены к использованным в расчете, т.е. длительность лазерного импульса должна составлять 25 фс, а его интенсивность при фокусировке в пятно диаметром 5 мкм (по уровню $1/e^2$ от максимума интенсивности) должна находиться на уровне примерно 7.5×10^{22} Вт/см². Лазерный импульс направляется во внутренний объем мишени через щель и падает на поверхность мишени под углом, близким к касательному, что вместе с малым размером мишени (характерный диаметр 50 мкм) накладывает требования на точность позиционирования фокуса лазерного импульса в несколько микрометров, а также требует разработки систем диагностики области фокуса для визуализации его положения на мишени. Для использования нескольких лазерных импульсов геометрия пучков должна подразумевать возможность соосного или близкого с соосному введения этих пучков во внутренний объем мишени. При использовании фокусирующих систем с коротким фокусным расстоянием может потребоваться модификация мишени для возможности введения пучка в полость мишени без существенного облуживания ее внешней поверхности.

В качестве основной диагностики распределения и величины магнитного поля можно использовать протонную радиографию с использованием стопки радиохромных пленок, что требует отдельного лазерного пучка для создания диагностического пучка протонов. Предпочтительно использование томографической протонной радиографии, т.е. нескольких протонных пучков, распространяющихся через область мишени в различных направлениях. Стоит также отметить, что отклонения диагностических протонов в создаваемых в области мишени магнитных полях могут быть достаточно велики, в связи с чем может возникнуть необходимость размещать стопку радиохромных пленок достаточно близко к мишени, на расстоянии в несколько миллиметров, либо использовать для диагностики протоны с достаточно высокой энергией.

Вследствие малых размеров мишеней могут возникнуть сложности с их изготовлением на основе использованных в предыдущих исследованиях технологий лазерной резки и др. В случае невозможности преодоления этих сложностей размер мишени может быть увеличен примерно в 2 раза, что согласно простейшей оценке должно привести к падению плотности магнитной энергии в $2^3 = 8$ раз и соответствующему снижению характерной величины магнитного поля в $\sqrt{8} \approx 3$ раза. При этом, однако, несколько снижаются требования на точность соответствия геометрии мишени расчетной, а также на точность ее позиционирования и точность установки положения фокуса на поверхности мишени.

6. Заключение

Продемонстрирована возможность использования одного или нескольких фемтосекундных лазерных импульсов установки XCELS для создания сильного квазистационарного магнитного поля, вмороженного в релятивистскую плазму сверхкритической плотности. Для оптимальных условий лазерно-плазменного взаимодействия достигается высокая эффективность преобразования лазерной энергии в энергию магнитного поля – до 20% согласно приведенным расчетам, а величина магнит-

ной индукции составляет $\sim 10^5$ Тл, что на два порядка превышает достигнутый ранее рекорд, полученный с использованием мишеней такого же типа. Магнитное поле может иметь на начальном этапе довольно сложную коаксиальную структуру с разными направлениями магнитного поля во внутренней и внешней областях. Данная структура может представлять интерес в контексте различных экспериментов в области лабораторной астрофизики; в частности, наличие коаксиальной структуры с поверхностью соприкосновения полей противоположного знака, расположенной в области относительно плотной релятивистской плазмы, открывает уникальные возможности для исследования магнитного перезамыкания в экстремальных условиях. Кроме того, как показывают численные расчеты, магнитное поле с величиной и структурой, полученными в симуляциях, может быть использовано для эффективной коллимации потоков протонов с энергией более 100 МэВ.

Работа частично поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (проект № FSWU-2023-0070). Авторы выражают благодарность Межведомственному суперкомпьютерному центру РАН и высокопроизводительному вычислительному центру НИЯУ МИФИ за предоставленные ресурсы.

1. Bulanov S.V. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **59**, 014029 (2017).
2. Li C.K., Tikhonchuk V.T., Moreno Q., Sio H., D'Humieres E., Ribeyre X., Korneev Ph., Atzeni S., Betti R., Birkel A., Campbell E.M., Follett R.K., Frenje J.A., Hu S.X., Koenig M., Sakawa Y., Sangster T.C., Seguin F.H., Takabe H., Zhang S., Petrasso R.D. *Phys. Rev. Lett.*, **123**, 055002 (2019).
3. Law K.F.F., Abe Y., Morace A., et al. *Phys. Rev. E*, **102**, 033202 (2020).
4. Bailly-Grandvaux M., Santos J.J., et al. *Nat. Commun.*, **9**, 102 (2018).
5. Santos J.J., Bailly-Grandvaux M., Ehret M., et al. *Phys. Plasmas*, **25**, 056705 (2018).
6. Hohenberger M., Chang P.-Y., Fiksel G., et al. *Phys. Plasmas*, **19**, 056306 (2012).
7. Korneev Ph., d'Humieres E., Tikhonchuk V. *Phys. Rev. E*, **91**, 043107 (2015).
8. Ehret M., Kochetkov Yu., Abe Y., et al. *Phys. Rev. E*, **106**, 045211 (2022).
9. Del Santo M., Malzac J., Belmont R., Bouchet L., De Cesare G. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **430** (1), 209 (2013).
10. Nürnberg F., Schollmeier M., Brambrink E., et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **80**, 033301 (2009).
11. Schollmeier M., Geissel M., Sefkow A.B., Flippo K.A. *Rev. Sci. Instrum.*, **85**, 043305 (2014).
12. Derouillat J., Beck A., Pérez F., et al. *Comput. Phys. Commun.*, **222**, 351 (2018).