

Повышение эффективности фемтосекундного лазерного источника суперпандеромоторных электронов и рентгеновского излучения за счет использования мишеней околоскритической плотности

Н.Е.Андреев, В.С.Попов, О.Н.Розмей, А.А.Кузьмин, А.А.Шайкин, Е.А.Хазанов, А.В.Котов, Н.Г.Борисенко, М.В.Стародубцев, А.А.Соловьев

Рассматривается возможность повышения эффективности конверсии энергии сверхмощного лазерного импульса в энергию суперпандеромоторных электронов за счет использования пористых мишеней околоскритической плотности. Представлены результаты численного моделирования, в основе которого лежат типичные параметры лазерных импульсов лазерного комплекса PEARL, построенного на принципах параметрического усиления chirпированных импульсов (ОРСПА). Обсуждается оригинальная схема создания контролируемого предимпульса, основанная на использовании лазера накачки, переведенного в двухимпульсный режим. Предимпульс необходим для гомогенизации субмикронных неоднородностей пористой мишени. Расчеты показывают существенное повышение эффективности преобразования лазерной энергии в энергию электронов по сравнению с твердотельными и газовыми мишенями. Такой режим взаимодействия может быть использован для повышения эффективности широкого класса источников вторичного излучения с лазерным драйвером, таких как бетатронный источник, тормозное излучение, нейтронный источник и т. д.

Ключевые слова: лазерно-плазменное взаимодействие, плазма с концентрацией, близкой к критической, лазерно-плазменный комплекс PEARL, управляемый предимпульс, эффективные источники вторичного излучения.

1. Введение

Пучки релятивистских электронов, генерируемых в процессе лазерно-плазменного взаимодействия, являются мощным инструментом для создания ярких ультракоротких источников гамма-излучения [1–4], а также рентгеновского синхротронного излучения [5–8]. Эффективность лазерно-плазменных источников излучения и частиц в первую очередь определяется эффективностью передачи энергии лазерного импульса электронам. Существуют различные механизмы передачи лазерной энергии «горячим» электронам с высокой энергией (суперпандеромоторным электронам) в зависимости от параметров лазера и типа мишени.

Н.Е.Андреев. Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, Ижорская ул., 13, стр. 2; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46

В.С.Попов. Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, Ижорская ул., 13, стр. 2

О.Н.Розмей. GSI Helmholtz Centre for Heavy Ion Research, Planckstraße 1, 64220 Darmstadt, Germany; Goethe-University, Institute of Applied Physics, Max-von-Laue-Straße 1, 60438 Frankfurt am Main, Germany

А.А.Кузьмин, А.А.Шайкин, Е.А.Хазанов, А.В.Котов, М.В.Стародубцев, А.А.Соловьев. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: toloviev@gmail.com

Н.Г.Борисенко. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: ngbor@sci.lebedev.ru

Плотности мишеней могут находиться в широком диапазоне – от твердотельной до плотности разреженного газа. Кроме того, используются самые различные топологии мишеней: мишени с резкой и распределенной границей, кластерные мишени, слоистые мишени, капилляры и пр. Механизмы нагрева мишеней с твердотельной концентрацией сильно зависят от градиентов преплазмы на поверхности мишени. Это могут быть вакуумный нагрев [9], резонансное поглощение в плазме критической плотности, пандеромоторный и $(J \times B)$ -механизмы ускорения [10, 11], стохастический нагрев [12–15] и др. Взаимодействие лазерного излучения с газовыми мишенями низкой плотности обеспечивает эффективное ускорение электронов до высоких энергий в кильватерных полях, генерируемых в плазменных каналах [16–18]. При этом достигнуты значительные результаты в области генерации моноэнергетических электронных пучков. Например, в экспериментах по взаимодействию релятивистских лазерных импульсов с газовыми струями малой плотности и капиллярной плазмой получаемые энергии находятся в диапазоне от сотен МэВ до нескольких ГэВ [19–23]. Однако ускорить удается относительно малое число электронов. Заряды электронных пучков в LWFA-экспериментах не превышают несколько сотен пКл [23–25].

Одна из возможностей увеличить заряд электронного пучка выше нанокуллонного уровня с сохранением энергии электронов на уровне от десятков до сотен МэВ заключается в использовании релятивистского лазерного взаимодействия с плазмой околоскритической плотности (near-critical density, NCD) [26–28]. Критическая концентрация электронов определяется как $n_{cr} = m\omega_{las}^2 / (4\pi e^2)$, где m и e – масса покоящегося электрона и его заряд, а ω_{las}^2 – частота излучения лазера. Одна из первых теорети-

ческих работ, в которых обсуждается ускорение частиц в релятивистских лазерных каналах, генерируемых в плазме с плотностью, близкой к критической, основана на результатах 3D PIC-моделирования [29]. Моделирование продемонстрировало эффекты каналирования и филаментации релятивистского лазерного импульса в расширяющихся каналах с околоскритической плотностью и генерации сильного тока электронов с энергией 10–100 МэВ с максвелловским распределением по энергии с эффективной температурой, которая, среди прочего, зависит от интенсивности лазерного излучения и длины области плазмы с околоскритической плотностью.

Механизм ускорения электронов в плазме NCD имеет сложную природу, т.к. он включает одновременно несколько физических процессов. В работе [29] А.Пухов с соавторами предлагают механизм прямого взаимодействия лазерного поля с горячими электронами в релятивистских лазерных каналах. Реализация данного механизма требует сильных самогенерируемых статических электрических и магнитных полей, которые удерживают быстрые электроны в релятивистских каналах. В этих полях электроны испытывают поперечные бетатронные колебания, обеспечивающие эффективный обмен энергией, когда бетатронная частота становится близкой к сдвинутой вследствие доплер-эффекта частоте излучения лазера [29].

Вслед за А.Пуховым расширенный анализ взаимодействия релятивистского лазерного импульса с докритической плазмой был проведен А.Арефьевым, В.Худиком и др. [30, 31]. Они исследовали процессы прямого лазерного ускорения (DLA) релятивистских электронов, испытывающих бетатронные колебания в плазменном канале, а также роль поперечных и продольных квазистатических электрических полей. В работе [31] аналитически получен универсальный скейлинг для максимально достижимой энергии электронов.

Несмотря на всю очевидную эффективность взаимодействия с NCD-мишенями, их экспериментальная реализация сопряжена с рядом технических сложностей, сдерживающих исследование. Для импульсов излучения оптического диапазона околоскритическая плотность в газовой струе достигается при технически сложно реализуемом входном давлении в сотни и тысячи атмосфер. В то же время однородных жидких или твердых веществ с околоскритической концентрацией не существует из-за малости характерного масштаба действия ковалентных химических связей. Одним из путей получения околоскритических плотностей является использование твердотельных микроструктурированных мишеней, средняя плотность которых снижена за счет наличия в них полостей. Такие мишени требуют разработки специфических технологий производства, и, помимо этого, само взаимодействие с мощным лазерным драйвером должно происходить через некоторое время после ионизации, чтобы гидродинамический разлет тонкой структуры мишени успел сгладить неоднородности плотности образованной плазмы. Отсюда возникает задача обеспечения предварительной ионизации для приготовления однородной плазмы.

До сих пор было выполнено лишь несколько экспериментов с использованием мощного лазера PW-класса с субпикосекундной длительностью импульса [28, 32, 33], чтобы продемонстрировать преимущества механизма DLA в плазме с концентрацией электронов, близкой к критической. В описываемых экспериментах ультрарелятивистские электронные пучки создавались при взаимо-

действии субпикосекундных лазерных импульсов с интенсивностью порядка 10^{19} Вт/см² с NCD-плазмой, приготовленной с помощью наносекундного пьедестала [28] или отдельного наносекундного импульса, запускающего сверхзвуковую волну ионизации в пенополимерах низкой плотности [32, 33]. В этих экспериментах показан сильный рост эффективности конверсии энергии лазерного импульса в энергию суперпандеромоторных электронов. Кроме того, в работе [33], где тормозное излучение в диапазоне энергий, соответствующих десяткам мегаэлектронвольт, генерировалось при взаимодействии DLA-электронов с конвертором из золота, была продемонстрирована рекордная величина (1.2%) преобразования энергии лазерного импульса в энергию гамма-излучения, превышающую 1 МэВ. Возможность генерации ультраяркого бетатронного излучения в плазменном канале, где релятивистские электроны совершают поперечные бетатронные колебания в квазистатических полях, была показана при PIC-моделировании для случая субпикосекундного лазерного импульса и интенсивности излучения 10^{19} Вт/см² [34].

В то же время большой интерес представляют исследования возможности продвижения в область более коротких (фемтосекундных) длительностей лазерных импульсов. Эта область интересна тем, что в ней из-за меньшей энергетики доступны более высокие частоты повторения импульсов, и, как следствие, повышается прикладная значимость исследований. Многообещающие результаты по генерации бетатронного и гамма-излучения при взаимодействии лазерных импульсов длительностью в десятки фемтосекунд и интенсивностью не ниже 10^{21} Вт/см² с мишенями околоскритической плотности были получены теоретически в работах [35–37]. Однако экспериментальные исследования взаимодействия для этих параметров еще не проводились, а адекватные скейлинги для фемтосекундных импульсов не получены, вследствие чего требуется численное моделирование с параметрами, приближенными к эксперименту.

Целью настоящей работы является полномасштабное численное моделирование взаимодействия фемтосекундного лазерного импульса с NCD-мишенями для параметров, типичных для лазерной установки PEARL [38]. Поскольку известно, что наноструктуры в плазме способны существенным образом повлиять на режим взаимодействия [39], особое внимание уделяется практическому аспекту приготовления однородной плазмы из пористой мишени. Плазма околоскритической плотности подготавливается за несколько наносекунд до прихода мощного лазерного импульса при помощи наносекундного излучения лазера накачки комплекса PEARL, переведенного в оригинальный двухимпульсный режим.

Ожидаемое эффективное увеличение конверсии лазерной энергии в энергию суперпандеромоторных электронов при использовании протяженных пористых мишеней может лечь в основу новых эффективных источников быстрых частиц и рентгеновского излучения с лазерным драйвером.

2. Создание мишеней с околоскритической плотностью

Получение однородного гидродинамически устойчивого слоя NCD-плазмы остается актуальной задачей. 3D PIC-моделирование взаимодействия релятивистски интенсивного излучения лазера с крупномасштабной NCD-

плазмой [26, 27] показало, что полимерный аэрогель низкой плотности [40–42] является весьма перспективным материалом для создания NCD-плазмы субмиллиметровой толщины и эффективного ускорения в ней электронов.

Для получения гомогенной плазмы с высоким аспектным отношением (толщина образуемого слоя плазмы значительно больше ширины) и концентрацией электронов несколько ниже критической могут быть использованы слои полимерного аэрогеля плотностью 2 мг/см^3 толщиной 300 и 500 мкм [40–42]. Аэрогелевые пены оптически прозрачны и характеризуются очень однородной трехмерной сетчатой микроструктурой толщиной 0.1 мкм, состоящей из пор размером 1–2 мкм и волокон длиной 1 мкм с плотностью примерно 0.1 г/см^3 . Колебания плотности на площади $100 \times 100 \text{ мкм}$ не превышают 0.5%. Благодаря открытой ячеистой структуре воздух, содержащийся в порах, может удаляться. Средняя объемная плотность пены 2 мг/см^3 соответствует $1.7 \times 10^{20} \text{ атом/см}^3$ и среднему заряду ионов $Z_{\text{mean}} = 4.2$. Когда наносекундный лазерный импульс, создающий плазму, взаимодействует с поверхностью пены, твердые мембраны/волокна ионизируются. Плазма, создаваемая ионизацией волокон с плотностью 0.1 г/см^3 ($8 \times 10^{21} \text{ атом/см}^3$) и толщиной 100 нм, имеет сверхкритическую электронную концентрацию, при этом толщина волокна больше толщины скин-слоя ($\sim 30 \text{ нм}$). Следовательно, требуется время, пока созданная плазма не расширится в поры. В результате достигается докритическая концентрация электронов и происходит дальнейшее распространение лазерного импульса в трехмерную структуру аэрогеля. Интенсивность наносекундного импульса, создающего плазму, может быть согласована с плотностью и толщиной мишени [32, 43] таким образом, чтобы скорость ионизационного фронта была намного выше, чем скорость ионного звука. В этом случае во время распространения сверхзвуковой волны ионизации нагретая область плазмы с большим аспектным отношением не претерпевает заметного расширения.

3. Параметры лазерной установки

Основой лазерно-плазменного комплекса PEARL является фемтосекундная лазерная ОРСПА-система [38] на центральной длине волны 910 нм. На выходе из компрессора лазерный импульс имеет апертуру $\sim 180 \text{ мм}$, длительность менее 60 фс и энергию 15–25 Дж в режиме без существенной деградации оптических элементов. В случае необходимости за счет перестройки системы стретчер – компрессор длительность импульса может быть легко увеличена с сохранением его энергии путем внесения в импульс линейной частотной модуляции. Применение адаптивной системы коррекции волнового фронта позволяет добиваться фокусировки с числом Штреля $S = 0.6$ [44, 45] и более. При использовании параболического зеркала с фокусным расстоянием 75 см, с учетом остаточных фазовых aberrаций, характерный радиус распределения интенсивности излучения в фокусе будет равен 3.5 мкм по уровню e^{-2} , что позволит получать интенсивность излучения до 10^{21} Вт/см^2 (20 Дж, 60 фс). Контраст лазерной системы составляет согласно [46] 2×10^8 на временном масштабе 0.5 нс и является удовлетворительным для проведения экспериментов с околокритическими мишенями.

4. Предварительная ионизация мишени

Для контролируемой предварительной ионизации мишени планируется использовать наносекундный лазер накачки, переведенный в оригинальный двухимпульсный режим работы [47, 48]. В основе этого режима лежит разделение импульса излучения накачки на длине волны 1054 нм перед мощными усилителями на две реплики с различной поляризацией и управляемым соотношением энергий. Такая схема в результате эффективного увеличения длительности импульса позволяет, с одной стороны, снизить искажение временной огибающей в ходе усиления в режиме насыщения, а с другой стороны, снимать с каскадов дополнительную энергию, оставаясь ниже порога лучевого разрушения элементов схемы [47, 49].

Двухимпульсный режим разрабатывался для накачки дополнительных каскадов параметрического усиления за счет более полного использования энергии, запасенной в стеклянных активных элементах при сохранении их числа и архитектуры лазерной схемы. Двухимпульсный режим за счет поляризационного разделения импульсов может быть легко адаптирован для лазерно-плазменного взаимодействия в режиме контролируемого наносекундного предимпульса. При этом один из импульсов будет использован для предварительной ионизации пористой мишени, а другой – для накачки параметрического усилителя.

Принципиальная блок-схема генерации управляемого предимпульса приведена на рис. 1.

Использование комплекса PEARL для генерации предимпульса наносекундного лазера накачки позволяет решить одновременно несколько проблем: обеспечить синхронизацию предимпульса с мощным фемтосекундным импульсом с возможностью управления задержкой между ними; обеспечить энергию предимпульса от единиц до сотен джоулей.

Система PEARL основана на параметрическом усилении и поэтому разрабатывалась с учетом высочайших требований к временной стабильности сигнального импульса относительно импульса накачки. Исходная система электрической синхронизации обеспечивает джиттер 50 пс между сигнальным импульсом и импульсом накачки [50]. Запланированная в ближайшее время модернизация системы с использованием подходов оптической синхронизации [51] позволит дополнительно снизить джиттер до субпикосекундного уровня. Таким образом, никакие дополнительные меры по синхронизации импульсов на мишени не требуются. Тонкое изменение задержки между фемтосекундным и наносекундным импульсами может осуществляться механически за счет изменения длины линии задержки, которую удобно расположить в начале лазерной схемы ($\times 2$ на рис. 1), где энергия импульса составляет несколько миллиджоулей и размер апертуры не превышает 1 см.

Отметим, что использование двухимпульсного режима потребовало модернизации оптической развязки схемы лазера накачки. Импульсы имеют различную поляризацию, поэтому стандартный изолятор Фарадея способен осуществлять оптическую развязку только для одного из импульсов. В комплексе PEARL применена схема изолятора Фарадея для произвольной поляризации импульса излучения [47]. Оптическое качество пучка накачки после усиления характеризуется числом Штреля $S \approx 0.15$ [48].

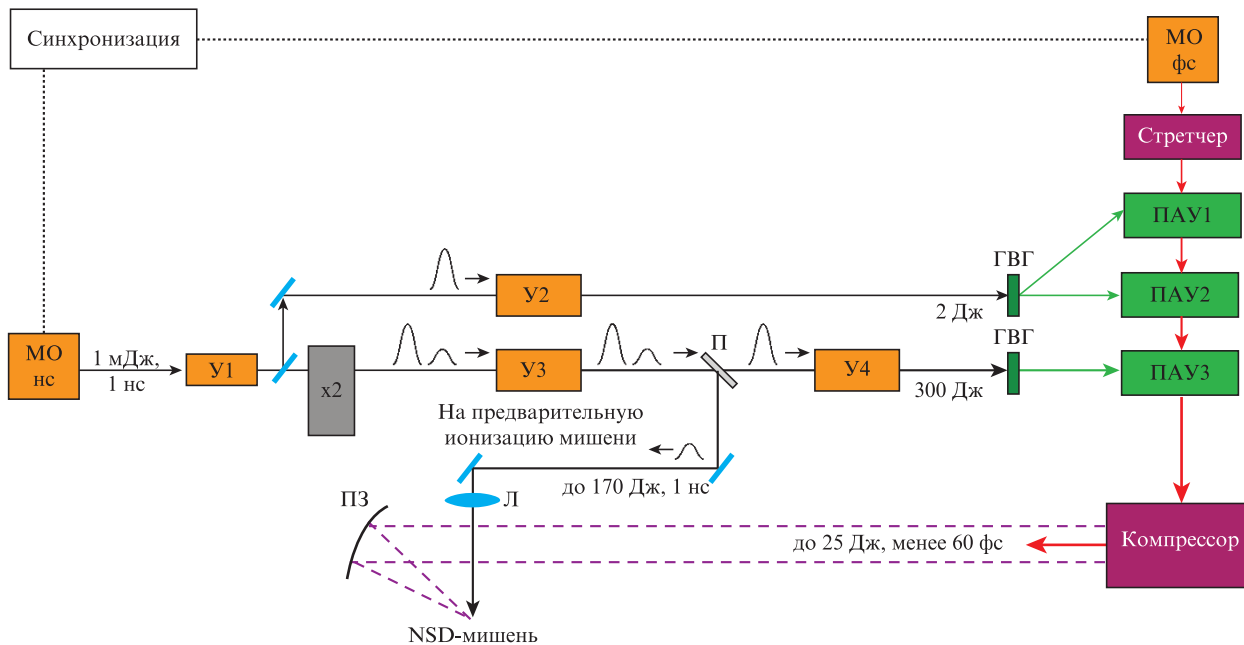


Рис.1. Блок-схема генерации управляемого наносекундного предимпульса в лазерном комплексе PEARL: МО фс и МО нс – фемтосекундный и наносекундный мастер-осцилляторы; ПАУ – параметрические усилители; У – неодимовые усилители накачки (У1 и У2 – на Nd:YAG, У3 и У4 – на фосфатном стекле, активированном неодимом); ГВГ – генератор второй гармоники; П – поляризатор; x2 – система формирования двух импульсов; Л – линза для фокусировки наносекундного предимпульса; ПЗ – внеосевое параболическое зеркало для фокусировки фемтосекундного импульса. Фокусировка и компрессия происходят в вакуумных камерах (на рисунке не показаны).

5. Численное моделирование

Моделирование взаимодействия лазерного излучения с плазмой с околоритической концентрацией электронов проводилось с помощью трехмерного полностью релятивистского PIC-кода VLPL [52] для параметров лазера и геометрии взаимодействия, отвечающих планируемым экспериментам на установке PEARL. Энергия импульса сфокусированного лазерного излучения составляла 15 Дж. Импульс предполагалось распределение интенсивности по радиусу пучка. При этом 7.5 Дж локализовано в пятне с диаметром $D_{FWHM} = 4.12$ мкм. Длительность импульса τ_{FWHM} составляла 60 фс, что соответствует пиковой интенсивности $I_0 = 1.2 \times 10^{21}$ Вт/см² и безразмерной амплитуде поля лазерного импульса $a_0 = eE_y / (m_e c \omega_0) = 30$, где E_y – амплитуда напряженности электрического поля лазерного импульса, а ω_0 – его частота.

Однородная плазма состояла из полностью ионизованных ионов углерода, водорода и кислорода и электронов с концентрацией $n_e = (1.0 \text{ или } 2.0)n_{cr}$. Моделирование учитывало тип иона и ионную фракцию в соответствии с химическим составом триацетат целлюлозы C₁₂H₁₆O₈. Область моделирования имела размеры 128 × 35 × 35 мкм. Первые 10 и последние 18 мкм из общего пространства 128 мкм в направлении оси x (направление распространения лазерного импульса) изначально были свободны от плазмы. Размеры вычислительной ячейки составили 0.05 мкм вдоль оси x и 0.15 мкм вдоль осей y и z. Число частиц на ячейку при моделировании составило 4 для электронов и 1 для ионов каждого типа. Граничные условия были поглощающими для частиц и полей в каждом направлении.

На рис.2 показаны результаты моделирования энергетических спектров ускоренных электронов, вылетевших

из расчетной области за все время взаимодействия ($ct = 200$ мкм, где c – скорость света; t – время, отсчитываемое от момента, когда максимум лазерного импульса находится на левой границе мишени). Число ускоренных электронов и их распределение по энергии практически совпадают (в пределах 10%) вплоть до энергии примерно 70 МэВ для обеих концентраций электронов мишени – $n_e = 1.0n_{cr}$ и $2.0n_{cr}$. Однако для энергий, превышающих 100 МэВ, число ускоренных электронов в менее плотной мишени ($n_e = 1.0n_{cr}$) в несколько раз выше, чем в мишени с удвоенной концентрацией ($n_e = 2.0n_{cr}$) (см. табл.1). При этом для менее плотной мишени спектр электронов для

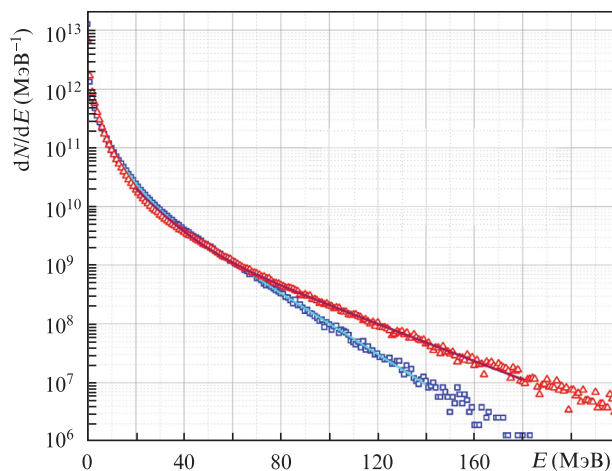


Рис.2. Энергетические спектры ускоренных электронов для параметров PEARL (60 фс, $a_0 = 30$) при концентрациях электронов $1.0n_{cr}$ (красные треугольники) и $2.0n_{cr}$ (синие квадраты). Сплошные линии – двухтемпературные аппроксимации спектров с температурами $T_1 \approx 9$ МэВ и $T_2 \approx 27$ МэВ для $n_e = 1.0n_{cr}$ и с температурами $T_1 \approx 6$ МэВ и $T_2 \approx 17$ МэВ для $n_e = 2.0n_{cr}$.

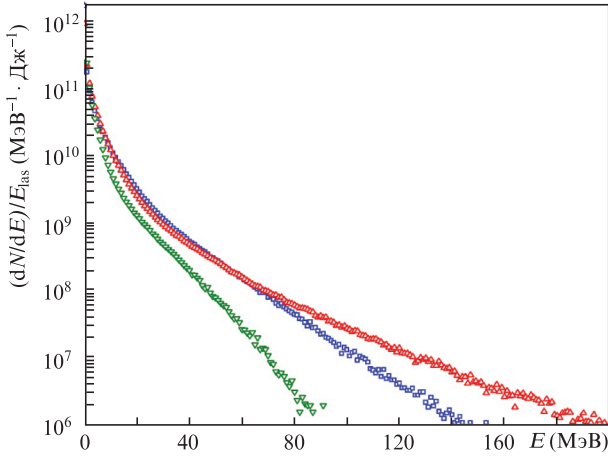


Рис.3. Энергетические спектры ускоренных электронов, нормированные на энергию лазерного импульса E_{las} , для параметров PEARL ($\tau_{FWHM} = 60$ фс, $a_0 = 30$, $E_{las} = 7.5$ Дж) для концентраций плазмы $1.0n_{cr}$ (красные треугольники) и $2.0n_{cr}$ (синие квадраты) и параметров PHELIX ($\tau_{FWHM} = 700$ фс, $a_0 = 4.3$, $E_{las} = 17.5$ Дж) для концентрации плазмы $0.65n_{cr}$ (зеленые треугольники).

энергий, превышающих 20 МэВ, может быть аппроксимирован двухтемпературным распределением с $T_1 \approx 9$ МэВ и $T_2 \approx 27$ МэВ, а для $n_e = 2.0n_{cr}$ (в диапазоне энергий, превышающих 10 МэВ) – с температурами $T_1 \approx 6$ МэВ и $T_2 \approx 17$ МэВ.

На рис.3 приведены спектры ускоренных электронов, вылетевших из расчетной области, нормированные на энергию лазерных импульсов, локализованные в пятнах диаметром D_{FWHM} для установки PEARL (7.5 Дж) [38, 39] и для установки PHELIX (17.5 Дж, $\tau_{FWHM} = 700$ фс, $D_{FWHM} \approx 10$ мкм, $I_0 = 2.5 \times 10^{19}$ Вт/см² и $a_0 = 4.3$) [33]. Сравнение представленных спектров (см. также табл.1) очевидно указывает на рост эффективности конверсии энергии лазерного импульса в энергию релятивистских электронов с ростом интенсивности, даже несмотря на десятикратное уменьшение длительности лазерного импульса установки PEARL относительно импульса установки PHELIX.

Табл.1. Эффективность передачи энергии лазерного импульса электронам.

Параметры	PEARL (7.5 Дж) $n_e = 2.0n_{cr}$	PEARL (7.5 Дж) $n_e = 1.0n_{cr}$	PHELIX (17.5 Дж) $n_e = 0.65n_{cr}$	Диапазон энергий
Число электронов на 1 Дж лазерного импульса	3.4×10^{11}	3.5×10^{11}	1.96×10^{11}	$E > 3$ МэВ
	1.7×10^{11}	1.5×10^{11}	0.72×10^{11}	$E > 7$ МэВ
	1.7×10^{10}	1.7×10^{10}	0.62×10^{10}	$E > 30$ МэВ
	2.3×10^8	7.5×10^8	–	$E > 100$ МэВ
Полный заряд (нКл)	408	420	510	$E > 3$ МэВ
	203	180	187	$E > 7$ МэВ
	22	20	15	$E > 30$ МэВ
	0.3	0.9	–	$E > 100$ МэВ
Доля энергии, переданная электронам	57%	56%	27%	$E > 3$ МэВ
	44%	41%	17%	$E > 7$ МэВ
	13%	13.5%	3.6%	$E > 30$ МэВ
	0.43%	1.6%	–	$E > 100$ МэВ

Угловые распределения электронов, вылетевших из расчетной области с энергией, превышающей 7 МэВ, показаны на рис.4 для концентрации электронов мишени $n_e = 2.0n_{cr}$ и на рис.5 – для $n_e = 1.0n_{cr}$. В случае удвоенной критической концентрации два наиболее ярких пятна в угловом распределении в вертикальной плоскости (лазерное излучение поляризовано вдоль оси y) указывают на определяющую роль прямого лазерного ускорения (DLA) [29] в генерации ультрарелятивистских электронов.

При уменьшении плотности мишени ($n_e = 1.0n_{cr}$) и, соответственно, увеличении длины взаимодействия лазерного импульса с плазмой (на которой импульс практически полностью поглощается) происходит изотропизация ускоренных электронов по азимутальному углу вследствие взаимного влияния релятивистского движения электронов в плазменном канале в перпендикулярных направлениях Oy и Oz [30], а также возможного дополнительного вклада стохастического ускорения электронов при наличии нерегулярных плазменных полей [14, 15] (сравни рис.4 и 5).

Вклад стохастического ускорения в генерацию высокоэнергетических электронов обсуждался также в работе [53] при моделировании взаимодействия более короткого лазерного импульса (30 фс) с более разреженной плазмой ($n_e = 1.0n_{cr}$), где продемонстрирована близкая к нашим результатам эффективность ускорения электронов с энер-

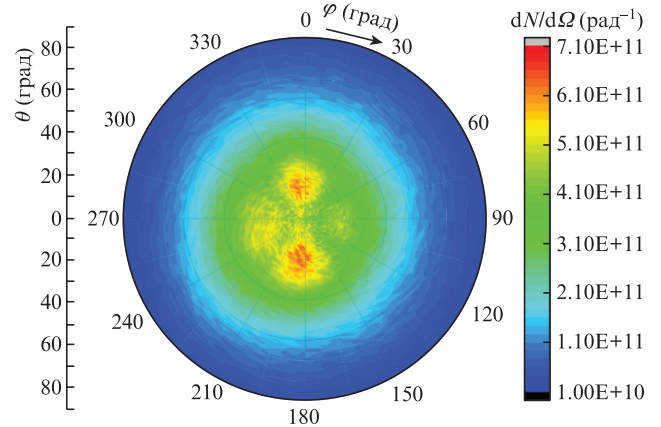


Рис.4. Угловое распределение электронов, вылетевших в элемент телесного угла $d\Omega = d\varphi \sin\theta d\theta$ в направлении распространения лазерного импульса, с энергиями выше 7 МэВ (PEARL, $n_e = 2.0n_{cr}$).

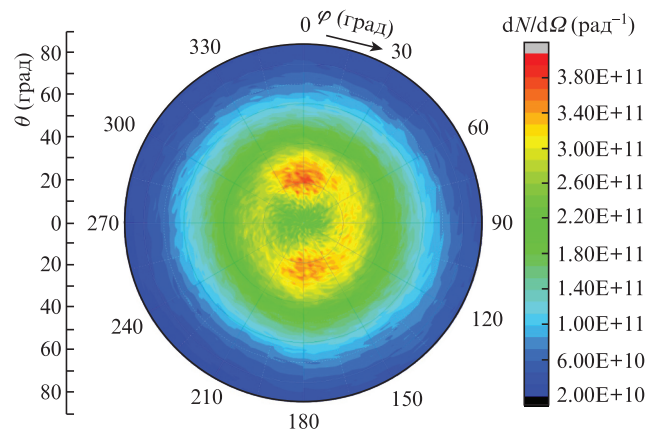


Рис.5. Угловое распределение электронов, вылетевших в элемент телесного угла $d\Omega = d\varphi \sin\theta d\theta$ в направлении распространения лазерного импульса, с энергиями выше 7 МэВ (PEARL, $n_e = 1.0n_{cr}$).

гиями, превышающими 30 МэВ, с коэффициентом конверсии лазерного излучения $\sim 15\%$.

6. Заключение

Результаты численного моделирования для лазерного комплекса PEARL демонстрируют высокую эффективность прямого лазерного ускорения электронов из мишени околоритической плотности с концентрациями электронов $n_e = 1.0n_{cr}$ и $2.0n_{cr}$. В обоих случаях энергетический спектр ускоренных электронов простирается до 150–200 МэВ и описывается двумя эффективными температурами, первая из которых близка к пондеромоторному потенциалу, а вторая превышает его в два-три раза. При этом заряд электронов с энергией выше пондеромоторной (11 МэВ) составляет 100 нКл для обеих плотностей мишени с концентрациями электронов $1.0n_{cr}$ и $2.0n_{cr}$. Для мишени с $n_e = 1.0n_{cr}$ заряд электронов с энергией более 100 МэВ составляет 900 пКл при эффективности конверсии энергии лазерного импульса 1.6%, что в три раза выше, чем для мишени с $n_e = 2.0n_{cr}$.

Эффективность преобразования энергии лазерного импульса в энергию релятивистских электронов до 100 МэВ существенно выше эффективности как для LWFA, так и для взаимодействия с твердотельными мишенями. В частности, электроны с энергией выше 30 МэВ, представляющие особый интерес для построения на их базе источников вторичного излучения, содержат более 10% энергии лазерного драйвера. Наиболее простой вариант такого источника может быть построен на основе тормозного механизма, для чего непосредственно за NCD-мишенью располагается конвертор – слой атомов с высоким зарядовым числом Z . Угловой спектр тормозного источника будет фактически совпадать с угловым распределением электронов, а значит, будет хорошо направленным, что особенно важно для приложений. Вторичное рентгеновское излучение может быть также получено с использованием ондуляторного механизма [54] и обратного томсоновского рассеяния [55]. Кроме того, на основе пучка суперпонтронотормозных электронов может быть реализован короткоимпульсный источник нейтронов [56, 57].

Проблему приготовления плазмы с нужными параметрами планируется решать в лаборатории за счет использования аэрогелевых мишеней, ионизированных при помощи импульса лазера накачки PEARL, переведенного в оригинальный двухимпульсный режим.

Разработка схемы формирования контролируемого предимпульса и численное моделирование с использованием параметров комплекса PEARL выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-62-46050). Моделирование с параметрами установки PHELIX выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Госкорпорации «Росатом» в рамках научного проекта № 20-21-00150.

1. Wang T., Ribeyre X., Gong Z., Jansen O., d'Humières E., Stutman D., Toncian T., Arefiev A. *Phys. Rev. Appl.*, **13** (5), 054024 (2020).
2. Norreys P.A., Santala M., Clark E., Zepf M., Watts I., Beg F.N., Krushelnick K., Tatarakis M., Dangor A.E., Fang X., Graham P., McCanny T., Singhal R.P., Ledingham K.W.D., Creswell A., Sanderson D.C.W., Magill J., Machacek A., Wark J.S., Allott R., Kennedy B., Neely D. *Phys. Plasmas*, **6** (5), 2150 (1999).
3. Hatchett S.P., Brown C.G., Cowan T.E., Henry E.A., Johnson J.S., Key M.H., Koch J.A., Langdon A.B., Lasinski B.F., Lee R.W., et. al. *Phys. Plasmas*, **7** (5), 2076 (2000).
4. Zhu X.-L., Chen M., Weng S.-M., Yu T.-P., Wang W.-M., He F., Sheng Z.-M., McKenna P., Jaroszynski D.A., Zhang J. *Science Advances*, **6** (22), eaaz7240 (2020).
5. Kostyukov I., Kiselev S., Pukhov A. *Phys. Plasmas*, **10** (12), 4818 (2003).
6. Kiselev S., Pukhov A., Kostyukov I. *Phys. Rev. Lett.*, **93** (13), 135004 (2004).
7. Rousse A., Phuoc K.T., Shah R., Pukhov A., Lefebvre E., Malka V., Kiselev S., Burgy F., Rousseau J.-P., Umstadter D., Hulin D. *Phys. Rev. Lett.*, **93** (13), 135005 (2004).
8. Cipiccia S., Islam M.R., Ersfeld B., Shanks R.P., Brunetti E., Vieux G., Yang X., Issac R.C., Wiggins S.M., Welsh G.H., Anania M.-P., Maneuski D., Montgomery R., Smith G., Hoek M., Hamilton D.J., Lemos N.R.C., Symes D., Rajeev P.P., Shea V.O., Dias J.M., Jaroszynski D.A. *Nat. Phys.*, **7** (11), 867 (2011).
9. Brunel F. *Phys. Rev. Lett.*, **59** (1), 52 (1987).
10. Wilks S. C., Kruer W.L., Tabak M., Langdon A.B. *Phys. Rev. Lett.*, **69** (9), 1383 (1992).
11. Gibbon P. *Short Pulse Laser Interactions with Matter: An Introduction* (London: Imperial College Press, 2005).
12. Mulser P., Bauer D. *High-Power Laser-Matter Interaction* (Heidelberg: Springer, 2010).
13. Mulser P., Weng S.M., Liseykina T. *Phys. Plasmas*, **19** (4), 043301 (2012).
14. Bochkarev S.G., Brantov A.V., Bychenkov V.Y., Torshin D.V., Kovalev V.F., Baidin G.V., Lykov V.A. *Plasma Phys. Rep.*, **40** (3), 202 (2014).
15. Andreev N.E., Pugachev L.P., Povarnitsyn M.E., Levashov P.R. *Laser Part. Beams*, **34** (1), 115 (2016).
16. Andreev N.E., Kuznetsov S.V., Cros B., Fortov V.E., Maynard G., Mora P. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **53** (1), 014001 (2010).
17. Leemans W.P., Gonsalves A.J., Mao H.-S., Nakamura K., Benedetti C., Schroeder C.B., Tóth Cs., Daniels J., Mittelberger D.E., Bulanov S.S., Vay J.-L., Geddes C.G.R., Esarey E. *Phys. Rev. Lett.*, **113** (24), 245002 (2014).
18. Esarey E., Schroeder C.B., Leemans W.P. *Rev. Modern Phys.*, **81** (3), 1229 (2009).
19. Faure J., Glinec Y., Pukhov A., Kiselev S., Gordienko S., Lefebvre E., Rousseau J.-P., Burgy F., Malka V. *Nature*, **431** (7008), 541 (2004).
20. Пугачева Д.В., Андреев Н.Е. *Квантовая электроника*, **48** (4), 291 (2018) [*Quantum Electron.*, **48** (4), 291 (2018)].
21. Walker P.A., Bourgeois N., Rittershofer W., Cowley J., Kajumba N., Maier A.R., Wenz J., Werle C.M., Karsch S., Grüner F., Symes D.R., Rajeev P.P., Hawkes S.J., Chekhlov O., Hooker C.J., Parry B., Tang Y., Hooker S.M. *New J. Phys.*, **15** (4), 045024 (2013).
22. Ju J., Genoud G., Ferrari H.E., Dadoun O., Paradkar B., Svensson K., Wojda F., Burza M., Persson A., Lundh O., Andreev N.E., Wahlström C.-G., Cros B. *Phys. Rev. Spec. Top. Accel Beams*, **17** (5), 051302 (2014).
23. Gonsalves A.J., Nakamura K., Daniels J., Benedetti C., Pieronek C., de Raadt T.C.H., Steinke S., Bin J.H., Bulanov S.S., van Tilborg J., Geddes C.G.R., Schroeder C.B., Tóth C., Esarey E., Swanson K., Fan-Chiang L., Bagdasarov G., Bobrova N., Gasilov V., Korn G., Sasorov P., Leemans W.P. *Phys. Rev. Lett.*, **122** (8), 084801 (2019).
24. Cole J.M., Wood J.C., Lopes N.C., Poder K., Abel R.L., Alatabi S., Bryant J.S.J., Jin A., Kneip S., Mecseki K., Symes D.R., Mangles S.P.D., Najmudin Z. *Sci. Rep.*, **5** (1), 1 (2015).
25. Soloviev A.A., Burdonov K.F., Ginzburg V.N., Gonoskov A.A., Katin E.V., Kim A.V., Kirsanov A.V., Korzhimanov A.V., Kostyukov I.Y., Lozhkarev V.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Nerush E.N., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Starodubtsev M.V., Yakovlev I.V., Zelenogorsky V.V., Khazanov E.A. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **653** (1), 35 (2011).
26. Pugachev L.P., Andreev N.E., Levashov P.R., Rosmej O.N. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **829**, 88 (2016).
27. Pugachev L.P., Andreev N.E. *J. Phys. Conf. Ser.*, **1147**, 012080 (2019).
28. Willingale L., Arefiev A.V., Williams G.J., Chen H., Dollar F., Hazi A.U., Maksimchuk A., Manuel M.J.-E., Marley E., Nazarov W., Zhao T.Z., Zulick C. *New J. Phys.*, **20** (9), 093024 (2018).
29. Pukhov A., Sheng Z.-M., Meyer-ter-Vehn J. *Phys. Plasmas*, **6** (7), 2847 (1999).

30. Arefiev A.V., Khudik V.N., Robinson A.P.L., Shvets G., Willingale L., Schollmeier M. *Phys. Plasmas*, **23** (5), 056704 (2016).
31. Khudik V., Arefiev A., Zhang X., Shvets G. *Phys. Plasmas*, **23** (10), 103108 (2016).
32. Rosmej O.N., Andreev N.E., Zaechter S., Zahn N., Christ P., Borm B., Radon T., Sokolov A., Pugachev L.P., Khaghani D., Horst F., Borisenko N.G., Sklizkov G., Pimenov V.G. *New J. Phys.*, **21** (4), 043044 (2019).
33. Rosmej O.N., Gyrdymov M., Günther M.M., Andreev N.E., Tavana P., Neumayer P., Zähler S., Zahn N., Popov V.S., Borisenko N.G., Kantsyrev A., Skobliakov A., Panyushkin V., Bogdanov A., Consoli F., Shen X.F., Pukhov A. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **62** (11), 115024 (2020).
34. Shen X.F., Pukhov A., Günther M.M., Rosmej O.N. *Appl. Phys. Lett.*, **118** (13), 134102 (2021).
35. Huang T.W., Robinson A.P.L., Zhou C.T., Qiao B., Liu B., Ruan S.C., He X.T., Norreys P.A. *Phys. Rev. E*, **93** (6), 063203 (2016).
36. Wang H.Y., Liu B., Yan X.Q., Zepf M. *Phys. Plasmas*, **22** (3), 033102 (2015).
37. Brady C.S., Ridgers C.P., Arber T.D., Bell A.R. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **55** (12), 124016 (2013).
38. Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Yakovlev I.V. *Laser Phys. Lett.*, **4** (6), 421 (2007).
39. Fedeli L., Formenti A., Cialfi L., Pazzaglia A., Passoni M. *Sci. Rep.*, **8** (1), 1 (2018).
40. Khalenkov A.M., Borisenko N.G., Kondrashov V.N., Merkuliev Y., Limpouch J., Pimenov V.G. *Laser Part. Beams*, **24** (2), 283 (2006).
41. Borisenko N.G., Akimova I.V., Gromov A.I., Khalenkov A.M., et al. *Fusion Sci. Technol.*, **49** (4), 676 (2006).
42. Borisenko N.G., Khalenkov A.M., Kmetik V., Limpouch J., Merkuliev Y.A., Pimenov V.G. *Fusion Sci. Technol.*, **51** (4), 655 (2007).
43. Gus'kov S.Y., Limpouch J., Nicolaï P., Tikhonchuk V.T. *Phys. Plasmas*, **18** (10), 103114 (2011).
44. Соловьев А.А., Котов А.В., Перевалов С.Е., Есюнин М.В., Стародубцев М.В., Александров А.Г., Галактионов И.В., Самаркин В.В., Кудряшов А.В., Гинзбург В.Н., Коробейникова А.П., Кочетков А.А., Кузьмин А.А., Шайкин А.А., Яковлев И.В., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **50** (12), 1115 (2020) [*Quantum Electron.*, **50** (12), 1115 (2020)].
45. Котов А.В., Перевалов С.Е., Стародубцев М.В., Земсков Р.С., Александров А.Г., Галактионов И.В., Кудряшов А.В., Самаркин В.В., Соловьев А.А. *Квантовая электроника*, **51** (7), 593 (2021) [*Quantum Electron.*, **51** (7), 593 (2021)].
46. Soloviev A., Burdonov K., Chen S.N., Ereemeev A., Korzhimanov A., Pokrovskiy G.V., Pikuz T.A., Revet G., Sladkov A., Ginzburg V., Khazanov E., Kuzmin A., Osmanov R., Shaikin I., Shaykin A., Yakovlev I., Pikuz S., Starodubtsev M., Fuchs J. *Sci. Rep.*, **7** (1), 1 (2017).
47. Шайкин А.А., Кузьмин А.А., Шайкин И.А., Бурдонов К.Ф., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **46** (4), 371 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (4), 371 (2016)].
48. Кузьмин А.А., Хазанов Е.А., Шайкин А.А. *Квантовая электроника*, **51** (2), 142 (2021) [*Quantum Electron.*, **51** (2), 142 (2021)].
49. Шайкин А.А. *Квантовая электроника*, **44** (5), 440 (2014) [*Quantum Electron.*, **44** (5), 440 (2014)].
50. Кatin E.V., Ложкарев В.В., Палашов О.В., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **33** (9), 836 (2003) [*Quantum Electron.*, **33** (9), 836 (2003)].
51. Мухин И.Б., Соловьев А.А., Перевезенцев Е.А., Шайкин А.А., Гинзбург В.Н., Кузьмин И.В., Мартыанов М.А., Шайкин И.А., Кузьмин А.А., Миронов С.Ю., Яковлев И.В., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **51** (9), 759 (2021) [*Quantum Electron.*, **51** (9), 759 (2021)].
52. Pukhov A. *J. Plasma Phys.*, **61** (3), 425 (1999).
53. Lobok M.G., Brantov A.V., Gozhev D.A., Bychenkov V.Y. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **60**, 084010 (2018).
54. Corde S., Ta Phuoc K., Lambert G., Fitour R., Malka V., Rousse A., Beck A., Lefebvre E. *Rev. Mod. Phys.*, **85**, 1 (2013).
55. Schwoerer H., Liesfeld B., Schlenvoigt H.-P., Amthor K.-U., Sauerbrey R. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 014802 (2006).
56. Pomerantz I., McCary E., Meadows A.R., Arefiev A., Bernstein A.C., Chester C., Cortez J., Donovan M.E., Dyer G., Gaul E.W., Hamilton D., Kuk D., Lestrade A.C., Wang C., Ditmire T., Hegelich B.M. *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 184801 (2014).
57. Brenner C.M., Mirfayzi S.R., Rusby D.R., Armstrong C., Alejo A., Wilson L.A., Clarke R., Ahmed H., Butler N.M.H., Haddock D., Higginson A., McClymont A., Murphy C., Notley M., Oliver P., Allott R., Hernandez-Gomez C., Kar S., McKenna P., Neely D. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **58**, 014039 (2016). DOI: 10.1088/0741-3335/58/1/014039.