

Исследования в области физики плазмы и ускорения частиц на петаваттном лазере PEARL

А.А. Соловьев, К.Ф. Бурдонов, В.Н. Гинзбург, М.Ю. Глявин, Р.С. Земсков, А.В. Котов, А.А. Кочетков, А.А. Кузьмин, А.А. Мурзанов, И.Б. Мухин, С.Е. Перевалов, С.А. Пикуз, М.В. Стародубцев, А.Н. Степанов, Ж. Фукс, И.А. Шайкин, А.А. Шайкин, И.В. Яковлев, Е.А. Хазанов

Лазерно-плазменный комплекс PEARL построен на основе петаваттного лазера и позволяет проводить широкий спектр экспериментов по лазерно-плазменному взаимодействию, включая ускорение частиц, генерацию рентгена и исследования в области физики высокой плотности энергии. Постоянные работы по усовершенствованию комплекса позволяют не только систематически расширять экспериментальные возможности, но и обрабатывать новые технологии для установок класса мегасаенс. В работе представлено описание возможных экспериментальных сценариев использования лазера, а также проводится обзор уже проведённых на лазере экспериментов по широкому кругу направлений.

Ключевые слова: петаваттные лазеры, лазерная плазма, лазерное ускорение частиц, лабораторная астрофизика

PACS numbers: 42.55.f, 52.30.q, 52.38.r, 52.38.Kd

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFN.2022.11.039612>

Содержание

1. Введение (313).
2. Экспериментальные возможности комплекса (314).
 - 2.1. Описание установки, принципиальная схема лазера, лазерные параметры.
 - 2.2. Возможности заведения излучения в мишенную камеру и его фокусировка.
 - 2.3. Повышение фокальной интенсивности фемтосекундного импульса.
 - 2.4. Магнитная система.
 - 2.5. Ключевые методы диагностики лазерно-плазменного взаимодействия.
3. Лазерно-плазменное ускорение заряженных частиц (320).
 - 3.1. Ускорение электронов.
 - 3.2. Ускорение ионов.
 - 3.3. Приложения вторичных источников рентгена и заряженных частиц с лазерным драйвером.
4. Лабораторная астрофизика (327).
 - 4.1. Исследование кинетических неустойчивостей в лазерной плазме.
 - 4.2. Наносекундная лазерная плазма.

5. Заключение (332).

Список литературы (334).

1. Введение

Лазерный комплекс PEARL был создан в ИПФ РАН в 2007 г. [1] на основе технологии ОРСПА (Optical Parametric Chirped Pulse Amplification) — параметрического усиления чирпированных импульсов. В основу работы лазера легли уникальные на то время технологии синхронизации [2], наносекундный лазерный усилитель (300 Дж в 1 нс) на неодимовом стекле [3] и технология изготовления широкоапертурных DKDP кристаллов [4]. На тот момент лазер стал мощнейшей параметрической системой в мире. Но и сейчас, спустя почти два десятка лет, лазер остаётся востребованным научным инструментом для проведения, в первую очередь, фундаментальных научных исследований. Используемые технологии во многом определили как лазерные параметры, так и прикладную значимость лазерного комплекса.

Технология параметрического усиления чирпированных импульсов хорошо зарекомендовала себя, в первую очередь, за счёт исключительных экспериментальных параметров. Во-первых, в системе совершенно отсутствует предимпульс вне временного окна импульса накачки, что приводит к относительно маленькой энергии и интенсивности предимпульса без дополнительных действий, направленных на повышение контраста. Во-вторых, на рабочих частотах повторения фактически отсутствуют тепловые эффекты в параметрических кристаллах,

А.А. Соловьев^{(1,*), К.Ф. Бурдонов^{(1), В.Н. Гинзбург^{(1), М.Ю. Глявин^{(1), Р.С. Земсков^{(1), А.В. Котов^{(1), А.А. Кочетков^{(1), А.А. Кузьмин^{(1), А.А. Мурзанов^{(1), И.Б. Мухин^{(1), С.Е. Перевалов^{(1), С.А. Пикуз^{(2), М.В. Стародубцев^{(1), А.Н. Степанов^{(1), Ж. Фукс^{(3), И.А. Шайкин^{(1), А.А. Шайкин^{(1), И.В. Яковлев^{(1), Е.А. Хазанов⁽¹⁾}}}}}}}}}}}}}}}}}}

⁽¹⁾ Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, ул. Ульянова 46, 603950 Нижний Новгород, Российская Федерация

⁽²⁾ Объединённый институт высоких температур РАН, ул. Ижорская 13, стр. 2, 125412 Москва, Российская Федерация

⁽³⁾ Ecole polytechnique, 91128 Palaiseau, France

E-mail: ^(*) so_lo@ipfran.ru

Статья поступила 20 ноября 2023 г.

© А.А. Соловьев, К.Ф. Бурдонов, В.Н. Гинзбург, М.Ю. Глявин, Р.С. Земсков, А.В. Котов, А.А. Кочетков, А.А. Кузьмин, А.А. Мурзанов, И.Б. Мухин, С.Е. Перевалов, С.А. Пикуз, М.В. Стародубцев, А.Н. Степанов, Ж. Фукс, И.А. Шайкин, А.А. Шайкин, И.В. Яковлев, Е.А. Хазанов 2024

что существенно упрощает коррекцию волнового фронта для оптимальной фокусировки и достижения предельной интенсивности. В-третьих, лазерная система относительно терпима к бликам назад, потому что усиление при обратном распространении через активный элемент полностью отсутствует. Более того, в исходной схеме [1] на первом каскаде параметрического усиления происходило параметрическое преобразование частоты (переход с сигнальной на холостую волну), вследствие чего параметрический усилитель выполняет роль оптической развязки, и достижение обратным бликом стартовой системы принципиально невозможно. Все эти особенности обеспечили возможность реализации рекордной эффективности взаимодействия фемтосекундного лазерного излучения с веществом, как при взаимодействии с газовыми, так и твердотельными мишенями [5–7], а результаты находятся в хорошем согласии с аналогичными исследованиями на других лазерных установках по всему миру со схожими лазерными параметрами [8–11].

В то же время отличительной особенностью параметрического усиления являются строгие требования на синхронизацию импульсов сигнала и накачки. Для выполнения этих требований ещё на этапе проектирования лазерной установки была решена задача электрической синхронизации сигнального импульса и импульса накачки [2] с двух разных задающих генераторов, работающих на принципах модуляции добротности и синхронизации мод. Недавно система PEARL была подвергнута дополнительной модернизации [12, 13], в результате чего относительно небольшой джиттер порядка 50 пс [2] между сигналом и накачкой был дополнительно снижен до субпикосекундных величин за счёт перехода на оптическую синхронизацию между сигналом и накачкой.

Однако преодоление технологических сложностей на этапе проектирования привело к ключевым преимуществам лазерной системы на этапе исследований по лабораторной астрофизике. С высокой точностью синхронизированные наносекундный лазерный драйвер и фемтосекундное излучение допускают проведение экспериментов в режиме накачка–зондирование с зондирующим импульсом исключительного оптического качества, позволяющим получать чёткие интерферометрические, теневые и поляризационные изображения, а также максимально точно исследовать временную динамику за счёт малого джиттера. Для реализации метода накачка–зондирование была разработана оригинальная схема выведения наносекундного импульса из лазера накачки [14], позволяющая иметь идеально синхронизированный с сигналом наносекундный импульс с энергией до 250 Дж без потерь в энергии фемтосекундного импульса. В совокупности с оригинальной импульсной магнитной системой [15] установка предоставляет уникальное сочетание условий для масштабного моделирования таких плазменных астрофизических процессов, как аккреция вещества [16], коллимация джетов [17], экспериментальное исследование магнитогидродинамических [18] и кинетических неустойчивостей [19] в плазме.

Технологии, использованные в лазерной системе, прекрасно зарекомендовали себя в ходе прикладных исследований и поэтому легли в основу экзаваттного проекта XCELS [20, 21]. Недавно появившаяся технология повышения пиковой мощности CafCA [22] вместе с разработанными подходами к исправлению волнового фронта [23, 24], в частности нелинейных фазовых искажений [25],

позволили не только многократно поднять мощность лазерной системы [26], но и фактически пропорционально поднять пиковую интенсивность при фокусировке [27], что дополнительно расширило диапазон возможных лазерных параметров на мишени в сторону больших интенсивностей. Использование технологии CafCA для зондирующего импульса, кроме всего прочего, позволяет поднять временное разрешение оптической диагностики релятивистских объектов, когда это требуется, например, для исследования излучающей сингулярности BISER [28].

Обзор содержит описание экспериментальной деятельности на комплексе PEARL. В разделе 2 детально описаны экспериментальные возможности комплекса, включая лазерные параметры и возможности проведения экспериментов и реализации диагностических методов. Описания проведённых экспериментов сгруппированы в разделах 3, 4. В разделе 3 представлены эксперименты по лазерно-плазменному ускорению электронов (раздел 3.1) и протонов (раздел 3.2), а также собраны эксперименты со вторичным излучением, полученным в ходе лазерно-плазменного взаимодействия (раздел 3.3). В разделе 4 собраны эксперименты по лабораторному моделированию астрофизических явлений. В разделе 5 кратко описаны дальнейшие перспективы и планы исследований на PEARL.

2. Экспериментальные возможности комплекса

2.1. Описание установки, принципиальная схема лазера, лазерные параметры

Лазерный комплекс PEARL представляет собой параметрическую лазерную систему с усилением chirпированных импульсов, принципиальная схема которой представлена на рис. 1.

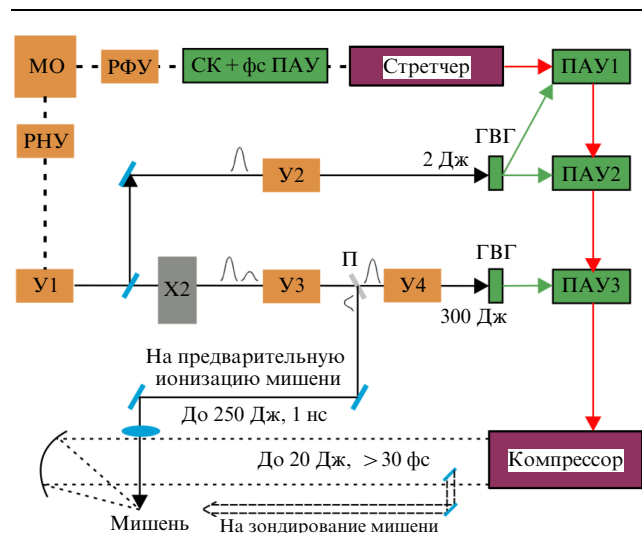


Рис. 1. Принципиальная схема лазерного комплекса PEARL с системой вывода излучения наносекундной накачки для предыонизации мишени. МО — задающий генератор с двумя оптически синхронизированными выходами, РФУ и РНУ — фемтосекундный и наносекундный регенеративные усилители, У1–У4 — стержневые усилители, СК + фс ПАУ — блок генератора суперконтинуума с параметрическим усилением, ПАУ1–ПАУ3 — параметрические усилители, ГВГ — генерация второй гармоники, Х2 — система формирования двух импульсов.

Таблица 1. Ориентировочные параметры основных режимов работы лазерного комплекса PEARL. Параметры чувствительны к настройке оптической схемы и могут значительно отличаться в разных экспериментальных сериях

Режим	λ , нм	E , Дж	τ , фс	ν , Гц
Настроечный	910	10^{-10}	30	70×10^6
Частотный	910	10^{-2}	30	1
Разовый	910	20	30	1/1200
Наносекундный	1054/527	250/180	10^6	1/1200

В таблице 1 приведены ориентировочные параметры основных режимов работы лазера PEARL после апгрейда. Предельная длительность импульсов в разовом и частотном режимах указана без учёта использования технологии SaCSA, и она может быть несколько больше по причине неидеальной настройки компрессора. Частотный режим отличается от разового отсутствием накачки в последнем каскаде параметрического усиления, что позволяет работать на более высокой частоте повторений. В наносекундном режиме используется излучение накачки, которое может быть выхвачено на одном из этапов его усиления. Наносекундный режим может использоваться как совместно с разовым и частотным режимами, так и отдельно.

В разовом режиме энергия на выходе компрессора может достигать более 20 Дж и ограничена стойкостью дифракционных решёток. Апертура лазерного пучка на выходе из компрессора в зависимости от настройки составляет от 160 до 180 мм. Длительность составляет около 30 фс (приводятся актуальные параметры, достигнутые после модернизации, включающей переход на стартовую систему с оптической синхронизацией [13]). Центральная длина волны составляет 910 нм. Ширина спектра ограничена полосой пропускания компрессора, составляющей ~ 100 нм. Архитектура лазерной системы подразумевает наличие на установке наносекундного излучения накачки на длине волны 1054 нм, с энергией более 250 Дж на фундаментальной и 180 Дж на удвоенной частоте, которые потенциально могут быть использованы в экспериментах по взаимодействию лазерного излучения с веществом. В терминологии параметрического усиления широкополосное излучение с центральной длиной волны 910 нм будем называть сигнальной волной или сигналом, а условно узкополосное излучение на длине волны 1054 нм — накачкой. В финальных каскадах параметрического усиления присутствует также холостая волна, на длине волны ~ 1250 нм — её энергия сопоставима с энергией сигнала.

Недавно была произведена модернизация стартовой части, в ходе которой была установлена интегральная стартовая часть [13], выдающая оптически синхронизированные импульсы сигнала и накачки. Модернизация привела к драматическому уменьшению джиттера между сигналом и накачкой до субпикосекундных значений и повышению стабильности всех параметров импульсов как в настроечном, так и в разовом режимах. Принципиальная схема лазера после модернизации приведена на рис. 1.

Система стартует с задающего иттербиевого волоконного фемтосекундного лазера (МО) на центральной длине волны 1030 нм, работающего на частоте порядка 50 МГц. Активное волокно оснащено меняющей длину резонатора пьезошайбой, позволяющей осуществлять синхронизацию источника с внешними часами.

2.1.1. Наносекундный канал накачки. После предварительного усиления в волоконном усилителе МО часть фемтосекундного импульса направляется на нелинейный элемент, где происходит уширение спектра, достигающее полосы усиления неодимового фосфатного стекла на длине волны 1054 нм. При помощи chirpiрующей волоконной брэгговской решётки спектр уширенного импульса "обрезается" до спектральной полосы с шириной около 1 нм, стретчируется до длительности порядка 3 нс и поступает на дальнейшее усиление. Волоконная стадия усиления заканчивается на энергии около 1 мкДж на частоте 1 кГц, после чего импульс последовательно поступает на регенеративный Yb:YLF усилитель и несколько стержневых усилителей с диодной накачкой, для которых частота дополнительно прореживается до 1 Гц, а энергия на выходе достигает 2000 мДж, что обеспечивает так называемый частотный режим работы фемтосекундной системы на уровне 30 мДж сигнала на 910 нм. После усиления в Yb:YLF спектр сигнала дополнительно обужается до примерно 0,3 нм, но он всё ещё остаётся стретчированным с длительностью порядка 1 нс. Оставшаяся после накачки частотной части энергия импульса накачки поступает в мощный наносекундный стержневой усилитель на неодимовом стекле с ламповой накачкой, где его энергия увеличивается до уровня более 250 Дж [3]. После преобразования во вторую гармонику этот импульс используется для накачки финального каскада параметрического усиления. Напомним, что при длительности около 1 нс импульс содержит линейную частотную модуляцию внутри 0,3 нм спектрального интервала.

Мощный усилитель снабжён системой разделения на два импульса [29], позволяющей увеличивать эффективность усилителя за счёт более эффективного съёма инверсии в активных элементах. Данная система может быть использована как для накачки дополнительных каскадов усиления (если они появятся в ходе дальнейшей модернизации лазера PEARL), так и для генерации дополнительного наносекундного предымпульса [14] для экспериментов по лазерно-плазменному взаимодействию, при сохранении энергетики фемтосекундного сигнала.

2.1.2. Фемтосекундный канал. Основная часть импульса с задающего генератора МО на длине волны 1030 нм усиливается в регенеративном фемтосекундном усилителе (РФУ) до миллиджоульного уровня, после чего направляется на систему формирования сигнального фемтосекундного излучения, работающую на основе генерации суперконтинуума с последующим параметрическим преобразованием и усилением с применением фемтосекундной накачки (СК + фс ПАУ). На выходе импульс имеет центральную длину волны 910 нм, длительность 20 фс и энергию около 10 мкДж. Более подробно устройство такой системы формирования сигнального излучения описано в работе [13]. Дальнейшее усиление происходит в трёхкаскадном параметрическом усилителе (см. рис. 1). Первые два каскада способны работать в частотном режиме до 10 Гц и накачиваются частотной наносекундной частью с диодной накачкой. Энергия в частотном режиме составляет ~ 30 мДж. Финальный каскад усиления, накачиваемый излучением второй гармоники наносекундного стержневого усилителя, обеспечивает увеличение энергии chirpiрованного импульса до 20 Дж на выходе из компрессора.

В разовом режиме частота следования импульсов не превышает один выстрел в 20 мин.

Данная архитектура за счёт оптической синхронизации и возможностей параметрического преобразования частот является очень гибкой и постоянно совершенствуется. В настоящее время идёт активная работа по увеличению доли лазерной схемы с диодной накачкой за счёт последовательной замены всё более мощных ламповых усилителей.

2.2. Возможности заведения излучения в мишенную камеру и его фокусировка

Как сигнальный импульс (~ 20 Дж, 910 нм, 30 фс), так и импульс накачки (~ 250 Дж, 1054 нм, 1 нс) могут быть использованы для воздействия на мишень. Поскольку решётки компрессора находятся в вакууме, а интенсивность сигнального излучения (~ 2 ТВт см $^{-2}$) в апертуре ~ 20 см вызывает существенную нелинейность любых проходных оптических элементов, заведение сигнального импульса в мишенную камеру осуществляется по вакуумному оптическому тракту, а фокусировка производится при помощи внеосевого параболического зеркала. Интенсивность наносекундного импульса (~ 3 ГВт см $^{-2}$) вакуумизации не требует, импульс может быть доставлен в камеру взаимодействия по воздуху, заведён через оптическое окно и сфокусирован при помощи линзы. Потенциально для воздействия на мишень также может быть использовано излучение холостой волны, ширина спектра и длительность которого сопоставимы с параметрами сигнального излучения. Однако использование холостой волны сопряжено с техническими сложностями, в частности, в нём присутствует угловая дисперсия и нескомпенсированная отрицательная дисперсия групповой скорости (знак чирпа отличается от сигнальной волны). В связи с последним обстоятельством холостую волну невозможно компрессировать до фемтосекундной длительности [30] по причине отсутствия петаваттных компрессоров с подходящим знаком дисперсии групповой скорости, однако её можно использовать в экспериментах как дополнительный канал наносекундного излучения, причём на длине волны, отличной от длины волны накачки. При воздействии излучением накачки на мишень, для сохранения параметров сигнального излучения, импульс накачки наиболее целесообразно выхватывать из финального каскада усиления, поскольку при этом не страдает накачка первых двух каскадов усиления (рис. 1). При разработке усилителя накачки финального каскада была заложена возможность работы в двухимпульсном режиме [29], при котором затравка делится на два последовательных импульса с ортогональными поляризациями. Один из последовательных импульсов используется для накачки финального параметрического каскада ПАУ-3 (см. рис. 1), в то время как дополнительный импульс может быть заведён в мишенную камеру для воздействия на мишень. Схема может обеспечить энергию дополнительного импульса до сотен джоулей (250–300 Дж) при сохранении параметров накачки сигнала и, как следствие, фемтосекундного импульса.

2.3. Повышение фокальной интенсивности фемтосекундного импульса

Для повышения пиковой интенсивности фемтосекундного импульса при фокусировке на комплексе PEARL

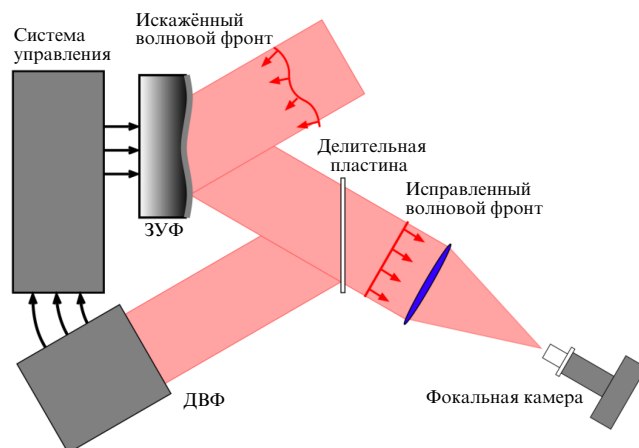


Рис. 2. Схема АОС. ЗУФ — зеркало с управляемой формой поверхности, ДВФ — датчик волнового фронта.

используются две ключевые технологии: коррекция волнового фронта и нелинейная посткомпрессия.

Для коррекции волнового фронта используется адаптивная оптическая система АОС (рис. 2), включающая в себя зеркало с управляемой формой поверхности [31] (ЗУФ) и расположенный в диагностическом канале датчик волнового фронта (ДВФ) [32], при помощи которого реализована обратная связь. Диагностический канал удобно располагать за одним из плоских зеркал оптического тракта с высоким коэффициентом отражения, где излучение многократно ослаблено.

В режиме коррекции АОС улучшает фокальное пятно за счёт изменения профиля поверхности ЗУФ. Управление формой ЗУФ происходит на основе алгоритма фазового сопряжения [33], для корректной работы которого требуется информация об эталонной форме волнового фронта, при которой фокальное пятно является оптимальным. Алгоритм фазового сопряжения является прямым и подходит для работы на высоких частотах повторения, поскольку способен компенсировать быстрые динамические искажения, связанные, например, с воздушными потоками в оптическом тракте.

Неидеальность оптических элементов, расположенных между ДВФ и фокальным пятном, а также ошибки их юстировки приводят к необходимости проведения процедуры калибровки АОС, заключающейся в нахождении специфичной для данной оптической схемы эталонной формы волнового фронта. Калибровка, в свою очередь, производится итерационными методами [23, 34], слишком долгими для их применения в ходе штатной коррекции волнового фронта. Ошибки калибровки, очевидно, приводят к снижению качества фокусировки при коррекции.

Благодаря использованию АОС в разовом режиме работы (10 Дж, 60 фс, один импульс в 20 мин) удалось значительно повысить качество фокусировки. На начальном этапе в настройном режиме оригинальная методика калибровки [23], учитывающая динамические искажения в оптическом тракте, позволила найти эталонную форму волнового фронта, соответствующую числу Штреля (SR) $\sim 0,85$. Начальная фокусировка лазерного импульса в разовом режиме работы соответствовала SR = 0,26 и СКО волнового фронта 0,138 мкм. Далее в результате работы АОС была достигнута фокусировка с SR = 0,72 и СКО волнового фронта 0,046 мкм. На рисунке 3 представлены дальние зоны (а, г), формы волнового фронта

(б, д), а также ближние зоны (в, е) пучка, до (а – в) и после (г – е) коррекции. Размер исправленного фокального пятна на полувысоте составил $2,46 \times 2,58 \text{ мкм}^2$, что очень близко к дифракционному пределу распределения в дальней зоне при фокусировке $f/2,5$. Пиковая интенсивность, соответствующая такой фокусировке, составляет $1,73 \times 10^{21} \text{ Вт см}^{-2}$ для энергии в импульсе 10 Дж при длительности 60 фс.

Эффективным подходом к повышению максимальной мощности фемтосекундных лазерных систем является технология нелинейной компрессии CafCA (Compression after Compressor Approach) [22]. В основе технологии лежит обогащение спектра в тонких элементах с керровской нелинейностью с последующей компенсацией квадратичной дисперсии.

Отметим, что фокусировка лазерного импульса после CafCA требует особых подходов, в частности, использования оптических элементов, подготовленных для работы с более широким спектром излучения, и модификацию АОС [25, 27].

Проведённые на лазерной установке PEARL эксперименты по фокусировке импульса после CafCA показали, что АОС позволяет увеличить число Штреля с $SR = 0,15$ до $SR = 0,52$ [27]. Результаты были получены для очень сильных нелинейных искажений волнового фронта (В-интеграл составлял ~ 10) и частоты повторения один выстрел в 20 мин. Длительность сжатого в результате посткомпрессии импульса составляла порядка 10 фс [26], таким образом, при энергии в импульсе 10 Дж и фокусирующей системе $f/2,5$ пиковая интенсивность в этом случае составила бы порядка $4,73 \times 10^{21} \text{ Вт см}^{-2}$.

Также стоит отметить, что возможность управления волновым фронтом лазерного импульса при помощи АОС

позволяет изменять конфигурацию пятна излучения на мишени (например, вытягивать фокальное пятно в одном направлении или создавать два разнесённых фокальных пятна), а также смещать плоскость перетяжки вдоль оптической оси, что расширяет возможность настройки оптических схем и спектр возможных экспериментов.

Таким образом, способность управления волновым фронтом, сокращение длительности лазерного импульса и повышение его пиковой интенсивности при фокусировке позволяют поднять прикладной потенциал лазерного комплекса PEARL.

2.4. Магнитная система

На установке PEARL в экспериментах с лазерной плазмой используется оригинальная импульсная магнитная система, позволяющая генерировать импульсные (длительность $\sim 5 \text{ мс}$) магнитные поля индукцией до 18 Тл [15]. Магнитное поле создаётся катушкой Гельмгольца (рис. 4), помещённой в изолированный резервуар, заполненный жидким азотом, для повышения стабильности параметров разряда от импульса к импульсу. Отдельные катушки в магнитной системе могут быть подключены двумя способами, так чтобы ток в катушках тёлсонаправленно или встречно. В первом случае реализуется квазиоднородная конфигурация магнитного поля (рис. 18а), во втором случае — конфигурация с нулевым магнитным полем в центре, так называемая суср-конфигурация (рис. 18б). На рисунке 18 для каждой конфигурации катушек приведены распределения модуля индукции магнитного поля. Несущий корпус обеспечивает механическую прочность системы, необходимую для противостояния импульсным механическим нагрузкам порядка 100 МПа [15], возникающим при встречном подключении. Конструкция магнитной системы позволяет наблюдать и заводить оптическое излучение одновременно вдоль нескольких направлений (см. рис. 4).

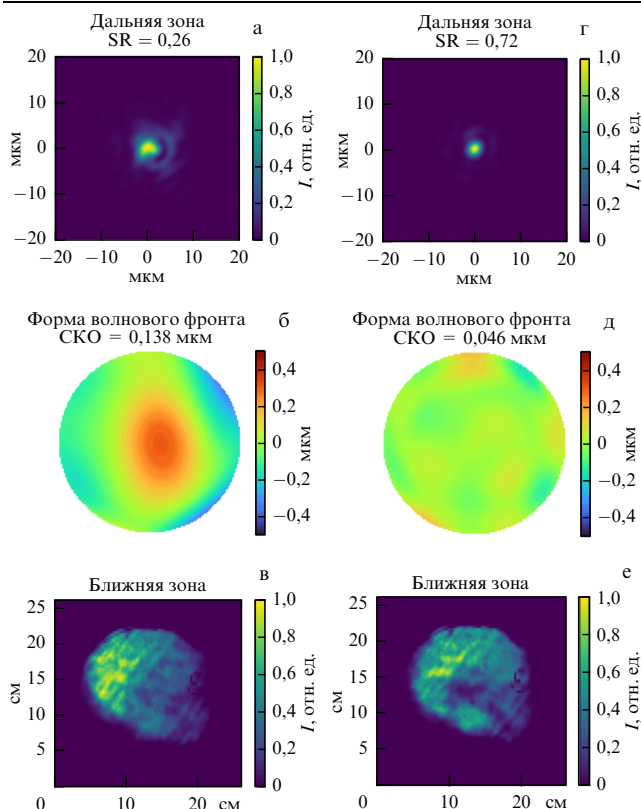


Рис. 3. Изображения дальних зон (а, г), форм волнового фронта (б, д), а также ближних зон (в, е) пучка до (а – в) и после (г – е) коррекции.

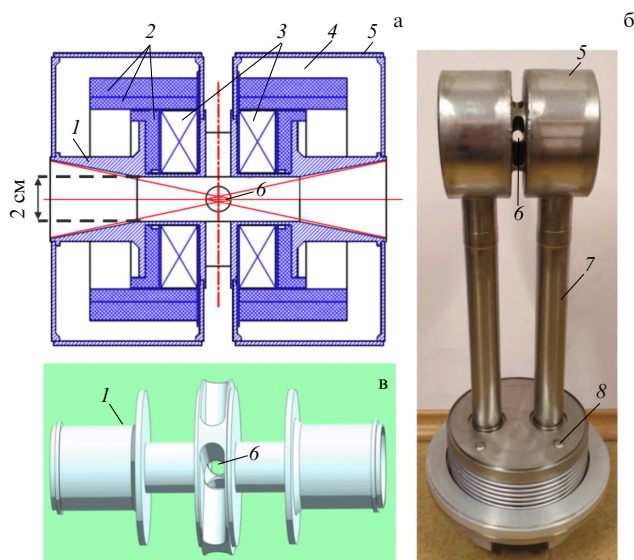


Рис. 4. (а) Схематичное изображение магнитной системы в разрезе, (б) внешний вид магнитной системы, (в) внутренняя силовая часть с смотровыми окнами: 1 — металлический силовой каркас, 2 — композитные элементы силового каркаса, 3 — обмотки, 4 — азотная камера, 5 — внешний экран, 6 — отверстия для ввода лазерного излучения и диагностики плазменного потока, 7 — каналы азотного охлаждения, 8 — узел термической развязки и подстройки ориентации магнитной системы. (Рисунок адаптирован из работы [15].)

2.5. Ключевые методы диагностики лазерно-плазменного взаимодействия

В основе экспериментальных исследований на лабораторном комплексе лежит широкий, постоянно расширяющийся набор методов для диагностики лазерно-плазменного взаимодействия. Многие из этих методов были существенно модифицированы для конкретных экспериментальных условий.

2.5.1. Интерференционная диагностика. Одной из основных диагностик лазерной плазмы в лабораторных экспериментах является оптическая интерферометрия [17, 35]. Данная диагностика позволяет качественно исследовать динамику и структуру распространяющегося плазменного потока, выявлять характерные особенности развивающихся плазменных неустойчивостей [18, 36], а также получать количественные оценки скорости распространения плазмы и, при некоторых допущениях, восстанавливать распределение её концентрации.

Типичная схема диагностики на базе интерферометра Маха–Цандера представлена на рис. 5. В качестве зондирующего излучения использовался маломощный лазерный импульс с центральной длиной волны 910 нм, длительностью < 60 фс, выхваченный из фемтосекундного канала. В различных экспериментальных сессиях методы выделения зондирующего излучения из фемтосекундного канала отличались. В экспериментах, в которых мощный фемтосекундный импульс не использовался, излучение фемтосекундного канала забиралось целиком перед финальным каскадом усиления, компрессировалось и направлялось в мишенную камеру по воздуху. В экспериментах с использованием мощного фемтосекундного излучения часть лазерного драйвера отщеплялась при помощи небольшого субапертурного зеркала, введённого в основную апертуру на выходе компрессора (см. рис. 1).

В одном из плеч интерферометра в вакуумной камере находился исследуемый объект — поток плазмы, создаваемый мощным лазерным импульсом. Для переноса изображения из области объекта на матрицу регистрирующей CCD-камеры (K_1) использовался телескоп, состоящий из двух линз L_1 и L_2 .

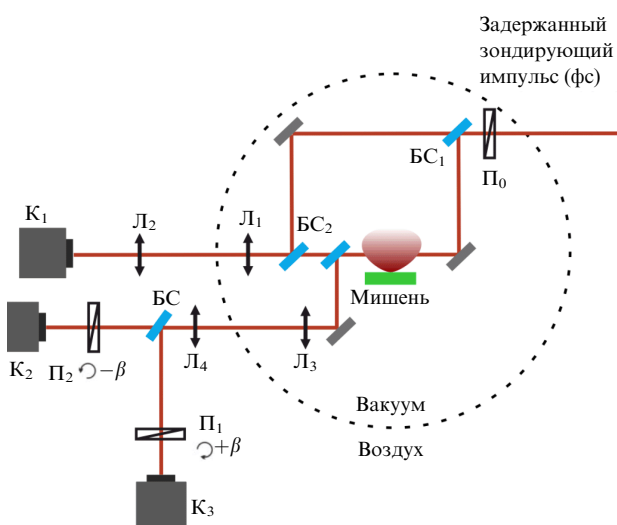


Рис. 5. Принципиальная схема интерференционной и поляризметрической диагностики.

Линия задержки позволяла варьировать время прихода зондирующего импульса на мишень в диапазоне от 0 до ~ 100 нс от момента прихода импульса накачки, который в ряде экспериментов (см. раздел 4) был наносекундным.

Плазменный объект вносит фазовые искажения, проявляющиеся в виде сдвига полос относительно невозмущённого состояния, т.е. в отсутствие плазменного объекта, на интерференционной картине.

На рисунке 6 представлен пример типичного исследуемого плазменного потока и показаны основные шаги обработки для восстановления двумерного профиля набега фазы оптического излучения $\phi(x, y)$ в плазме из интерференционной картины с применением пакета IDEA (Interferometric Data Evaluation Algorithms) [37].

Связь набега фазы вдоль направления распространения оптического импульса с линейной интегральной электронной концентрацией N_l однозначно определяется формулой

$$N_l(x, y) = \int_0^l N(x, y, z) dz = \frac{2c}{\omega} N_{cr} \phi(x, y), \quad (1)$$

где $N_{cr} = m\omega^2/4\pi e^2$ — критическая концентрация, ω — частота зондирующего импульса. Профиль распределения линейной интегральной концентрации плазменного потока представлен на рис. 6д.

В предположении, что поток распространяющейся плазмы обладает цилиндрической симметрией, например, в случае разлёта вдоль направления силовых линий магнитного поля [38–40], трёхмерная концентрация плазмы может быть восстановлена при помощи обратного преобразования Абеля на основании одного профиля линейной концентрации. Для асимметричного распределения концентрации, возникающего, в частности, при разлёте плазмы поперёк магнитного поля, для восстановления трёхмерной концентрации плазмы требуется несколько ортогональных профилей линейной концентрации.

Для параметров, характерных для лазерной установки PEARL, оптическая интерференционная диагностика

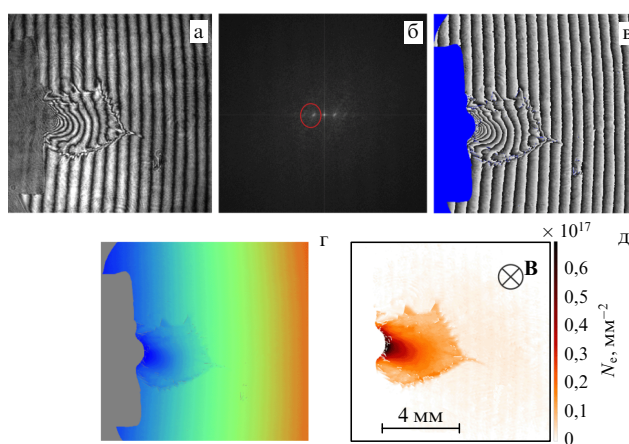


Рис. 6. Основные этапы обработки интерферограммы с помощью программного пакета IDEA. (а) Типичная интерферограмма плазмы, разлетающейся во внешнее магнитное поле (см. раздел 4). (б) Фурье-спектр, (в) результат фурье-фильтрации — ступенчатый образ фазы, (г) набег фазы в плазменном объекте $\phi(x, y)$ и "линейная" фаза (артефакт обработки), (д) двумерная линейная концентрация плазмы.

позволяет обеспечить измерения концентрации лазерной плазмы в диапазоне значений от $\sim 5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ до $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ [16–18, 36].

2.5.2. Поляриметрическая диагностика. Для измерения пространственного распределения магнитных полей, возникающих в плазме, используется поляриметрический метод, основанный на эффекте Фарадея, согласно которому распространение линейно поляризованного оптического излучения в плазме, содержащей магнитное поле, приводит к повороту плоскости поляризации излучения. По пространственному распределению угла поворота поляризации в пучке зондирующего импульса можно получить информацию о распределении магнитных полей в плазме, разлетающейся от мишени. Путём изменения задержки зондирующего импульса относительно мощного импульса, создающего плазму, исследуется динамика магнитных полей. Принципиальная схема поляриметрической диагностики приведена на рис. 5.

Линейная поляризация зондирующего излучения на входе в плазму обеспечивается поляризатором Π_0 . Оптическая система, состоящая из линз L_3 и L_4 , переносит изображение зондирующего пучка из области плазмы на ПЗС камеры K_2 и K_3 . После прохождения области плазмы пробный зондирующий импульс разделяется делителем БС на два канала, в каждом из которых стоят поляризаторы (Π_1 и Π_2). На первом этапе настройки диагностической схемы пары поляризаторов $\Pi_0 - \Pi_1$ и $\Pi_0 - \Pi_2$ настраиваются на минимум прохождения пробного импульса в отсутствие плазмы (скрещенное положение поляризаторов). На втором этапе поляризаторы Π_1 и Π_2 поворачиваются относительно скрещенного положения на одинаковый по величине, но противоположный по знаку относительно направления распространения пробного излучения угол β . При такой настройке поворот плоскости поляризации в плазме приводит к уменьшению интенсивности сигнала в одном из каналов и увеличению её во втором. Такая настройка поляриметрических каналов даёт возможность найти не только амплитуду, но и направление поворота поляризации [35, 41]. Используемая схема поляриметрических измерений обеспечивает пространственное разрешение около 7 мкм и позволяет измерять поворот плоскости поляризации на углы $\geq 0,1^\circ$.

2.5.3. Фокусирующий спектрометр с пространственным разрешением. Для регистрации интегрированных во времени эмиссионных спектров лазерной плазмы в рентгеновском диапазоне в лабораторных экспериментах применяется диагностика FSSR (фокусирующий спектрометр с пространственным разрешением) [42]. Такой спектрометр обладает высоким спектральным разрешением, позволяющим регистрировать отдельные характеристические линии атомов, по соотношению интенсивностей и толщин которых могут быть определены температура и концентрация исследуемой плазмы.

На рисунке 7 представлена принципиальная схема детектирования сигнала при помощи FSSR.

Работа спектрометра основана на разделении в пространстве спектральных компонент излучения плазмы на сферически вогнутом кристалле. Кристалл с радиусом кривизны R формирует изображение на окружности (S_2) радиусом $R/2$, т.е. отражённый от решётки пучок и все порядки дифракции находятся на данной окружности.

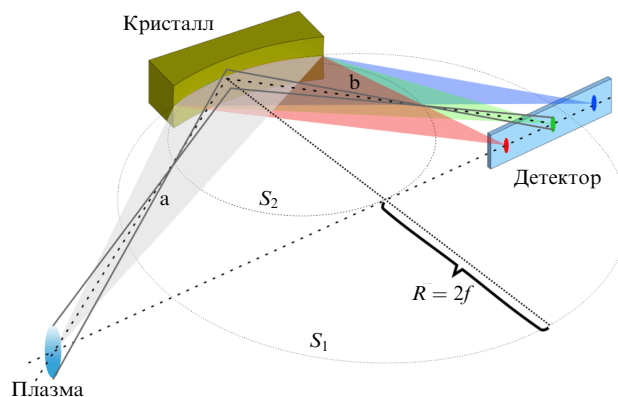


Рис. 7. Схема детектирования сигнала при помощи FSSR.

В экспериментах по ускорению протонов на комплексе PEARL [5] применялся спектрометр с характерным спектральным разрешением $\lambda/\Delta\lambda \sim 3000$ на основе сферически изогнутого кристалла слюды ($2d = 19,94 \text{ \AA}$, где d — межплоскостное расстояние кристаллической решётки; радиус кривизны $R = 150 \text{ мм}$).

Настройка кристалла является специфичной для каждого конкретного материала, из которого состоит облучаемая лазерным импульсом мишень. Например, в эксперименте по ускорению ионов (см. раздел 3.2) кристалл был выставлен таким образом, чтобы одновременно регистрировать характеристические спектры ионов алюминия (линии He_α , K_α и Lu_α) во втором порядке отражения в диапазоне длин волн $6,8 - 8,43 \text{ \AA}$ ($1,45 - 1,85 \text{ кэВ}$), а также рекомбинационный континуум в диапазоне энергий $2,21 - 2,73 \text{ кэВ}$ в третьем порядке отражения.

Регистрируемые при помощи рентгенофлуоресцентных пластин (Imaging Plate) спектры позволяют оценить температуру и концентрацию плазмы в области взаимодействия. Типичная FSSR спектрограмма показана в разделе 3.2.

2.5.4. Спектрометры ускоренных заряженных частиц. Для измерения спектров заряженных частиц, кроме широко распространённых слоистых детекторов на основе радиохромных плёнок [43] и термолюминесцентных детекторов [44], на комплексе PEARL используются специально адаптированные к экспериментальным условиям магнитные спектрометры.

В основе работы магнитного спектрометра лежит зависимость циклотронного радиуса заряженной частицы от кинетической энергии. В простейшем случае спектрометр состоит из магнитной системы и детектора, который позволяет измерять отклонение частицы в магнитном поле (рис. 8а).

В качестве детектора могут выступать, например, рентгенографические пластины (IP — Imaging Plate), скинтилляторы, ПЗС-матрицы и т.п. Заряженные частицы с большей кинетической энергией отклоняются в меньшей степени, что приводит к размыванию следа на детекторе поперёк магнитного поля (рис. 9 из раздела 3.1.1). Зная дисперсию спектрометра, по следу на детекторе можно восстановить энергетический спектр частиц.

Пучки заряженных частиц могут иметь значительный угловой разброс, что приводит к неоднозначности определения угла вылета частицы при восстановлении спек-

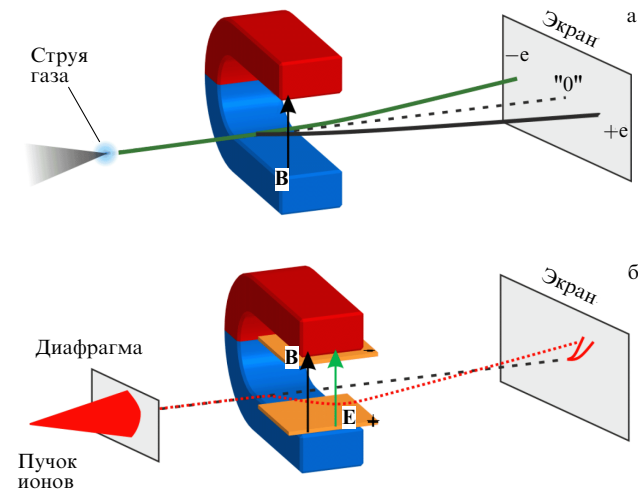


Рис. 8. (а) Принципиальная схема одноэкранного магнитного спектрометра. (б) Принципиальная схема спектрометра томсоновская парабола.

ра. Этого можно избежать, если в случае широких пучков добавить на некотором расстоянии от входа спектрометра щель или круглую диафрагму. В случае же узких пучков может быть реализована схема с двумя экранами [45]. Добавление дополнительной точки измерений позволяет исключить неоднозначность в определении угла вылета частицы и значительно снижает ошибку при восстановлении спектра. Угловое распределение хорошо восстанавливается из распределения свечения вдоль магнитного поля на экране, т.е. в том направлении, где магнитное поле частицы не отклоняет, что неоднократно использовалось в экспериментах на PEARL [7].

В простейшей схеме следы на детекторе, оставленные разными видами частиц, могут перекрываться. Если использовать сонаправленные магнитное и электрическое поле перпендикулярно оси пучка (рис. 8б), то следы от частиц с разным заряд-массовым отношением начнут перекрываться меньше и будут иметь форму параболы [46, 47]. Спектрометр, имеющий такое устройство, называют томсоновская парабола. Он позволяет наблюдать ионный состав пучка заряженных частиц. Характерный сигнал спектрометра показан в разделе 3.2.

3. Лазерно-плазменное ускорение заряженных частиц

3.1. Ускорение электронов

Лазерно-плазменное ускорение полем кильватерной волны в сильно нелинейном режиме (так называемом баббл-режиме) исследуется теоретически и экспериментально уже не один десяток лет, однако не все закономерности такого ускорения детально изучены. В одной из пионерских работ [48] были предложены условия для согласованного резонансного взаимодействия, при котором условно совпадают масштабы лазерного импульса в области перетяжки с длиной кильватерной плазменной волны. Из работы [49] можно найти следующее соотношение между параметрами лазерного импульса (w_0 — диаметр перетяжки, a_0 — безразмерная амплитуда поля) и параметрами плазмы (k_p — модуль волнового вектора плазменной волны, R — радиус баббла): $k_p R \simeq k_p w_0 \simeq$

$\simeq 2\sqrt{a_0}$. Аналогичное условие накладывается и на длительность лазерного импульса. При соблюдении таких условий происходит распространение лазерного импульса без значительных изменений профиля импульса. Для согласованного режима ускорения были изучены закономерности, достаточно точно предсказывающие параметры генерируемых электронных пучков и параметры лазерной плазмы. Из этой теории [48] следует, что оптимальные условия для ускорения достигаются, когда длина импульса в пространстве оказывается равна половине плазменной длины волны, причём для фокусировки $f/15$ и длительности 60 фс соответствующая концентрация плазмы равна $1,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а для фокусировки $f/6$ больше — $5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Однако недавние эксперименты и численное моделирование [7, 50, 51] показывают, что энергии ускоренных электронов при несогласовании параметров лазерного импульса и параметров плазмы могут превышать энергии, предсказанные для согласованного режима. Несогласованный режим в значительной степени оказывается неизученным и может быть важным для получения электронов с большими энергиями. При фокусировке $f/46$ при концентрации $\sim 1,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ размер лазерного импульса в перетяжке в два раза превышает размер в согласованном случае для такой концентрации.

На комплексе PEARL было проведено несколько экспериментальных сессий, направленных на исследование ускорения в кильватерной волне в согласованном и несогласованном режимах.

3.1.1. Согласованный режим. Первый эксперимент, направленный на исследование ускорения электронов в согласованном режиме, подробно описан в работах [6, 45]. В этом эксперименте, топология которого идентична представленной на рис. 10, использовались лазерные импульсы с энергией до 10 Дж и длительностью 60 фс, фокусируемые в газовую струю при помощи параболических зеркал $f/15$ и $f/6$. Газовая струя формировалась при помощи сверхзвукового конического сопла диаметром 2, 5 и 10 мм, подача газа (He) управлялась электромагнитным клапаном. Распределение плотности в струе было измерено интерферометрически (см. раздел 2.5.1). В эксперименте концентрация лежала в диапазоне от 1×10^{18} до $1,2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Для регистрации ускоренных электронов и измерения их энергии использовался магнитный спектрометр, построенный по двухэкранной схеме [6, 45], описанной в разделе 2.4 и подходящей для измерения квазиодноэнергетических электронных пучков с узким угловым распределением.

В эксперименте получены моноэнергетичные пучки электронов с энергиями отсечки до 300 МэВ (рис. 9а), минимальным угловым размером 6 мрад и зарядом до 300 пКл. При этом максимальным энергиям отсечки соответствовали заряд 10–20 пКл, а максимальному заряду — энергии 80–100 МэВ. Кроме того, была выявлена зависимость топологии электронных пучков от отношения P/P_c , где P — пиковая мощность лазерного импульса, P_c — критическая мощность для самофокусировки. Для $P/P_c < 2$ электронных пучков не наблюдалось, что, по всей видимости, было связано с отсутствием существенной самоинжекции электронов в кильватерную волну. С превышением порога $P/P_c = 2$ появлялись единичные пучки с максимальными энергиями отсечки, малым уг-

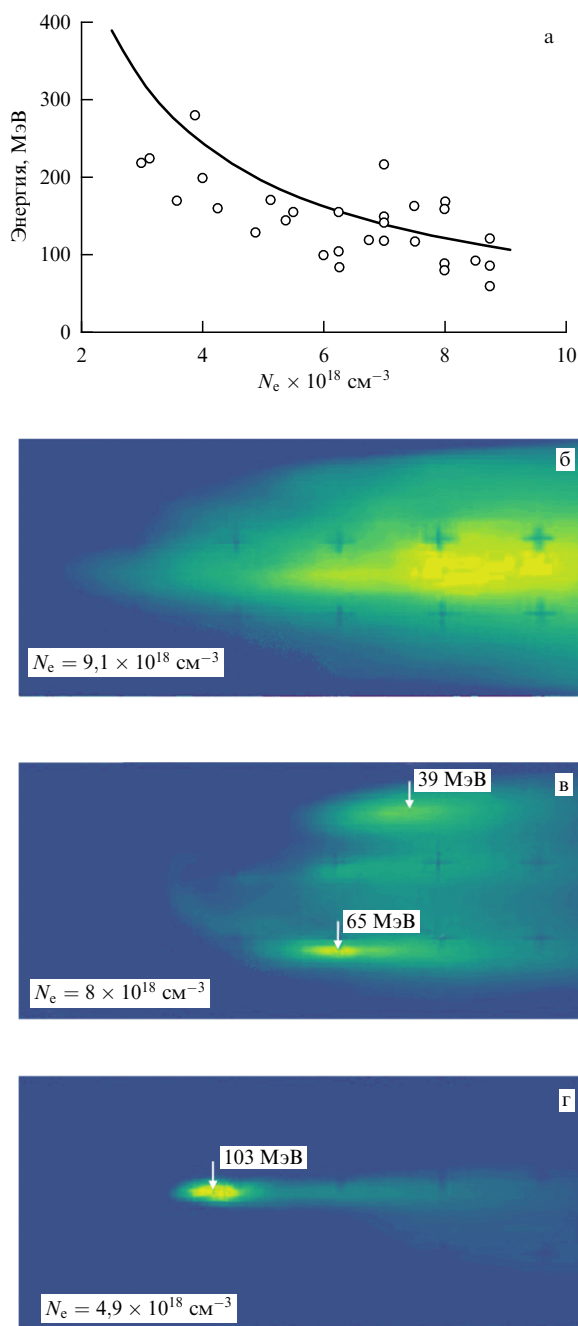


Рис. 9. Зависимость энергии ускоренных электронов от концентрации (а) и пучки электронов при разных концентрациях плазмы (б–г), соответствующие разным соотношениям P/P_c .

ловым размером и умеренными зарядами. С дальнейшим ростом отношения P/P_c последовательно наблюдалось снижение энергии отсечки, сопровождаемое увеличением углового размера электронных пучков и их зарядов (рис. 9г), возникновение нескольких пучков (кластеризация) (рис. 9в) и происходил переход на режим с широким угловым распределением (рис. 9б).

3.1.2. Несогласованный режим. Схема экспериментов [7] по лазерному кильватерному ускорению электронов в несогласованном режиме приведена на рис. 10. Мощный лазерный импульс на центральной длине волны 910 нм при длительности 50–60 фс с энергией до 20 Дж фокусировался сферическим зеркалом $f/46$ (не показано на схе-

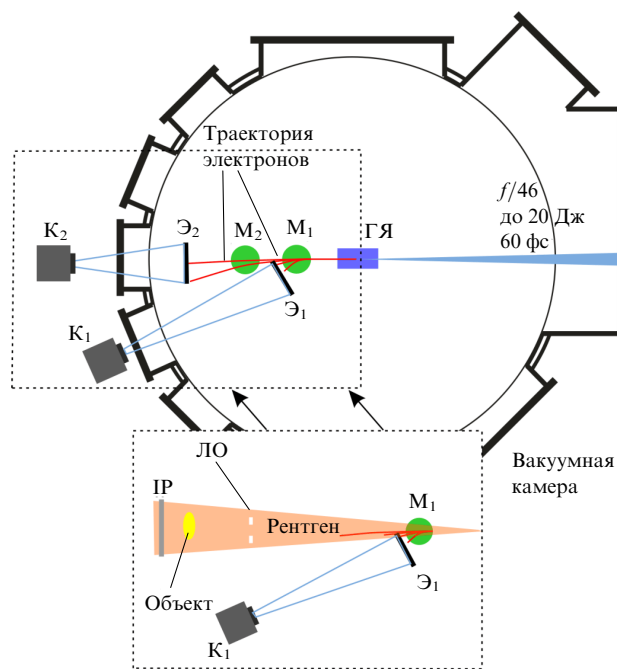


Рис. 10. Схема эксперимента по исследованию несогласованного режима ускорения: ГЯ — газовая ячейка; M_1, M_2 — отклоняющие магниты спектрометра; $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2$ — сцинтилляционные экраны спектрометра; K_1, K_2 — ПЗС-камеры. Фрагмент внутри штрихового прямоугольника показывает модификацию эксперимента для воздействия вторичного излучения на объекты (см. раздел 3.3.1).

ме) в центр мишенной камеры, где в фокальной плоскости зеркала располагалась газовая ячейка. Лазерный импульс с пиковой интенсивностью до $2,3 \times 10^{19} \text{ Вт см}^{-2}$ фокусировался в пятно шириной 44 мкм по полувысоте (FWHM), ионизировал газ и возбуждал кильватерную плазменную волну. Длина использованной в эксперименте газовой ячейки могла меняться в диапазоне от 3 мм до 28 мм. Давление рабочего газа (He) на входе в газовую ячейку могло меняться от 0,1 до 3 бар. Ультразвуковой клапан был синхронизирован с лазерным импульсом и открывался за 30 мс до прихода импульса.

Для измерения энергетических спектров и угловых распределений использовался магнитный спектрометр по двухэкранной схеме (см. раздел 2.4) [6, 45], адаптированный под условия эксперимента. Магнитная система состояла из двух круглых дипольных магнитов M_1 и M_2 (0,6 Тл, диаметром 6 см), расположенных на оси распространения лазерного импульса. В качестве детекторов использовались два сцинтилляционных экрана \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 , свечение которых регистрировалось камерами K_1 и K_2 . Процедура восстановления энергетического и углового распределения подробно описана в работе [7].

Основным результатом эксперимента стало получение пучков электронов с максимальными энергиями до 1,5 ГэВ. Как видно из рис. 11, энергии полученных электронных пучков в исследованном диапазоне длин ячеек и давления газа превысили 150–200 МэВ, при этом энергия отдельных моноэнергетичных пиков в спектрах ускоренных электронов в большой доле выстрелов превысила 500 МэВ.

Восстановленные параметры ускоренных электронов, полученных в серии экспериментов, оказываются в хорошем соответствии с известными зависимостями для согласованного режима кильватерного ускорения. В

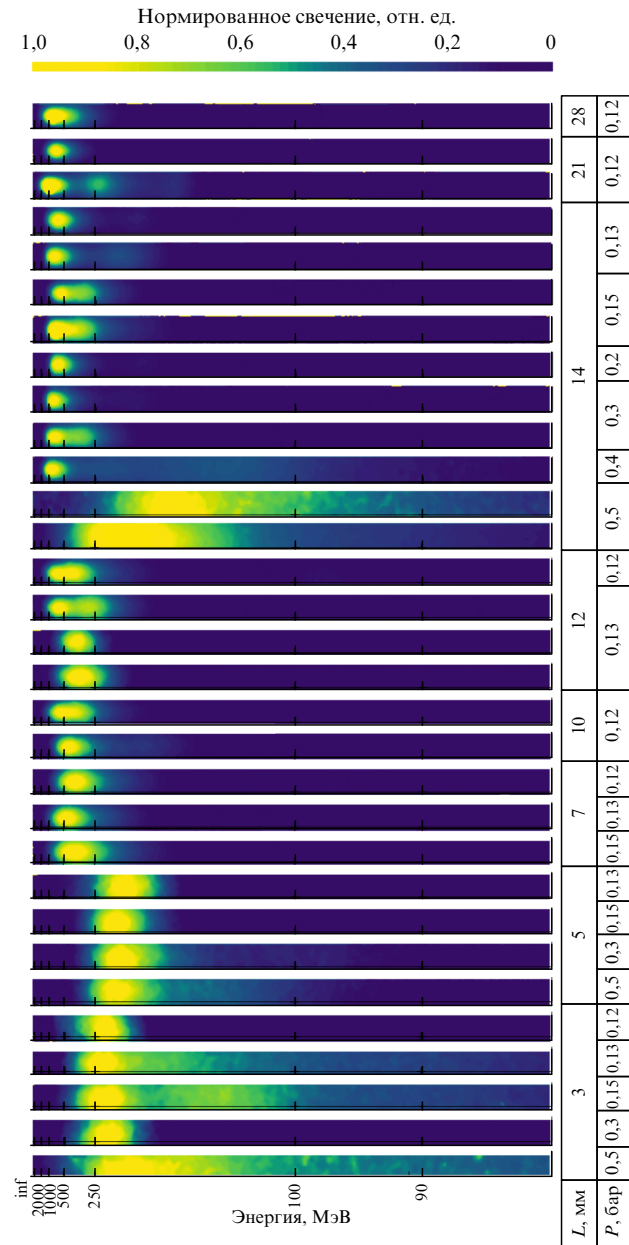


Рис. 11. Избранные выстрелы эксперимента [7].

частности, имеются оптимальные значения давления на входе газовой ячейки, а также длины газовой ячейки для параметров лазерного комплекса PEARL. В первом случае оптимум обусловлен наличием двух конкурирующих факторов. Во-первых, увеличение давления приводит к увеличению концентрации плазмы, что даёт увеличение ускоряющего поля. Однако энергия оптического драйвера начинает быстрее истощаться, приводя к уменьшению энергий ускоряемых частиц. Оптимум по длине газовой ячейки, которая прямо влияет на длину взаимодействия, соответствует длине дефазировки ускоряемого сгустка электронов и кильватерной волны.

Таблица 2. Параметры электронных пучков и установок, на которых эти пучки получены

Установка	λ , мкм	P , ТВт	$f/\#$	$w_0/2$, мкм	N_e , 10^{18} см $^{-3}$	λ_p , мкм	L_{acc} , мм	ΔE_{theor} , ГэВ	$\Delta E_{exp,max}$, ГэВ
PEARL 2011 [6]	0,91	180	$f/15$	11,5	4	16,5	4	0,7	0,3
Astra Gemini [50]	0,8	215	$f/40$	31,6	2,5	20,9	16	1,2	1,6
PEARL 2020 [7]	0,91	216	$f/46$	35,2	3,6	17,4	14	0,78	1,2

Полученные электронные пучки стали рекордными для лазерной установки PEARL. Энергии электронов многократно превысили значения, полученные в экспериментах [6], в ходе которых режимы лазерного кильватерного ускорения электронов выбирались близкими к согласованному баббл-режиму.

В работе [7] не была проведена калибровка концентрации газовой ячейки, однако результаты численного моделирования позволяют оценить концентрацию плазмы во время взаимодействия. В эксперименте эффективное ускорение начиналось с давлений на клапане 0,12 бар, что в численном моделировании соответствовало плотности $1,5 \times 10^{18}$ см $^{-3}$. Оцененная таким образом концентрация, если считать зависимость концентрации в ячейке от давления на входе в неё линейной, позволяет оценить и другие параметры плазмы. Рассчитывая при этом максимальные энергии электронов по согласованной теории, можно увидеть (табл. 2), что энергии электронов в несогласованном случае превышают теоретически возможные значения. Это также соответствует результатам, полученным другими экспериментальными группами [50].

Таким образом, результатом проведённых экспериментов по ускорению электронов стало получение частиц с энергиями до 300 МэВ в режиме согласования параметров лазерных импульсов с параметрами плазмы и до 1,5 ГэВ в несогласованном режиме. Рекордные пучки электронов обладают хорошей направленностью. Полученные результаты хорошо согласуются с известной теорией баббл-режима и самозахвата лазерного импульса. Увеличение энергии ускоренных частиц, как правило, связано с увеличением жёсткости и направленности бетатронного излучения, которое может быть использовано для различных приложений, например, рентгеновского имиджинга (см. раздел 3.3.1).

3.2. Ускорение ионов

Параметры лазерного импульса установки PEARL подходят для эффективного ускорения ионов в режиме TNSA (Target Normal Sheath Acceleration) [52]. Несмотря на то что достигнутые к настоящему моменту энергии отсечки ионов (максимальная энергия, которой отдельные частицы могут достичь в ходе ускорения) недостаточны для реализации социально значимых приложений, таких как адронная терапия рака [53], параметры ускоренных ионов, получаемых на ведущих лазерных установках, хорошо подходят как для предварительных исследований по разработке методик управления энергетическим спектром [54] и фокусировкой [55] ионного пучка, так и для протонной радиографии [56], которая является фактически безальтернативной диагностикой типа накачка – зондирование при экспериментах с плотной непрозрачной плазмой [57].

Экспериментальная демонстрация ускорения протонов проходила в схеме, представленной на рис. 12.

В ходе экспериментальной сессии [5] проводилась фокусировка излучения с диафрагменным числом $f/4$ на

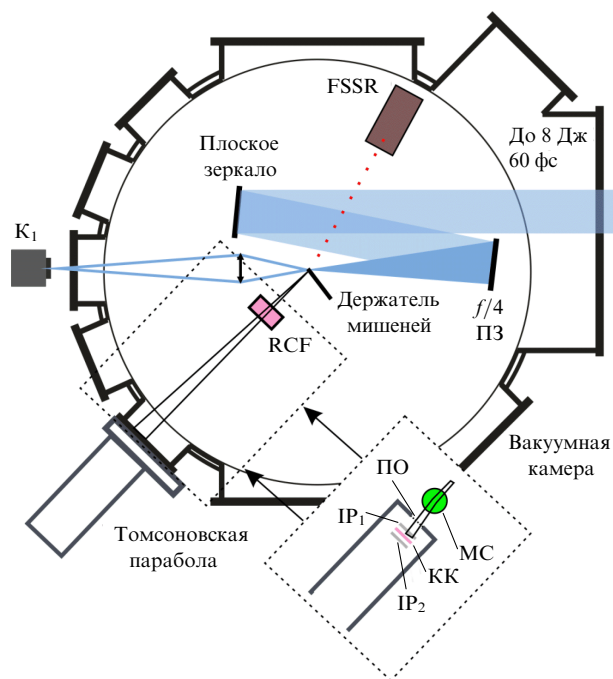


Рис. 12. Принципиальная схема эксперимента по ускорению ионов в TNSA режиме [5]. Фрагмент внутри штрихового прямоугольника показывает модификацию эксперимента для воздействия ускоренных частиц на биологические объекты (см. раздел 3.3.2).

поверхность алюминиевой фольги с толщиной от 0,4 до 10 мкм. Угол между оптической осью и поверхностью мишени составлял 45° . Использовались лазерные импульсы с энергией до 10 Дж и длительностью около 60 фс. Исправление волнового фронта для оптимизации фокусировки проводилось, однако калибровка АОС была неидеальной (см. раздел 2.3), и остаточные искажения волнового фронта приводили к умеренным значениям числа Штреля, не превышающим 0,4, что для 10 Дж соответствовало пиковой интенсивности около 3×10^{20} Вт см $^{-2}$. Наносекундный контраст составлял 2×10^8 и обусловлен усиленной параметрической люминесценцией, имеющей вид пьедестала, длительность которого примерно равна длительности импульса накачки (~ 1 нс), с передним фронтом, опережающим основной импульс на 0,5 нс.

Для диагностики энергетического спектра ускоренных ионов использовались две комплементарные диагностики: слоистый детектор из радиохромных плёнок (RCF-stack) [43] и детектор томсоновская парабола [46] (см. раздел 2.5.4). В центре слоистого детектора было сделано отверстие, через которое ускоренные частицы достигали томсоновской параболы, что допускало одновременную работу обеих диагностик. Примеры необработанных данных со спектрометров представлены на рис. 13.

Напряжённость электрического поля и индукция магнитного поля в томсоновской параболе составляли $6,5$ кВ см $^{-1}$ и $0,4$ Тл соответственно. В качестве детектора в томсоновской параболе использовались рентгенофлуоресцентные пластины (Fujifilm, model TR) в связке с коммерческим IP-сканером (HD-CR 35 DUERR NDT). Диагностика характеристических спектров мишени в области нагрева лазерным импульсом производилась при помощи диагностики FSSR (см. раздел 2.5.3).

Анализ совокупности экспериментальных данных подтверждает высокую эффективность взаимодействия,

что, по всей видимости, связано с оптимальными параметрами для фокусировки и предимпульса и большим вниманием, уделённым процедуре наведения на мишень. Была разработана оригинальная процедура на основе частичной блокировки настроечного излучения острой кромкой мишени, которую иллюстрирует рис. 15. Данная процедура легла в основу экспериментов по повышению остроты фокусировки за счёт перефокусировки при помощи эллиптического зеркала [58] и в основу подхода к сведению и когерентному сложению пучков в проекте XCELS [20].

Анализ экспериментальных данных, представленных на рис. 14, 16, указывает на эффективность передачи энергии от лазерного импульса к плазме. Энергия отсечки ускоренных протонов (см. рис. 13) находится в диапазоне от 43,3 до 44,5 МэВ, что близко к рекорду для соответствующей энергии импульса. Максимальная энергия отсечки была достигнута на мишени с толщиной 0,8 мкм. Число ускоренных частиц можно оценить по графику на рис. 16б. На нём представлены количество (правая шкала) и энергия (левая шкала) частиц с энергией выше определённого значения, отложенного по горизонтальной оси. Например, по графику на рис. 16б можно было сделать вывод, что при выстреле было ускорено 10^7 протонов с энергией более 40 МэВ, суммарная кинетическая энергия которых составила 2×10^{-4} Дж. Направление быстрых протонов совпадает с нормалью к поверхности мишени, причём, согласно рис. 16в, частицы с более высокой энергией обладают более узким угловым распределением, что типично для TNSA режима. На томсоновской параболе (рис. 13а), кроме протонного следа, видны следы от ионов углерода C^+ и кислорода O^+ с разной степенью ионизации, что является следствием загрязнения задней поверхности мишени органическими соединениями.

Рентгеновские спектры (рис. 14а) демонстрируют типичные для материала мишени алюминия характеристические линии и их сателлиты. Характер спектральной интенсивности излучения континуума и соотношения амплитуд характеристических линий соответствуют температуре около 300 эВ и твердотельной плотности плазмы. Отметим, что спектральные компоненты, находящиеся в двух диапазонах, лежащих между резонансной Ly_α и линиями He_α , а также от электронных сателлитов He_α до нейтральной линии K_α , обусловлены излучением полых атомов KK и KL соответственно [59, 60]. Полые атомы могут быть созданы только в относительно холодной зоне твёрдой плотности, расположенной на периферии центральной зоны, облучённой лазером, при одновременном воздействии рентгеновских лучей и быстрых электронов, генерируемых в центральной зоне. Появление полых атомов указывает на присутствие рентгеновского излучения достаточно высокой интенсивности (вероятно, превышающей 10^{17} Вт см $^{-2}$, чтобы доминировать в кинетике плазмы) и на твердотельную плотность периферийной области, что является косвенным подтверждением отсутствия разрушения мишени предимпульсом на момент прихода основного импульса. Рентгеновское излучение в данном случае возникает по тормозному механизму из электронов, разогретых лазерным импульсом, что также свидетельствует об эффективной передаче энергии от лазера к электронам.

Доминантный режим передачи энергии от лазерного импульса к электронам мишени и, как следствие, его

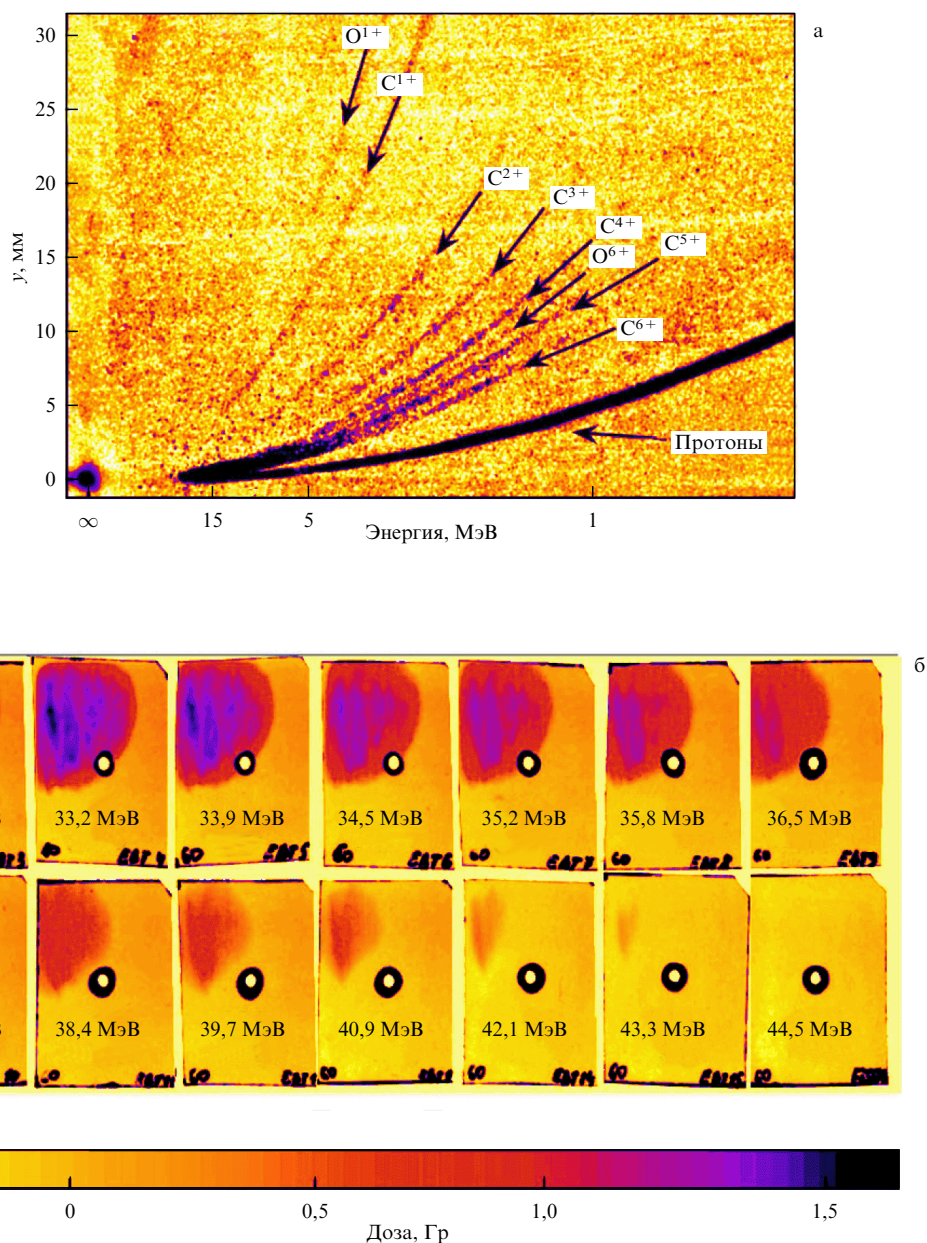


Рис. 13. Спектральная диагностика ускоренных ионов. (а) Типичные "сырые" данные томсоновской параболы и (б) данные стопки радио-хромных плёнок в выстреле с рекордной энергией отсечки $> 43,3$ МэВ.

эффективность определяется пространственным распределением плазмы на момент прихода основного импульса. Поэтому роль предимпульса в эффективности ускорения ионов является определяющей. Одномерные численные оценки показывают на момент прихода основного импульса наличие существенной преплазмы на масштабах порядка 1 мкм с линейным нарастанием от 10^{21} до 10^{23} см^{-3} [5].

Таким образом, экспериментальные условия, реализуемые на комплексе PEARL при фокусировке лазерного излучения на тонкие металлические фольги (толщиной ~ 1 мкм), способствуют эффективному ускорению ионов. Продемонстрированы протонные пучки, максимальная энергия и заряд которых достаточны для экспериментального исследования вопросов лазерного ускорения частиц, разработки подходов к манипуляции лазерными протонами при помощи методов

магнитной оптики и разработки приложений, связанных с воздействием на биологические объекты (см. раздел 3.3.2), а также для реализации диагностики плазменных полей в непрозрачной плазме в экспериментах по лабораторной астрофизике и физике высокой плотности энергии.

3.3. Приложения вторичных источников рентгена и заряженных частиц с лазерным драйвером

Как было показано выше, под воздействием мощного фемтосекундного излучения лазера PEARL плазма может становиться ярким источником электромагнитного излучения рентгеновского диапазона и пучков ускоренных электронов и ионов. Это делает лазерно-плазменный комплекс PEARL удобным инструментом для исследования и разработки приложений на основе таких источников вторичного излучения.

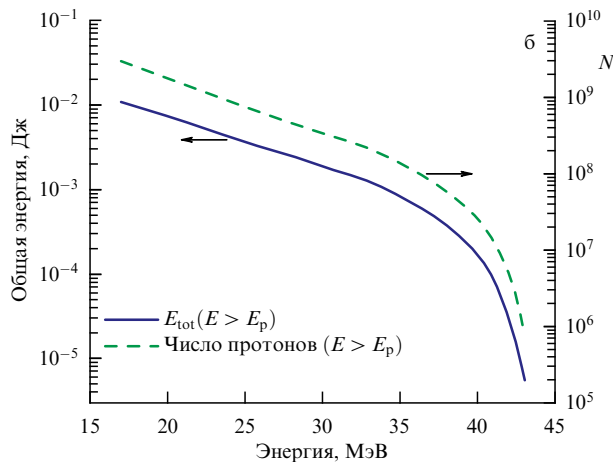
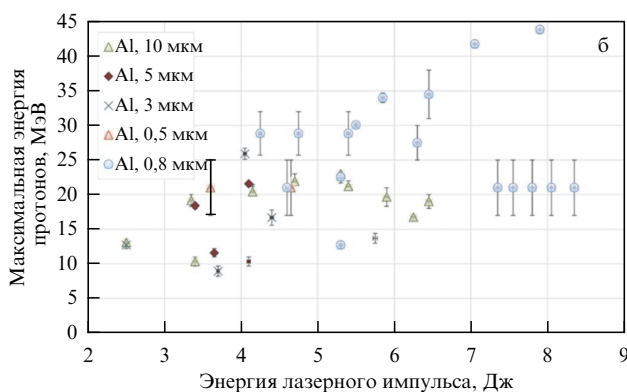
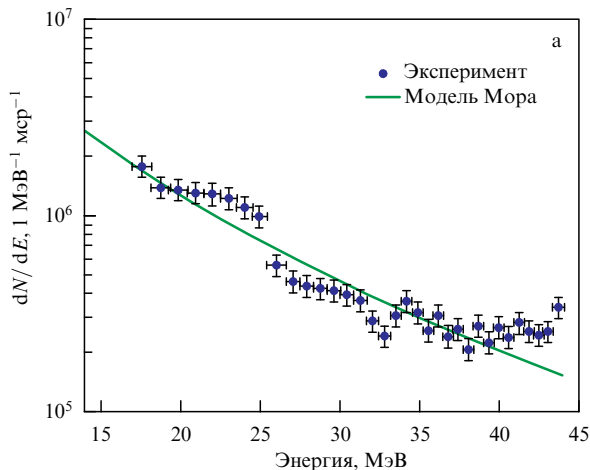
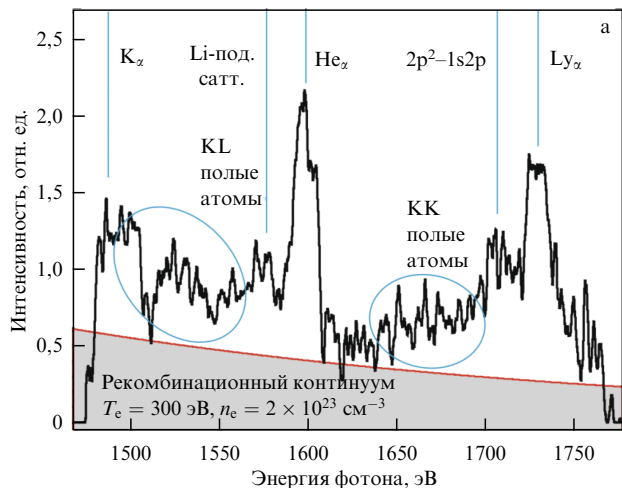


Рис. 14. (а) Результаты обработки данных с FSSR и (б) статистика энергии отсечки в ходе экспериментальной серии.

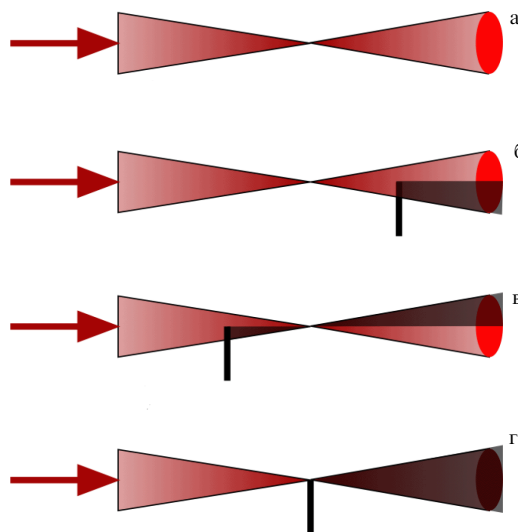


Рис. 15. Схема процедуры наведения.

3.3.1. Рентгеновский имиджинг. Недорогие, компактные и яркие источники рентгеновского излучения востребованы в медицине, в частности при малодозной фазоконтрастной рентгеновской томографии для неинвазивной диагностики новообразований. Такие источники вторичного излучения могут быть получены в сильно нелинейном режиме взаимодействия релятивистски сильного лазерного импульса с плазмой. Ускоряющиеся в плаз-

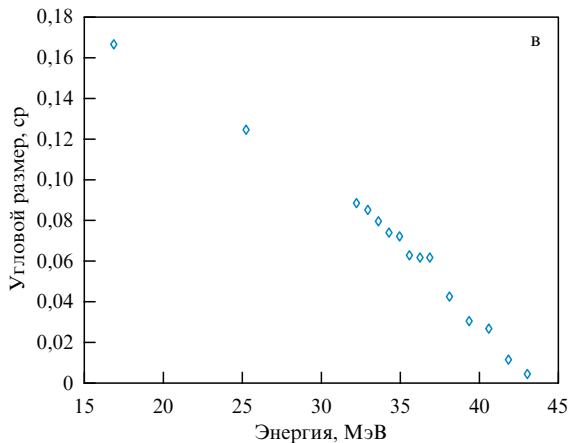


Рис. 16. Спектры, восстановленные из данных со слоистого детектора протонов: (а) энергетический спектр, (б) график, характеризующий суммарную энергию, содержащуюся в протонном пучке, и число частиц с энергией более E_p и (в) ширина углового спектра протонов в зависимости от энергии.

менной волне электроны совершают поперечные бетатронные колебания, приводящие к генерации электромагнитного излучения. Для типичных параметров взаимодействия лазерного импульса с плазмой частота бетатронного излучения находится в рентгеновской области электромагнитного спектра от единиц до десятков кэВ [61].

На базе экспериментальной схемы по лазерному ускорению электронов в поле кильватерной волны с использованием газовой ячейки, подробно описанной в

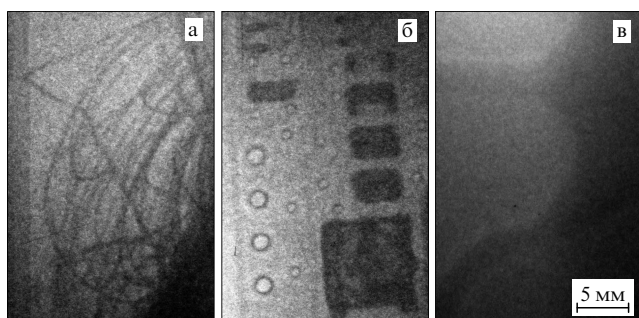


Рис. 17. Характерные изображения объектов, облучаемых бетатронным рентгеновским излучением: (а) моток проволоки, (б) микросхема, (в) лапка и хвост лабораторной мыши.

разделе 3.1 и в работе [7], была реализована экспериментальная серия, направленная на использование бетатронного рентгеновского излучения для имиджинга оптических непрозрачных объектов.

Схема эксперимента представлена на рис. 10. Лазерный импульс (длина волны 910 нм, длительность 60 фс, энергия до 20 Дж) полого фокусировался на входную диафрагму газовой ячейки (ГЯ) с гелием (давление на входе клапана до 5 атм). Для измерения энергетических спектров ускоренных электронов использовался магнитный спектрометр, состоящий из магнитной системы на постоянных магнитах (M_1) и сцинтилляторного экрана (Ξ_1), эмитирующее излучение в оптическом диапазоне регистрировалось ПЗС-камерой (K_1) с оптическим объективом. На оптической оси лазерного излучения вне объёма мишенной камеры располагался объект, облучаемый генерируемым бетатронным рентгеновским излучением. Рентгеновские снимки делались при помощи рентгенофлуоресцентной пластинки (IP), установленной за объектом. Для минимизации влияния поглощающих материалов на генерируемое бетатронное излучение на выходной фланец мишенной камеры, расположенный на оси следования лазерного излучения, использовалось окно (ЛО) из лавсана ($C_{10}H_8O_4$)_n толщиной 0,2 мм.

На рисунке 17 представлены рентгеновские снимки различных объектов: металлическая проволока (а), микросхема (б) и фрагменты лапки и хвоста лабораторной мыши (в). Относительно низкий контраст полученных изображений может быть связан с паразитной засветкой детектора тормозным излучением ускоренных электронов, взаимодействующих с элементами схемы и мишенной камеры, или с неоптимальными параметрами плазмы, приводящими к дроблению лазерного импульса на множество филаментов и, как следствие, к увеличению эффективного размера источника. Есть все предпосылки ожидать, что блокировка паразитных источников засветки и оптимизация параметров плазмы позволит поднять качество получаемых изображений на типичный для подобных установок [62, 63] уровень.

3.3.2. Протонная терапия. Компактные источники лазерно-ускоренных протонов представляют интерес для медицинских приложений, в первую очередь в аспекте терапии раковых заболеваний. Наличие у ионов брэгговского пика поглощения [64], глубина которого зависит от кинетической энергии протона на входе в живую ткань, позволяет локализовать воздействие на облучаемую опухоль и снизить радиационную нагрузку на окружаю-

щие здоровые ткани. На сегодняшний день лазерно-плазменные технологии ускорения ионов не обеспечивают требуемых для широкого применения в медицине параметров ионных пучков. В частности, рекордные экспериментально достигнутые значения энергии отсечки около 94 МэВ [65] ниже требуемого для протонной терапии уровня ~ 250 МэВ [66]. Однако потенциальные преимущества терапии, такие как дешевизна и компактность, делают работы по развитию этих технологий весьма актуальными. Отработка базовых методик доставки лазерно-ускоренных протонов и их воздействия на биологические объекты возможна уже на существующих лабораторных комплексах [67, 68].

Для апробации методов воздействия лазерно-ускоренных протонов на биологические объекты схема, применявшаяся в экспериментах по ускорению протонов (см. раздел 3.2), была дополнена модулем для размещения живых объектов и оборудованием для обеспечения жизнедеятельности живых клеточных культур [69]. Модуль представлял собой металлический цилиндр длиной 0,5 м, вмонтированный в один из фланцев мишенной камеры, позволяющий размещать подложку с клетками на минимальном расстоянии 0,3 м от источника лазерно-ускоренных протонов.

На рисунке 12 представлена принципиальная схема эксперимента. Лазерный импульс (длина волны 910 нм, энергия 10 Дж, длительность 60 фс) фокусировался в мишенной камере на мишень из алюминия толщиной 10 мкм, установленную под углом 45° к падающему излучению. Энергетический спектр пучка лазерно-ускоренных в режиме TNSA протонов измерялся при помощи стека радиохромных плёнок (RCF), расположенного на расстоянии 35 мм от мишени по нормали к её поверхности. Типичная энергия отсечки протонного спектра составляла порядка 20 МэВ. В стеке имелось отверстие диаметром 3,5 мм, сквозь которое пучок протонов доставлялся из вакуумного объёма через пластиковое окно (ПО) диаметром 15 мм и толщиной 0,1 мм на подложку с клеточной культурой (КК), находящейся при атмосферном давлении. Параметры протонного пучка оценивались на основе дозы, полученной плёнками стека в области, прилегающей к отверстию, при этом, поскольку характерный угловой размер протонного пучка в экспериментах обычно существенно превышал размер отверстия в плёнках для энергий менее 20 МэВ, угловое распределение внутри отверстия считалось однородным. Система из постоянных магнитов (МС) диаметром 6 см и индукцией 0,4 Тл использовалась для энергетической сепарации протонного пучка, что позволило дифференцировать воздействие на клетки протонного и рентгеновского излучения. Для контроля дозы радиации, депонированной в клеточной культуре, с лицевой и тыльной сторон подложки устанавливались рентгенофлуоресцентные пластинки (IP₁ и IP₂). В данной геометрии дозы в области расположения клеточной культуры достигали десятков грэй. В качестве объекта исследования использовалась клеточная культура рака шейки матки человека (HeLa Kyoto [70]), являющаяся распространённой моделью для биологических исследований благодаря активному росту и простоте содержания данного типа клеток в лабораторных условиях. За сутки до облучения протонным пучком клетки культивировались в среде DMEM (Dulbecco's Modified Eagle Medium). Поскольку протонный пучок выходил из мишени в горизонтальной плоскости, непосредственно перед моментом

выстрела питательная среда удалялась и подложка помещалась в биомодуль вертикально. После облучения клеток вносилась свежая питательная среда, и планшет помещался в CO_2 -инкубатор на сутки. Затем проводился МТТ-тест для оценки доли выживших в ходе эксперимента клеток.

Экспериментальное исследование показало, что в результате единственного выстрела биоткани могут получать интегральные дозы радиации в десятки грэй, значительно превышающие дозы, необходимые для терапевтических целей. Кроме того, поскольку энергетический спектр ускоренных протонов не обладал моноэнергетичностью, критически важной для протонной терапии, воздействие не являлось локальным. В эксперименте был реализован наиболее простой способ энергетической сепарации при помощи постоянных магнитов. Однако в силу недостаточно сильного магнитного поля для данной геометрии эксперимента энергетическая сепарация была выражена слабо. Дополнительным негативным фактором использования данного способа сепарации является существенное снижение дозы, получаемой объектом исследования, и, следовательно, необходимость аккумуляции требуемой на облучаемом объекте дозы радиации за большое число выстрелов. Влияние данного фактора может быть снижено методами магнитной оптики для дополнительной фокусировки протонного пучка при сохранении сепарации, например, за счёт использования сепаратора "шикана" [71] или более сложной системы постоянных магнитов [72].

4. Лабораторная астрофизика

Лабораторная астрофизика является вспомогательным методом астрофизических исследований, обеспечивающим возможность моделирования в контролируемых условиях лабораторного эксперимента динамики космической плазмы.

Мощные лазеры, способные создавать горячую плотную плазму, стали удобным инструментом для лабораторного моделирования широкого спектра астрофизических явлений [16, 18, 39, 73–78], включающих исследования ударных волн и пост-ударных турбулентностей при взрыве сверхновых, гидродинамических неустойчивостей в аккреционном диске и облаках остатков сверхновых, исследования магнитного пересоединения в звёздных вспышках и корональных выбросах, моделирование астрофизических джетов в молодых звёздах, квазарах и ядрах галактик и т.д. Особый интерес представляют экстремальные астрофизические объекты, содержащие неравновесную плазму или создающие сильные магнитные поля, ответственные за динамику, ускорение и излучение частиц [79].

На лазерном комплексе PEARL также проводились исследования по направлению лабораторной астрофизики. Требуемые экспериментальные условия создавались в процессе взаимодействия фемтосекундного или наносекундного лазерного излучения с твердотельными мишенями, при ионизации которых образовывалась высокоплотная плазма, расширяющаяся со сверхзвуковой скоростью порядка $100 - 500 \text{ км с}^{-1}$.

Плазма, возникающая после воздействия наносекундного импульса на мишень, имеет функцию распределения электронов (ФРЭ), близкую к равновесной. Динамику подобной плазмы с хорошей точностью можно

описывать с помощью гидродинамического или магнитогидродинамического (МГД) подходов. Фемтосекундный импульс создаёт плазму с неравновесной ФРЭ, в которой выделяется высокоэнергетичная анизотропная электронная компонента. Поведение наносекундной и фемтосекундной лазерной плазмы в лаборатории существенно отличается, в частности, характером возникающих неустойчивостей.

Масштабы экспериментальной лазерной плазмы составляют единицы и десятки миллиметров, что существенно меньше астрофизических масштабов; характерные времена в лаборатории, составляющие десятки наносекунд, также на многие порядки меньше типичных астрофизических. Эквивалентность лабораторных и астрофизических систем достигается за счёт удовлетворения критериев подобия, или масштабирования.

Подход, используемый для масштабирования лабораторной наносекундной и астрофизической плазм, основан на подобии Эйлера, подробно описанном в работах Рютова [78, 80–82]. Для случая идеальной магнитной гидродинамики системы с близкой топологией эволюционируют схожим образом при совпадении параметров подобия: $\text{Eu} = V(\rho/p)^{1/2}$ — числа Эйлера и бета-коэффициента плазмы $\beta = 8\pi p/B^2$, где V — скорость потока, ρ — массовая плотность, $p = k_B(n_i T_i + n_e T_e)$ — тепловое давление (k_B — постоянная Больцмана, n_i и T_i — концентрации и температуры ионов и электронов соответственно), а B — индукция магнитного поля. Подобие Эйлера применимо только в рамках идеальных МГД-уравнений, когда диссипативными процессами, которые могут влиять на гидродинамику, можно пренебречь. Для пренебрежения диссипативными членами необходимо, чтобы следующие параметры были много больше единицы: число Рейнольдса Re (отношение силы инерции к вязкости), отвечающее за вязкую диссипацию; магнитное число Рейнольдса Re_m (отношение конвекции магнитного поля к магнитной диффузии), отвечающее за диффузию, связанную с конечной проводимостью; число Пекле Pe — отношение между конвективными и молекулярными процессами переноса тепла [80].

Для случая фемтосекундной плазмы, в которой важны кинетические эффекты, построение того или иного подобия становится более сложным вопросом, специфичным для конкретных экспериментальных условий.

4.1. Исследование кинетических неустойчивостей в лазерной плазме

В плазме с анизотропным распределением заряженных частиц по скоростям может возникать вейбелевская неустойчивость [19]. Любое шумовое возмущение магнитного поля в этом случае приводит к пинчеванию или филаментированию электронов вдоль "наиболее горячего" направления, что в свою очередь будет приводить к усилению шумового магнитного поля. Мелкомасштабные магнитные поля, возникающие в такого рода плазменных объектах вследствие развития неустойчивости, существенно влияют на дальнейшую динамику частиц и макроскопическую динамику плазмы в целом. Вейбелевская неустойчивость встречается в неравновесной плазме корональных арок звёзд поздних спектральных классов, в солнечной короне, в магнитосферной плазме экзопланет. Вейбелевскую неустойчивость можно наблюдать в эксперименте и численном моделировании при воздействии мощных фемтосекундных лазерных импульсов на

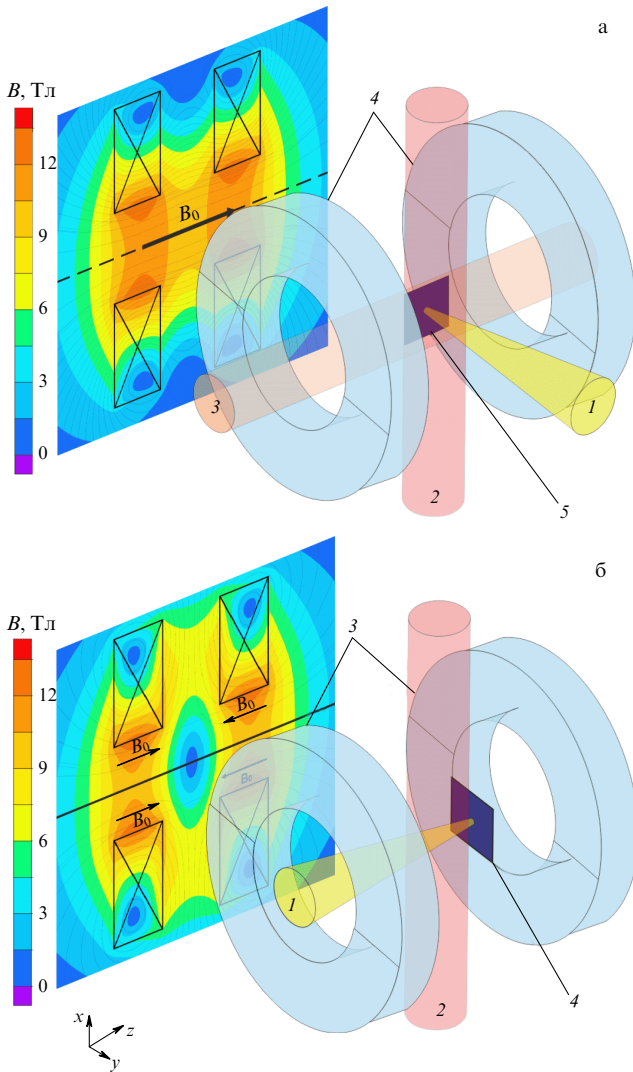


Рис. 18. Принципиальная топология экспериментов и соответствующие распределения магнитного поля при (а) параллельном и (б) последовательном включении катушек магнитной системы. Карты поля, расположенные на рисунках слева, отражают структуру магнитного поля в центре катушки в области лазерно-плазменного взаимодействия.

твердотельную мишень [83–85], динамика развития и масштабы вейбелевской неустойчивости при этом определяются неравновесной фракцией горячих электронов.

Модельный эксперимент на комплексе PEARL заключался в облучении мощным фемтосекундным лазерным импульсом-драйвером с энергией до 10 Дж при длительности не более 60 фс мишени из полиметилметакрилата (оргстекло). Интенсивность лазерного излучения на мишени достигала значения $1,5 \times 10^{18}$ Вт см⁻². Мишень была помещена в квазиоднородное магнитное поле с индукцией до 18 Тл, создаваемое импульсной магнитной системой (см. раздел 2.4). Мишень располагалась вдоль силовых линий магнитного поля (рис. 18а). В результате абляции твердотельной мишени импульсом накачки создавался плазменный поток, который вылетал со скоростью порядка 100 км с⁻¹ перпендикулярно поверхности мишени и магнитным силовым линиям.

Динамика лазерной плазмы исследовалась интерферометрически (см. раздел 2.5.1) в двух взаимно перпендикулярных направлениях (рис. 18а) и с помощью поля-

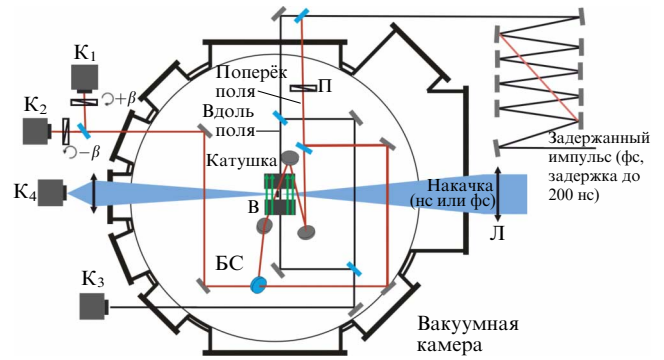


Рис. 19. Принципиальная общая схема экспериментов. К₂, К₃ — ПЗС-камеры интерферометров, К₁, К₂ — ПЗС-камеры поляризметрической диагностики, БС — бим-сплиттер, П — поляризатор, Л — линза.

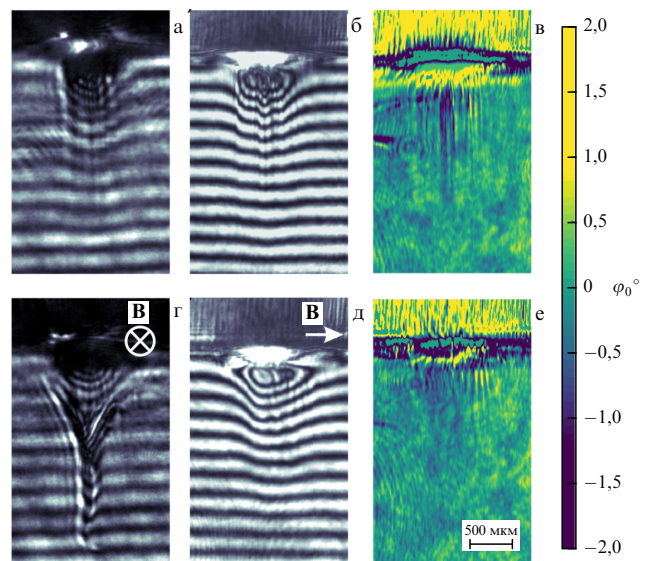


Рис. 20. Экспериментальные снимки плазмы, полученные через 8,2 нс после облучения мишени в выстрелах с параметрами $E = 7,6$ Дж, $B = 0$ Тл (верхний ряд) и $E = 4,4$ Дж, $B = 17,3$ Тл (нижний ряд). (а, г) Интерферограммы, полученные в канале диагностики с зондирующим пучком 3 (см. рис. 18а). (б, д) Интерферограммы, полученные в канале диагностики с зондирующим пучком 2 (рис. 18а). (в, е) Распределение угла деполаризации, полученное в том же канале 2.

риметрической диагностики (рис. 19 и раздел 2.5.2) на временных интервалах от нуля до сотен наносекунд после прихода лазерного драйвера.

На рисунке 20 представлены снимки плазмы, полученные примерно через 8 нс после облучения мишени. Верхний ряд соответствует выстрелу с энергией 7,6 Дж и отсутствующим магнитным полем. Нижний ряд соответствует выстрелу с энергией 4,4 Дж и с включённым внешним магнитным полем амплитуды 17,3 Тл. На рисунках 20а, г приведены интерферограммы, полученные с помощью зондирующего пучка 3 (рис. 18а). При помощи зондирующего пучка 2 были получены интерферограммы, представленные на рис. 20б, д, и картины двумерного распределения угла деполаризации (рис. 20в, е).

На картинках (рис. 20б, в, д, е) наблюдается филаментация фемтосекундной лазерной плазмы в направлении поперёк поверхности мишени. Диаметр отдельных филаментов составлял примерно 10 мкм, пространственный

период их расположения 30 мкм. При этом разлёт плазмы анизотропен: даже в случае отсутствия магнитного поля формируется довольно узконаправленный, с углом раскрытия порядка нескольких градусов, поток вдоль нормали к мишени, что значительно отличается от наносекундной абляции (см. раздел 4.2) и что может быть связано с присутствием фракции горячих электронов. Появление филаментов в плазме наблюдалось начиная с минимального времени задержки пробного импульса около 0,5 нс и сохранялось вплоть до 15 нс. Характерная величина угла поворота плоскости поляризации в областях филаментов (рис. 20в, е) составила порядка $\phi \approx 0,5-1^\circ$, что с учётом электронной концентрации, полученной из интерферометрических измерений, соответствует магнитному полю на уровне $B = 0,5-1$ МГс.

Включение внешнего магнитного поля, параллельного поверхности мишени, заметно влияет на динамику фемтосекундной плазмы. На малых временах ≤ 4 нс после прихода лазерного драйвера влияние магнитного поля несущественно. По-видимому, причина в том, что давление плазмы заметно превышает давление, создаваемое магнитным полем. Однако на больших временах, когда плотность плазмы уменьшается, магнитное поле начинает сильно менять структуру плазмы (сравните рис. 20а с рис. 20г). В ортогональном магнитному полю плоскости плазма сильно сжимается магнитным давлением (рис. 20г), формируется плазменный "лист", который с течением времени продолжает распространяться от мишени перпендикулярно магнитному полю со скоростью порядка $V \approx 100$ км с⁻¹. Филаменты в этом листе уже не наблюдаются (рис. 20г, е).

Таким образом, в разлетающейся от поверхности твердотельной мишени плазме, создаваемой интенсивным фемтосекундным лазерным излучением, наблюдается формирование филаментов, сопровождаемое генерацией магнитных полей мегагауссного уровня. Результаты экспериментов свидетельствуют, судя по всему, о том, что, несмотря на довольно поздние для кинетических эффектов лазерной плазмы времена до 15 нс, веibelевская неустойчивость на существенно нелинейной стадии поддерживает сильное магнитное поле, которое приводит к выталкиванию плазмы из области, занятой полем, и, соответственно, к увеличению концентрации плазмы внутри токовых филаментов. Магнитное поле, приложенное вдоль поверхности мишени, приводит к формированию плазменного листа, распространяющегося со скоростью $V \approx 100$ км с⁻¹ от поверхности мишени поперёк магнитного поля. В самом плазменном листе формирование филаментов не наблюдается.

Аргументированные предположения о причине сохранения филаментации плазмы и мелкомасштабного магнитного поля на столь больших временах требуют дополнительного теоретического и численного анализа. Полноценных масштабных трёхмерных численных расчётов, которые бы моделировали динамику плазмы и неустойчивостей вплоть до нескольких наносекунд, не проводилось, поэтому сравнение численных расчётов с экспериментами пока недоступно. Отсутствие таких расчётов в первую очередь связано со значительной трудоёмкостью численных PIC вычислений.

4.2. Наносекундная лазерная плазма

Наиболее часто для лабораторного моделирования процессов в астрофизических объектах используются

наносекундные лазерные системы, подобные лазеру накачки PEARL [16–18, 38, 86]. Например, с применением наносекундных лазеров ведутся лабораторные исследования таких процессов, как взрыв сверхновой, образование и излучение галактических джетов, аккреция вещества на чёрные дыры и молодые звёздные объекты, магнитное пересоединение на Солнце и солнечные вспышки [73, 74].

4.2.1. Лабораторное моделирование аккреции в молодых звёздах. Аккреция — процесс увеличения массы объекта за счёт захвата внешней материи. Процесс аккреции типичен для многих типов астрофизических объектов: от находящихся в начале своей эволюции протозвёзд до ядер галактик. Основными объектами моделирования в работах, проводимых на PEARL, были протозвёзды, поглощающие материю из окружающего аккреционного диска, в некоторых областях которого эйлерово подобие с потоками лазерной плазмы выполняется с хорошей точностью.

От аккреции напрямую зависит энерговыделение, следовательно, светимость звезды, а также процесс генерации осесимметричных истечений (джетов). Таким образом, исследования механизмов аккреции являются определяющими для понимания хода эволюции звёзд. В результате взаимодействия магнитосферы протозвезды с аккреционным диском возникают сложные конфигурации магнитных полей и потоков плазмы. Наблюдения не позволяют определить точный сценарий аккреции, поэтому лабораторные эксперименты по моделированию данных процессов обладают особой ценностью.

В литературе наиболее популярной является модель аккреции в виде воронок ("funnel flows" в зарубежной литературе) с аккреционными потоками, следующими вдоль магнитных полей и падающими на поверхность звезды в высоких широтах. Однако такой тип аккреции из однородного диска не может объяснить наблюдаемые вариации светимости некоторых типов протозвёзд [87]. Например, нерегулярные и сильные всплески светимости наблюдаются в довольно экзотических и малоизученных протозвёздах типа EXor и FUor [88]. Данные всплески связывают с прерывистыми и мощными событиями магнитосферной аккреции, причина которых, однако, до сих пор не ясна. Предполагается, что такая аккреция может быть вызвана сильным локальным возмущением края аккреционного диска, связанным, например, с воздействием внешних объектов, звёзд [89] и планет-гигантов [90, 91], а также с тепловой неустойчивостью диска [92] и магнитной активностью звезды [93]. Однако эти гипотезы концентрируются на механизмах возмущения и не уточняют процесс аккреции. В работе [16], абстрагируясь от механизма возмущения диска и предполагая, что локальное возмущение уже возникло, исследовали сам процесс аккреции. Исследование было направлено на изучение траектории аккреционных потоков: могут ли плазменные потоки распространяться поперёк внешнего магнитного поля в окрестности экваториальной плоскости или плазменные потоки будут двигаться только вдоль внешнего магнитного поля и сталкиваться со звездой в полярных широтах.

В эксперименте на комплексе PEARL локальное возмущение аккреционного диска моделировалось плазмой, сгенерированной в результате абляции твердотельной

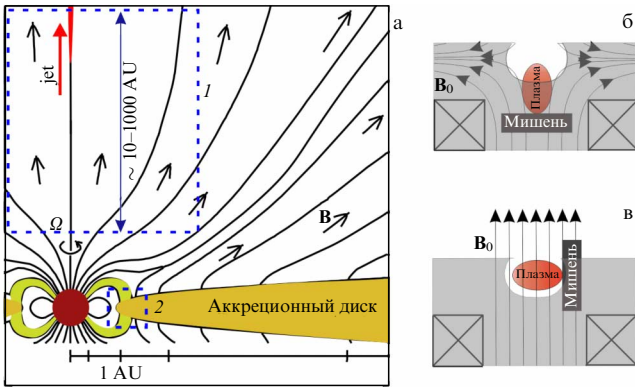


Рис. 21. Схематическое изображение протозвезды (а) и областей, которые моделируются в эксперименте: 1 — область формирования джета, 2 — область аккреции вещества на молодую звезду. Топология эксперимента: (б) *cusp*-геометрия при последовательном включении катушек (моделирование области 1), (в) квазиоднородное поле при параллельном включении катушек (моделирование области 2).

мишени наносекундным импульсом лазера накачки с энергией порядка 10–15 Дж (рис. 21в). Магнитосфера моделировалась однородным поперечным магнитным полем 13,5 Тл, как показано на рис. 21в.

Принципиальная схема эксперимента представлена на рис. 18а и совпадает со схемой, приведённой в разделе 4.1, использовавшейся для исследования кинетических неустойчивостей в фемтосекундной лазерной плазме. Разлёт плазмы регистрировался интерферометрическими и поляриметрическими диагностиками (см. рис. 19), описанными ранее в разделах 2.5.1 и 2.5.2. Интенсивность излучения на мишени варьировалась в диапазоне от 3×10^{10} Вт см⁻² до 3×10^{13} Вт см⁻² за счёт изменения диаметра лазерного пятна на мишени при сдвига линзы Л вдоль направления следования наносекундного импульса.

После облучения мишени генерируется плазма с большим градиентом давления, направленным перпендикулярно поверхности мишени. В результате плазменный поток ускорится вплоть до скоростей порядка 500 км с⁻¹. На рисунке 22 приведены двумерные профили линейной концентрации плазменного потока в двух проекциях. На начальном этапе сразу после облучения мишени генерируется горячая плазма с давлением, значительно превышающим магнитное давление, следовательно, форма потока не отличается от формы потока, разлетающегося в вакуум, т.е. квазиизотропной конической формы с углом раскрытия около 40° (не приведено на рис. 22). В результате разлёта плазмы и её взаимодействия с магнитным полем давления выравниваются и образуется диамагнитная каверна (рис. 6 и 22а), на границе которой есть область сжатия магнитного поля. Пространственный размер каверны отлично описывается так называемым радиусом остановки, в СГС выражающимся как

$$R_b = \left(\frac{6E}{B_0^2} \right)^{1/3}$$

[94, 95], где E — энергия, вложенная в плазму, и B_0 — внешнее магнитное поле. На этих же этапах на границе каверны начинает развиваться неустойчивость Рэлея–Тейлора, как видно на рис. 22а. На дальнейших этапах каверна схлопывается и плазменный поток сжимается по оси y (рис. 22в, д). Поскольку вдоль магнитного поля

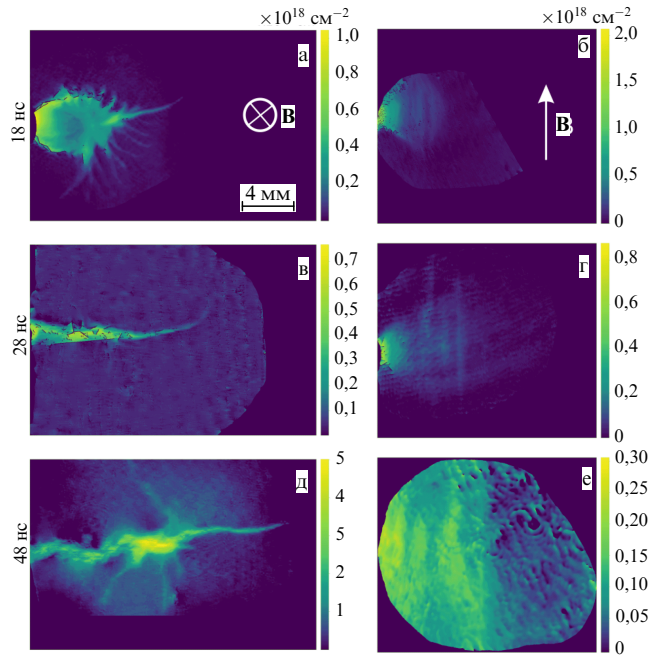


Рис. 22. Экспериментальные распределения линейной концентрации потока лазерной плазмы при 18 нс (а, б), при 28 нс (в, г) и при 48 нс (д, е) после лазерного воздействия на мишень. Картинки слева приведены для зондирования вдоль магнитного поля, справа — поперёк.

(ось x) движение плазмы никак не ограничено, поток постепенно превращается в плазменный лист (рис. 22б, г, е).

Таким образом, в модельном лабораторном эксперименте продемонстрировано, что поток плазмы, связанный с локальным возмущением края аккреционного диска, может проникать поперёк магнитного поля магнитосферы. Численные МГД расчёты в работе [36] свидетельствуют о том, что наблюдаемое равномерное распространение плазменных листов поперёк магнитного поля связано с холловскими эффектами (холловскими полями и токами). Стоит сказать, что похожие эксперименты проводились на других установках, например КИП [94], однако совершенно с другими масштабами плазмы ($R_b \sim 1$ м), что является следствием применения значительно более умеренных магнитных полей $\sim 0,1$ Тл. Такой подход позволил с помощью зондовых диагностик измерить холловские поля и токи [96] и подтвердить механизм проникновения плазменных листов в магнитное поле.

Однако механизм аккреции однородного аккреционного диска, более типичного для классических звёзд Т Тельца (в англоязычной литературе Classical T Tauri Stars, или сокращённо — CTTS), может значительно отличаться. Трёхмерные численные МГД расчёты аккреции вещества на такую звезду из однородного диска [87] свидетельствуют о двух основных сценариях аккреции. В первом варианте аккреция происходит воронкообразными потоками, следующими за линиями магнитного поля (рис. 21а) [97–99] и сталкивающимися с поверхностью звезды в полярных регионах. Во втором случае длинные тонкие "языки" плазмы, возникающие в результате развития неустойчивости Рэлея–Тейлора (РТ), проникают в звёздную магнитосферу в экваториальной плоскости (рис. 21а).

Ниже представлены результаты лабораторного моделирования однородного аккреционного диска, взаимодействующего с магнитосферой звезды, опубликованные

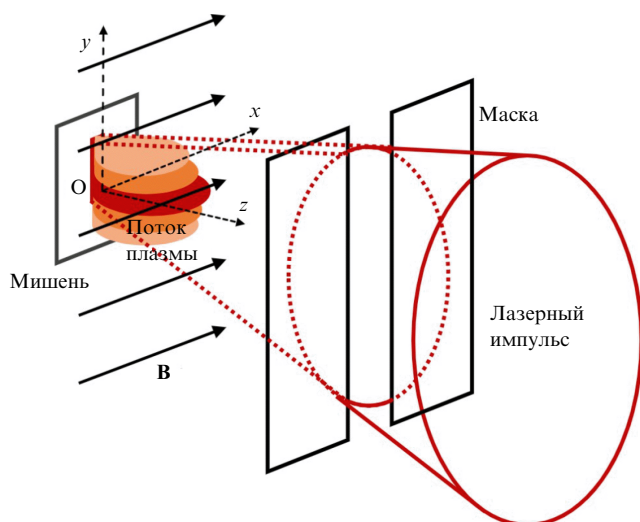


Рис. 23. Схематическое изображение эксперимента по моделированию аккреционного диска. Лазерный луч прямоугольной формы распространяется вдоль оси z и фокусируется на поверхности мишени, расположенной в плоскости yz , магнитное поле 13,5 Тл ориентировано вдоль оси x . (Рисунок взят из [18].)

в работе [18]. Для имитации геометрии взаимодействия однородного аккреционного диска с магнитным полем звезды создавался плазменный поток, линейный размер которого вдоль координаты y превышал размер по координате x в 10 раз [18] (рис. 23). Для генерации такого потока маска в виде прямоугольной диафрагмы с зазором 10 мм размещалась на пути лазерного импульса (см. рис. 23), что обеспечивало квазипрямоугольное пятно размером 1 мм \times 10 мм с интенсивностью около 3×10^{10} Вт см^{-2} на поверхности мишени (см. рис. 23).

На рисунке 24 приведены экспериментальные результаты, двумерные картины интегральной плотности плазменного потока. В результате взаимодействия с внешним поперечным однородным магнитным полем индукции 13,5 Тл поток распадается на отдельные подпотоки, так называемые языки (рис. 24а–г). В плоскости yz (см. рис. 24а) хорошо видно, что развитие неустойчивости, разделяющей поток плазмы на несколько подпотоков или так называемых языков, происходит уже на ранних этапах (ранее 28 нс) и близко к поверхности мишени. В проекции на плоскость xz (рис. 24, справа) не наблюдается какой-либо конкретной структуры, а это означает, что в трёхмерном виде каждый язык представляет из себя плазменный лист, вытянутый в плоскости xz , но сжатый магнитным полем в плоскости yz . После разделения потока на языки оказывается, что их распространение происходит примерно с постоянной скоростью (100 км с^{-1} для наиболее развитого языка). В статье [18] был проведён подробный анализ неустойчивости и было показано, что наиболее вероятным объяснением распада расширяющейся плазмы на наблюдаемые языки является развитие неустойчивости Рэлея–Тейлора.

Подводя результат по последним двум пунктам, подчеркнём, что гидродинамика потока фемтосекундной плазмы (созданной мощным фемтосекундным лазерным импульсом) заметно отличается от динамики наносекундного потока (созданного наносекундным импульсом). Во-первых, в отличие от наносекундной плазмы, у фемтосекундной не наблюдалось стадии, когда образуется плазменная каверна, т.е. когда гидродинамическое давление потока уравнивается магнитным дав-

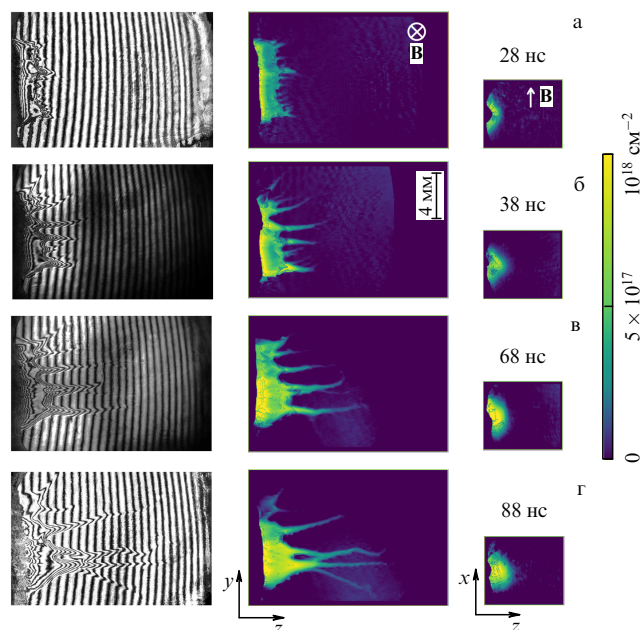


Рис. 24. Двумерные профили электронной концентрации распространяющегося плазменного потока при 28 нс (а), 38 нс (б), 68 нс (в), 88 нс (г) после лазерного воздействия на мишень. Левая колонка демонстрирует интерферограммы, центральная — распределения в плоскости yz , правая — в плоскости xz . Пространственный масштаб одинаков для всех рисунков.

лением. Во-вторых, не наблюдается развития неустойчивости Рэлея–Тейлора. При этом энергии драйверов и величины применяемых магнитных полей совпадают. Данные отличия можно объяснить разностью поглощённой энергии при фемтосекундной и наносекундной абляции.

4.2.2. Лабораторное моделирование коллимации джетов в молодых звёздах. Джеты — это сверхзвуковые узконаправленные осесимметричные истечения, которые наиболее часто наблюдаются в аккрецирующих звёздных объектах. Считается, что феномен джетов непосредственно связан с процессом звездообразования, поскольку предполагается, что именно джеты ответственны за вынос углового момента от аккреционного диска [100].

На данный момент в научном сообществе нет единого мнения по поводу процессов, определяющих коллимацию протозвёздных истечений в джеты. Существует множество теоретических моделей коллимации, которые довольно часто противоречат друг другу (см. [101–109]). Довольно перспективной моделью является коллимация однородным полюидальным магнитным полем, предложенная в численной работе [109] и продемонстрированная впоследствии в лабораторном эксперименте [38, 77, 110, 111].

Реальная структура крупномасштабного магнитного поля вблизи протозвёзд (на масштабах порядка 100 а.е. от звезды), однако, существенно отличается от идеализированной картины однородного полюидального магнитного поля [112–117] и имеет морфологию песочных часов, с магнитным полем, сжатым аккреционным диском (схематически показано на рис. 21а).

На лазерном комплексе PEARL было проведено лабораторное исследование возможности коллимации джета в сильно неоднородном магнитном поле со

структурой песочных часов (cusp-структура). Сравнивалась динамика потока лазерной плазмы в изученном ранее случае однородного магнитного поля [38, 77, 110, 111] со случаем сильно расходящихся магнитных линий. При этом особое внимание уделялось эволюции плазмы при переходе через область с нулевым магнитным полем, располагающуюся в центре магнитной структуры. Эксперимент проводился по экспериментальной схеме, аналогичной приведённой на рис. 19. Топология взаимного расположения магнитного поля и мишени и диагностических каналов представлена на рис. 18б. Разлёт плазмы регистрировался интерферометрически (см. раздел 2.5.1).

Экспериментальные данные (рис. 25) показывают, что эволюция плазменного потока в однородном полюидальном магнитном поле проходит несколько этапов. Изначально расходящийся плазменный поток является сверхмагнитнозвуковым, следовательно, способен деформировать силовые линии магнитного поля. На этапе, когда динамическое давление плазмы выравнивается с магнитным давлением, происходит перенаправление потока плазмы к оси вдоль магнитного поля и формируется плазменная каверна (рис. 25а). На вершине каверны образуется коническая ударная волна, называемая магнитным соплом [39, 118], которое производит коллимацию потока в узкий джет (рис. 25б, в).

В cusp-конфигурации (рис. 26) динамика плазменного потока исследовалась в зависимости от расстояния источника до нулевой точки. Как и ожидалось, при расположении мишени в непосредственной близости от нулевой области магнитное поле практически не влияло на динамику плазмы, а наблюдаемая картина течения была аналогична расширению без магнитного поля, которое представляет собой квазиоднородный расходящийся конический плазменный поток с углом раскрытия около 40° (рис. 26а). Однако даже небольшое смещение мишени, на расстояние $2R_b = 9$ мм от нулевой точки (рис. 26б), приводит к заметному сужению течения. Дальнейшее смещение мишени внутри одной из магнитных катушек на расстояние 13,5 мм и более от центра магнитной системы приводит к образованию хорошо коллимированных плазменных потоков, распространяющихся через нулевую область (рис. 26в–е).

Таким образом, показано, что для формирования джета достаточно относительно небольшой ($\sim 2R_b$) области однородного полюидального магнитного поля, а дальнейшее баллистическое распространение джета может происходить (рис. 26в–е) даже в расходящихся силовых линиях магнитного поля и при пересечении нулевой точки. Данные выводы, с учётом подобия лабораторных и астрофизических процессов, расширяют представление о механизмах образования астрофизических джетов.

Уникальность проведённых исследований обусловлена техническими трудностями создания сильно неоднородных магнитных полей уровня 10 Тл. Столь высокая амплитуда магнитного поля необходима для выполнения условий подобия, в частности для совпадения альвеновского числа Маха M_A в лабораторном и астрофизическом случаях (подробнее см. [16, 78, 119]). Сгенерировать такое магнитное поле стало возможным благодаря используемой в экспериментах на PEARL уникальной усиленной магнитной системе (подробнее см. раздел 2.4 и работу [15]).

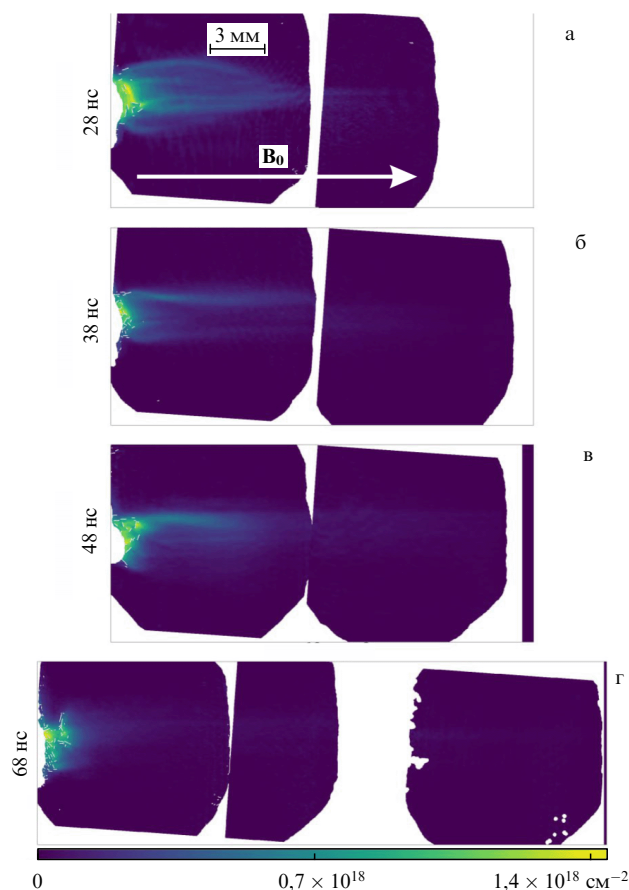


Рис. 25. Профили линейной концентрации плазменного потока, распространяющегося вдоль квазиоднородного магнитного поля, в моменты времени 28 нс (а), 38 нс (б), 48 нс (в), 68 нс (г) после прихода лазерного драйвера. Пространственный масштаб, показанный на рис. а, совпадает для всех рисунков. Для увеличения наблюдаемой области каждый рисунок собран из нескольких экспериментальных снимков, соответствующих разным положениям мишени относительно просвета магнитной системы.

5. Заключение

Обзор включает описание экспериментальной деятельности на лазерно-плазменном комплексе PEARL, созданном на базе лазера петаваттного уровня мощности. Описаны доступные экспериментальные условия, включая возможности острой фокусировки фемтосекундного излучения и нелинейного посткомпрессионного повышения мощности CafCA. Описаны ключевые диагностические методики, в частности: интерферометрическая и поляриметрическая диагностики, рентгеновская спектрометрия фокусирующим спектрометром с пространственным разрешением, магнитные спектрометры заряженных частиц. Представлены описания и результаты проведённых на комплексе экспериментов по основным направлениям, включающим лазерно-плазменное ускорение заряженных частиц, приложения вторичных источников с лазерным драйвером и лабораторную астрофизику.

Проведённые на комплексе PEARL эксперименты данным обзором не исчерпываются. Многие результаты находятся в процессе обработки и осмысления. Среди них эксперименты по прямому лазерному ускорению электронов при воздействии на пористые мишени околосредней плотности, рамановское усиление фемтосекунд-

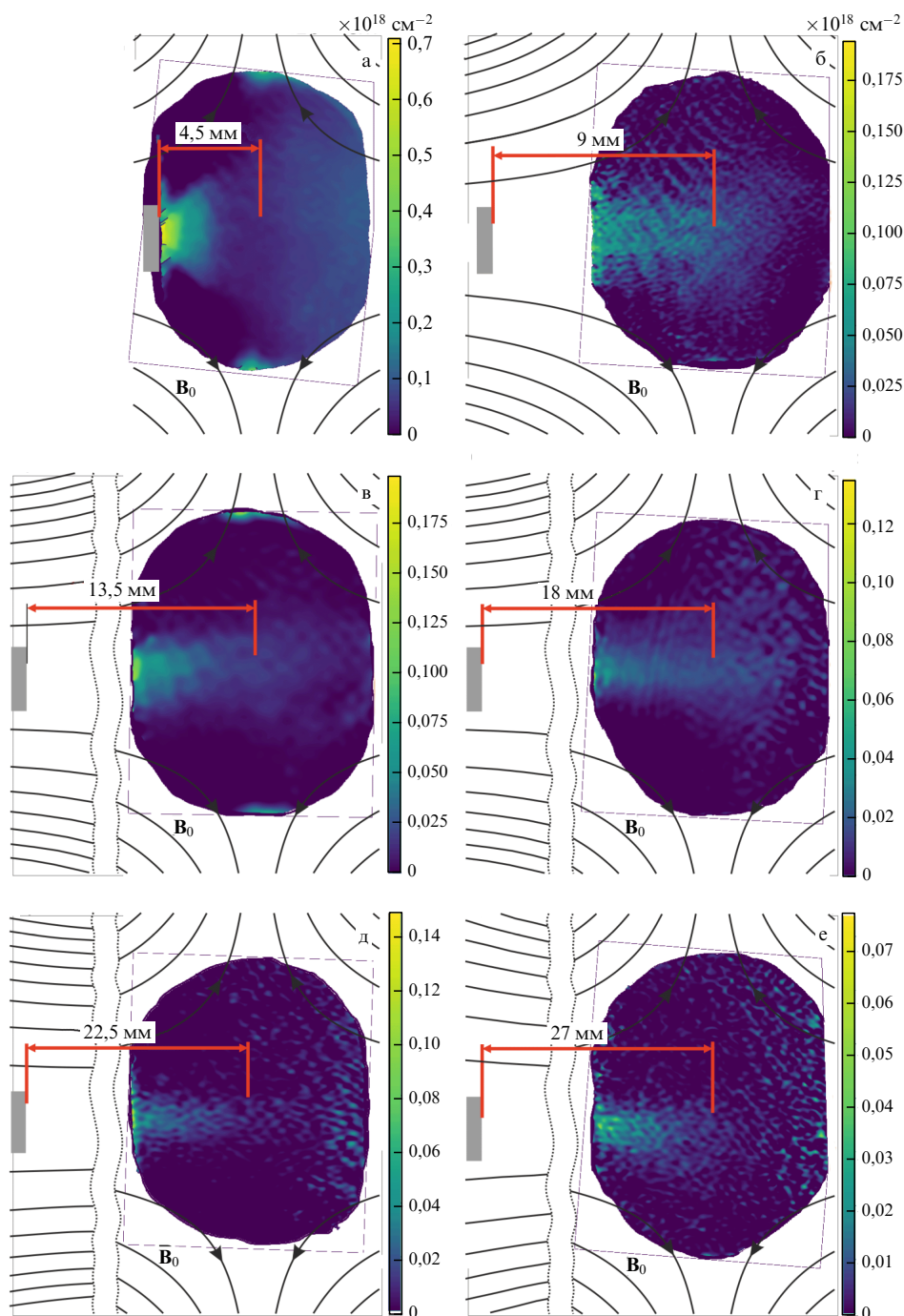


Рис. 26. Профили линейной концентрации плазменных потоков, распространяющихся через область нулевого магнитного поля, для разных положений мишени. Интерферометрические измерения проводятся через 68 нс после прихода лазерного драйвера. Серый прямоугольник указывает местоположение мишени. Результаты (в–е) представлены с пространственным разрывом.

ных лазерных импульсов в плазме, взаимодействие со структурированными твердотельными мишенями при скользящем падении и многие другие эксперименты.

Лабораторный комплекс PEARL является уникальной для России платформой, позволяющей проводить широкий спектр исследований в области физики лазерно-плазменного взаимодействия. Результаты экспериментов, представленных в обзоре, демонстрируют возможности осуществления на комплексе исследований, не уступающих по уровню проводимым на аналогичных лазерно-плазменных комплексах по всему миру.

Благодарности. Результаты, представленные в разделе 2, получены в рамках реализации Программы создания и развития НЦМУ "Центр фотоники" при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, соглашение № 075-15-2022-316. Исследование в области ускорения заряженных частиц и физики плазмы выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект "Физика высоких плотностей энергии. Этап 2023–2025"). Приложения источников вторичного излучения исследованы при поддержке Министерства науки и выс-

шего образования Российской Федерации в рамках Федеральной научно-технической программы развития синхротронных и нейтронных исследований и исследовательской инфраструктуры на 2019–2027 гг., соглашение № 075-15-2021-1361.

Список литературы

- Lozhkarev V V et al. *Laser Phys. Lett.* **4** 421 (2007)
- Катин Е В и др. *Квантовая электроника* **33** 836 (2003); Katin E V et al. *Quantum Electron.* **33** 836 (2003)
- Poteomkin A K et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **45** 854 (2009)
- Bredikhin V I et al. *J. Cryst. Growth* **259** 309 (2003)
- Soloviev A et al. *Sci. Rep.* **7** 12144 (2017)
- Soloviev A A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **653** 35 (2011)
- Perevalov S E et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **62** 094004 (2020)
- Danson C N et al. *High Power Laser Sci. Eng.* **7** e54 (2019)
- Kiriyama H et al. *Crystals* **10** 783 (2020)
- Hong W et al. *Matter Radiat. Extremes* **6** 064401 (2021)
- Burdonov K et al. *Matter Radiat. Extremes* **6** 064402 (2021)
- Мухин И Б и др. *Квантовая электроника* **51** 759 (2021); Mukhin I B et al. *Quantum Electron.* **51** 759 (2021)
- Mukhin I B et al. *Appl. Opt.* **62** 2554 (2023)
- Андреев Н Е и др. *Квантовая электроника* **51** 1019 (2021); Andreev N E et al. *Quantum Electron.* **51** 1019 (2021)
- Luchinin A G et al. *Rev. Sci. Instrum.* **92** 123506 (2021)
- Burdonov K et al. *Astron. Astrophys.* **648** A81 (2021)
- Соловьев А А и др. *Известия вузов. Радиофизика* **63** 973 (2020); Soloviev A A et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **63** 876 (2021)
- Burdonov K et al. *Astron. Astrophys.* **657** A112 (2022)
- Weibel E S *Phys. Rev. Lett.* **2** 83 (1959)
- Хазанов Е А и др. *Квантовая электроника* **51** 95 (2023); Kostyukov I Yu et al. *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **50** (Suppl. 6) S635 (2023)
- Khazanov E et al. *High Power Laser Sci. Eng.* **11** e78 (2023)
- Хазанов Е А, Миронов С Ю, Муру Ж УФН **189** 1173 (2019); Khazanov E A, Mironov S Yu, Mourou G *Phys. Usp.* **62** 1096 (2019)
- Котов А В и др. *Квантовая электроника* **51** 593 (2021); Kotov A V et al. *Quantum Electron.* **51** 593 (2021)
- Соловьев А А и др. *Квантовая электроника* **50** 1115 (2020); Soloviev A A et al. *Quantum Electron.* **50** 1115 (2020)
- Martyanov M et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **39** 1936 (2022)
- Ginzburg V et al. *Opt. Express* **29** 28297 (2021)
- Soloviev A et al. *Opt. Express* **30** 40584 (2022)
- Kotov A V et al. *JINST* **17** P07035 (2022)
- Шайкин А А и др. *Квантовая электроника* **46** 371 (2016); Shaykin A A et al. *Quantum Electron.* **46** 371 (2016)
- Яковлев И В *Квантовая электроника* **44** 393 (2014); Yakovlev I V *Quantum Electron.* **44** 393 (2014)
- Самаркин В В и др. *Квантовая электроника* **45** 1086 (2015); Samarkin V V et al. *Quantum Electron.* **45** 1086 (2015)
- Александров А Г и др. *Квантовая электроника* **40** 321 (2010); Aleksandrov A G et al. *Quantum Electron.* **40** 321 (2010)
- Kudryashov A V et al. *Proc. SPIE* **4270** 37 (2001)
- Sheldakova J V, Rukosuev A L, Kudryashov A V *Proc. SPIE* **5333** 106 (2004)
- Басов Н Г и др. *Диагностика плотной плазмы* (Под ред. Н Г Басова) (М.: Наука, 1989)
- Khair B et al. *Phys. Rev. Lett.* **123** 205001 (2019)
- Hipp M et al. *Proc. SPIE* **3745** 281 (1999)
- Albertazzi B et al. *Science* **346** 325 (2014)
- Higginson D P et al. *High Energy Density Phys.* **23** 48 (2017)
- Revet G et al. *Sci. Adv.* **3** e1700982 (2017)
- Flacco A et al. *Nat. Phys.* **11** 409 (2015)
- Faenov A Ya et al. *Phys. Scr.* **50** 333 (1994)
- Bolton P R et al. *Phys. Med. Eur. J. Med. Phys.* **30** 255 (2014)
- Horst F et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **782** 69 (2015)
- Soloviev A A et al. *Rev. Sci. Instrum.* **82** 043304 (2011)
- Thomson J J *Proc. R. Soc. Lond. A* **89** 1 (1913) <https://doi.org/10.1098/rspa.1913.0057>
- Rhee M J *Rev. Sci. Instrum.* **55** 1229 (1984)
- Pukhov A, Meyer-ter-Vehn J *Appl. Phys. B* **74** 355 (2002)
- Lu W et al. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **10** 061301 (2007)
- Poder K, PhD Thesis (London: Imperial College, 2017) <https://doi.org/10.25560/56216>
- Sahai A A *IEEE Trans. Plasma Sci.* **47** 2847 (2019)
- Daido H, Nishiuchi M, Pirozhkov A S *Rep. Prog. Phys.* **75** 056401 (2012)
- Ledingham K W et al. *Appl. Sci.* **4** 402 (2014)
- Chen S N et al. *Rev. Sci. Instrum.* **85** 043504 (2014)
- Nishiuchi M et al. *Appl. Phys. Lett.* **94** 061107 (2009)
- Cobble J A et al. *J. Appl. Phys.* **92** 1775 (2002)
- Kugland N L et al. *Rev. Sci. Instrum.* **83** 101301 (2012)
- Kumar D et al. *Matter Radiat. Extremes* **4** 024402 (2019)
- Скобелев И Ю и др. УФН **182** 49 (2012); Skobelev I Yu et al. *Phys. Usp.* **55** 47 (2012)
- Faenov A Ya et al. *Sci. Rep.* **5** 13436 (2015)
- Kneip S et al. *Nat. Phys.* **6** 980 (2010)
- Fourmaux S et al. *Opt. Lett.* **36** 2426 (2011)
- Wenz J et al. *Nat. Commun.* **6** 7568 (2015)
- Bragg W H, Kleeman R *London Edinburgh Dublin Philos. Mag. J. Sci.* **10** 318 (1905)
- Higginson A et al. *Nat. Commun.* **9** 724 (2018)
- Mohan R, Grosshans D *Adv. Drug Delivery Rev.* **109** 26 (2017)
- Kraft S D et al. *New J. Phys.* **12** 085003 (2010)
- Zeil K et al. *Appl. Phys. B* **110** 437 (2013)
- Бурдонов К Ф и др. *Квантовая электроника* **46** 283 (2016); Burdonov K F et al. *Quantum Electron.* **46** 283 (2016)
- Gey G O, Coffman W D, Kubicek M T *Cancer Res.* **12** 264 (1952)
- Chen S N et al. *Rev. Sci. Instrum.* **85** 043504 (2014)
- Nishiuchi M et al. *Appl. Phys. Lett.* **94** 061107 (2009)
- Remington B A et al. *Phys. Plasmas* **7** 1641 (2000)
- Remington B A, Drake R P, Ryutov D D *Rev. Mod. Phys.* **78** 755 (2006)
- Kuranz C C et al. *Astrophys. Space Sci.* **336** 207 (2011)
- Zweibel E G, Yamada M *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **47** 291 (2009)
- Revet G et al. *Nat. Commun.* **12** 762 (2021)
- Ryutov D D *Phys. Plasmas* **25** 100501 (2018)
- Uzdensky D A, Rightley S *Rep. Prog. Phys.* **77** 036902 (2014)
- Ryutov D et al. *Astrophys. J.* **518** 821 (1999)
- Ryutov D D, Drake R P, Remington B A *Astrophys. J. Suppl.* **127** 465 (2000)
- Ryutov D D et al. *Phys. Plasmas* **8** 1804 (2001)
- Garasev M A et al. *J. Plasma Phys.* **88** 175880301 (2022)
- Zhou S et al. *Phys. Rev. Lett.* **121** 255002 (2018)
- Quinn K et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 135001 (2012)
- Fazzini A et al. *Astron. Astrophys.* **665** A87 (2022)
- Kulkarni A K, Romanova M M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **386** 673 (2008)
- Audard M et al., in *Protostars and Planets VI* (The University of Arizona Space Science Series, Eds H Beuther et al.) (Tucson, AZ: The Univ. of Arizona Press, 2014) p. 387
- Bonnell I, Bastien P *Astrophys. J. Lett.* **401** L31 (1992)
- Lodato G, Clarke C J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **353** 841 (2004)
- Nayakshin S, Lodato G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **426** 70 (2012)
- Bell K, Lin D N C *Astrophys. J.* **427** 987 (1994); astro-ph/9312015
- Armitage P J *Astrophys. J. Lett.* **833** L15 (2016)
- Захаров Ю П и др. *Физика плазмы* **32** 207 (2006); Zakharov Yu P et al. *Plasma Phys. Rep.* **32** 183 (2006)
- Winske D et al. *Front. Astron. Space Sci.* **5** 51 (2019)
- Berezutsky A G et al. *Plasma Phys. Rep.* **49** 351 (2023)
- Romanova M M et al. *Astrophys. J.* **595** 1009 (2003)
- Romanova M M et al. *Astrophys. J.* **578** 420 (2002)
- Koenigl A *Astrophys. J. Lett.* **370** L39 (1991)
- Königl A, Salmeron R, Wardle M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **401** 479 (2010)
- Ferreira J, Dougados C, Cabrit S *Astron. Astrophys.* **453** 785 (2006)
- Blandford R D, Payne D G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **199** 883 (1982)
- Matt S, Pudritz R E *Astrophys. J.* **632** L135 (2005)
- Goodson A P, Böhm K-H, Winglee R M *Astrophys. J.* **524** 142 (1999)
- Ferreira J, Pelletier G, Appl S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **312** 387 (2000)
- Ferreira J *Astron. Astrophys.* **319** 340 (1997)

107. Shu F et al. *Astrophys. J.* **429** 781 (1994)
108. Spruit H C, Foglizzo T, Stehle R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **288** 333 (1997)
109. Matt S, Winglee R, Böhm K-H *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **345** 660 (2003)
110. Higginson D P et al. *High Energy Density Phys.* **23** 48 (2017)
111. Коробков С В и др. *Астрономический журнал.* **100** 107 (2023); Korobkov S V et al. *Astron. Rep.* **67** 93 (2023)
112. Schleuning D A *Astrophys. J.* **493** 811 (1998)
113. Girart J M, Crutcher R M, Rao R *Astrophys. J.* **525** L109 (1999)
114. Lai S-P et al. *Astrophys. J.* **566** 925 (2002)
115. Girart J M, Rao R, Marrone D P *Science* **313** 812 (2006)
116. Kwon W et al. *Astrophys. J.* **879** 25 (2019)
117. Hull C L H et al. *Astrophys. J.* **892** 152 (2020)
118. Ciardi A et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 025002 (2013)
119. Zemskov R et al. *Astron. Astrophys.* **681** A37 (2024)

Research in plasma physics and particle acceleration using the PEARL petawatt laser

A.A. Soloviev^(1,*), K.F. Burdonov⁽¹⁾, V.N. Ginzburg⁽¹⁾, M.Yu. Glyavin⁽¹⁾, R.S. Zemskov⁽¹⁾, A.V. Kotov⁽¹⁾, A.A. Kochetkov⁽¹⁾, A.A. Kuzmin⁽¹⁾, A.A. Murzanev⁽¹⁾, I.B. Mukhin⁽¹⁾, S.E. Perevalov⁽¹⁾, S.A. Pikuz⁽²⁾, M.V. Starodubtsev⁽¹⁾, A.N. Stepanov⁽¹⁾, J. Fuchs⁽³⁾, I.A. Shaykin⁽¹⁾, A.A. Shaykin⁽¹⁾, I.V. Yakovlev⁽¹⁾, E.A. Khazanov⁽¹⁾

⁽¹⁾ A.V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, ul. Ulyanova 46, 603950 Nizhny Novgorod, Russian Federation

⁽²⁾ Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, ul. Izhorskaya 13, str. 2, 125412 Moscow, Russian Federation

⁽³⁾ Ecole polytechnique, 91128 Palaiseau, France

E-mail: (*) so_lo@ipfran.ru

The PEARL laser-plasma complex is set up on the basis of a petawatt laser and allows a wide range of experiments in laser-plasma interactions, including particle acceleration, X-ray generation, and research in the area of high energy density physics. Constant work to improve the system makes it possible not only to systematically expand experimental capabilities but also to develop new technologies for megascience class facilities. The paper outlines possible experimental scenarios for using the laser and provides a description of experiments already carried out with the laser in a broad range of areas.

Keywords: petawatt lasers, laser plasma, laser particle acceleration, laboratory astrophysics

PACS numbers: 42.55.f, 52.30.q, 52.38.r, 52.38.Kd

Bibliography — 119 references

Received 20 November 2023

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **194** (3) 313–335 (2024)

Physics – Uspekhi **67** (3) (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2022.11.039612>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2022.11.039612>