

Роль контраста релятивистского фемтосекундного лазерного импульса при его взаимодействии со сплошными и структурированными мишенями

К.А.Иванов, С.А.Шуляпов, Д.А.Горлова, И.М.Мордвинцев, И.Н.Цымбалов, А.Б.Савельев

Рассмотрено влияние неизбежно присутствующего в экспериментах преплазменного слоя на ускорение электронов и ионов при взаимодействии фемтосекундного лазерного импульса релятивистской интенсивности с плотной плазмой. Выделены режимы взаимодействия, в которых наличие такого слоя позволяет существенно увеличить средние и максимальные энергии электронов. Обсуждены режимы, в которых с использованием искусственного наносекундного предимпульса удаётся сформировать коллимированный электронный пучок с большим зарядом и средней энергией до 10 пондеромоторных энергий в направлении отражённого или падающего лазерного пучка. Показано, что ускорение ионов, как правило, требует сверхвысокого контраста лазерного импульса, поскольку параметры ускоряемых ионных пучков существенно ухудшаются при наличии преплазмы либо вследствие испарения тонкоплёночной мишени. Обсуждены также режимы взаимодействия лазерных импульсов с толстыми мишенями, в которых за счёт очистки поверхности предимпульсом удаётся ускорить тяжёлые многозарядные ионы. Существенная часть обзора посвящена взаимодействию излучения с микро- и наноструктурированными мишенями. Рассмотрены как методы их создания, так и вопросы, связанные с взаимодействием с такими структурами фемтосекундного лазерного импульса и с его контрастом.

Ключевые слова: фемтосекундные лазерные импульсы, контраст, предимпульс, релятивистская интенсивность, ускорение электронов и ионов, наноструктуры, микроструктуры.

Содержание

1. Введение	768
2. Контраст фемтосекундного лазерного импульса	769
3. Формирование плазмы и роль контраста при релятивистских интенсивностях лазерного излучения	771
4. Формирование пучков релятивистских электронов	775
5. Роль контраста при ускорении ионов	782
6. Взаимодействие лазерного излучения со структурированными мишенями	784
7. Заключение	790
8. Литература	791

1. Введение

Современные экспериментальные исследования взаимодействия лазерного излучения с веществом существенным образом сконцентрированы на режиме, в котором интенсивность этого излучения превышает так называемую релятивистскую интенсивность I (Вт/см²) $\approx a_0^2/\lambda_{\text{las}}^2 \times 1.37 \times 10^{18}$, где λ_{las} (мкм) – длина волны лазерного излуче-

ния; $a_0 = eA_0/(m_e c)$ – нормированный вектор-потенциал; e – заряд электрона; A_0 – амплитуда векторного потенциала; m_e – масса электрона; c – скорость света. При этом максимальная интенсивность, достигнутая в эксперименте, составляет 5.5×10^{22} Вт/см² ($a_0 = 160$) [1], а реальные эксперименты осуществляются в диапазоне интенсивностей $10^{18} - 10^{20}$ Вт/см² ($a_0 \sim 1 - 16$). В ближайшее время с вводом в эксплуатацию новых лазерных комплексов в рамках проекта ELI [2, 3] и др. ожидается дальнейшее повышение интенсивности до 10^{23} Вт/см². Плазма, образующаяся при взаимодействии такого излучения с веществом, является эффективной средой для ускорения электронов [4, 5], протонов и тяжёлых ионов [6, 7], получения направленных пучков терагерцевого [8, 9], рентгеновского и гамма-излучений [10], а также для создания вторичных источников нейтронов [11, 12] и позитронов [13, 14].

Ключевой задачей при этом является получение направленных пучков электронов с энергиями от единиц МэВ до единиц ГэВ [15–17]. Они могут быть использованы для создания лазерно-плазменных источников бетатронного излучения [18–20], лабораторного моделирования астрофизических явлений [21], сверхбыстрой

К.А.Иванов, И.М.Мордвинцев, А.Б.Савельев. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьёвы горы, 1, стр. 2; Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

С.А.Шуляпов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьёвы горы, 1, стр. 2

Д.А.Горлова, И.Н.Цымбалов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьёвы горы, 1, стр. 2; Институт ядерных исследований РАН, Россия, 117312 Москва, просп. 60-летия Октября, 7а; e-mail: gorlova.da14@physics.msu.ru

электронной микроскопии [22], создания источников тормозного рентгеновского излучения [23], ядерной спектроскопии [24], фазово-контрастной рентгенографии [25]. Наиболее совершенные на данный момент лазерно-плазменные источники пучков ускоренных электронов созданы в газе с низкой ($10^{17} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$) концентрацией [26, 27]. В то же время ускорение в плазме с околоритической концентрацией на поверхности твердотельной мишени обеспечивает гораздо больший заряд пучка, однако обычно такой пучок обладает большей расходимостью и широким квазиэкспоненциальным энергетическим спектром [28–30].

Все упомянутые работы основаны на технологии усиления chirпированных импульсов СРА [31] и её варианта ОРСРА [32]. В последнее время пришло понимание того, что временная структура фемтосекундного импульса может оказать решающее влияние на физические процессы, протекающие при лазерно-плазменном взаимодействии, особенно в режиме релятивистских интенсивностей и плотных мишеней. Эта временная структура может быть достаточно сложной и существенно зависит от особенностей схемного решения конкретного лазерного комплекса [33–36]. Обычно часть излучения, распространяющаяся до основного импульса, характеризуется величиной контраста лазерного импульса, который, однако, может быть разным на разных временных масштабах – нано-, пико- и даже субпикосекундных. В целом взаимодействие с мишенью достаточного интенсивного излучения до момента прихода основного импульса приводит к образованию преплазмы, которая может как существенно ухудшать характеристики формируемых пучков ускоренных частиц и рентгеновских фотонов, так и способствовать качественному улучшению этих характеристик, т.е. позволяет управлять лазерно-плазменным взаимодействием. В частности это можно осуществить за счёт использования дополнительных лазерных импульсов, формирующих преплазму с управляемыми параметрами. Отметим, что наличие преплазмы необходимо учитывать при проведении численного моделирования, направленного на интерпретацию результатов экспериментов или на поиск оптимальных режимов взаимодействия.

В настоящей работе представлен обзор современного состояния исследований влияния контраста релятивистски интенсивного фемтосекундного лазерного излучения на его взаимодействие с плотными мишенями, на ускорение частиц и генерацию гамма-излучения. В разд.2 более

подробно обсуждается временная структура фемтосекундного лазерного импульса, выделяются основные компоненты, которые необходимо учитывать (и измерять) при проведении исследований. Разд.3 посвящён общему обсуждению влияния контраста фемтосекундного лазерного импульса на свойства формируемой плазмы и генерацию гамма-излучения. В разд.4 приведен обзор работ, посвящённых формированию коллимированных пучков релятивистских электронов от сплошных плотных мишеней и влиянию контраста на данный процесс. Разд.5 посвящён роли контраста при ускорении ионов. Наконец, в разд.6 обсуждается взаимодействие излучения со структурированными мишенями, для которых роль контраста ещё более существенна, чем для сплошных мишеней. В Заключении приводятся общие выводы по рассмотренному материалу.

2. Контраст фемтосекундного лазерного импульса

Временная структура фемтосекундного лазерного импульса довольно сложна и определяется такими основными элементами (рис.1,*a*), как длинный наносекундный пьедестал усиленного спонтанного излучения (amplified spontaneous emission, ASE); короткие фемтосекундные импульсы, опережающие основной импульс на 5–100 пс; осцилляции огибающей на фронте импульса.

Отметим, что применение регенеративного усилителя в оптической схеме используемого лазера приведёт к возникновению коротких импульсов значительной амплитуды, опережающих основной импульс на ~ 10 нс и также существенно влияющих на процессы лазерно-плазменного взаимодействия [37, 38]. Несколько иными оказываются и характеристики длинного предимпульса спонтанного параметрического излучения в схеме ОРСРА [32].

Существуют несколько причин появления предимпульсов. На наносекундном масштабе времени они являются следствием неполного подавления ячейками Поккельса импульсов, предшествующих основному в цуге задающего генератора. На пикосекундном масштабе – следствием рассеяния на решётках, нескомпенсированной дисперсии [39, 40] или нелинейного преобразования [41–43] в активном элементе системы стретчер–усилитель–компрессор. Наконец, присутствует пьедестал длительностью в несколько наносекунд, связанный с усилен-

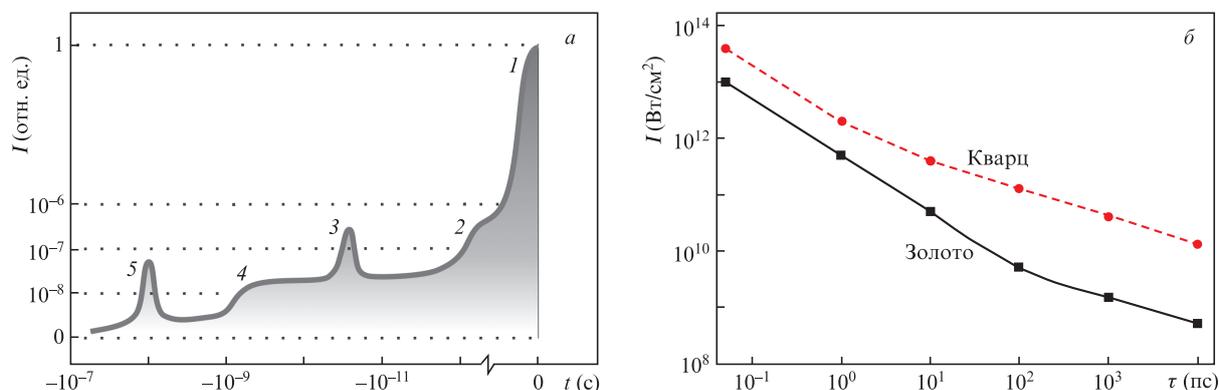


Рис.1. Типичная временная структура лазерного импульса (I – основной импульс; 2 – пикосекундный пьедестал; 3 – пикосекундный предимпульс; 4 – пьедестал ASE; 5 – наносекундный предимпульс) (*a*) и зависимости интенсивности, соответствующей порогу плазмообразования (данные взяты из [45]) для золота (металл) и кварца (диэлектрик) от длительности импульса (*b*).

ным спонтанным излучением [44]. Соответственно для численной характеристики временной структуры импульса вводят понятие контраста K – обратного отношения пиковой интенсивности основного импульса к интенсивности того или иного компонента временной структуры. В связи с этим выделяют наносекундный и пикосекундный контрасты, причём последний, как правило, необходимо знать на масштабах как 10 – 100 , так и 0.1 – 1 пс.

Для большинства твердотельных мишеней порог плазмообразования при наносекундной длительности импульса составляет 10^9 – 10^{11} Вт/см² (рис.1,б), тогда как типичный контраст по ASE, $K_{ASE} \sim 10^{-5}$ – 10^{-8} (если не используются дополнительные методы улучшения контраста) [33, 39], что обуславливает появление преплазмы с приближением интенсивности основного импульса к 10^{18} Вт/см². Экспериментально образование преплазмы под действием ASE было обнаружено ещё в [46], а в современных экспериментах по взаимодействию сверхинтенсивного лазерного излучения с веществом информация о параметрах преплазменного слоя оказывается критически важной [47]. Плазменное облако может создаваться также и под действием наносекундных и пикосекундных предимпульсов, длительности которых сравнимы с длительностью основного импульса, а интенсивности превышают $\sim 10^{13}$ Вт/см².

Даже для одной лазерной системы контраст может сильно меняться. На рис.2,а приведена типичная автокорреляционная функция третьего порядка фемтосекундного импульса для тераваттной лазерной системы на кристалле Ti:сапфира. Временной профиль импульса содержит предимпульс при задержке $\Delta t_0 \sim -20$ пс (отрицательные значения Δt_0 соответствуют опережению предимпульсами основного импульса) с контрастом $K_{ps} \sim 4 \times 10^{-5}$. Пики на временах -5.5 и -3 пс являются артефактами («призраками») коррелятора и вызваны переотражениями в нелинейных кристаллах. Контраст по ASE K_{ASE} составляет $\sim 10^{-7}$ при $\Delta t_0 < -50$ пс. Контраст может быть повышен путём использования в лазерной системе схемы, основанной на генерации ортогонально поляризованной волны (cross-polarized wave, XPW) [48]; при этом контраст улучшается примерно в 100 раз, до $K_{ASE} \sim 10^{-9}$.

Контрастом по ASE можно управлять изменением мощности накачки задающего лазерного генератора. При достижении определённого порога по мощности накачки (зависящего также от юстировки генератора) помимо квазинепрерывного фемтосекундного излучения

начинает генерироваться непрерывное излучение (CW) [49]. На рис.2,б и в показано, как меняются передний фронт ASE (после усилителей) и спектр генерируемого излучения (на выходе генератора) в зависимости от мощности накачки задающего генератора. Появление CW-компоненты, несмотря на наличие ряда ячеек Поккельса в схеме лазерных усилителей, приводит к ухудшению контраста K_{ASE} с 10^{-7} до $\sim 10^{-5}$. Длительность такого пьедестала определяется шириной временного окна ячеек Поккельса и в данном случае составляет ~ 1.5 нс.

Контраст как величина, определяющая режим взаимодействия лазерного импульса с веществом, имеет особую значимость в случае использования объемно- или поверхностно-структурированных мишеней. Дело в том, что предыонизация, абляция и даже плавление под действием как коротких предимпульсов, так и ASE могут изменить форму структур, уменьшить их аспектное отношение или, в случае «плохого» контраста, создать преплазменный слой с существенной концентрацией электронов, который не позволит излучению проникнуть до плотных структурированных слоёв мишени. При этом влияние перечисленных эффектов тем сильнее, чем меньше размер используемых структур. Если при предварительной ионизации и гидродинамическом разлёте характерный масштаб расширения отдельной структуры становится сопоставимым с её размером, то основной импульс будет, скорее всего, взаимодействовать уже с квазиоднородной мишенью. Кроме того, следует учитывать и то обстоятельство, что структурированные образцы обладают пониженным теплоотводом в глубь мишени, что снижает характерные пороги абляции и плавления по сравнению с плоскими мишенями из того же материала. Наиболее сильное влияние оказывает ASE, подавить которое достаточно сложно. Именно длительный нагрев поверхности в течение сотен пикосекунд/единиц наносекунд наиболее пагубно влияет на структуры. Пониженный в несколько раз порог плазмообразования для структурированных мишеней был отмечен авторами работы [50].

Влияние предимпульсов на свойства плазмы структурированных мишеней обсуждается в [51, 52]. При этом в последней работе отмечается, наоборот, обратное влияние – увеличение выхода рентгеновского излучения с ростом интенсивности предимпульса. Работа [52] относится к самым ранним исследованиям данного направления. Детальным измерениям контраста уделялось в то время незначительное внимание. Более подробные исследова-

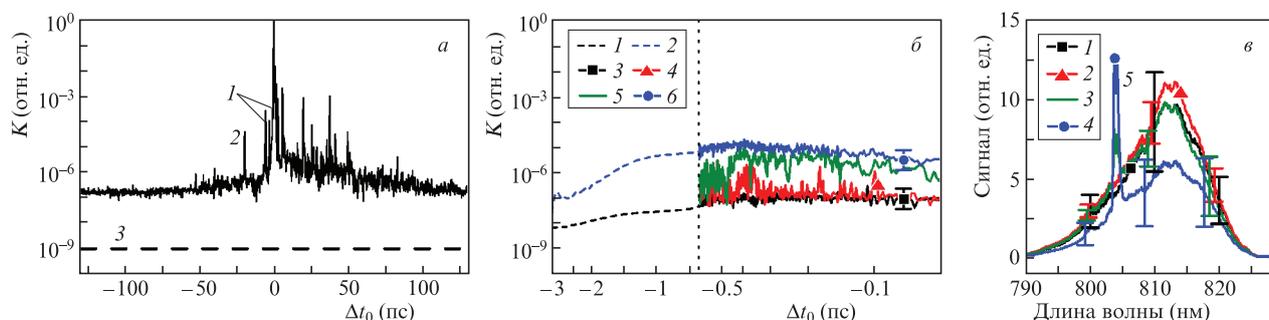


Рис.2. Автокорреляционная функция 3-го порядка фемтосекундного импульса без использования схемы XPW (сплошная линия, $K_{ASE} \sim 10^{-7}$): 1 – артефакты схемы коррелятора; 2 – предимпульс при задержке $\Delta t_0 = -20$ пс; 3 – уровень ASE с использованием XPW (штриховая линия, $K_{ASE} \sim 10^{-9}$) (а); передние фронты импульсов, измеренные быстрым фотодиодом ($\Delta t_0 = -3 \dots -0.6$ нс, штриховые линии) при мощностях накачки задающего лазерного генератора 4.5 (1) и 5 Вт (2), а также автокоррелятором 3-го порядка ($\Delta t_0 = -0.6 \dots -0.05$ нс, сплошные линии) при мощностях накачки 4.55 (3), 4.60 (4), 4.65 (5), 4.70 Вт (6) (б); спектры импульса при мощностях накачки 4.55 (1), 4.60 (2), 4.65 (3), 4.70 Вт (4), пик 5 соответствует непрерывному излучению задающего лазерного генератора (в).

ния порогов плавления для разного рода наноструктур под действием импульсов, имитирующих ASE, проводились в [53, 54]. Было показано, что порог локального плавления сильно зависит от метода изготовления структур. Так, образцы, полученные при осаждении на подложку германиевых нанонитей с относительно слабой адгезией к самой подложке, имеют на порядок меньший порог (менее 0.03 Дж/см^2), чем гладкая поверхность из того же материала. Это обстоятельство, безусловно, должно учитываться при проведении лазерно-плазменных экспериментов с использованием излучения высокой интенсивности.

Даже грубая оценка характерных параметров преплазмы, формируемой предимпульсами различной природы, является сложной экспериментальной задачей. В литературе можно найти лишь небольшое число работ, в которых представлены простые оценки ключевых параметров плазмы (температура электронов, плотность, скорость разлёта и т.д.) в широком диапазоне параметров греющего импульса. Здесь следует упомянуть работу [55]. Тем не менее вопрос о профиле концентрации электронов и масштабе разлёта плазмы не имеет универсального ответа и всё равно требует привлечения гидродинамических расчётов, а также разных экспериментальных методов прямых и косвенных оценок состояния плазмы в каждом конкретном случае.

Основным параметром, упоминаемым в этой связи в литературе, является длина преплазменного градиента L . На нём следует остановиться особо, поскольку данный параметр часто используется в работах для характеристики режима взаимодействия лазерного импульса с преплазменным слоем. По определению длиной преплазменного слоя является величина $L = |\text{dln}n_e/\text{d}x|_{x_0}^{-1}$, обычно сопоставляемая с длиной волны лазерного излучения: L/λ_0 . По умолчанию производная берётся в точке x_0 (соответствующей концентрации электронов $n_e(x_0) = n_0$), в которой происходит поглощение лазерного излучения (например, $n_0 = n_{\text{cr}}$ при нормальном падении лазерного излучения, n_{cr} – критическая концентрация электронов).

В случае короткого преплазменного градиента ($L/\lambda_0 \leq 1$) информация о длине преплазменного слоя действительно позволяет предположить преобладающий механизм ускорения электронов. Так, в случае $L/\lambda_0 \ll 1$ проявляется вакуумный нагрев [56, 57], при большей длине ($0.1 < L/\lambda_0 \lesssim 1$) – резонансное поглощение [58, 59] или $j \times B$ -нагрев [5, 59, 60] (при $a_0 \geq 1$ и $L/\lambda_0 \sim 1$). В частности отклонение направления вылета горячих электронов из мишени от нормального к направлению волнового вектора излучения [61, 62] при увеличении длины градиента (или интенсивности лазерного излучения) связывают с переходом от резонансного поглощения к $j \times B$ -нагреву.

При дальнейшем увеличении длины градиента ($L/\lambda_0 > 1$) данный параметр продолжает использоваться, но оказывается недостаточным, поскольку в этом случае начинают проявляться процессы, связанные с распространением лазерного импульса в плазме, эффективность которых в значительной мере зависит от распределения и величины электронной концентрации n_e . К ним относятся параметрические процессы [63], пондеромоторная и релятивистская самофокусировка [5, 59], а также ионизационная дефокусировка [5] лазерного пучка и др.

Параметры профиля электронной концентрации определяются с помощью экспериментальных методов и/или численного моделирования. Простейшим экспери-

ментальным методом является теневое фотографирование [62, 64–68]. На основе размера тени плазмы и в предположении экспоненциальной формы низкоплотного хвоста электронного профиля можно оценить длину преплазменного градиента в этой области [62, 64–66]. Данный метод позволяет также отслеживать изменение формы преплазменного облака [69, 70], в частности появление в нём плазменных каналов [67, 71]. Для тех же целей может быть использована интерферометрия [64, 68, 71–74], позволяющая восстановить профиль электронной концентрации (до границы тени от плазменного облака). Недостатком метода интерферометрии является неоднозначность восстановления электронного профиля, например ввиду предположения о его аксиальной симметрии, что не всегда справедливо. Общим недостатком этих двух методов является невозможность зондирования плотных областей плазмы ($n_e \sim n_{\text{cr}}$), в которых происходит поглощение энергии лазерного излучения или возбуждение плазменных волн (при $n_e \sim n_{\text{cr}}/4$ [63]), без использования рентгеновских источников [75]. В работе [68] было предложено проводить оценку длины преплазменного слоя в области высокой ($n_e \sim (0.25–0.5)n_{\text{cr}}$) электронной концентрации на основе сравнения экспериментально измеренных спектров оптического излучения плазмы (второй и полуторной гармоник основного излучения) со спектрами, полученными в ходе численного PIC-моделирования (particle-in-cell).

Обычно для определения параметров преплазменного градиента в плотной плазме экспериментальные данные, полученные методами интерферометрии или теневого фотографирования, дополняются результатами численного 1D [28, 64, 67, 76–78] или 2D [70, 72, 79] гидродинамического моделирования. Следует отметить, что 1D моделирование не позволяет моделировать двумерные искажения преплазменного градиента [70], а также может недостоверно описывать процесс разлёта плазмы [80, 81], и потому такое моделирование разумно использовать только для предварительных оценок.

3. Формирование плазмы и роль контраста при релятивистских интенсивностях лазерного излучения

Наиболее очевидной диагностикой процессов, протекающих при взаимодействии мощного лазерного излучения с плазмой, является измерение коэффициента поглощения воздействующего излучения по отражённому лазерному пучку. Вместе с тем в случае релятивистских интенсивностей отражение от плазмы не является зеркальным (присутствуют сильное искажение лазерного пучка в плазме вследствие самовоздействия и других нелинейных процессов, а также существенная диффузная компонента).

В работе [82] в широких диапазонах интенсивностей ($10^{17}–10^{18} \text{ Вт/см}^2$) и контрастов K_{ASE} (10^{-5} , 10^{-7} и 10^{-9}) измерялись коэффициенты поглощения энергии лазерного излучения при взаимодействии лазерного импульса ($\tau = 30 \text{ фс}$, $\lambda = 800 \text{ нм}$, угол падения $\theta = 40^\circ$) с толстой алюминиевой мишенью. Обнаруженное увеличение коэффициента поглощения с улучшением контраста свидетельствовало об увеличении эффективности преобразования энергии лазерного излучения в кинетическую энергию электронов. Наибольший коэффициент поглощения наблю-

дался при контрасте 10^{-9} : он составлял 60%–70% и 50%–60% для р- и s-поляризаций лазерного излучения соответственно. При контрасте 10^{-5} коэффициент поглощения был на 10% ниже. Наименьший коэффициент поглощения наблюдался при $K_{ASE} \sim 10^{-7}$: 45%–55% и 20%–35% для р- и s-поляризаций соответственно. При наилучшем контрасте в качестве механизма поглощения излучения авторами [82] рассматривалось пондеромоторное ускорение на резкой границе плазма–вакуум; обсуждение механизмов ускорения при ухудшении контраста в этой работе отсутствовало.

Значительно более информативными диагностиками процессов, протекающих при взаимодействии мощного лазерного излучения с плазмой, являются диагностика тормозного гамма-излучения плазмы, а также прямое измерение характеристик электронных потоков из плазмы. Действительно, спектры рентгеновского и гамма-излучения несут информацию о горячих электронах, образующихся в плазме, их энергетическом и угловом спектрах и, следовательно, о механизмах появления таких электронов, о поглощении энергии лазерного излучения в плотной плазме и т. д. Первые экспериментальные работы, посвящённые влиянию контраста на энергию и выход характеристического рентгеновского излучения, появились в 1990-е годы [83–85]. В дальнейших исследованиях как позитивное, так и негативное влияние предимпульсов и создаваемой ими преплазмы было рассмотрено с использованием различных экспериментальных схем.

В работах [86, 87] экспериментально исследовалось взаимодействие лазерного импульса ($\tau = 50$ фс, $\lambda = 800$ нм, $I \sim 10^{18}$ Вт/см², р-поляризация, $K_{ASE} \sim 10^{-5}$, $\theta = 45^\circ$) с толстыми пластинками из молибдена. Путём выключения и разъюстировки ячеек Поккельса в лазерной системе контраст, определявшийся амплитудой короткого предимпульса, опережающего основной импульс на 13 нс, варьировался от 2.5×10^{-7} до 10^{-2} . Было показано, что ухудшение контраста K_{ns} до менее 2×10^{-3} приводит к резкому (более чем в два раза) увеличению «температуры» тормозного рентгеновского излучения с $\sim 134 \pm 9$ до ~ 300 кэВ (здесь и далее под температурой мы подразумеваем показатель при экспоненциальной аппроксимации спектров излучения либо электронов). Отметим, что в данном случае ASE играло заметную роль при формировании преплазменного градиента, поскольку его интенсивность значительно превышала порог плазмообразования.

В работе [37] представлены результаты сравнительных исследований генерации тормозного гамма-излучения при трёх различных режимах измерений (табл. 1).

В этих экспериментах лазерный импульс ($\tau = 45$ фс, $\lambda = 800$ нм, $I \sim 10^{18}$ Вт/см², р-поляризация, $\theta = 45^\circ$) фокусировался на толстые пластинки из стали и свинца. Тормозное гамма-излучение регистрировалось сцинтилляционным детектором на основе кристалла NaI [88]. В режиме 2 тем-

пература гамма-излучения 65 ± 10 и 180 ± 20 кэВ на стальной мишени при $I \sim 7 \times 10^{17}$ и 2×10^{18} Вт/см² соответственно коррелировала с оценками для резонансного поглощения [89] и пондеромоторного ускорения [90] (т. е. в этом режиме основной импульс взаимодействовал с резким преплазменным слоем, $L/\lambda \ll 1$). При высоком уровне ASE (режим 1) на поверхности мишени образуется длинный ($L/\lambda > 100$) и плотный преплазменный слой, что приводит к увеличению температуры до 115 ± 10 кэВ на стальной мишени при $I \sim 7 \times 10^{17}$ Вт/см² и до 370 ± 120 кэВ на свинцовой мишени при $I \sim 10^{18}$ Вт/см². Значительное увеличение температуры на свинцовой мишени связано с низким порогом плазмообразования свинца [69]. Введение во временную структуру наносекундного предимпульса при хорошем K_{ASE} (режим 3), напротив, приводит к снижению температуры гамма-излучения T_h до 135 ± 10 кэВ на стальной мишени при $I \sim 2 \times 10^{18}$ Вт/см². В этом случае на поверхности мишени образуется длинный, но разреженный преплазменный слой, приводящий к снижению интенсивности лазерного излучения в области эффективной генерации быстрых электронов. При плохом K_{ASE} (режим 1) наблюдался эффект дополнительного увеличения температуры гамма-излучения при увеличении длительности лазерного импульса с 45 до 350 фс с сохранением его энергии (т. е. с уменьшением интенсивности). Температура гамма-излучения увеличивалась до 640 ± 115 кэВ на свинцовой мишени при $I \sim 10^{17}$ Вт/см².

В работах [91, 92] было экспериментально показано, что оптимизация выхода характеристического рентгеновского излучения, генерируемого при облучении тонких (300 нм и 20 мкм) мишеней из Cu и Ti лазерным импульсом ($\tau = 150$ фс, $\lambda = 800$ нм, $I \sim 10^{17}$ Вт/см², р-поляризация, $K_{ASE} \sim 10^{-8}$, $\theta = 25-55^\circ$), может осуществляться варьированием задержки ($\Delta t_0 = -5 \dots -25$ пс) между основным импульсом и коротким искусственным предимпульсом ($\tau = 150$ фс, $I \sim 10^{14}$ Вт/см²). Численное PIC-моделирование показало, что этот эффект связан с оптимизацией коэффициента поглощения лазерного излучения при изменении длины преплазменного слоя ($L/\lambda \sim 0.01-1$).

В работе [77] был обнаружен электронный пучок, генерируемый по нормали к передней поверхности толстой медной мишени, облучаемой лазерным импульсом ($\lambda = 800$ нм, $K_{ASE} \sim 10^{-6}$, $\theta = 45^\circ$) при различных интенсивностях ($I \sim (0.4-4) \times 10^{17}$ Вт/см² при $\tau = 45$ фс), длительностях ($\tau = 45-1200$ фс при флюенсе $\sim 2 \times 10^4$ Дж/см²) и поляризациях. Появление пучка связывалось авторами с образованием преплазменного слоя на поверхности мишени под действием ASE. Пучок наблюдался во всём диапазоне изменений варьируемых параметров и имел расходимость $\sim 20^\circ$. Температура электронов зависела от интенсивности как $\propto I^{2/3}$ и составляла 290 и 160 кэВ при $I \sim 4 \times 10^{17}$ Вт/см² для р- и s-поляризаций соответственно, что превышает оценку (т. н. «Beg's law» [89]) $T_h \approx 215(I_{18}\lambda_{\mu m}^2)^{1/3}$ (кэВ) (здесь I_{18} – интенсивность падающего излучения, нормированная на 10^{18} Вт/см², $\lambda_{\mu m}$ – длина световой волны в мкм), которую обычно связывают с эффектом резонансного поглощения. С увеличением длительности лазерного импульса температура электронов уменьшалась, что противоречит результатам работы [37], где контраст по ASE был на порядок хуже ($\sim 10^{-5}$).

Таким образом, основную роль в формировании преплазмы, способствующей поглощению лазерного излуче-

Табл. 1. Контраст лазерного излучения при различных режимах измерений [37].

Ре- жим	K_{ASE}	Пикосекундный предимпульс		Наносекундный предимпульс	
		Задержка (пс)	K_{ps}	Задержка (нс)	K_{ns}
1	10^{-5}	25	5×10^{-3}	12.5	2×10^{-6}
2	10^{-8}	12	6×10^{-7}	12.5	5×10^{-8}
3	10^{-8}	12	6×10^{-7}	12.5	3×10^{-4}

ния и ускорению электронов до энергий, существенно превышающих пондеромоторную энергию при фокусировке в вакуум, играет именно контраст по ASE, тогда как короткие предимпульсы не столь важны (если их амплитуда достаточно мала). Поэтому для создания преплазмы лучше использовать искусственный наносекундный предимпульс, параметрами которого (энергия, длина волны, диаметр пучка) можно легко управлять независимо от параметров основного фемтосекундного импульса. При этом последний, вообще говоря, должен иметь хороший контраст по всем предимпульсам и ASE.

В работе [76] исследовался выход характеристического (K_α) и тормозного излучений, генерируемых при взаимодействии лазерного импульса ($\tau = 40$ пс, $\lambda = 1050$ нм, $\epsilon \sim 300$ Дж, $I \sim 8 \times 10^{17}$ Вт/см², $\theta = 16^\circ$) с серебряной фольгой толщиной 12 мкм в зависимости от контраста ($K_{ns} \sim 10^{-6}$, 10^{-5} или 10^{-4}), определяемого длинным искусственным предимпульсом ($\tau = 3$ нс, $\lambda = 1053$ нм). Предимпульс опережал основной импульс на 3 нс. При ухудшении контраста с 10^{-6} до 10^{-4} уменьшался как выход K_α -излучения с $(10 \pm 2) \times 10^{11}$ до $(3 \pm 0.6) \times 10^{11}$ квант./ср, так и выход тормозного излучения с энергией менее 1 МэВ. С другой стороны, при этом с 1×10^{12} до 5×10^{12} шт. · МэВ⁻¹ · ср⁻¹ возрастал выход электронов (с энергией 0–5 МэВ), регистрируемых электронным спектрометром с задней поверхности мишени, и с 0.6 до 1.8 Дж увеличивался общий вынос энергии электронами. Поэтому авторы [76] связали снижение выхода рентгеновского излучения с увеличением преобразования энергии лазерного излучения в кинетическую энергию электронов и с уменьшением числа повторных проходов сквозь вещество мишени электронов, возвращаемых амбиполярным полем ионов.

В работе [62] исследовалась направленность пучка тормозного гамма-излучения при взаимодействии лазерного импульса ($\tau = 1-1.5$ пс, $\lambda = 1054$ нм, $\epsilon \sim 20-50$ Дж, $I \sim (1-3) \times 10^{19}$ Вт/см², р-поляризация, $\theta = 45^\circ$) с толстой составной мишенью из тантала (толщиной 1.75 мм) и меди (толщиной 3 мм). Для создания сравнительно короткой преплазмы ($L/\lambda = 2.6-5.9$) длительность пьедестала ASE изменялась от 0.3 до 1 нс (величина K_{ASE} не указана), а для генерации длинного преплазменного слоя использовался искусственный предимпульс (6% от энергии основного импульса), приходящий за 0.3–1.5 нс до основного импульса. Регистрация гамма-излучения проводилась с использованием реакции активации $^{63}\text{Cu}(g, n)^{62}\text{Cu}$ (порог реакции 10 МэВ) в медных блоках, расположенных вокруг мишени. При $L/\lambda \sim 1$ увеличение длины преплазмы приводило к смещению преимущественного направления генерации гамма-излучения от нормали к задней поверхности мишени (что соответствует резонансному поглощению) к направлению вдоль волнового вектора (что соответствует $j \times B$ -нагреву). Угловая ширина пучка составляла $35-40^\circ$, а температура была равна 1–4 МэВ. При больших длинах преплазменного слоя ($L/\lambda \sim 100$) направление генерации гамма-излучения становилось хаотическим, изменяющимся от выстрела к выстрелу.

В работе [64] проводилась характеристика источника тормозного гамма-излучения в экспериментальной схеме, близкой к описанной в предыдущем абзаце. Лазерное излучение ($\tau = 1$ пс, $\lambda = 1053$ нм, $\epsilon \sim 30$ Дж, $I \sim 10^{19}$ Вт/см², р-поляризация, $\theta = 45^\circ$) фокусировалось на толстую составную мишень из пластика (толщиной 10 мкм) и тан-

тала (толщиной 2 мм). Преплазма создавалась искусственным предимпульсом ($\tau = 450$ пс, $\epsilon \sim 15$ Дж, $I \sim 10^{14}$ Вт/см², $K_{ps} \sim 10^{-5}$), а её длина L варьировалась в диапазоне 20–60 мкм путём изменения задержки между импульсами. Угловое распределение и энергетический спектр гамма-квантов (в области энергий, превышающих 10 МэВ) измерялись активационным методом в реакциях $^{63}\text{Cu}(g, n)^{62}\text{Cu}$ (порог 10 МэВ) и $^{12}\text{C}(g, n)^{11}\text{C}$ (порог 19 МэВ) в блоках, расположенных вокруг мишени; доза и распределение рентгеновского излучения (свыше 200 кэВ) – кремниевыми диодами. Структура и размеры источника излучения восстанавливались путём анализа полутеней толстой свинцовой диафрагмы. Пучок гамма-излучения генерировался по нормали к задней стороне мишени. При увеличении длины преплазмы пучок расширялся (с 20 до 40°), возрастали температура (с ~ 1.5 до 2.7 МэВ) и поток (с 1 до 2.7×10^9 квант./ср) гамма-квантов, а также доза (с ~ 5 до 12 мРад на 1 м воздуха) рентгеновского излучения. Снижение интенсивности основного импульса в три раза не влияло на распределение гамма-квантов и температуру источника, но пропорционально снижало поток гамма-квантов и дозу рентгеновского излучения. Размер источника гамма-квантов составлял ~ 200 мкм. Имеющиеся при $L \sim 20-40$ мкм горячие точки пропадали при удлинении преплазмы, структура источника становилась более симметричной и стабильной. Численное PIC-моделирование показало, что изменчивость структуры источника и появление в ней горячих точек при $L \sim 40$ мкм объясняется распадом лазерного пучка в преплазме на отдельные филаменты.

В работе [67] режим взаимодействия определялся не только параметрами преплазмы, но и интенсивностью основного импульса ($\tau = 300-500$ фс, $\lambda = 1058$ нм, $\epsilon \sim 15$ Дж, $I \sim 10^{19}$ Вт/см², $K_{ASE} < 2 \times 10^{-8}$ при задержках более 50 пс, $\theta = 0$). Использовалась тонкая (0.3 мкм) пластиковая мишень. Преплазма создавалась встречным лазерным импульсом ($\tau = 750$ пс, $\lambda = 1058$ нм, $I \sim (3-5) \times 10^{12}$ Вт/см², $\theta = 35^\circ$), фокусируемым на поверхность плёнки с её тыльной стороны. Задержка между импульсами составляла 500–850 пс. Концентрация электронов n_e в преплазменном слое равнялась $(0.1-0.2)n_{cr}$. При интенсивности излучения $\sim 4 \times 10^{18}$ Вт/см² температура электронов, вылетающих с тыльной стороны мишени, составляла ~ 1 МэВ. При интенсивности более 5×10^{18} Вт/см² пропускание плазмы увеличивалось с 5% до 20%–30%. В электронном спектре появлялась новая электронная компонента с температурой ~ 3 МэВ и максимальной энергией электронов до 20 МэВ. Теневые измерения и моделирование процесса распространения импульса излучения с интенсивностью $\sim 6 \times 10^{18}$ Вт/см² в преплазме показали наличие самофокусировки, приводящей к образованию канала. Интенсивность излучения в канале достигала $\sim 10^{20}$ Вт/см². Появление новой электронной компоненты объясняется прямым ускорением электронов в канале под действием силы Лоренца ($j \times B$) лазерным импульсом с возросшей интенсивностью.

В работе [71] во временную структуру импульса ($\tau = 1$ пс, $\lambda = 1054$ нм, $\epsilon \sim 50$ Дж, $I \sim 5 \times 10^{19}$ Вт/см², $\theta = 0$) вносились два искусственных предимпульса. Первый ($\tau = 600$ пс, $\lambda = 527$ нм, $I \sim 5 \times 10^{14}$ Вт/см², $K_{ns} \sim 10^{-5}$) опережал основной импульс на 1.3 нс и создавал преплазменный слой с $n_e \sim 0.1n_{cr}$. Второй ($\tau = 1$ пс, $\lambda = 1054$ нм) использовался для создания канала в преплазменном слое. Время опережения им основного импульса варьировалось от 20

до 120 пс. Мишенями служили пластиковые плёнки толщиной 0.1, 0.3 и 0.5 мкм. Контроль параметров канала осуществлялся с помощью интерферометрии, тормозное гамма-излучение плазмы регистрировалось сцинтилляционными детекторами. Было показано, что интегральная энергия гамма-квантов увеличивается в четыре раза при увеличении задержки между основным импульсом и коротким предимпульсом, создающим канал, с 20 до 120 пс (при толщине мишени 0.3 мкм). Также при этом в три раза, с 13% до 38%, увеличивается пропускание плазмы, а режим генерации гамма-излучения в присутствии канала становится более стабильным.

Таким образом, появление релятивистских электронов при распространении импульса лазерного излучения с интенсивностью $10^{19} - 10^{20}$ Вт/см² в протяжённом преплазменном слое с концентрацией, существенно меньшей критической, связано с самофокусировкой излучения с последующим образованием канала в плазме [72]. При этом увеличение интенсивности излучения или электронной концентрации преплазменного слоя в области перетяжки лазерного пучка ведёт к расщеплению этого пучка на отдельные филаменты и к снижению эффективности ускорения электронов. Кроме того, достижение лазерным пучком областей плазмы с околочритической концентрацией электронов (вблизи поверхности мишени) также приводит к эффективному нагреву и ускорению электронов. При меньших интенсивностях большую роль играют плазменные волны. В работе [37] с использованием 3D3V кода Мандор [93] было проведено численное PIC-моделирование распространения лазерного импульса ($\tau = 50$ фс, $I = 10^{18}$ Вт/см²) при различных длинах L градиента концентрации n_e . В случае длинного ($L/\lambda \sim 100$) градиента (линейно возрастающей до $0.4n_{cr}$ концентрации n_e) к генерации высокоэнергетичных электронов приводят самофокусировка излучения при $n_e < 0.2n_{cr}$, а также возбуждение и опрокидывание плазменных волн при $n_e \sim (0.3 - 0.4)n_{cr}$.

Результаты более планомерного исследования влияния предимпульса опубликованы в работах [68, 74, 94–96], где в качестве предимпульса использовался наносекундный импульс Nd:YAG-лазера ($\tau = 6, 8$ нс; $\lambda = 532, 1064$ нм; $I \sim 10^{12}$ Вт/см²). Задержка между наносекундным и фемтосекундным ($\tau = 50 \pm 5$ фс, $\lambda = 813$ нм, $I \sim 2 \times 10^{18}$ Вт/см², р-поляризация, $K_{ASE} \sim 10^{-6} - 10^{-9}$, $\theta = 45^\circ$) импульсами определяла вид преплазменного градиента. Использовались толстые мишени из молибдена и вольфрама.

Типичная зависимость интегрального выхода гамма-излучения (карта) от задержки Δt_0 между фемтосекундным (ФС) и наносекундным (НС) импульсами и положения фокальной плоскости относительно исходной поверхности мишени (глубина фокусировки f_0) представлена на рис.3,а. Задержка Δt_0 могла устанавливаться от +5 до -40 нс (при отрицательных задержках НС импульс опережал ФС импульс). Значительное увеличение температуры T_h и выхода гамма-излучения по сравнению со случаем одиночного ФС импульса наблюдалось при $\Delta t_0 = +5 \dots -10$ нс (первый максимум) и $\Delta t_0 = -20 \dots -40$ нс (второй максимум). (Для одиночного ФС импульса $T_h \sim 150 \pm 15$ кэВ, максимальная энергия гамма-излучения равна ~ 1.5 МэВ.) В диапазоне $\Delta t_0 = -10 \dots -20$ нс выход гамма-излучения спадал до нуля. В области задержек, соответствующих второму максимуму, повышенный выход гамма-излучения наблюдался при фокусировке ФС импульса над поверхностью мишени: $f_0 = -50 \dots -100$ мкм. В области первого максимума было зарегистрировано увеличение температуры гамма-излучения до $\sim 1.6 \pm 0.3$ МэВ (в 10 раз) и максимальной энергии до ~ 7.5 МэВ (в 7 раз) [68].

Контраст K_{ASE} значительно влияет на выход гамма-излучения при задержках, соответствующих второму максимуму (рис.3,б) [96]. Было показано, что при повышении контраста до $K_{ASE} < 10^{-9}$ второй максимум пропадает. Повышенный выход гамма-излучения при задержках, соответствующих второму максимуму, появляется

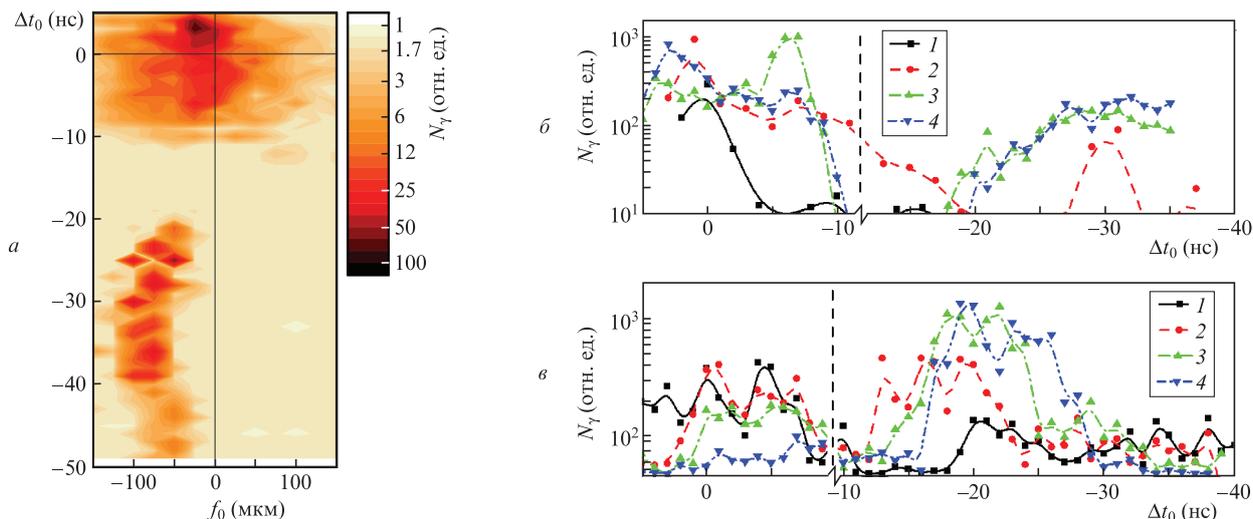


Рис.3. Типичная зависимость интегрального выхода γ -излучения плазмы N_γ от задержки Δt_0 между ФС и НС импульсами и положения фокальной плоскости относительно исходной поверхности мишени (глубины фокусировки f_0) при $\tau = 50 \pm 5$ фс, $K_{ASE} \sim 10^{-7} - 10^{-6}$, мишень – Мо толщиной 2 мкм [68] (а) и сечения карт при $\tau = 50$ фс и $K_{ASE} < 10^{-9}$, $f_0 = -25$ мкм (1); $K_{ASE} \sim 10^{-7}$, $f_0 = -25$ мкм (2); $K_{ASE} \sim 10^{-5}$, $f_0 = -25$ мкм при $\Delta t_0 > -12$ нс и $f_0 = -100$ мкм при $\Delta t_0 \leq -12$ нс (3); $K_{ASE} > 10^{-5}$, $f_0 = -25$ мкм при $\Delta t_0 > -12$ нс и $f_0 = -90$ мкм при $\Delta t_0 \leq -12$ нс (4) [96] (б), а также сечения карт при постоянной энергии ФС импульса, $K_{ASE} \sim 10^{-7}$ и $\tau = 50$ фс, $I = 3 \times 10^{18}$ Вт/см², $f_0 = -10$ мкм (1); $\tau = 570$ фс, $I = 2 \times 10^{17}$ Вт/см², $f_0 = -10$ мкм при $\Delta t_0 > -10$ нс и $f_0 = -75$ мкм при $\Delta t_0 \leq -10$ нс (2); $\tau = 1130$ фс, $I = 1 \times 10^{17}$ Вт/см², $f_0 = -10$ мкм при $\Delta t_0 > -10$ нс и $f_0 = -105$ мкм при $\Delta t_0 \leq -10$ нс (3); $\tau = 1700 \pm 100$ фс, $I = 8 \times 10^{16}$ Вт/см², $f_0 = -10$ мкм при $\Delta t_0 > -10$ нс и $f_0 = -140$ мкм при $\Delta t_0 \leq -10$ нс (4) [74] (в). При расчёте сечений для каждой задержки приведена средняя величина выхода N_γ по глубине фокусировки f_0 в области ± 25 мкм.

при $K_{ASE} \sim 10^{-7}$. При дальнейшем снижении контраста до $K_{ASE} \sim 10^{-5}$ выход гамма-излучения возрастает, при этом оптимальная глубина фокусировки f_0 соответствует точке над поверхностью мишени. Появление второго максимума, по всей видимости, связано с формированием короткого преплазменного градиента при нагреве сильно разлетевшейся рекомбинирующей холодной плазмы под действием ASE основного ФС импульса.

Повышение выхода гамма-излучения коррелировало с появлением в спектре оптического излучения плазмы полуторной гармоники ФС импульса излучения. Диагностика оптического излучения плазмы и результаты PIC-моделирования кодом Мандор показали [68], что при малых задержках между импульсами (первый максимум) в диапазоне $n_e \sim (0.25-1)n_{cr}$ под действием НС импульса создаётся сравнительно короткий преплазменный градиент, $L/\lambda \sim 1-2$. Это способствует эффективному возбуждению параметрических неустойчивостей (комбинационное рассеяние, двухплазменный распад). Электроны, получившие энергию в результате опрокидывания плазменных волн, ускоряются в поле ФС лазерного импульса (при инъекции в правильной фазе), что и объясняет генерацию быстрых электронов, в том числе в виде пучка (см. подробнее в разд.4).

Расширение плазмы после окончания НС импульса приводит к формированию достаточно протяженной плазмы с $L/\lambda \sim 10-100$, что вызывает резкий спад выхода гамма-излучения. Наиболее вероятными причинами этого являются искажение и ионизационная дефокусировка ФС пучка, что частично подтверждается численным моделированием распространения ФС импульса в преплазме с учётом полевой ионизации, проведённым на основании результатов интерферометрии [73].

Для снижения негативной роли ионизации на передней поверхности мишени в ряде экспериментов была размещена полиэтиленовая плёнка толщиной 200–400 мкм [97]. Это позволило увеличить температуру гамма-излучения во втором максимуме (при НС импульсе излучения на $\lambda = 1064$ нм) до ~ 2 МэВ, а максимальную энергию – до 10 МэВ и инициировать реакцию фоторасщепления дейтерия $D(\gamma, n)H$ (порог 2.23 МэВ) с выходом 8 ± 1 нейтронов на импульс (в 4π) [98].

Однако ионизация может играть и положительную роль. Увеличение длительности ФС импульса с 50 до 1700 фс при постоянной энергии (интенсивность снижается с 3×10^{18} до 8×10^{16} Вт/см²) приводит к увеличению интегрального выхода гамма-излучения во втором максимуме более чем в 10 раз по сравнению с первоначальным уровнем, в 2–3 раза – по сравнению с выходом в первом максимуме при минимальной длительности и в 30 раз – по сравнению с выходом в случае одиночного ФС импульса без НС предимпульса ([74], рис.3.6). На основе данных интерферометрии, а также диагностики оптического и гамма-излучения плазмы в режиме длинного ФС импульса была выявлена существенная роль столкновительной ионизации атомов электронами, осциллирующими в поле такого импульса, в формировании профиля электронной концентрации при задержках, соответствующих второму максимуму выхода гамма-излучения. Численное моделирование показало, что к ускорению электронов в данном случае приводит опрокидывание плазменных волн, возбуждаемых при вынужденном комбинационном рассеянии лазерного излучения в плазме с $n_e = 0.25n_{cr}$.

4. Формирование пучков релятивистских электронов

Идея ускорения электронов с использованием мощных лазерных импульсов существует уже более 40 лет. В 1979 г. Т.Таджимой и Д.Доусоном была предложена концепция «лазерного ускорителя» [99], в которой лазерный импульс, распространяясь в разреженной подкритической плазме, возбуждает плазменную волну, ускоряющую электроны до больших энергий (в единицы ГэВ и выше). Позднее данный механизм стал называться ускорением в кильватерной волне (laser wakefield acceleration, LWFA) и был рассмотрен во множестве работ (см. напр., [15, 100–102]).

Работ, посвященных исследованию ускорения электронов с использованием твердотельных мишеней, значительно меньше. Это связано с тем, что получаемые при таком взаимодействии электроны имеют меньшие энергии (единицы-сотни МэВ), широкий, чаще всего квази-экспоненциальный спектр и большую расходимость (вплоть до 1–10 ср), т.е. их параметры хуже получаемых на ускорителях. При этом использование твердотельных мишеней имеет свои преимущества: большой заряд генерируемых пучков, возможность ускорения ионов совместно с электронами, сопутствующая генерация рентгеновского и гамма-излучений.

Стоит отметить, что существует ряд теоретических работ, в которых предсказано формирование пучков электронов с большим зарядом (до нКл) и при ускорении в кильватерной волне. Например, в работе [103] в результате 1D и 2D PIC-моделирования показана возможность формирования пучка электронов с зарядом ~ 1 нКл при использовании газовой струи со специально сформированным неоднородным профилем. Такие большие заряды получаются из-за эффективной самоинъекции электронов в кильватерную волну [104], причём размытость границы плазма–вакуум действительно приводит к улучшению параметров пучка [105]. Однако идеи, предложенные в этих работах, пока не имеют экспериментального подтверждения (из-за сложности формирования необходимого профиля электронной концентрации или отсутствия лазерных систем с требуемыми параметрами). На данный момент экспериментально достигнутые заряды пучка при LWFA в газовой струе всё ещё существенно меньше зарядов, получаемых с использованием твердотельных мишеней (сотни пКл [106] против ~ 100 нКл [107]).

Большое число исследований, рассматривающих ускорение электронов до релятивистских энергий при взаимодействии сверхинтенсивного лазерного излучения с твердотельными мишенями, появилось в 90-х годах прошлого века. Одной из первых статей по данной теме является работа П.Гиббона [108]. В частности в ней с использованием PIC-моделирования было обнаружено ускорение электронов до энергий в несколько МэВ при взаимодействии р-поляризованного гауссова лазерного импульса с интенсивностью $I \sim 10^{18}$ Вт/см² с надкритической плазмой ($n_e/n_{cr} = 2-10$) с идеально резкой границей (профиль имел вид ступеньки). Такие исследования были мотивированы, в частности, задачами управляемого термоядерного синтеза.

Типичный энергетический спектр электронов в таком режиме может быть описан экспоненциальной зависимостью с показателем («температурой») $T_h \approx 0.5a_0^{4/3}$ [89]. В

работе [109] на основе анализа различных моделей и численных расчётов получена, исходя из законов сохранения энергии и импульса, другая оценка: $T_h \approx 0.35a_0\sqrt{\eta_e}$, где $\eta_e \approx (5 \times 10^{-2})a_0^2$ – доля энергии, переданной быстрым электронам плазмы [46]. Кроме того, была обнаружена зависимость «температуры» генерируемых электронов от материала мишени [110]. Угловой спектр электронов при таком ускорении – широкий, с расходимостью вплоть до нескольких радиан, что затрудняет применение источника.

В недавней работе [111] было показано, что механизмы кильватерного ускорения могут реализовываться не только в газах, но и с использованием твердотельных мишеней. Был рассмотрен режим генерации электронов при воздействии импульсов с достаточно низкой энергией и малой длительностью ($\epsilon = 2.6$ мДж, $\tau = 3.5\text{--}24$ фс, $K_{ps} = 10^{-10}$) на мишень из SiO_2 . Для создания однородной преплазмы использовалась часть (4% по энергии) основного импульса. Длина градиента преплазмы L/λ изменялась от ~ 0.2 до нескольких единиц путём изменения задержки (0–300 пс). Было показано, что для случая $L \sim \lambda$ при таких параметрах возможно проявление LWFA, т. к. короткий (3.5 фс) импульс способен резонансно возбуждать волны в плазме с концентрацией электронов порядка критической, чего не наблюдается для более длинного импульса (24 фс). Основным источником инжекции в данном случае являются электроны с L-оболочки атома кремния.

Было также предложено использовать в качестве мишени газовые струи высокого давления [112], которые при ионизации способны создавать плазму с концентрацией, близкой к критической ($(0.1\text{--}0.5)n_{cr}$), и показано, что при определённой концентрации плазмы возможен эффект самоканалирования излучения (так, при $\tau = 200$ фс, $\epsilon = 250$ мДж, $I \sim 4 \times 10^{18}$ Вт/см² длина канала достигает сотен мкм) и ускорение электронов в образовавшемся канале до энергий ~ 1 МэВ. Данный механизм получил название прямого лазерного ускорения электронов (direct laser acceleration, DLA) и также наблюдается при наклонном падении высокоинтенсивного лазерного излучения на подкритическую плазму, профиль концентрации которой должен удовлетворять определенным требованиям (см. далее) [107, 113].

В последнее десятилетие произошел новый всплеск интереса к ускорению электронов с использованием твердотельных мишеней. Он связан как с развитием лазерной техники (появление петаваттных лазерных систем, достижение релятивистских интенсивностей при частоте следования импульсов 1–10 кГц [114]), так и с особенностями параметров генерируемых электронных пучков (в первую очередь, с возможностью получения большого заряда, а также с развитием методов, обеспечивающих коллимацию полученного пучка). Например, в работе [28] были получены стабильные пучки электронов с энергией до 2 МэВ и зарядом 7 пКл при взаимодействии лазерных импульсов ($\tau = 30$ фс, $\lambda = 800$ нм, $\epsilon \sim 3$ мДж, $I \sim 2 \times 10^{18}$ Вт/см², $K_{ASE} \sim 4.5 \times 10^{-11}$, $\theta = 45^\circ$) с частотой следования 0.5 кГц с мишенью из SiO_2 в присутствии искусственного предимпульса ($\tau \sim 30$ фс, $I \sim 2 \times 10^{14}$ Вт/см², $K_{fs} \sim 10^{-4}$). Задержка между импульсами варьировалась от 0 до 187 пс, при этом длина преплазменного слоя L , по оценкам авторов, изменялась от менее 0.1 до 5.5λ . При изменении задержки от 0 до 16.7 пс электронный пучок генерировался под углом 36° от нормали к поверхности ми-

шени и его заряд увеличивался, достигая максимума при $L/\lambda = 0.5$.

Пучки электронов могут генерироваться уже при субрелятивистских интенсивностях лазерного излучения. Так, в работе [40] был получен квазимоноэнергетический пучок ($E \sim 100$ кэВ, $Q = 9$ пКл), генерирующийся при взаимодействии лазерного пучка ($\tau = 65$ фс, $I \sim 10^{17}$ Вт/см², $K_{ps} \sim 10^{-7}$) с мишенью из алюминия. Характерный масштаб преплазменного градиента L составлял $0.1\text{--}0.5\lambda$. Генерация электронного пучка описывается с помощью двухступенчатой модели: сначала лазерным излучением возбуждается плазменная волна в подкритической плазме, из которой в определённые моменты времени «выбрасывается» часть электронов в направлении отражённого излучения. Момент выброса электронного пучка определяется динамикой интерференционной картины, формируемой падающим и отраженным пучками. Затем эти электроны отклоняются по направлению к нормали под действием пондеромоторного поля интерференционной картины. Данная модель была подтверждена в PIC-моделировании, которое было проведено для $L/\lambda = 0.2$, но дальнейшего исследования влияния параметров преплазмы на ускорение электронов не проводилось.

Квазимоноэнергетические пучки электронов с энергиями 0.2–0.8 МэВ и расходимостью ~ 0.1 рад также были получены в работе [115] при взаимодействии лазерного излучения ($\tau = 60$ фс, $I \sim 2 \times 10^{17}$ Вт/см²) с краем алюминиевой фольги толщиной 200 мкм. Поскольку в лазерном излучении присутствовал мощный предимпульс ($K_{ps} \sim 10^{-4}$), основное излучение взаимодействовало с градиентом преплазмы, его характерный масштаб был оценен как $L/\lambda \sim 15$. Проведенное PIC-моделирование показало, что ускорение электронов происходит в плазменной волне, которая генерируется в результате самомодуляционной неустойчивости интенсивного лазерного импульса при его распространении в неоднородной преплазме. В работе [116] исследовались угловое и энергетическое распределения электронов для случая лазерных импульсов с интенсивностями $10^{16}\text{--}10^{18}$ Вт/см² ($K_{ps} \sim 10^{-7}$). Мишенью была пластина из Al толщиной 5 мм. В качестве дополнительного искусственного предимпульса использовалась часть (6%) основного лазерного импульса длительностью 60 фс. Задержка при этом варьировалась от 20 до 80 пс, что позволяло менять масштаб преплазмы в пределах $10\text{--}50\lambda$. Энергии электронов достигали ~ 1 МэВ при расходимости пучка $20\text{--}40^\circ$. Было экспериментально обнаружено влияние предимпульса на направление распространения электронов: в отсутствие задержки между предимпульсом и основным импульсом электроны генерировались по нормали к поверхности мишени, однако при увеличении задержки до 80 пс электроны распространялись в направлении отраженного лазерного импульса. Однако более подробно механизмы ускорения электронов, как и влияние преплазмы, в этой работе не изучались.

Существует еще один механизм ускорения – вакуумное ускорение электронов (vacuum laser acceleration, VLA) [117]. Для него с помощью PIC-моделирования была продемонстрирована возможность достижения электронами энергий ~ 1 ГэВ при инжекции электронов с начальной энергией $10\text{--}20$ МэВ в поле лазерного импульса с $I \sim 10^{22}$ Вт/см² [118]. Экспериментально такие энергии на данный момент не достигнуты, первый раз эффект экспериментально подтвержден в 2016 г. [119]. В этой ра-

боте лазерный импульс длительностью 25 фс с пиковой интенсивностью 2×10^{18} Вт/см² и высоким контрастом ($K_{ps} \sim 10^{-10}$ при задержке 2 пс), достигаемым за счёт использования двойного плазменного зеркала [120], фокусировался на мишень из алюминия под углом $\theta = 55^\circ$. Для создания преплазмы на поверхности мишени от основного импульса с помощью зеркала отделялся фемтосекундный лазерный предимпульс с интенсивностью $\sim 10^{16}$ Вт/см². Меняя задержку между основным импульсом и предимпульсом, можно было менять масштаб преплазмы L в диапазоне $\lambda/3 - \lambda/30$, оптимальные параметры были достигнуты для длины градиента $\lambda/15$. Генерируемые электроны имели среднюю энергию в несколько МэВ, заряд ~ 12 нКл и характерную «кольцевую» пространственную структуру пучка, возникающую из-за пондеромоторного расталкивания электронов лазерным импульсом при VLA. Исследования влияния характерного масштаба преплазмы на генерируемый пучок не проводилось, однако из представленной информации можно сделать вывод, что для реализации VLA при таких условиях необходим очень короткий градиент ($L \sim \lambda/6$ и менее).

Большой интерес представляет режим скользящего падения лазерного импульса на плазму. Отметим, что во многих работах по данной тематике масштаб неоднородности преплазмы не указан, что существенно затрудняет интерпретацию результатов. В работе [121] для интенсивности $(1-2) \times 10^{18}$ Вт/см² при длительности импульса 30 фс ($K_{ASE} \sim 10^{-5}$) было показано, что с увеличением угла падения θ до 70° формируется электронный пучок, распространяющийся вдоль передней поверхности мишени, с энергией, достигающей 2 МэВ, и угловой расходимостью менее 15° . Также для определения роли преплазмы в эксперименте использовался дополнительный предимпульс – часть основного импульса до компрессии (длительность 200 пс, задержка 0.5 пс) с варьируемой энергией (4–27 мДж). Было показано, что, как и в работах [28, 116], при добавлении предимпульса и увеличении его энергии направление распространения электронного пучка постепенно изменяется от скользящего до направления отраженного лазерного импульса. Поэтому можно сделать вывод, что для формирования пучка электронов вдоль поверхности мишени необходима короткая преплазма, однако точные её масштабы в работе не указаны.

Режим скользящего падения лазерного импульса был изучен более подробно в работе [122]. Основной импульс ($\epsilon = 300$ мДж, $\tau = 67$ фс, $I \sim 10^{18}$ Вт/см²) и предимпульс (для оптимального случая $K_{ns} \sim 10^{-4}$), интенсивность которого варьировалась изменением задержек ячеек Поккельса, взаимодействовали с медной мишенью при $\theta = 72^\circ$. В оптимальном случае (формирование предимпульсом облака преплазмы размером около 100 мкм с концентрацией $n_e = 0.1n_{cr}$) был получен стабильный и коллимированный (флуктуация угла вылета пучка $\sim 1^\circ$, расходимость 20 мрад) пучок с зарядом 30 пКл; в спектре наблюдался «моноэнергетический» пик при энергии 0.5 МэВ. Проведенное моделирование позволило сделать вывод о формировании структуры плазменного «пузыря» (аналогичной наблюдаемой при кильватерном ускорении) в поверхностной плазменной волне, возбуждаемой в плазме околосубкритической плотности.

Режим скользящего падения может также характеризоваться высокими (на несколько порядков больше, чем в LWFA) коэффициентами конверсии энергии лазерного

импульса в ускоренные электроны [123]. Здесь с использованием PIC-моделирования было рассмотрено взаимодействие высокоинтенсивного ($a_0 \sim 50-100$, $I \sim 10^{22}$ Вт/см²) излучения с твердотельной мишенью. Было показано, что добавление преплазменного слоя с концентрацией в десятые доли n_{cr} позволяет в 2–5 раз увеличить число высокоэнергетических ($E > 10$ МэВ) электронов. Стоит отметить, что в этой работе преплазменный градиент задавался линейной функцией, что можно считать весьма грубым приближением к реальным условиям.

Генерация электронных пучков при наклонном падении излучения на мишень также исследуется на лазерных системах со сравнительно высокой энергией и большой длительностью импульса. Например, в работе [107] использовались импульсы мощностью 200 ТВт ($\epsilon = 150$ Дж, $\tau = 700$ фс, $I \sim 10^{18}$ Вт/см², $K_{ns} \sim 10^{-4}$, $\theta = 72^\circ$) и предимпульс с энергией 5–80 мДж ($I > 10^{16}$ Вт/см², т.е. заведомо выше порога плазмообразования), взаимодействующие с медной твердотельной мишенью. В направлении отраженного излучения был получен электронный пучок с зарядом ~ 100 нКл ($E > 1$ МэВ), расходимостью 0.047 рад (2.7°) и энергиями электронов до 20 МэВ. Исследовалось влияние предимпульса (его энергии, задержки) на параметры электронного пучка. Было показано, что увеличение энергии предимпульса увеличивает расходимость, но не влияет на заряд пучка; увеличение заряда достигается лишь увеличением энергии основного лазерного импульса. При этом конкретные характеристики преплазмы в работе не приводятся. PIC-моделированием установлено, что механизмом ускорения является DLA [124], что и обеспечивает коллимацию электронного пучка.

В качестве твердотельных мишеней также достаточно часто используются металлические фольги. Использование фольги позволяет генерировать пучки электронов (и ионов) в направлении распространения лазерного импульса. В работе [125] была теоретически рассмотрена схема ускорения электронов при воздействии высокоинтенсивного ($a_0 = 7.5$) лазерного импульса на металлическую фольгу. Перед фольгой был создан однородный слой преплазмы толщиной 30 мкм ($L \sim 30\lambda$) с концентрацией $10^{-3}n_{cr}$, в котором происходила генерация ускоренных пондеромоторным действием лазерного импульса электронов. Фольга (слой с закритической концентрацией плазмы $n = 10n_{cr}$) отражала лазерное излучение, электроны же пролетали вперед. Максимальные энергии электронов при этом составили ~ 25 МэВ. В экспериментальной работе [126] фольга из алюминия толщиной 7.5 мкм облучалась фемтосекундным предимпульсом с интенсивностью 1.5×10^{17} Вт/см², возникающим из-за неидеальности регенеративного усилителя лазерной системы, в результате чего формировалась подкритическая преплазма (её масштаб в работе не указан). Затем, после задержки в 5 нс, происходило взаимодействие основного лазерного импульса ($\tau = 70$ фс, $I = 2.5 \times 10^{18}$ Вт/см²) с этой преплазмой, в результате чего в направлении распространения исходного лазерного излучения генерировался квазимоноэнергетический пучок электронов с энергиями ~ 0.63 МэВ и расходимостью $\sim 4^\circ$.

Для тонких фольг также с использованием PIC-моделирования было исследовано влияние преплазменного градиента на ускорение электронов [127]. Рассматривался мощный лазерный импульс с $a_0 = 10$, взаимодействующий с твердотельной мишенью толщиной 20 мкм. Показано, что из-за высокой интенсивности лазерного

импульс пробивает фольгу и формирует канал, в котором происходит ускорение электронов; добавление преплазмы ($L/\lambda = 0.75$, $n = 1.5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$) приводит к появлению «хвоста» в спектре электронов, т. е. к их дополнительно ускорению, и поэтому является важным фактором.

В работе [128] было показано, что добавление контролируемого предимпульса ($\tau = 2 \text{ нс}$, $I = 2 \times 10^{12} \text{ Вт/см}^2$) за 4 нс до прихода основного излучения ($\tau = 150\text{--}600 \text{ фс}$, $\varepsilon = 30\text{--}105 \text{ Дж}$, $I \sim 10^{20} \text{ Вт/см}^2$) на мишень из алюминия толщиной 100 мкм позволяет на один-два порядка увеличить число высокоэнергетических электронов, летящих в направлении лазерного импульса. Также в этой работе показано, что на угол вылета ускоренных электронов существенное влияние могут оказывать поверхностные токи «холодных» электронов, которые, в свою очередь, сильно зависят от выбранного угла падения излучения на мишень.

Достаточно сложный эксперимент описан в работе [129], где толщина мишеней-плёнок из пластика и кремния составляла 5–500 нм. При такой толщине мишени даже тераваттный лазерный импульс ($\varepsilon = 1 \text{ Дж}$, $\tau = 120 \text{ фс}$, $I \sim 10^{19} \text{ Вт/см}^2$, $K_{\text{нс}} \sim 5 \times 10^{-7}$, система ОРСРА) пробивает её насквозь. Показано, что с уменьшением толщины плёнки в спектре электронов появляется моноэнергетический пик при энергии $\sim 2 \text{ МэВ}$. Ускорение также происходит в плазменном канале; пик по энергии получается из-за «сгустка» электронов, инжектирующихся в одну ускоряющую фазу поля лазерного импульса. Вследствие достаточно высокой интенсивности предимпульса и очень малой толщины мишени основной импульс взаимодействует с облаком преплазмы. Из одномерного гидродинамического моделирования плотность мишени была оценена как гауссов «колокол» с шириной 1–5 мкм, зависящей от начальной толщины. Стоит ещё раз отметить, что подобное моделирование описывает реальную картину недостоверно [80, 81] и может быть использовано только для предварительных оценок.

Также исследуются различные комбинированные типы мишеней. Например, в работе [130] в качестве мишени использовалась плёнка из лавсана толщиной 8 мкм со слоем алюминия толщиной 50 нм на передней и/или задней поверхности. С этой мишенью взаимодействовал лазерный импульс ($\tau = 30 \text{ фс}$, $\varepsilon = 160 \text{ мДж}$, $I \sim 10^{19} \text{ Вт/см}^2$, $K_{\text{АСЕ}} < 2 \times 10^{-9}$, $\theta = 30^\circ$). Полученные электронные пучки во всех случаях имели большую расходимость ($\sim 40^\circ$), заряд в десятки пКл и энергии электронов до 1 МэВ. Показано, что наличие металлического покрытия спереди ($L/\lambda \sim 0.6$) увеличивает как энергии, так и поток электронов, а наличие покрытия сзади ($L/\lambda = 0.1$) увеличивает только поток. Первый эффект связан с более эффективным поглощением лазерного импульса в длинной преплазме из металла, второй – с подавлением амбиполярного поля на задней стороне мишени вследствие формирования там преплазмы. При этом оценки характерного масштаба преплазмы также получены с использованием гидродинамического 1D кода.

В работе [78] исследовалось ускорение электронов при взаимодействии лазерного импульса ($\tau = 0.8 \text{ пс}$, $\lambda = 1054 \text{ нм}$, $\varepsilon \sim 130 \text{ Дж}$, $I \sim 10^{20} \text{ Вт/см}^2$, р-поляризация, $K_{\text{АСЕ}} \sim 2 \times 10^{-12}$ при задержке 1 нс и 2×10^{-10} при задержке 100 пс, $\theta = 19^\circ$) с тонкой составной мишенью из алюминия (40 мкм), меди (8 мкм) и СН (75 мкм) в присутствии длинного искусственного предимпульса ($\tau = 5 \text{ нс}$, $\lambda = 1054 \text{ нм}$, $\theta = 0$). Предимпульс опережал основной им-

пульс на 1.5 нс. Интенсивность предимпульса варьировалась от 0 до 23 ТВт/см^2 ($K_{\text{нс}} = 0 - 2.3 \times 10^{-7}$). При интенсивности предимпульса $\sim 2 \text{ ТВт/см}^2$ ($K_{\text{нс}} \sim 2 \times 10^{-8}$) наблюдался максимум эффективности ускорения электронов и резко возрастал выход K_{α} -излучения медной мишени (примерно в четыре раза), эффективность конверсии энергии лазерного импульса в кинетическую энергию протонов (с $\sim 0.5\%$ до 3%), а также максимальная энергия этих протонов (с 7 до 22 МэВ). Дальнейшее увеличение интенсивности предимпульса вело к резкому спаду эффективности конверсии (при интенсивности $4\text{--}5 \text{ ТВт/см}^2$) и далее – к её медленному восстановлению. Моделирование с помощью PIC-кода EPOCH показало, что в присутствии преплазмы лазерный пучок испытывает самофокусировку и создаётся плазменный канал, в котором эффективно ускоряются электроны. Однако при повышении интенсивности предимпульса увеличивается электронная концентрация плазмы вблизи точки фокусировки основного импульса, что приводит к развалу канала на отдельные филаменты, к быстрой диссипации энергии пучка и снижению эффективности ускорения электронов. Наблюдались две области генерации высокоэнергетических электронов: область самофокусировки пучка в преплазме и область с концентрацией, близкой к критической. Аналогичная картина лазерно-плазменного взаимодействия наблюдалась в работах [65, 66] при исследовании зависимости температуры электронов, генерируемых с задней поверхности тонкоплёночной мишени, от интенсивности длинного предимпульса, создающего преплазменный слой.

Рассматривается также и возможность ускорения электронов лазерными импульсами с циркулярной поляризацией (до этого во всех обсуждаемых работах использовались импульсы р-поляризованного лазерного излучения). В работе [131] описывается механизм самосогласованного резонансного ускорения электронов в канале (т. е. бетатронного ускорения циркулярно поляризованного излучением). В моделировании лазерный импульс с $I \sim 10^{20} \text{ Вт/см}^2$ падал по нормали на мишень, которая давалась в виде плазмы с линейно нарастающей от 0 до $n_{\text{сг}}$ на длине 5 мкм электронной концентрацией; далее концентрация оставалась постоянной. При этом в данной работе роль преплазменного градиента не исследовалась. Использование циркулярной, а не линейной, поляризации основного излучения приводило как к увеличению числа инжектированных в канал электронов, так и к лучшей коллимации генерируемого электронного пучка из-за специфической формы формируемых в плазме магнитных полей. Энергии электронов 250 МэВ также выше для циркулярной поляризации (200 МэВ в случае линейной поляризации). Кроме того, для улучшения параметров пучка электронов предлагалось использование двух последовательных лазерных импульсов с управляемой задержкой (несколько пикосекунд) и отношением диаметров фокальных пятен (~ 3 в оптимальном режиме) [132].

Таким образом, протяженность плазменного слоя L играет определяющую роль в процессах формирования высокоэнергетических электронных пучков. В цикле работ [113, 133, 134] показано, как правильно подобранный контраст, определяющийся совокупностью предимпульсов фемтосекундной лазерной системы и импульсом отдельного наносекундного лазера, может создать плазменный профиль с необходимой крутизной, что позволяет оптимизировать параметры источника электронов. В

этих работах был представлен большой объём экспериментальных данных и проведено численное PIC-моделирование, позволившее построить картину физических процессов, приводящих к формированию коллимированного пучка релятивистских электронов в направлении отражённого лазерного излучения и провести оптимизацию параметров этого пучка.

Выделены три стадии ускорения: развитие гибридной плазменной неустойчивости (ВКР и двухплазменный распад) и возбуждение плазменных волн в области с $n_e = 0.25n_{cr}$ (стадия 1), начальный набор энергии частью электронов и их инжекция в направлении отражённого лазерного излучения вследствие обрушения этих волн (стадия 2) и ускорение электронов в режиме DLA в канале, сформированном в разреженной плазме отражённым лазерным импульсом (стадия 3) (рис.4). Это осуществляется при наличии специально подготовленного плазменного профиля, состоящего из резкого участка вблизи $(0.1-0.5)n_{cr}$ и плавного спада в области меньших концентраций ($n_e = n_0 e^{\xi/(0.5\lambda)} + n_1 e^{\xi/(10\lambda)}$, где ξ – координата по нормали от поверхности мишени, n_0, n_1 – подгоночные параметры).

В эксперименте [113] такая плазма создаётся отдельным наносекундным лазерным импульсом, причём фемтосекундный импульс должен приходиться в максимум интенсивности наносекундного импульса. Интенсивность последнего должна быть достаточной (5×10^{12} Вт/см²), чтобы пондеромоторные силы, возникшие при его отражении от плазмы, привели к её укручению до $L \sim 0.5\lambda$. Укручение происходит вблизи области критической элект-

ронной концентрации, где и отражается фемтосекундный лазерный импульс. Увеличение масштаба неоднородности плазмы в этой области приводит к сильному поглощению и рассеянию лазерного импульса. Такой отражённый импульс не может создать плазменный канал, и ускорение происходит по механизму VLA с большей расходимостью и меньшими энергией и зарядом электронного пучка. Как показали расчёты [113], увеличение крутизны до $L \sim 0.25\lambda$ приводит к падению тока электронного пучка примерно в два раза. Это связано с меньшим объёмом плазмы, из которого электроны попадают в канал, и самим механизмом инжекции. Таким образом, оптимальная протяжённость плазмы в области $(0.1-0.5) \times n_{cr}$ составляет 0.5λ .

Было экспериментально показано, что в таком режиме возможна генерация коллимированного (расходимость ~ 0.05 рад) электронного пучка с наклоном экспоненциального спектра 2 МэВ и зарядом десятки пКл на лазерной системе с импульсной мощностью излучения 1 ТВт. Схема установки представлена на рис.5: основной лазерный импульс Ti:сапфировой лазерной системы ($I \sim 5 \times 10^{18}$ Вт/см², $\epsilon = 50$ мДж, $\tau = 50$ фс, $K_{ASE} \sim 10^{-7}$) и контролируемый предимпульс дополнительного Nd:YAG-лазера ($I \sim 5 \times 10^{12}$ Вт/см², $\epsilon = 200$ мДж, $\tau = 10$ нс) воздействовали на толстую (2 мм) твердотельную мишень из вольфрама под углом $\theta = 45^\circ$. Регистрация пространственного распределения электронов проводилась с использованием установленного по направлению отражения сцинтиллятора LANEX и ПЗС-камеры, передающей

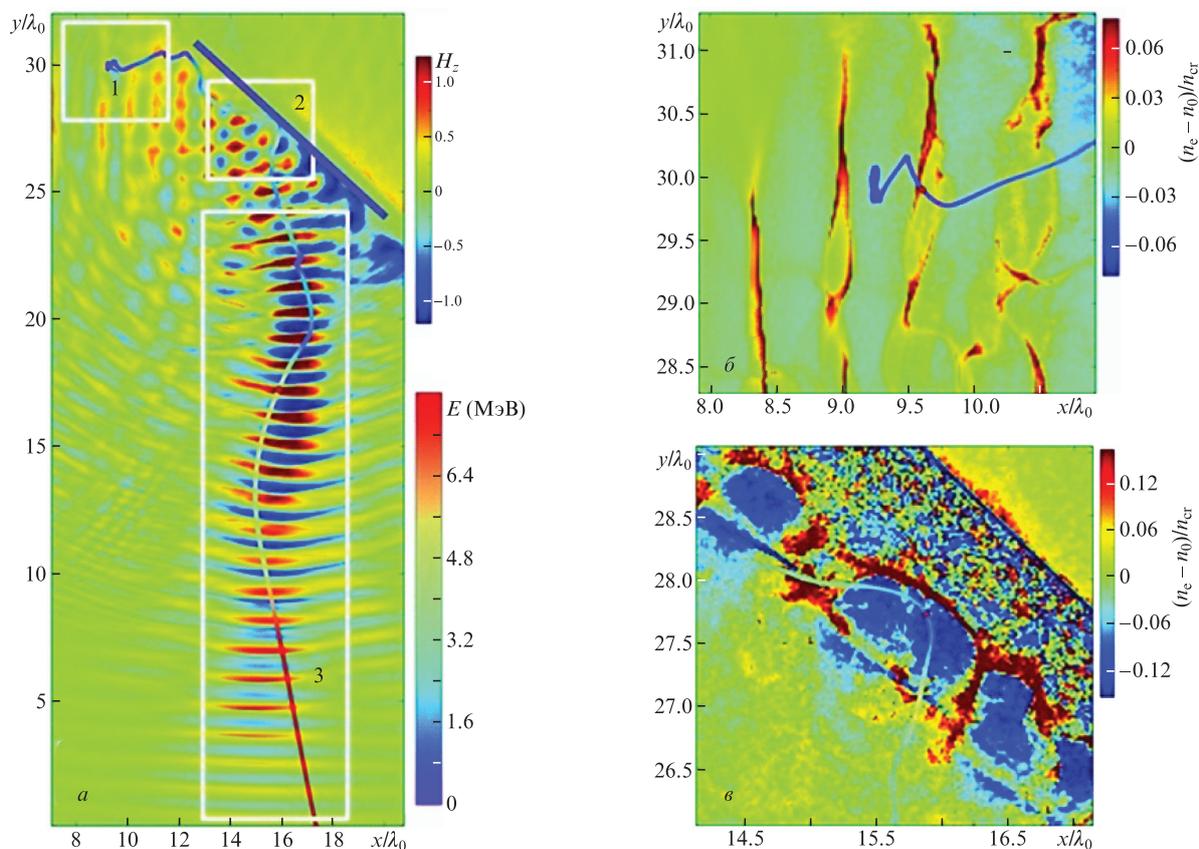


Рис.4. Магнитное поле лазерного импульса H_z (нормировано на a_0) (а) и отклонение электронной концентрации от равновесной $n_e - n_0$, показывающее плазменные волны параметрических неустойчивостей в момент их разрушения и начала ускорения электрона (б) и в момент инжекции в плазменный канал (в) (концентрации нормированы на n_{cr}). На рисунках показаны также траектории тестового электрона. Цвет траектории соответствует энергии электрона E (представлена на вертикальной цветовой шкале). Фиолетовая линия на рис.а соответствует критической концентрации электронов n_{cr} .

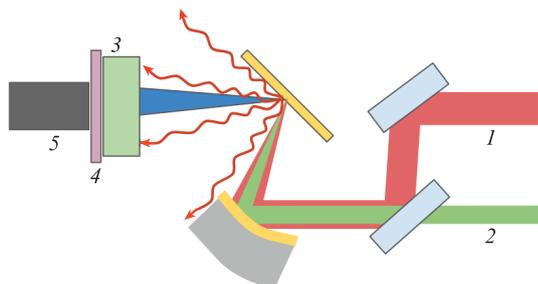


Рис.5. Упрощенная схема экспериментальной установки: 1 – излучение Ti:сапфировой лазерной системы; 2 – излучение Nd:YAG-лазера (контролируемый предимпульс); 3 – постоянные магниты спектрометра ($B \sim 0.15$ Тл); 4 – сцинтиллятор Kodak LANEX; 5 – ПЗС-камера.

его изображение. Для измерения энергетического спектра перед сцинтиллятором помещались два постоянных магнита (напряженность магнитного поля ~ 0.2 Тл). Профиль электронного пучка и его энергетический спектр показаны на рис.6,а. Данные о заряде пучка подтверждаются регистрацией нейтронов в фотоядерной реакции [113]. Полученные характеристики пучка находятся в хорошем согласии с результатами численного моделирования, приведенными на рис.6,б.

На основе моделирования движения тестовых электронов в заданном поле были получены оптимальные начальные параметры, приводящие к получению максимальной энергии на выходе из плазменного канала. Показано, что электроны должны попасть в канал с начальной энергией в несколько сотен кэВ в момент времени, соответствующий попаданию в максимум огибающей лазерного импульса, распространяющегося в канале. Простые оценки показывают, что плазменные волны гибридной неустойчивости способны генерировать электроны с нужными энергиями. Эта неустойчивость генерирует две группы волн [134]: одна движется вдоль поверхности плазмы ($k \approx 1.1\omega_0/c$), а другая – приблизительно вдоль нормали к этой поверхности ($k \approx 0.2\omega_0/c$), причем фазовая скорость направлена в сторону области плазмы с меньшей плотностью. На рис.7 представлено отклонение электронной концентрации от равновесной; видно су-

ществование плазменных волн (рис.7,а), пространственный спектр этих плазменных волн (рис.7,б) и модуляция электронной концентрации, соответствующая первому (рис.7,в) и второму (рис.7,г) плазмонам, полученная в результате пространственной фурье-фильтрации в областях, отмеченных на рис.7,б. Подробный анализ развития неустойчивости приведен в [134].

Анализ движения электрона при PIC-моделировании показал, что первая группа волн ускоряет электроны, а поля второй группы волн выбрасывают электроны в направлении плазменного канала. Таким образом осуществляется инжекция электронов, возникших при распаде плазменных волн гибридной неустойчивости, в сформированный отраженным лазерным импульсом плазменный канал.

Кроме того, исследовалась возможность генерации электронных пучков при прохождении лазерного импульса через слой плотной плазмы. Было показано [133], что плазменные волны параметрических неустойчивостей, возникающих в тонком слое плазмы $n_e = 0.15 - 0.3n_{cr}$, могут при своем распаде эффективно инжектировать электроны в поле прошедшего сквозь слой лазерного импульса. Захваченные электроны ускоряются по механизму DLA в плазменной короне, достаточно плотной для создания канала. При этом генерируется такой же коллимированный (0.05 рад) электронный пучок, как и в случае отражения от твердотельной мишени, описанном выше. Однако суммарный заряд электронов с энергией более 1.6 МэВ составляет 50 пКл. Таким образом, эффективность инжекции и, соответственно, заряд генерируемого электронного пучка возрастает в ~ 5 раз по сравнению с инжекцией в отраженный лазерный импульс при одинаковой энергии импульса исходного лазерного пучка 50 мДж. Расчёты подтверждаются экспериментом с использованием в качестве мишени плёнок, пробиваемых отдельным наносекундным лазерным импульсом. При этом для измерения заряда электронного пучка также использовались фотоядерные методики.

Таким образом, в работах [113, 133, 134] показано, что искусственный наносекундный предимпульс с интенсивностью $\sim 10^{12}$ Вт/см² при высоком собственном контрасте ($K_{ASE} \sim 10^{-8}$) лазерной системы позволяет значительно

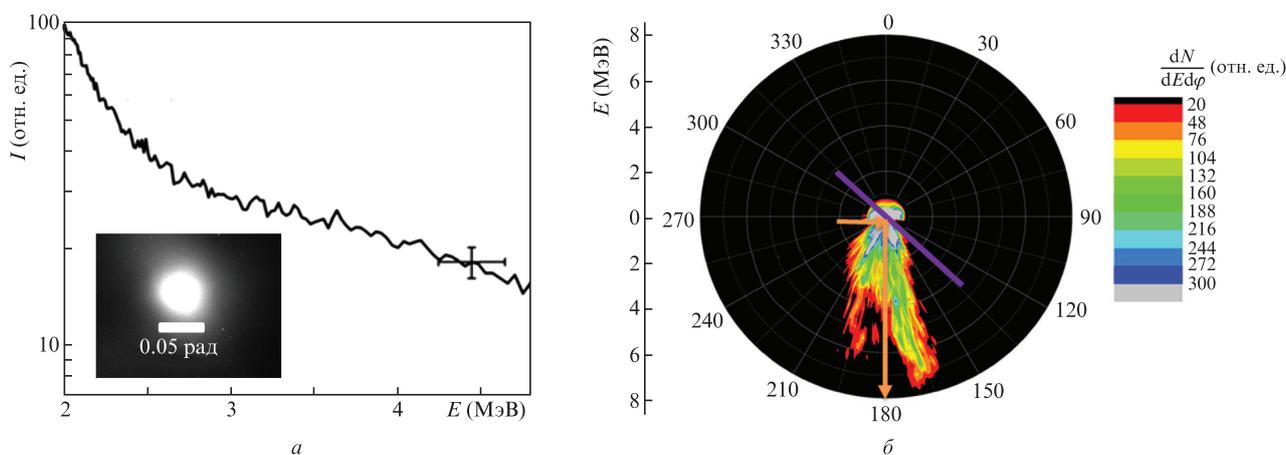


Рис.6. Спектр электронов с температурой 2.1 ± 0.5 МэВ и визуализация электронного пучка на сцинтилляторе (вставка) (а), а также полученное при моделировании для условий, соответствующих эксперименту, распределение электронов по энергиям и углам вылета (б). Расходимость пучка электронов, полученная при моделировании, составляет 0.05 рад, температура спектра – 2 МэВ. Фиолетовая линия на рис.6,б соответствует положению поверхности мишени, оранжевыми стрелками показаны направления падающего и отраженного лазерного излучения.

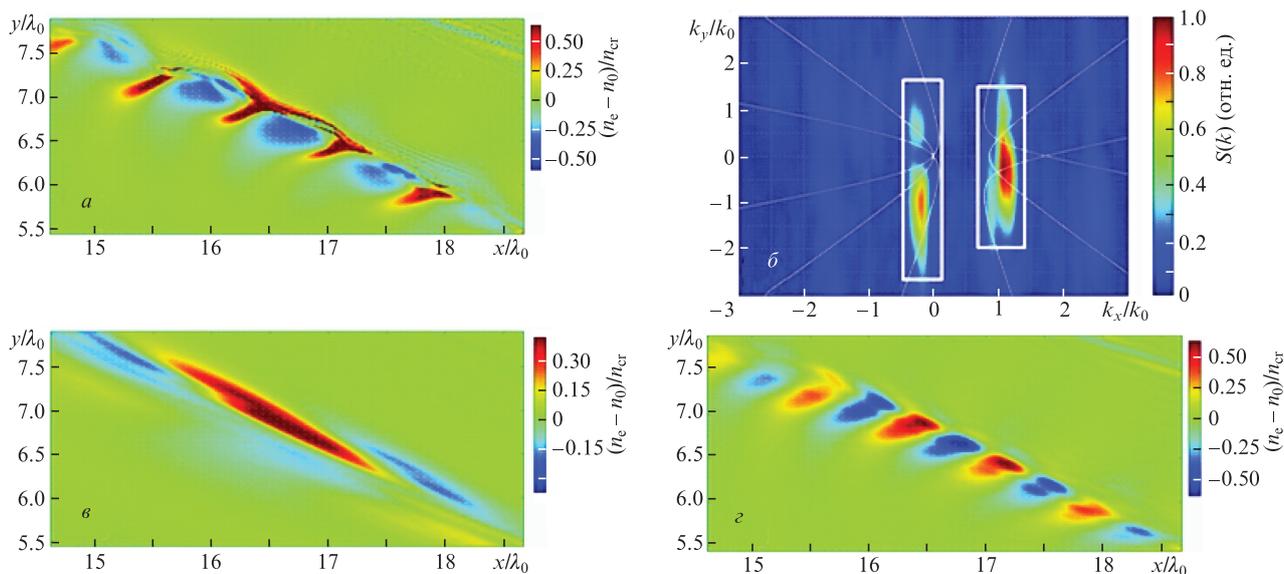


Рис.7. Отклонение электронной концентрации от равновесной $n_e - n_0$ (а), спектральная плотность мощности $S(k)$ плазменных волн (белыми прямоугольниками показаны области фильтрации) (б), электронная концентрация после фильтрации в окрестности $k_x \approx 1.1\omega_0/c$, $\Delta k_x \approx 0.5\omega_0/c$, соответствующая общей для двухплазменной неустойчивости и ВКР плазменной волне (в), и электронная концентрация после фильтрации в окрестности $k_x \approx -0.2\omega_0/c$, $\Delta k_x \approx 0.5\omega_0/c$, соответствующая второй плазменной волне двухплазменной неустойчивости (з). Представлены результаты для угла падения 60° . Концентрации нормированы на n_{cr} .

увеличить энергии и заряд и уменьшить расходимость электронных пучков. Описанные выше результаты были получены на лазерной системе с пиковой мощностью 1 ТВт. Интересно установить диапазон интенсивностей, в котором работает рассмотренная выше модель инжекции и ускорения. Были проведены симуляции для интенсивностей 5×10^{19} Вт/см² и диаметров лазерного пучка по поперечности 4λ и 8λ . Распределения электронов по энергиям и углам в полученных пучках представлены на рис.8. При пиковых мощностях лазерных импульсов 10 и 40 ТВт можно получить хорошо коллимированные пучки с максимальными энергиями электронов до 25 и 40 МэВ соответственно. Использование таких лазерных систем потребует большего контраста (лучше, чем 10^{-9}) из-за возросшей интенсивности, но это вполне достижимо для существующих лазерных систем [114]. При интенсивностях,

превышающих 5×10^{19} Вт/см², световое давление становится настолько большим, что электроны выбрасываются из области взаимодействия, не успев образовать плазменные волны, и происходит подавление параметрических процессов, необходимых для эффективной инжекции. Поэтому дальнейшее увеличение лазерной интенсивности для увеличения выхода и энергий электронов не является оптимальным, лучше увеличивать диаметр пучка, что позволит увеличить площадь инжекции, а также длину ускорения из-за меньшей расходимости более широкого пучка.

Экспериментально механизм прямого ускорения электронов (DLA) наблюдается и при больших интенсивностях и длительностях импульсов лазерного излучения. В работах [135, 136] в качестве мишени была использована низкоплотная пена толщиной в несколько сотен мкм, ко-

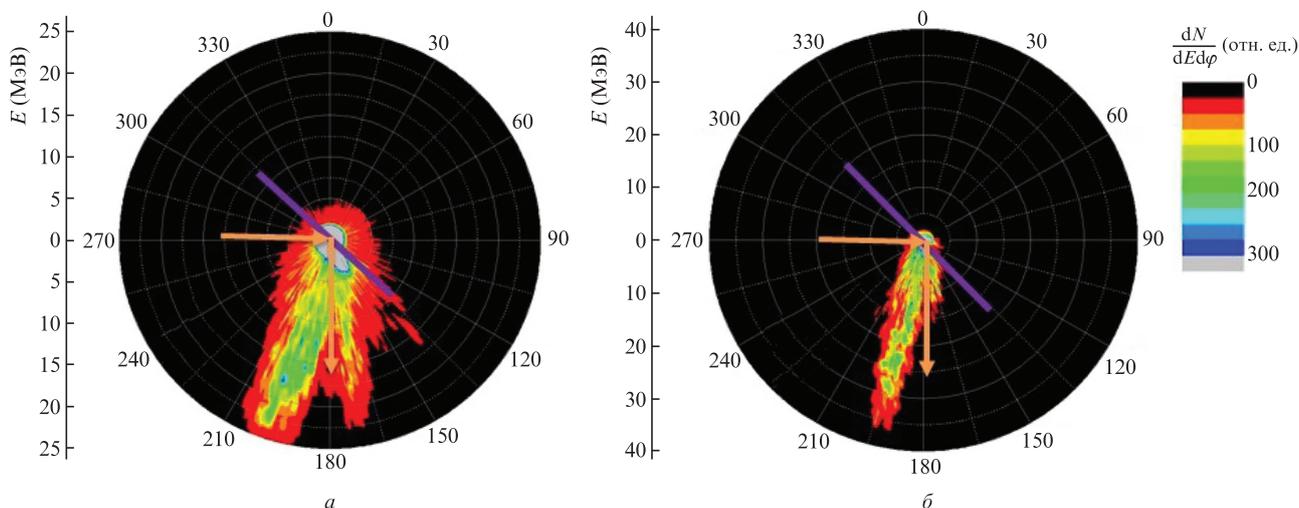


Рис.8. Результаты численного моделирования: распределение электронов в пространстве энергия–угол вылета для мощности лазерного импульса 10 (а) и 40 ТВт (б). Фиолетовая линия соответствует положению поверхности мишени, оранжевыми стрелками показаны направления падающего и отраженного лазерного излучения.

торая при взаимодействии с контролируемым предимпульсом ($\tau = 1.5$ нс, $\varepsilon \sim 1-3$ Дж, $I \sim 10^{13}$ Вт/см²) превращалась в плазму околокритической плотности. Взаимодействие основного импульса ($\tau \sim 750$ фс, $\lambda = 1053$ нм, $\varepsilon \sim 90$ Дж, $I \sim 10^{19}$ Вт/см², s-поляризация, $\theta \sim 5^\circ$) с этой заранее сформированной плазмой приводило к ускорению электронов, причем наблюдалось значительное увеличение заряда пучка и температуры спектра по сравнению со случаем использования обычных мишеней-фольг при $I \sim 10^{21}$ Вт/см², что обусловлено большей длиной ускорения (т. е. наличием плазменного канала).

5. Роль контраста лазерного излучения при ускорении ионов

Существенный фундаментальный и прикладной интерес представляет ускорение протонов, дейтронов и многозарядных ионов высокоинтенсивным фемтосекундным лазерным излучением [7, 17, 137]. Такие лазерно-ускоренные потоки ионов могут быть использованы в производстве полупроводниковых и мембранных материалов, при колоризации кристаллов, для диагностики лазерной плазмы [138, 139], в том числе для времязрешённой диагностики электрических полей плазмы коротким импульсом быстрых протонов [140]. Следует также отметить перспективность использования лазерно-ускоренных потоков электронов и ионов с высокой энергией, а также рентгеновского излучения в ядерной фотонике [141], для возбуждения ядерных (в том числе изомерных) уровней [142], инициирования термоядерных реакций [143] и реакций деления [142], получения быстрых нейтронов с использованием фотоядерных реакций [98] или реакций с передачей нуклона [144]. Важным и перспективным направлением исследований являются медицинские приложения: адронная терапия онкологических заболеваний [145], наработка изотопов для позитрон-эмиссионной томографии [146] и т. д. Отметим, что для адронной терапии, как правило, требуются энергии в сотни МэВ/нуклон [147].

Первый обзор, посвящённый лазерному ускорению ионов, был опубликован ещё в 1986 г. [148]. В нём обсуждались в основном измерения с использованием наносекундных CO₂-лазеров, а также первые теоретические модели ускорения ионов. Интенсивность излучения на мишени достигала 10^{16} Вт/см², что обеспечивало ускорение протонов и ионов углерода до энергий в несколько десятков кэВ. В настоящее время при использовании фемтосекундных (30–100 фс) лазерных импульсов с энергией до 1 Дж и пиковой интенсивностью на мишени в $(1-5) \times 10^{19}$ Вт/см² и сверхтонких мишеней получены протоны и многозарядные тяжёлые ионы с энергиями ~ 100 МэВ/нуклон [149, 150].

При формировании пучков ускоренных электронов в этот процесс вовлекается лишь малая часть электронной подсистемы. Напротив, ускорение ионов связано с движением слоёв плазмы в целом. Это ускорение связано с разделением зарядов внутри плазмы под действием сил электронного давления и, отчасти, воздействия лазерного излучения [151, 152]. Формирующееся амбиполярное поле ускоряет ионы, одновременно притормаживая улетающие электроны. Вследствие этого область разделения зарядов движется с ускорением, что и определяет ускорение ионов в целом. При рассматриваемых в настоящем обзоре режимах взаимодействия имеет место, как прави-

ло, сложное распределение электронов по энергиям, которое условно делится на несколько компонент с различными средними энергиями E_{hot} . Согласно грубой оценке величина амбиполярного поля каждой из компонент $F_a \sim E_{\text{hot}} / (e\lambda_D)$, где λ_D – радиус Дебая. Эти поля могут превышать 10^{12} В/м. При использовании толстых мишеней ускорение ионов происходит навстречу лазерному пучку, приблизительно вдоль нормали к границе плазма–вакуум. Для тонкоплёночных мишеней может реализовываться ускорение ионов с обратной стороны плёнки под действием пучка электронов, ускоренных в глубь мишени лазерным полем. Этот механизм получил название TNSA (Target Normal Sheath Acceleration, ускорение приповерхностным слоем нагретых электронов) [7, 153].

Уже в начале исследований лазерного ускорения ионов было обнаружено, что эффективнее всего ускоряются протоны (вследствие максимального отношения заряда к массе), а также ионы углерода и кислорода из естественного слоя углеводородного загрязнения на поверхности мишени [148]. При этом ускоряющийся приповерхностный слой лёгких ионов (в основном протонов) экранирует амбиполярное поле, препятствуя ускорению более тяжёлых многозарядных ионов. Для ослабления этого эффекта необходимо удалить поверхностный слой из лёгких атомов до начала взаимодействия. Это достигается термическим или лазерным нагревом поверхности мишени либо абляцией [154–158].

Контраст лазерного излучения оказывает решающее влияние на характеристики формируемого ионного пучка. Во-первых, использование тонкоплёночных (вплоть до десятков нанометров) мишеней диктует необходимость высокого контраста, чтобы мишень не была испарена до воздействия основного импульса [159]; во-вторых, наличие длительного, но слабого ASE или даже множества слабых предимпульсов может привести к образованию нагретой разлетающейся менее плотной плазмы, в которой ускорение ионов происходит существенно хуже [160]. Кроме того, в работе [160] показано, что значительное расхождение между экспериментальными результатами (например, энергия отсечки для протонов при идеальном гауссовом импульсе составляет 150 МэВ, а в эксперименте она равна 50–60 МэВ) связано с пренебрежением влиянием ASE в численном моделировании, и только при его учёте возможно согласование экспериментальных и расчётных результатов.

В работе [161] было экспериментально продемонстрировано, что наличие у основного лазерного импульса ($\varepsilon = 2$ мДж, $\tau = 50$ фс, $I \sim 10^{17}$ Вт/см²) слабого короткого предимпульса (10^{11} Вт/см²), опережающего его на 10 нс и возникающего из-за неидеальности ячейек Поккельса и соответственно обеспечивающего низкий контраст ($K_{\text{ns}} \sim 10^{-6}$), подавляет ускорение протонов из загрязняющего слоя; при этом тяжёлые многозарядные ионы железа испытывают заметное ускорение до энергий, превышающих среднюю энергию горячих электронов. Численное моделирование такого процесса, проведённое в [161], показало, что преимущественное ускорение более тяжёлых ионов может происходить, если удалить протоны с поверхности мишени с помощью предимпульса и при этом пространственное распределение протонов немонотонно (существует зазор ~ 2 мкм между слоем протонов и поверхностью мишени, который, например, может возникать из-за взрывного вскипания загрязняющего слоя слабым предимпульсом). В этом случае основной импульс

взаимодействует с очищенной, но несильно нагретой поверхностью мишени, и тяжёлые многозарядные ионы начинают ускоряться эффективнее, а протоны испытывают слабое ускорение экспоненциально спадающим хвостом амбиполярного поля.

Наблюдаемый в [161] эффект очистки мишени достигается только для толстых поглощающих мишеней (т.е. металлов). Кроме того, предимпульс должен быть достаточно коротким, что обеспечивает взрывное вскипание загрязняющего слоя. В случае, когда интенсивность короткого предимпульса превышает порог абляции металлической мишени, профиль плотности протонов, устанавливающийся вследствие воздействия предимпульса, становится экспоненциальным, и основной импульс ускоряет протоны, а не тяжёлые ионы. С другой стороны, если интенсивность предимпульса недостаточна для полного удаления загрязняющего слоя, то оставшиеся протоны эффективно ускоряются основным импульсом, а тяжёлые ионы приобретают значительно меньшую энергию.

Похожий механизм очистки поверхности мишени может реализовываться и при воздействии ASE. В [162] показано, что при использовании металлических мишеней и интенсивностях основного импульса и ASE $\sim 2 \times 10^{18}$ и $\sim 10^{10}$ Вт/см² соответственно ($K_{ASE} \sim 10^{-8}$ при задержке 10 пс) происходит эффективная очистка мишени от протонов и увеличение эффективности ускорения тяжёлых ионов. (При использовании системы повышения контраста (XPW), обеспечивающей $I_{ASE} < 10^8$ Вт/см² ($K_{ASE} < 10^{-10}$), очистки мишени не происходит.) Преимущество такого метода очистки состоит в использовании только одной лазерной системы без какого-либо дополнительного оборудования; с другой стороны, контролируемая очистка мишени возможна только при помощи дополнительного искусственного предимпульса.

Для мишеней в виде тонкой фольги достаточно интенсивные предимпульсы и ASE могут генерировать ударную волну, которая распространяется внутрь мишени и приводит к расширению и деформации её задней стороны, изменяя пространственное распределение квазистатического электрического поля, ускоряющего ионы по механизму TNSA [163–166]. В [167] показано, что даже для относительно толстых мишеней (алюминиевой фольги толщиной 20 мкм) при добавлении контролируемого предимпульса с $I \sim 10^{16}$ Вт/см² за 8 нс до прихода основного импульса возможно формирование плазменной короны на обратной поверхности мишени. (Похожие результаты обсуждаются также в работе [153] для алюминиевых фольг толщиной до 20 мкм и ASE с $I \sim 10^{12}$ Вт/см² ($K_{ASE} \sim 10^{-7}$).) Это приводит к сглаживанию градиента электронной концентрации и подавлению эффективности TNSA [153].

В работах [168, 169] при $I_{ASE} \sim 10^{10}$ Вт/см² показано, что даже небольшая деформация обратной стороны мишени может снижать энергию ионов, а в работе [170] обнаружено, что деформация обратной стороны (при $I_{ASE} \sim 10^{12}$ Вт/см²), помимо уменьшения энергии протонов, может увеличивать расходимость протонного пучка. Кроме того, контраст лазерного излучения влияет и на эффективность ускорения ионов (т.е. на коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в энергию ускоренных частиц) [171]. В частности в работе [172] исследовано влияние длительности ASE (при достаточно плохом контрасте, $K_{ASE} \sim 10^{-5}$) на угол вылета и энергетический спектр

протонов при использовании относительно толстой фольги (7.5 мкм).

Оптимальная толщина мишени для эффективного ускорения протонов зависит не только от параметров лазерного импульса, но и от плотности мишени. Для значительного числа ранее опубликованных работ по ускорению ионов K_{ASE} составлял $10^{-5} - 10^{-8}$ (т.е. был ниже или вблизи порога плазмообразования на передней поверхности мишени), поэтому для часто используемых мишеней-фольг из алюминия толщиной 1 мкм деформацией задней поверхности мишени можно было пренебречь [173]. В [166] при исследовании взаимодействия лазерного импульса ($\epsilon = 600 - 850$ мДж, $\tau = 150$ фс, $I \sim 10^{19}$ Вт/см², $\theta = 30^\circ$) с алюминиевыми фольгами различной толщины показано, что для импульсов с $K_{ASE} < 10^{-7}$ ($I \sim 10^{12}$ Вт/см²) оптимальная толщина мишени для ускорения протонов уменьшается с уменьшением длительности ASE (при минимальной длительности ASE 0.5 нс оптимальная толщина алюминиевой фольги составляла 2 мкм, а энергия протонов была равна ~ 3.5 МэВ). При этом для мишеней меньшей толщины пространственный профиль протонного пучка становился размытым, что связывалось с деформацией обратной поверхности мишени.

Быстрые тяжёлые ионы углерода с наибольшей энергией получают с использованием однородных углеродных мишеней. При этом, как уже отмечалось, присутствие водорода, распределённого в виде слоя загрязнения на задней поверхности, сильно снижает эффективность ускорения ионов углерода. Удаление водородсодержащего загрязнения с задней поверхности мишени повышает эффективность ускорения тяжёлых ионов [154, 156, 174, 175]. Напротив, мишень с высоким атомным номером и водородсодержащим слоем на обратной поверхности лучше всего подходит для оптимизации ускорения протонов [175]. Следует отметить, что, как правило, толщины водородсодержащего слоя на поверхности мишени составляют 2–4 нм. Моделирование со слоями толщиной до 100 нм [176–178] могло привести к нереалистичным результатам (в основном с точки зрения полученного энергетического спектра) [179].

Для ускорения ионов может также использоваться уже предйонизованная мишень в виде тонкой подкритической плазмы. Так, в [180] наблюдались протоны, ускоренные от мишени из тонкой фольги, облучённая лазером область которой испарялась ASE с образованием профиля плазмы с максимальной концентрацией, близкой к критической [181], а в [182] продемонстрировано эффективное лазерное ускорение ионов с мишенью в виде плотной газовой струи.

Приведённые выше результаты относятся к режиму взаимодействия, когда интенсивность лазерного излучения находится в диапазоне $10^{18} - 10^{20}$ Вт/см², а толщина мишени превышает 50 нм. В этом случае механизм TNSA является доминирующим [183], при этом максимальная энергия ионов увеличивается с уменьшением толщины мишени. Вместе с тем для сверхтонких мишеней и сверхконтрастных лазерных импульсов с интенсивностью свыше 10^{20} Вт/см² на первый план выходят другие механизмы ускорения [7]. Так, в [184] показана существенная роль эффекта релятивистской прозрачности при передаче энергии от лазерного импульса ионам. Численное моделирование и проведённые эксперименты со сверхтонкими мишенями и лазерными импульсами с интенсивностью $10^{20} - 10^{24}$ Вт/см² при контрасте свыше 10^{-12} указывают на

возможность существенного роста энергии ионов при более узком энергетическом спектре, однако плохой контраст значительно ухудшает эффективность ускорения ионов, уменьшая их максимальные энергии и сильно обрезаю низкоэнергетичную часть спектра [185].

В литературе обсуждаются такие режимы взаимодействия, как прорыв и форсаж (break-out afterburner, BOA) [186], направленный кулоновский взрыв [184] и радиационное давление (radiation pressure acceleration, RPA) [187]. Сверхвысокие интенсивности (более 10^{21} Вт/см²) при сверхвысоком контрасте импульса с обострённым передним фронтом, необходимые для реализации этих механизмов ускорения, получены совсем недавно с помощью самых современных лазерных систем, что является одним из важнейших факторов развития исследований лазерного ускорения ионов.

Отметим, что в некоторых случаях (например, при использовании в качестве мишеней газовых струй высокой плотности) наличие предимпульса с определённой длительностью необходимо для получения очень резкой границы плазма–вакуум [188] либо для формирования резкой границы ударными волнами, индуцированными в плотной газовой струе наносекундными лазерными импульсами [189].

6. Взаимодействие лазерного излучения со структурированными мишенями

В экспериментах по релятивистскому лазерно-плазменному взаимодействию для увеличения поглощения лазерного излучения в плазме и роста энергии ускоряемых частиц применяются также специально приготовленные мишени со структурированной поверхностью. Первые работы были выполнены при умеренных интенсивностях (до $\sim 5 \times 10^{17}$ Вт/см²). Можно выделить ряд пионерских исследований, где за счёт использования микро- и наноструктур разного типа (пористые мишени [51, 190, 191], упорядоченные дифракционные решетки [192], слабоупорядоченные нанонити и ламели различного профиля [193–197] и даже бактерии [198]) удалось достичь почти стопроцентного поглощения лазерного излучения, значительного роста энергии электронов в плазме и выхода жёсткого рентгеновского излучения (тормозного и линейчатого).

Для объяснения этих результатов было выдвинуто несколько идей, среди которых плазменные эффекты [199, 200], усиление локального поля вблизи неоднородностей размером порядка длины волны и менее [195], увеличение поглощения на возросшей площади поверхности [193, 201] и эффективная генерация горячих электронов по механизму вакуумного нагрева на сильно развитой поверхности [202]. Отметим, что эффекты, связанные с поверхностными плазменными волнами, относятся, скорее, к области относительно малых интенсивностей (до 10^{16} Вт/см²), когда преобладают механизмы обратнотормозного поглощения без появления значительной популяции горячей электронной компоненты. Тем не менее уже при таких интенсивностях различные резонансные явления, обусловленные периодичностью поверхности, могут приводить к появлению высокоэнергетичных частиц, как это показано в работе [199], где были зарегистрированы ионы золота с энергией вплоть до единиц МэВ. Недавние исследования [203–205] указывают на существование поверхностных плазменных волн и при ре-

лятивистских интенсивностях (свыше 10^{19} Вт/см²), когда они способствуют повышению поглощения, росту плазменных неустойчивостей, увеличению энергии быстрых электронов. Было обнаружено существенное влияние эффекта усиления локального поля на эффективность генерации быстрых электронов и ионов при наличии структур субволнового размера [195, 205–207].

Тем не менее стоит отметить существенную разрозненность и отсутствие систематизации результатов, полученных в разных экспериментах. Причиной этого может быть недостаточный контроль параметров лазерного импульса и, в первую очередь, контраста. Так, авторы работ [50–52, 208] указывают на роль влияния предимпульсов на эффективность преобразования энергии лазерного импульса в рентгеновское излучение. В работах [50, 53, 54, 209] отмечается пониженная стойкость наноструктур к абляции и плавлению, что связывается с возросшим поглощением излучения и ограничением оттока тепла в глубь мишени. При численном моделировании также важно учитывать трёхмерные эффекты, которые могут быть определяющими в случае сложной структуры мишени [210], однако это затруднительно вследствие ограниченных вычислительных возможностей.

За последнее десятилетие произошёл существенный прорыв сразу в нескольких направлениях. В первую очередь стоит отметить развитие лазерных технологий, обеспечившее коммерческую доступность лазерных систем мультитераваттной мощности с экстремально высоким контрастом (лучше 10^{-10}) и высокой частотой следования импульсов [211–215]. Благодаря этому область интенсивностей для возможного практического применения структурированных мишеней расширилась до релятивистских интенсивностей и выше (более 10^{19} Вт/см²). Важную роль сыграло также развитие методов изготовления структур: 3D печать, литография, химическое травление и осаждение, лазерная абляция позволяют изготавливать структуры с совершенно различной морфологией (как упорядоченные, так и хаотические) и размерами отдельных элементов структуры от десятков нанометров до десятков микрометров [216–223]. Наконец, рост вычислительных мощностей обеспечил возможность численных исследований воздействия релятивистски-интенсивных лазерных импульсов на структуры субволнового размера, в которых были предсказаны новые механизмы и эффекты ускорения заряженных частиц и даже явления квантовой электродинамики [210, 224–229].

Широкий спектр задач, связанных с применением микро- и наноструктурированных мишеней в лазерно-плазменных экспериментах, можно условно разделить на несколько областей, объединяемых общей возможностью использования создаваемого источника в различных прикладных и фундаментальных исследованиях. Первая область связана с получением яркого источника жёсткого рентгеновского излучения. Также стоит отметить возможность генерации высоких гармоник и терагерцевого излучения, однако здесь речь идёт в основном о сравнительно невысоких интенсивностях и малых энергиях частиц, и мы не будем обсуждать эту область в рамках настоящего обзора. Ко второй области можно отнести работы по ускорению пучков электронов и ионов до высоких энергий. Ещё одна область связана с иницированием и исследованием ядерных процессов: генерации потоков нейтронов в результате реакций синтеза, распада и возбуждения ядерных уровней и др. Наконец,

обсуждаются пока экзотические и не реализованные экспериментально квантовоэлектродинамические эффекты при ультрарелятивистских интенсивностях, вплоть до рождения электрон-позитронных пар [230]. Все эти области будут рассмотрены подробнее после краткого обсуждения методов получения структурированных мишеней и особенностей получаемых тем или иным способом структур.

6.1. Методы получения структур

Методы микро- и наноструктурирования поверхности разрабатываются при решении задач, не связанных с лазерно-плазменным взаимодействием. Периодическое структурирование важно в задачах фотовольтаики, нано- и микроэлектроники, микрофлюидики, биосенсорики и др. [231, 232]. Методы формирования структур можно условно разделить на два типа: 1) когда рост структур идёт от поверхности в глубь материала и 2) когда структуры растут от поверхности вверх. К первому типу можно отнести разные способы травления, когда структуры образуются «выеданием» материала мишени, тогда как химическое, лазерное, термическое и вакуумное осаждение и пр. основаны на «выращивании» структур на подложке разными способами.

Одним из первых материалов с модифицированной поверхностью, успешно применённым в лазерно-плазменных экспериментах, является кристаллический кремний. Наиболее распространённые методы создания сложной морфологии поверхности на полупроводниках основаны на химическом травлении гладкой подложки. Так, благодаря своим высоким фотолюминесцентным свойствам широкое распространение и, как следствие, отработанную методiku изготовления получил пористый кремний [233]. Варьирование параметров травления позволяет изменять степень пористости, размер пор, глубину протравливаемого слоя. В лазерно-плазменных экспериментах пористый кремний использовался ещё на заре развития данной области [52, 191]. При вакуумном нагреве на резких границах развитой поверхности [202] наблюдались сильное поглощение излучения и эффективная генерация горячих электронов.

Дальнейшее развитие методик привело к появлению множества способов травления полупроводников. Тем не менее одним из наиболее простых и эффективных является металлостимулированное травление [218, 234], которое, в частности, позволяет достигать лучшей локальной повторяемости морфологии поверхности, что играет немаловажную роль в обсуждаемых экспериментах. Наиболее распространённым типом получаемых таким образом структур следует считать кремниевые нанонити (или нанотраву) [218, 234]. В отличие от пористого кремния, нанонити имеют значительно большую упорядоченность. Кроме того, они формируют массив практически идентичных структур. При этом высота нитей, их наклон относительно подложки и диаметр могут варьироваться в широких пределах (от десятков нанометров до микрометров). С точки зрения лазерно-плазменных исследований это открывает путь к экспериментальной реализации идей и концепций, разработанных при численном моделировании воздействия лазерного импульса высокой интенсивности на вещество. Так, интересных результатов удалось достичь при воздействии как на нити субмикрон-

ного размера [235], так и на структуры, размер которых превышает длину волны [236].

К преимуществам травления и роста структур от поверхности вглубь следует отнести возможность травления большой площади, очень большое аспектное отношение высоты к диаметру формирующихся структур, а также то, что структуры есть не что иное, как оставшаяся после травления подложка, что обеспечивает относительно высокую теплопроводность в глубь мишени. К недостаткам метода травления можно отнести сложность формирования одиночных нитей, когда расстояние между соседними приближается к одной длине волны лазерного излучения, при сохранении большого аспектного отношения.

К методам выращивания структур, которые могут быть использованы в лазерно-плазменных экспериментах, относятся лазерная абляция, электрохимическое, термическое и вакуумное осаждение, 3D печать.

Строго говоря, лазерную абляцию и связанные с этим процессы структурирования поверхности нельзя отнести к процессу, в котором на подложку осаждаются частицы вещества извне, но в то же время само формирование структур идёт от поверхности подложки в вакуум. Рассмотрение механизмов формирования нано- и микро-структур при лазерной абляции представляет собой задачу, которой можно посвятить отдельный обзор. В целом речь идёт об интерференции падающего лазерного излучения и возбуждаемой им поверхностной электромагнитной волны. В рамках настоящей работы ограничимся лишь упоминанием того факта, что формирование структур происходит достаточно просто и не требует сложных технических решений. При этом возможно модифицирование подложек практически из любого материала. В то же время в силу сложности физики процесса и её моделирования очень трудно добиться хорошей воспроизводимости от образца к образцу. Сами структуры могут принимать различные формы (от отдельных пирамид, конусов до сложных, похожих на фракталы образований), но обладают относительно небольшим аспектным отношением [219, 237, 238]. Облучение сформированных таким образом структур мощным фемтосекундным излучением также оказалось многообещающим [235, 236, 239]. Отдельно стоит выделить работу [240], в которой авторы показали, что структуры, обеспечивающие улучшение параметров лазерной плазмы (в частности рост энергии протонов) могут быть созданы методом лазерной абляции тем же лазерным излучением (ослабленным до плотности энергии ~ 5 Дж/см²) непосредственно перед экспериментом, т.е. без замены или специальной подготовки мишени. Такой подход крайне перспективен для будущих экспериментов на высокой (в несколько кГц) частоте следования импульсов.

Электрохимическое осаждение в кислотном растворе или в вакууме [223, 241–243] основано на росте структур (нитей, волокон и т.д.) на центрах конденсации (микро- и нанокляпях различных элементов) на поверхности подложки. При этом формируемая структура нитей напоминает губку или пену со средней плотностью в десятки раз меньше твердотельной, а толщина слоя такой пены может достигать нескольких миллиметров. Это позволяет использовать её для объёмного поглощения релятивистского лазерного излучения [136, 210]. Вместе с тем такие структуры обладают низкой теплопроводностью и высо-

кой хрупкостью, что затрудняет лазерно-плазменные эксперименты при высокой частоте следования импульсов и предъявляет очень жесткие требования к контрасту лазерного импульса [54].

Буквально за последнее десятилетие были развиты технологии 3D микропечати и лазерной микрообработки [244, 245]. При таком подходе возможные вариации морфологии структур становятся по большому счёту бесчисленными, и они очень быстро нашли применение в лазерно-плазменных исследованиях [220, 246, 247].

К отдельному типу мишеней со структурированной поверхностью можно отнести обыкновенные оптические дифракционные решётки. Они обладают высокой однородностью по всей площади образца и изменяемым в широком диапазоне периодом, но имеют относительно небольшое аспектное отношение (близкое к единице) и представляют собой одномерную структуру, что также определяет особенности ускорения частиц в лазерно-плазменных экспериментах [196, 248, 249]. Отметим и возможность создания периодических структур типа дифракционных решёток на поверхности мишени при лазерной абляции [192, 219].

Наконец, к наиболее экзотическим типам структур, которые были успешно применены в плазменных экспериментах, относится живая среда. Так, ряд исследований [198, 250] показывает перспективность использования слоя кишечных палочек на твёрдой подложке. В целом применение биомишеней может иметь достаточно интересное дальнейшее развитие в силу высокой вариативности форм живых объектов.

6.2. Структурирование поверхности для создания источника рентгеновского излучения

При создании лазерно-плазменного источника рентгеновского излучения определяющую роль играют пространственная когерентность источника (для получения изображений с высоким разрешением в том числе и методами фазового контраста) и светимость в единицу времени. Поэтому большое внимание в этих исследованиях уделяется мишеням с большой площадью, способным работать при высокой частоте следования импульсов. При этом нет необходимости гнаться за рекордными энергиями заряженных частиц, но нужно увеличить их поток. Отчасти это касается и параметров самого лазерного импульса. Слишком высокая энергия импульса или его интенсивность приводит к росту поперечных размеров горячей плазмы и, как следствие, к ухудшению пространственной когерентности.

Одной из первых работ, в которой, помимо экспериментального наблюдения эффекта роста выхода жёсткого рентгеновского излучения в диапазоне 10–100 кэВ, было также предложено теоретическое объяснение, является статья [195]. Авторы связывали двукратное возрастание температуры горячих электронов в плазме наночастиц, напылённых на подложку [251], не только с возросшим поглощением, но и с эффектом усиления локального поля (lightning rod). Была предложена относительно простая модель оценки эффективного поля вблизи неоднородностей, которая нашла применение и в работах других авторов, например с использованием медных наностержней [207], кремниевых нанонитей [235], углеродных нанотрубок [252], взвеси наночастиц золота [253]. Это говорит о широкой применимости данной модели для оцен-

ки эффективности ускорения электронов в плазме. Отметим, что речь не идёт о наборе энергии частицами вследствие действия нового механизма ускорения. Часто полагается (по крайней мере при интенсивности до 10^{18} Вт/см²), что основным механизмом набора энергии является эффект вакуумного нагрева (эффект Брюнеля, см., напр., [254]) или резонансное поглощение (см., напр., [207]) на достаточно резкой границе плазма–вакуум, что, конечно, предполагает применение импульса с высоким контрастом (но уже при больших интенсивностях [235]). Кроме того, существенным фактором становится развитая трёхмерная поверхность структурированной мишени, что обеспечивает рост как числа ускоряемых электронов, так и их средней энергии вследствие многократного взаимодействия электронов с поверхностью [202].

Увеличение поглощения, приводящее к росту выхода жёсткого рентгеновского излучения из плазмы, было достигнуто также для структур с высокой периодичностью (дифракционные решётки и упорядоченные микрообъекты) [190, 192–194]. Модель, описывающая оптимальные параметры решётки, при которых достигается эффективное ускорение электронов в сложной комбинации электростатического поля вблизи неоднородностей и лазерного поля, была предложена в [255].

При повышении интенсивности до релятивистского порога (несколько единиц на 10^{18} Вт/см²) применение мишеней со сложной структурой поверхности также оказывается выгодным с точки зрения повышения яркости лазерно-плазменного рентгеновского источника. Хотя и требования к контрасту лазерного импульса становятся, очевидно, более жёсткими. Так, например, в работе [50], где авторы изучают взаимодействие лазерного импульса околорелятивистской интенсивности ($K_{ASE} \sim 4 \times 10^{-8}$) с массивом кремниевых наностолбиков, отмечается, что структуры дают существенный прирост выхода рентгеновского излучения при интенсивности $(3-4) \times 10^{17}$ Вт/см², тогда как при $I = 10^{18}$ Вт/см² пьедестал ASE разрушает структуры. Однако, что самое интересное, авторы, основываясь на наблюдении генерации полуторной гармоники (явное свидетельство протяжённой преплазмы и параметрических процессов в ней [68]), делают справедливый вывод о том, что пониженный порог плазмообразования на структурах приводит к образованию более протяжённой преплазмы, чем в случае с плоской мишенью. А в ней уже более эффективно идут процессы набора энергии электронами, характерные для размытой границы мишени. И тем удивительнее, что до сих пор можно встретить работы, в которых сообщается о значительном росте выхода рентгеновского излучения при облучении наноструктурированных [256] или пористых мишеней [257] релятивистским импульсом ($I > 10^{18}$ Вт/см²) с $K_{ASE} \sim 10^{-5}$ и в которых авторы делают упор именно на взаимодействии со структурами, а не с неизбежно формируемой протяжённой преплазмой. Значение контраста не приводится также и в статье [258]. Её авторы заявляют об эффектах усиления локального поля на наноразмерных бактериях, приводящих к многократному росту выхода тормозного гамма-излучения (пиковая интенсивность до 3×10^{18} Вт/см²).

Экспериментальных работ по облучению твердотельных структурированных мишеней с $I \sim 10^{18}$ Вт/см² относительно мало. Причин здесь несколько. Во-первых, это пониженные пороги абляции и плавления таких мишеней. Во-вторых, сложность работы в многоимпульсном

режиме и, соответственно, накопления данных – при высокой интенсивности твердотельная мишень начинает сильно загрязнять вакуумную камеру взаимодействия и оптику. Это является проблемой даже для лазера, работающего с частотой следования импульсов 10 Гц. Наконец, для действительно мощных лазерных систем (сотни ТВт и более) возникает естественное желание работать при больших интенсивностях (свыше 10^{19} Вт/см²), хотя уже и в режиме одиночных импульсов.

Тем не менее среди опубликованных работ есть и такие, где делается акцент на контрасте импульса, а его величина позволяет допустить сохранение наноструктур в том или ином виде к моменту прихода пика основного импульса. Авторы работы [259] обсуждают эффективность генерации K_{α} -линий цинка (~ 9 кэВ) в мишени из наностолбиков оксида цинка. Был достигнут коэффициент преобразования $\sim 10^{-4}$ в линейчатую компоненту (энергия импульса – 0.8 Дж, облучение на частоте второй гармоники с $K_{ASE} < 10^{-9}$, пиковая интенсивность превышает 10^{19} Вт/см²).

Исследования генерации гамма-излучения (с энергией более нескольких сотен кэВ) проводились с применением микро- [239] и наноструктурированных мишеней [235]. Был достигнут рост на порядок эффективности преобразования в область энергий свыше 300 кэВ при использовании кремниевой нанотравы по сравнению с использованием гладкой подложки. Контраст лазерного импульса в экспериментах дополнительно улучшался системой XPW до $K_{ASE} < 10^{-9}$.

Эффективность преобразования энергии лазерного импульса в поток жестких рентгеновских квантов сильно зависит от рассматриваемого диапазона энергий этих квантов, но в большинстве случаев не превышает 0.001%–0.01%. Использование структурированных мишеней позволяет повысить яркость источника на один-два порядка [191, 194, 195]. При этом яркость источника тормозного рентгеновского излучения зависит и от материала мишени (точнее, от его атомного номера). Традиционно используемый для создания структурированных мишеней кремний с этой точки зрения сильно проигрывает тяжелым металлам, поэтому важной задачей является создание мишеней с применением таких веществ, как вольфрам, тантал, свинец и другие. Вместе с тем для таких мишеней контраст должен быть еще выше, чем для кремния.

Работа при относительно небольшой интенсивности, до 10^{19} Вт/см² (по меркам современных систем мощностью до единиц ПВт), не позволяет кардинально повысить яркость источника в силу того, что жесткое рентгеновское излучение генерируется при рассеянии на ионах и атомах горячих электронов, концентрация которых относительно мала. Основная часть энергии уносится при гидродинамическом разлете плазмы.

Обойти эту проблему и реализовать режим преобладания радиационных потерь энергии плазмой над гидродинамическими потерями удалось при облучении упорядоченных металлических наностолбиков мощным импульсом [260]. В такой системе излучение способно проникать на глубину в несколько микрометров, т.е. существенно глубже скин-слоя, проталкивая электроны по направлению к подложке. Быстрые электроны, разогретые импульсом релятивистской интенсивности (4×10^{19} Вт/см²), а также обратные токи в столбиках приводят к их очень быстрому разлету в поперечном направлении с

образованием плазмы почти твердотельной плотности. Температура порядка 10 кэВ и высокая частота столкновений способствуют эффективной потере энергии через канал генерации рентгеновского излучения (линейчатое, тормозное и т.д.). Измеренный коэффициент преобразования энергии лазерного импульса в импульс сверхкороткого (порядка 1 пс) рентгеновского излучения с энергией в единицы кэВ составил около 20%, что на сегодняшний день является рекордным значением. Критически важным в таких экспериментах является высокий контраст излучения. При удвоении частоты основного импульса авторам удалось достичь $K_{ps} < 10^{-12}$.

Еще один способ генерации рентгеновского излучения (но с большей энергией – до 100 кэВ) с применением импульса релятивистской интенсивности ($\sim 10^{19}$ Вт/см²) и мишени из наностолбиков был предложен (численно) в работе [261]. Идея заключается в генерации синхротронного излучения электронами, ускоренными в кильватерной волне до энергий в несколько сотен МэВ. В роли ондулятора выступают ионизированные лазерным импульсом (тем же, что предварительно ускорил электроны) наностолбики (диаметром около 100 нм и длиной в десятки микрометров), расположенные перпендикулярно пучку в шахматном порядке (расстояние между столбиками 5.5 мкм). Быстрые электроны покидают столбики, но за время пролета импульса ионы все еще остаются холодными. В результате вокруг столбиков образуется квазистатическое поле, которое и отклоняет электроны из кильватерного пучка. Подобранные правильным образом период расположения столбиков и поле вокруг них определяют параметры ондулятора и, как следствие, характеристики синхротронного излучения. Авторы предсказывают, что таким образом можно осуществить генерацию свыше 10^7 фотонов пучком электронов с зарядом 50 пКл.

Принципиально новые возможности открываются в ультрарелятивистском режиме взаимодействия (т.е. при $I > 10^{20}$ Вт/см²), когда существенными оказываются радиационные эффекты. Так, в ультрарелятивистском режиме, когда динамика электрона в лазерном поле становится сильно нелинейной, возможна генерация гамма-квантов в результате синхротронного излучения электронами на изломах траекторий. И здесь структурированные мишени имеют преимущество перед плоскими. Так, при нормальном падении импульса с интенсивностью свыше 10^{22} Вт/см² на периодическую ребристую поверхность с периодом менее 1 мкм, высотой и шириной прямоугольного зуба менее 0.5 мкм в [262] численно продемонстрировано увеличение выхода гамма-квантов в несколько раз. Авторы связывают это с возросшим поглощением, сложными траекториями электронов и их увеличенной энергией по сравнению со случаем использования плоской фольги.

В работе [227] рассматривалось распространение лазерного импульса ($I > 10^{22}$ Вт/см²) между наностолбиками длиной около 10 мкм. Было показано, что под действием лазерного излучения электроны, вырываемые с поверхности столбиков, ускоряются вдоль них полем в виде сгустков с энергией в несколько сотен МэВ, также испускающих синхротронное излучение аналогичной энергии на изломах траекторий. Гамма-кванты формируют ультракороткие (~ 300 ас) хорошо коллимированные сгустки, которые могут быть использованы для задач сверхбыстрой диагностики вещества.

Немалый интерес представляет и использование в экспериментах со структурированными мишенями недавно появившихся мощных лазеров среднего ИК диапазона. Связано это, в первую очередь, с квадратичной зависимостью осцилляторной энергии электронов от длины волны, т. е. переход в релятивистский режим взаимодействия возможен при меньших интенсивностях, чем в оптическом и ближнем ИК диапазонах. Кроме того, важным обстоятельством является повышение пороговых интенсивностей для ионизации [263] и абляции [264] с увеличением длины волны, что также ослабляет требования на контраст лазерного излучения. Возможность создания рентгеновского лазерно-плазменного источника была продемонстрирована в [265], а в работе [266] впервые представлены результаты экспериментов с массивами кремниевых нанонитей при длине волны лазерного излучения 3.9 мкм.

Помимо тормозного рентгеновского излучения в плазме может также генерироваться и бетатронное излучение при прямом лазерном ускорении в плазменном канале [267, 268]. В определенных условиях при облучении массива параллельных наностолбиков можно достичь бетатронного резонанса с внешним лазерным полем. Авторы работы [269] показали, что при оптимальном соотношении между диаметром столбика, концентрацией электронов и интенсивностью лазерного излучения ($\sim 10^{20}$ Вт/см²) электроны, вращаясь вокруг и двигаясь вдоль столбика под действием электрических и магнитных полей, испускают интенсивное синхротронное излучение с энергией свыше 1 кэВ при интенсивности лазерного импульса 6×10^{19} Вт/см². Предсказан также сильно нелинейный (степенной закон с показателем 5/2) рост потока рентгеновских квантов с ростом интенсивности лазерного излучения.

6.3. Микро- и наноструктурированные мишени для ускорения заряженных частиц

Интерес для приложений представляют также пучки заряженных частиц (электронов или ионов) с достаточно высокой энергией (для электронов – более единиц МэВ), получаемых в релятивистском режиме взаимодействия. Физика процесса набора энергии частицами в релятивистском режиме становится более сложной и не может быть описана в рамках простых моделей. В дальнейшем мы постараемся обсудить отдельные ключевые явления. Отметим также, что в рассматриваемом режиме взаимодействия со структурированными мишенями контраст излучения, как правило, должен быть максимально высок для предотвращения размытия структур под действием предимпульсов различной природы. Так, для обсуждаемых в последнее время интенсивностей в 10^{21} Вт/см² и выше необходим контраст лучше 10^{-12} как по ASE, так и по коротким предимпульсам. Влияние контраста лазерного излучения релятивистской интенсивности при его взаимодействии с различными структурами (полученными электрохимическим травлением, осаждением) исследовалось в [54]. В частности для таких структур были экспериментально оценены пороги плазмообразования под действием предимпульсов.

При повышении амплитуды падающего лазерного поля в нём возрастают осцилляторная и пондеромоторная энергии электрона. В этом случае при наличии структур субмикронного размера в области взаимодействия электроны в различные моменты своего движения могут

оказаться как вне, так и внутри плотных структур, непрозрачных для лазерного излучения. При достаточном времени нахождения частицы вне лазерного поля частица может попасть обратно уже в другую фазу этого поля. В этом случае появляется взаимосвязь между интенсивностью падающего импульса и характерным размером структур: время пролёта электрона через отдельный элемент структуры должно быть примерно равно половине периода поля или больше неё, чтобы он снова попал в него в ускоряющей фазе. При этом как такового усиления локального поля на неоднородностях не происходит, значительный прирост энергии достигается лишь за счёт более длительного пребывания электрона в нужной фазе ускоряющего поля. Такой стохастический многоэтапный процесс набора энергии обсуждался для кластерных мишеней [270], был достаточно детально изучен численно для структур различной формы и размера [224, 227], а также наблюдался экспериментально [235, 271]. В этом контексте следует кратко упомянуть интересную концепцию [247, 272] получения полей с высокой напряжённостью для, например, дополнительного ускорения пучков частиц из ускорителя. Согласно этой идее, при одновременном пролёте релятивистского электронного пучка поперёк периодической структуры (решётки) и её облучении лазерным импульсом можно добиться условий согласования фаз, когда электроны будут испытывать только ускоряющее поле, пролетая в зазорах решётки, а фаза тормозящего поля будет приходиться на момент нахождения частицы внутри объёма с критической плотностью. Однако экспериментально реализовать это явление пока не удалось.

Новые режимы ускорения электронов возможны при использовании объёмных низкоплотных мишеней, прозрачных для релятивистского лазерного импульса. Наноструктуры здесь играют существенную роль. Дело в том, что средняя концентрация электронов в формирующейся плазме должна быть немного меньше критической (с учётом эффекта релятивистской прозрачности, т. е. понижения плазменной частоты за счёт релятивистского изменения массы электрона в сильном лазерном поле [273]). Для мишеней из легких атомов это соответствует плотности исходного вещества в тысячные доли грамма на см³, т. е. существенно меньше твердотельной плотности. Этому критерию не удовлетворяют малоплотные квазиоднородные вещества типа аэрогелей. При их ионизации лазерным полем формируется плазма со слишком большой, критической концентрацией электронов, тогда как мишени типа газовой струи – наоборот, как правило, имеют существенно меньшую плотность. При этом наноструктурированная пена с желаемой плотностью может быть создана в рамках современных технологий [136, 274]. Такая пена уже на фронте распространяющегося лазерного импульса может быть преобразована в квазиоднородную плазму (за счёт полевой ионизации) с электронной концентрацией, близкой к критической, но меньше неё. Численные расчёты показывают, что такая среда оптимальна для реализации прямого лазерного ускорения электронов и получения пучков электронов с зарядом до 100 пКл [136, 267]. Определяющая роль наноструктур была подтверждена как для газокластерных струй [275], так и для пен [210]. В частности в [210] обнаружено трёхкратное увеличение поглощения электронами энергии по сравнению со случаем однородной малоплотной среды.

Структурированные мишени могут быть также использованы для получения пучков ускоренных ионов. Так, эффективное ускорение ионов возможно при облучении упорядоченного массива наностолбиков лазерным импульсом с интенсивностью $\sim 10^{20}$ Вт/см² [276]. Быстрый уход электронов из столбиков под действием лазерного поля делает эти столбики прозрачными для оптического излучения, в результате чего образуются своего рода волноводы, где ионы набирают энергию более эффективно (до 8 МэВ). При наличии преплазмы эффективность такого процесса значительно снижается.

Структурированные мишени также могут быть использованы для оптимизации процесса ускорения ионов в стандартной схеме TNSA. Эта оптимизация затрагивает, прежде всего, улучшение коллимации ионного пучка (подавление краевых эффектов, усиление амбиполярного поля). Был предложен ряд концепций, основанных на микромодификации тыльной стороны мишени. Например, в работе [277] для более направленного ускорения протонов предложена мишень с периодическими отверстиями субмикронного размера. Численно проанализировано, что при воздействии мощного лазерного импульса электроны ускоряются вдоль стенок отверстий, формируя сильное азимутальное магнитное поле. Авторы этой работы сообщили о повышении по сравнению с плоской мишенью коллимации пучка протонов и росте энергии до 200–250 МэВ, достаточной для проведения протонной терапии онкологических заболеваний. Для получения протонов с энергией ~ 60 МэВ при $I = 10^{20}$ Вт/см² было предложено размещать на задней стороне углеродной пленки тонкую, насыщенную водородом шайбу, диаметр которой меньше диаметра перетяжки лазерного пучка [225]. Протоны, ускоряемые из шайбы, находятся при этом в более однородном поле электронов, а более тяжелые ионы из толщи мишени создают эффект фокусировки за счёт их большего заряда.

Следует отметить, что при структурировании обратной стороны мишени требования на контраст аналогичны предъявляемым при ускорении ионов на плоских фольгах в режиме TNSA. При этом структурирование может быть осуществлено также и на передней стороне мишени. Тем не менее и в работах, посвящённых ускорению протонов, можно встретить неоднозначные выводы, подкреплённые моделированием, о благоприятном влиянии наночастиц на передней стороне мишени при заявленном $K_{ASE} < 10^{-6}$ и пиковой интенсивности свыше 10^{19} Вт/см² [278] (когда говорить о сохранности частиц к моменту прихода пика импульса можно весьма условно).

Отметим также численно обоснованную перспективную схему в работе [279], где предлагается сформировать мишень в виде тонкой плазмы, поперечный профиль которой повторяет профиль интенсивности лазерного импульса. При интенсивности $\sim 10^{22}$ Вт/см² электроны почти мгновенно покидают мишень – тонкую фольгу, делая её прозрачной для лазерного излучения и формируя почти однородную, летящую в пространстве «шайбу». Расчёты показывают, что в такой схеме удается добиться коллимации и монохроматизации потока ионов с энергией до 1 ГэВ.

Наконец, оригинальное решение было предложено в [246], где рассмотрена мишень в виде микроворонки, в самой узкой части которой расположена фольга (как утверждают авторы, такую структуру легко реализовать на современном 3D принтере). Распространение лазерно-

го импульса релятивистской интенсивности по воронке приводит к ускорению электронов вдоль её стенок (предсказан рост энергии электронов с 4 до 50 МэВ по сравнению со случаем плоской фольги). Поэтому сквозь фольгу в задней части воронки проникает большое число высокоэнергетичных электронов, эффективно ускоряющих ионы с обратной стороны фольги. Схожие результаты были получены численно в работе [280], где авторы предлагают фокусировать излучение до $I \sim 10^{20}$ Вт/см² в микробола, стенки которого выполнены из тяжёлого металла (золота), а на дне расположена СН-фольга. Лазерный импульс будет вырывать электроны из стенок колодца и ускорять их по направлению ко дну. Если размер колодца оптимален, то электроны будут фокусироваться на фольге и, следовательно, формировать усиленное поле, ускоряющее протоны до 50 МэВ, что в 10 раз больше, чем в случае фокусировки на плоскую фольгу.

Экспериментально наблюдать возрастание максимальной энергии протонов удавалось авторам работ [228, 281] при интенсивности лазерного излучения свыше 10^{20} Вт/см². В статье [228] облучают мишень в виде полового усечённого конуса с толщиной стенки порядка нескольких микрометров и радиусом, существенно большим диаметра перетяжки лазерного пучка, а в [281] – полусферу из ультратонкой (~ 100 нм) плёнки радиусом ~ 10 мкм. В обоих работах авторы объясняют наблюдаемый результат действием гибридного механизма набора энергии электронами – так называемого прямого ускорения давлением света (Direct Laser Light Pressure Acceleration). При падении импульса на изогнутую поверхность вблизи неё происходят интерференции падающей и отражённой волн, и в этом интерференционном поле электроны набирают скорость, близкую к световой. Дополнительное поле разделения заряда, а также прямое действие света силой $v \times B$ приводят к появлению пучков электронов, движущихся сквозь мишень и ускоряющих ионы. В работе [228] за счёт большой толщины стенок конуса режим ускорения ионов относится к TNSA (авторы увеличили максимальную энергию протонов с 55 МэВ (для плоской мишени) до почти 68 МэВ). В работе [281], где толщина подложки была очень малой, режим набора энергии ионами скорее относился к RPA (Radiation Pressure Acceleration [282]), что объясняло достаточно низкую (~ 8.5 МэВ) максимальную энергию протонов для структурированной мишени (~ 5 МэВ для плоской). Однако механизм RPA имеет более высокий степенной показатель зависимости энергии протонов от интенсивности лазерного излучения, что делает его перспективным в ультрарелятивистском режиме взаимодействия.

Если же говорить о случае, когда в область перетяжки попадают сразу несколько соседних структур, то здесь начинают играть роль эффекты увеличения поглощения излучения и, конечно, размер и форма структур. Исследование роли формы микроструктур на передней стороне мишени проводилось в работе [283]. Показано, что оптимальный размер составляет около половины длины волны. Авторы численно получили почти 100%-ное поглощение излучения и возрастание температуры протонов с 0.4 до 1.6 МэВ при $I \sim 3.5 \times 10^{19}$ Вт/см².

Недавно появились идеи о возможности использования для ускорения ионов двухслойных мишеней, например малоплотной пены, нанесённой на твердотельную плёнку. В этом случае передний слой выступает в роли эффективного поглотителя лазерного излучения. Авторы

работы [284] численно изучили влияние морфологии такой пены и показали, что важное значение имеет не только её плотность, но и пространственная структура. Например, было показано, что пена из наностолбиков/нановолокон более эффективна, чем однородная пена, образуемая случайными нанокластерами и нанопорами. Экспериментально положительное влияние сверхнизкоплотного слоя из углеродных нанотрубок перед тонкой плотной плёнкой продемонстрировано в работе [285]: были обнаружены многократное увеличение числа быстрых протонов и рост их максимальной энергии с 10 до 30 МэВ при пиковой интенсивности $\sim 10^{20}$ Вт/см². В другом варианте двухслойной мишени для увеличения поглощения лазерного излучения применялся слой из наночастиц золота [236].

6.4. Ядерная физика, физика высоких энергий и квантово-электродинамические эффекты в лазерно-плазменных экспериментах с применением структурированных мишеней

К настоящему времени с применением структурированных мишеней продемонстрирован ряд интересных численных и экспериментальных результатов в смежных и прикладных областях исследований. Все эти данные получены для импульсов с высоким контрастом излучения, обеспечивающим непосредственное взаимодействие с невозмущёнными предимпульсом структурами.

В первую очередь речь идет о повышении эффективности термоядерной реакции. Первые нейтроны при воздействии на дейтерированный структурированный титан были зарегистрированы уже при $I = 10^{16}$ Вт/см² почти 20 лет назад [143].

Цикл исследований по воздействию высококонтрастного релятивистского лазерного излучения на массив наностолбиков был опубликован в течение нескольких последних лет [260, 286, 287]. Авторы численно и экспериментально показали, что при проникновении излучения между столбиков, их последующем быстром нагреве и разлёте достигается очень высокая плотность энергии (до ГДж/см³) и температура в единицы кэВ наряду с высокой кратностью ионизации (до 52 для золота). Одновременно с этим электронное давление в плазме почти достигает 1 ТБар, что сравнимо с давлением при сжатии капсулы в экспериментах на установке NIF [288]. При этом быстрые электроны получают энергию в несколько МэВ, ускоряя далее ионы. Такая совокупность параметров открывает возможность эффективного инициирования ядерных реакций синтеза с образованием нейтронов. При облучении столбиков из дейтерированного полиэтилена в результате реакции DD-n был достигнут рекордный поток нейтронов – свыше 10^6 нейтронов на 1 Дж вложенной лазерной энергии [289]. Это на два порядка больше потоков, полученных при использовании плоской мишени.

Оптимизация ускорения ионов дейтерия при применении вспененных мишеней рассматривалась в [290]. Быстрые электроны, покидающие перемишки внутри пены, создают сильное поле, ускоряющее ионы внутри объёма мишени. Численное моделирование показало рост энергии дейтронов до 100 МэВ и более при $I \sim 10^{21}$ Вт/см². Вспененные мишени представляют существенный интерес также и для термоядерного синтеза в варианте с быстрым поджигом [291].

Повышение эффективности реакции синтеза вдвое наблюдалось экспериментально в [292] при воздействии высококонтрастного фемтосекундного импульса с $I = 2 \times 10^{18}$ Вт/см² на низкоплотный (менее 0.4 г/см³) дейтерированный полиэтилен. Пиковое значение потока нейтронов было оценено в 10^5 на 1 Дж вложенной энергии. Наблюдавшийся эффект объяснен увеличением эффективности поглощения лазерной энергии. В экспериментах с пикосекундным лазером с пиковой интенсивностью $\sim 10^{16}$ Вт/см² и применением аналогичной мишени, но меньшей плотности, оптимальная плотность пены составляет 1–3 мг/см³ при максимуме выхода нейтронов $\sim 7 \times 10^5$ на 1 Дж лазерной энергии [293]. Исследования со вспененными мишенями проводились также с импульсом с низким контрастом ($K_{ASE} \sim 10^{-4}$) [294]. Авторами не было отмечено повышения выхода нейтронов, что явно указывает на роль высокого контраста при воздействии на низкоплотные мишени.

Наконец, приближение появления лазерных систем мультитераваттной мощности подстёгивает интерес к изучению явлений квантовой электродинамики, в том числе с использованием сочетания таких лазеров и структурированных мишеней. К одному из таких эффектов относится рождение электрон-позитронных пар. Работ, рассматривающих лазерные концепции данного явления, существует достаточно много (см. [295–297] и ссылки в них), но в отношении именно структурированных мишеней речь идёт о процессе Брейта–Уилера рассеяния гамма-кванта на оптических фотонах [298, 299]. Идея основана на генерации высокоэнергетичных пучков электронов с энергией ~ 1 ГэВ при распространении ультрарелятивистского ($I = 10^{23}$ Вт/см²) лазерного импульса вдоль одиночного наностолбика [300] или их массива [227]. Далее происходит формирование пучка гамма-квантов. В одном случае это процесс генерации направленного синхротронного излучения [227] с энергией фотонов в сотни МэВ. А в работе [300] предлагается сталкивать пучки электронов с встречным лазерным импульсом и генерировать гамма-кванты с энергией 24 МэВ вследствие обратного комптон-эффекта. Для рождения позитронов в любом случае необходимо наличие лазерного поля. В работе [227] предлагается разместить за массивом наностолбиков отражающую фольгу, а в [300] в роли источника фотонов будет выступать всё тот же встречный лазерный импульс. Важно отметить, что временная картина пучков позитронов повторяет картину для гамма-квантов, а последняя напрямую связана с характеристиками пучков электронов. И в том и в другом случае электроны формируют последовательности аттосекундных импульсов, а значит и импульсы позитронов имеют сравнимую длительность. Плотность энергии в пучках позитронов достигает 10^{17} Дж/м³, а общее число частиц превышает 10^{10} , что делает их интересными для различных приложений, связанных с физикой высокой плотности энергии.

7. Заключение

Таким образом, процессы, протекающие при взаимодействии релятивистски интенсивного фемтосекундного лазерного импульса с плотными мишенями, во многом определяются параметрами преплазменного слоя, избежать формирования которого очень сложно. Прене-

брежение наличием этого слоя при моделировании и интерпретации экспериментальных результатов может приводить к неверным выводам и недостоверным оценкам. Преплазменный слой формируется в результате воздействия на мишень различного типа предимпульсов, неизбежно присутствующих во временной структуре излучения всех типов лазерных систем, генерирующих сверхкороткие оптические импульсы. Это короткие (фемтосекундные) предимпульсы, опережающие основной импульс на десятки-сотни пикосекунд либо на несколько наносекунд; усиленная спонтанная люминесценция, имеющая наносекундную длительность; короткие предимпульсы с временем опережения 0.1–5 пс. Для характеристики всех этих предимпульсов необходимо измерять контраст по интенсивности каждого из них, что представляет собой достаточно трудоёмкую задачу. В большинстве случаев определяющим является ASE, имеющее, даже при хорошем контрасте, существенную плотность энергии на мишени.

Важно, что наличие преплазменного слоя необязательно является негативным фактором. В частности, как показано в настоящем обзоре, в ряде случаев именно преплазменный слой с оптимизированными параметрами обеспечивает эффективную генерацию направленных пучков релятивистских электронов с большим удельным зарядом на единицу вложенной энергии.

Поскольку передача энергии от лазерного импульса в плазму происходит в основном в области концентраций электронов 0.1–0.5 от критической, для рассматриваемых в обзоре задач ключевым параметром является не максимальная или средняя концентрация, а градиент концентрации в этой области плазмы. В случае плавного градиента концентрации, $L \gg \lambda$, в разреженной плазме может происходить как самофокусировка пучка, так и его ионизационная дефокусировка; в случае $L \sim \lambda$ существенным становится поглощение излучения вследствие возбуждения волн параметрических неустойчивостей, а при более резких градиентах – вследствие нелинейного резонансного поглощения, вакуумного нагрева и др. Для управления параметрами градиента может быть использован дополнительный искусственный предимпульс. Это обеспечивает более надёжное управление, поскольку оказывается возможным независимое изменение энергии, длительности и интенсивности предимпульса на мишени.

Наиболее эффективно ускорение и нагрев электронов до релятивистских энергий происходит в области $n_e = (0.1-1)n_{cr}$ в результате возбуждения плазменных волн, обусловленного, в первую очередь, параметрическими неустойчивостями в области $n_e = n_{cr}/4$ [134, 301]. Эти неустойчивости не развиваются как в случае $L/\lambda > 10$, так и при слишком резких градиентах, $L/\lambda < 1$. Оптимизация такого режима ускорения и нагрева электронов связана с подбором параметров искусственного предимпульса и/или ASE, а также длительности лазерного импульса, его интенсивности и т.д. При определённых условиях плазменные волны, возбуждаемые через параметрические неустойчивости, могут служить инжектором для ускорения в разреженной плазме по механизму прямого лазерного ускорения. Этот подход позволяет получать хорошо коллимированные (20–50 мрад) пучки релятивистских электронов со средней энергией до десятков МэВ и удельным зарядом до 1 нКл на 1 Дж лазерной энергии. Для широкого спектра прикладных задач такой источник электронов может оказаться предпочтительнее,

чем источник, основанный на ускорении в газовой струе по механизму LWFA.

Лазерное ускорение ионов в плазме, как правило, подразумевает создание максимально резких градиентов электронной концентрации и использование сверхтонких плёночных мишеней, что диктует необходимость максимально высокого контраста излучения на всех временных масштабах и, более того, дополнительного обострения переднего фронта лазерного импульса с помощью технологии плазменного зеркала. Предимпульсы и ASE позволяют очистить поверхность толстых мишеней и повысить эффективность ускорения многозарядных ионов. На плёнках толщиной 1–10 мкм предимпульсы размывают границу на задней поверхности, снижая эффективность ускорения. Вместе с тем рассматривается и режим ускорения ионов в плотной, почти критической плазме, что может обеспечить значительное возрастание заряда ионного пучка.

Отдельного рассмотрения с точки зрения влияния контраста лазерного излучения заслуживают мишени со структурированной поверхностью. Здесь необходимым условием роста поглощения энергии лазерного излучения, энергии и числа электронов, эффективности ускорения ионов также является использование лазерных импульсов с высоким контрастом для предотвращения размывания структур до взаимодействия с основным лазерным импульсом. При этом пороги разрушения наноструктур и микроструктур ниже, чем для гладкой поверхности. Альтернативным подходом можно считать эксперименты, в которых полное разрушение структур на поверхности или в объёме обеспечивает к моменту воздействия основного лазерного импульса формирование слоя квазигомогенной плазмы с желаемой средней концентрацией электронов (как правило – подкритической).

В ближайшей перспективе станут доступны и достаточно широко распространены лазерные системы с высокой, килогерцевой, частотой следования импульсов и пиковой мощностью 10–100 ТВт. Следует ожидать создания с их использованием эффективных лабораторных источников электронов, гамма-излучения и вторичных частиц для решения различных фундаментальных и прикладных задач. Оптимизация этих источников неизбежно связана с оптимизацией преплазмы, а также с использованием структурированных мишеней и иных подходов, обсуждаемых выше.

Авторы выражают благодарность В.Ю.Быченкову, А.В.Брантову и С.А.Гаврилову за многократные обсуждения ряда рассмотренных в обзоре вопросов и Р.В.Волкову за поддержку экспериментальных исследований, результаты которых частично представлены в работе. Настоящая работа выполнена при поддержке проектов РФФИ (№ 19-02-00104 (разд.2, 3), 19-32-60069, 20-32-70194 (разд.4) и 19-02-00740 (разд.5)) и РНФ (№21-79-10207 (разд. 4), 18-79-1016 (разд.6)).

8. Литература

1. Yoon J.W. et al. *Opt. Express*, **27** (15), 20412 (2019).
2. Jourdain N. et al. *Matter Radiat. Extrem.*, **6** (1), 015401 (2021).
3. Gales S. et al. *Rep. Prog. Phys.*, **81** (9), 94301 (2018).
4. Umstadter D. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36** (8), R151 (2003).
5. Gibbon P. *Short Pulse Laser Interaction with Matter: An Introduction* (London: Imperial College Press, 2005).
6. Daido H., Nishiuchi M., Pirozhkov A.S. *Rep. Prog. Phys.*, **75** (5), 056401 (2012).

7. Macchi A., Borghesi M., Passoni M. *Rev. Mod. Phys.*, **85** (2), 751 (2013).
8. Carr G.L. et al. *Nature*, **420** (6912), 153 (2002).
9. Mun J. et al. *J. Korean Phys. Soc.*, **51** (91), 421 (2007).
10. Albert F., Thomas A.G.R. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **58** (10), 103001 (2016).
11. Недорезов В.Г., Савельев-Трофимов А.Б. *Ядерная физика и инжиниринг*, **7** (6), 479 (2016) [*Phys. At. Nucl.*, **80** (9), 1477 (2017)].
12. Higginson D.P. et al. *Phys. Plasmas*, **17** (10), 100701 (2010).
13. Горлова Д.А. и др. *Квантовая электроника*, **47** (6), 522 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (6), 522 (2017)].
14. Liu J.X. et al. *Phys. Plasmas*, **22** (10), 103102 (2015).
15. Esarey E., Schroeder C.B., Leemans W.P. *Rev. Mod. Phys.*, **81** (3), 1229 (2009).
16. Goers A.J. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **115** (19), 194802 (2015).
17. Ledingham K.W.D., Galster W. *New J. Phys.*, **12** (4), 045005 (2010).
18. Rousse A. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **93** (13), 135005 (2004).
19. Döpp A. et al. *Optica*, **5** (2), 199 (2018).
20. Hazra D. et al. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **60** (8), 85015 (2018).
21. Belyaev V.S. et al. *Laser Phys.*, **27** (6), 066001 (2017).
22. Thos A. PhD Thesis (Berlin, Freien Univ., 2003).
23. Perry M.D. et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **70** (1), 265 (1999).
24. Liesfeld B. et al. *Appl. Phys. B*, **79** (8), 1047 (2004).
25. Najmudin Z. et al. *Philos. Trans. A Math. Phys. Eng. Sci.*, **372** (2010), 20130032 (2014).
26. Gonsalves A.J. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **122** (8), 84801 (2019).
27. Couperus J.P. et al. *Nat. Commun.*, **8** (1), 487 (2017).
28. Mordovanakis A.G. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **103** (23), 235001 (2009).
29. Chopineau L. et al. *Phys. Rev. X*, **9** (1), 011050 (2019).
30. Li Y.T. et al. *Phys. Rev. E*, **64** (4), 046407 (2001).
31. Maine P. et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24** (2), 398 (1988).
32. Bromage J. et al. *High Power Laser Sci. Eng.*, **7**, e4 (2019).
33. Kalashnikov M., Osvey K., Sandner W. *Laser Part. Beams*, **25** (2), 219 (2007).
34. Thaury C. et al. *Nat. Phys.*, **3** (6), 424 (2007).
35. Bock S. et al. *Crystals*, **10** (9), 1 (2020).
36. Wagner F. et al. *Appl. Phys. B*, **116** (2), 429 (2014).
37. Ivanov K.A. et al. *Phys. Plasmas*, **21** (9), 093110 (2014).
38. Большаков В.В. и др. *Квантовая электроника*, **39** (7), 669 (2009) [*Quantum Electron.*, **39** (7), 669 (2009)].
39. Hong K.H. et al. *Appl. Phys. B*, **81** (4), 447 (2005).
40. Li Z. et al. *Opt. Express*, **25** (18), 21201 (2017).
41. Didenko N.V., Konyashchenko A.V., Lutsenko A.P., Tenyakov S.Y. *Opt. Express*, **16** (5), 3178 (2008).
42. Schimpf D.N., Seise E., Limpert J., Tünnermann A. *Opt. Express*, **16** (14), 16664 (2008).
43. Khodakovskiy N. et al. *Opt. Lett.*, **41** (19), 4441 (2016).
44. Keppler S. et al. *Laser Photonics Rev.*, **10** (2), 264 (2016).
45. Gamaly E.G., Rode A.V., Luther-Davies B., Tikhonchuk V.T. *Phys. Plasmas*, **9** (3), 949 (2002).
46. Key M.H. et al. *Phys. Plasmas*, **5** (5), 1966 (1998).
47. Wagner F. et al. *Opt. Express*, **22** (24), 29505 (2014).
48. Kalashnikov M.P. et al. *AIP Conf. Proc.*, **1462**, 108 (2012).
49. Yefet S., Pe'er A. *Appl. Sci.*, **3** (4), 694 (2013).
50. Cristoforetti G. et al. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **56** (9), 095001 (2014).
51. Rajeev P.P. et al. *J. Phys. IV*, **133**, 533 (2006).
52. Nishikawa T. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **70** (13), 1653 (1997).
53. Besozzi E. et al. *Nucl. Fusion*, **58** (3), 036019 (2018).
54. Ivanov K.A. et al. *Laser Phys. Lett.*, **17** (4), 045302 (2020).
55. Phipps C.R., Dreyfus R.W., in *Laser Ionization Mass Analysis*. Ed. by A.Vertes, R.Gijbels, F.Adams (New York: Wiley, 1993, p. 369).
56. Mulser P., Weng S.M., Liseykina T. *Phys. Plasmas*, **19** (4), 043301 (2012).
57. Ge Z.Y. et al. *Phys. Plasmas*, **20** (7), 073301 (2013).
58. Гинзбург В.Л. *Распространение электромагнитных волн в плазме* (М.: Наука, 1967).
59. Mulser P., Bauer D. *High Power Laser-Matter Interaction* (Berlin: Springer, 2010).
60. Krueer W.L., Estabrook K. *Phys. Fluids*, **28** (1), 430 (1985).
61. Ping Y. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **100** (8), 085004 (2008).
62. Santala M.I.K. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **84** (7), 1459 (2000).
63. Krueer W.L. *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Redwood: Addison-Wesley, 1988).
64. Courtois C. et al. *Phys. Plasmas*, **16** (1), 013105 (2009).
65. Culfa O. et al. *Phys. Plasmas*, **21** (4), 043106 (2014).
66. Culfa O. et al. *Phys. Rev. E*, **93** (4), 043201 (2016).
67. Malka G. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **79** (11), 2053 (1997).
68. Ivanov K.A. et al. *Phys. Plasmas*, **24** (6), 063109 (2017).
69. Uryupina D.S. et al. *Proc. SPIE*, **8779**, 877917 (2013).
70. Filevich J. et al. *Phys. Rev. E*, **67** (5), 056409 (2003).
71. Gizzi L.A. et al. *Laser Part. Beams*, **19** (2), 181 (2001).
72. Scott R.H.H. et al. *Phys. Plasmas*, **19** (5), 053104 (2012).
73. Крестовских Д.А. и др. *Квантовая электроника*, **47** (1), 42 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (1), 42 (2017)].
74. Шуляпов С.А. и др. *Квантовая электроника*, **50** (4), 335 (2020) [*Quantum Electron.*, **50** (4), 335 (2020)].
75. Filevich J. et al., in *Conf. Lasers Electro-Optics (CLEO 2000). Techn. Dig. Postconf. Ed. TOPS Vol.39* (IEEE Cat. No. 00CH37088); doi 10.1109/cleo.2000.907329.
76. Jarrott L.C. et al. *Phys. Plasmas*, **21** (3), 031211 (2014).
77. Sanyasi Rao B., Arora V., Anant Naik P., Dass Gupta P. *Phys. Plasmas*, **19** (11), 113118 (2012).
78. Gray R.J. et al. *New J. Phys.*, **16** (11), 113075 (2014).
79. Borm B., Khaghani D., Neumayer P. *Phys. Plasmas*, **26** (2), 023109 (2019).
80. Hunter J.H., London R.A. *Phys. Fluids*, **31** (10), 3102 (1988).
81. Sunahara A., Sasaki A., Nishihara K. *J. Phys. Conf. Ser.*, **112**, 042048 (2008).
82. Singh P.K. et al. *Sci. Rep.*, **5** (1), 17870 (2015).
83. Murnane M.M., Kapteyn H.C., Falcone R.W. *Phys. Rev. Lett.*, **62** (2), 155 (1989).
84. Cobble J.A. et al. *J. Appl. Phys.*, **69** (5), 3369 (1991).
85. Kyrala G.A. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **60** (18), 2195 (1992).
86. Большаков В.В. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **88** (6), 415 (2008) [*JETP Lett.*, **88** (6), 360 (2008)].
87. Bolshakov V.V., Vorobiev A.A., Volkov R.V., Savel'ev A.B. *Contrib. Plasma Phys.*, **49** (7), 568 (2009).
88. Ivanov K.A. et al. *Phys. Part. Nucl. Lett.*, **11** (1), 54 (2014).
89. Beg F.N. et al. *Phys. Plasmas*, **4** (2), 447 (1997).
90. Wilks S.C., Krueer W.L., Tabak M., Langdon A.B. *Phys. Rev. Lett.*, **69** (9), 1383 (1992).
91. Gibbon P. et al. *Appl. Phys. A*, **96** (1), 23 (2009).
92. Lu W. et al. *Phys. Rev. E*, **80** (2), 026404 (2009).
93. Romanov D.V. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **93** (21), 215004 (2004).
94. Shulyapov S.A. et al. *J. Phys. Conf. Ser.*, **653** (1), 012007 (2015).
95. Tsymbalov I.N. et al. *2014 Int. Conf. Laser Optics* (IEEE, 2014, p. 1); doi: 10.1109/LO.2014.6886347.
96. Shulyapov S.A. et al. *J. Phys. Conf. Ser.*, **1692** (1), 1 (2020).
97. Tsymbalov I.N. et al. *2016 Int. Conf. Laser Optics* (IEEE, 2016, p. R5-4); doi: 10.1109/LO.2016.7549792.
98. Цымбалов И.Н. и др. *Ядерная физика*, **80** (3), 189 (2017) [*Phys. At. Nucl.*, **80** (3), 397 (2017)].
99. Dawson J.M., Tajima T. *Phys. Rev. Lett.*, **43** (4), 267 (1979).
100. Esarey E., Ting A., Sprangle P. *Rev. Mod. Plasma Phys.*, **4** (1), 57 (1989).
101. Osterhoff J. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **101** (8), 085002 (2008).
102. Nakamura K. et al. *Phys. Plasmas*, **14** (5), 056708 (2007).
103. Li F.Y. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **110** (13), 135002 (2013).
104. Кузнецов С.В. *Квантовая электроника*, **48** (10), 945 (2018) [*Quantum Electron.*, **48** (10), 945 (2018)].
105. Кузнецов С.В. *Квантовая электроника*, **50** (10), 929 (2020) [*Quantum Electron.*, **50** (10), 929 (2020)].
106. Götzfried J. et al. *Phys. Rev. X*, **10** (4), 041015 (2020).
107. Ma Y.Y. et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.*, **115** (27), 6980 (2018).
108. Gibbon P. *Phys. Rev. Lett.*, **73** (5), 664 (1994).
109. Compant La Fontaine A. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **47** (32), 325201 (2014).
110. Wharton K.B. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **81** (4), 822 (1998).
111. Zaïm N. et al. *Phys. Plasmas*, **26** (3), 033112 (2019).
112. Gahn C. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **83** (23), 772 (1999).
113. Tsymbalov I. et al. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **61** (7), 075016 (2019).
114. Danson C.N. et al. *High Power Laser Sci. Eng.*, **7**, e54 (2019).
115. Мальков Ю.А. и др. *Квантовая электроника*, **43** (3), 226 (2013) [*Quantum Electron.*, **43** (3), 226 (2013)].
116. Wang W. et al. *Phys. Plasmas*, **17** (2), 23108 (2010).
117. Esarey E., Sprangle P., Krall J. *Phys. Rev. E*, **52** (5), 5443 (1995).
118. Wang P.X. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **78** (15), 2253 (2001).
119. Thévenet M. et al. *Nat. Phys.*, **12** (4), 355 (2016).

120. Lévy A. et al. *Opt. Lett.*, **32** (3), 310 (2007).
121. Li Y.T. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **96** (16), 165003 (2006).
122. Mao J.Y. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **106** (13), 131105 (2015).
123. Serebryakov D.A., Nerush E.N., Kostyukov I.Y. *Phys. Plasmas*, **24** (12), 123115 (2017).
124. Pukhov A., Sheng Z.M., Meyer-ter-Vehn J. *Phys. Plasmas*, **6** (7), 2847 (1999).
125. Yu W. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **85** (3), 570 (2000).
126. Wang X., Nishikawa K., Nemoto K. *Phys. Plasmas*, **13** (8), 80702 (2006).
127. Arefiev A.V., Schollmeier M., Khudik V.N. *AIP Conf. Proc.*, **1507**, 363 (2012).
128. Peebles J. et al. *Phys. Rev. E*, **98** (5), 053202 (2018).
129. Tancian T. et al. *Matter Radiat. Extrem.*, **1** (1), 82 (2016).
130. Mandal T. et al. *Phys. Plasmas*, **26** (1), 013103 (2019).
131. Liu B. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **110** (4), 045002 (2013).
132. Malko S. et al. *Sci. Rep.*, **9** (1), 14061 (2019).
133. Tsymbalov I. et al. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **63** (2), 022001 (2021).
134. Tsymbalov I., Gorlova D., Savel'ev A. *Phys. Rev. E*, **102** (6), 063206 (2020).
135. Rosmej O.N. et al. *New J. Phys.*, **21** (4), 043044 (2019).
136. Rosmej O.N. et al. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **62** (11), 115024 (2020).
137. Быченков В.Ю., Брантов А.В., Говрас Е.А., Ковалёв В.Ф. *УФН*, **185**, 77 (2015) [*Phys. Usp.*, **58** (1), 71 (2015)].
138. Cowan T.E. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **92** (20), 204801 (2004).
139. Scuderi V. et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., Sect. A*, **740**, 87 (2014).
140. Borghesi M. et al. *Phys. Plasmas*, **9** (5), 2214 (2002).
141. Недорезов В.Г., Рыкованов С.Г., Савельев А.Б. *УФН* (2021, принято к публикации); doi: 10.3367/UFNr.2021.03.038960.
142. Ledingham K.W.D., McKenna P., Singhal R.P. *Science*, **300** (5622), 1107 (2003).
143. Волков Р.В. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **72** (8), 577 (2000) [*JETP Lett.*, **72** (8), 401 (2000)].
144. Hah J. et al. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **60** (5), 054011 (2018).
145. Borghesi M. et al. *Fusion Sci. Technol.*, **49** (3), 412 (2006).
146. Robson L. et al., in *Lasers and Nuclei*. Ed. by H.Schwoerer, B. Beileites, J. Magill (Berlin, Heidelberg: Springer, 2006, Lecture Notes in Physics, Vol. 694, p. 191).
147. Tajima T., Habs D., Yan X. *Rev. Accel. Sci. Technol.*, **2**, 201 (2009).
148. Gitomer S.J. et al. *Phys. Fluids*, **29** (8), 2679 (1986).
149. Hegelich B.M. et al. arXiv:1310.8650 (2013).
150. Kim I.J. et al. *Phys. Plasmas*, **23** (7), 070701 (2016).
151. Гуревич А.В., Парийская Л.В., Пигаевский Л.П. *ЖЭТФ*, **49** (2), 647 (1965) [*J. Exp. Theor. Phys.*, **22** (2), 449 (1966)].
152. Mora P. *Phys. Rev. Lett.*, **90** (18), 185002 (2003).
153. Wilks S.C. et al. *Phys. Plasmas*, **8** (2), 542 (2001).
154. Hegelich B.M. et al. *Nature*, **439** (7075), 441 (2006).
155. Petrov G.M. et al. *Phys. Plasmas*, **17** (10), 103111 (2010).
156. McKenna P. et al. *Phys. Rev. E*, **70** (3), 036405 (2004).
157. Волков Р.В. и др. *Квантовая электроника*, **33** (11), 981 (2003) [*Quantum Electron.*, **33** (11), 981 (2003)].
158. Gordienko V.M. et al. *Appl. Phys. B*, **80** (6), 733 (2005).
159. Bagnoud V. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **118** (25), 255003 (2017).
160. Schollmeier M. et al. *Phys. Plasmas*, **22** (4), 043116 (2015).
161. Vochkarev S.G. et al. *Phys. Plasmas*, **19** (10), 103101 (2012).
162. Шуляпов С.А. и др. *Квантовая электроника*, **46** (5), 432 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (5), 432 (2016)].
163. McKenna P. et al. *Philos. Trans. R. Soc. A*, **364** (1840), 711 (2006).
164. Mackinnon A.J. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **88** (21), 2150061 (2002).
165. Lindau F. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **95** (17), 175002 (2005).
166. Kaluza M. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **93** (4), 17 (2004).
167. Fuchs J. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **99** (1), 015002 (2007).
168. Grismayer T., Mora P. *Phys. Plasmas*, **13** (3), 032103 (2006).
169. Petrov G.M. et al. *J. Appl. Phys.*, **119** (5), 053302 (2016).
170. Fang Y. et al. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **58** (7), 075010 (2016).
171. Nishiuchi M. et al. *Phys. Plasmas*, **15** (5), 053104 (2008).
172. Yogo A. et al. *Phys. Rev. E*, **77** (1), 016401 (2008).
173. Roth M. et al. *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams*, **5** (6), 31 (2002).
174. Bulanov S.S. et al. *Med. Phys.*, **35** (5), 1770 (2008).
175. Carroll D.C. et al. *New J. Phys.*, **12** (4), 045020 (2010).
176. Esirkepov T., Yamagiwa M., Tajima T. *Phys. Rev. Lett.*, **96** (10), 105001 (2006).
177. Bulanov S.S. et al. *Phys. Rev. E*, **78** (2), 026412 (2008).
178. Singh P.K., Andreev A.A., Kakolee K.F., Ter-Avetisyan S. *Phys. Plasmas*, **25** (11), 113113 (2018).
179. Léc Z., Budai J., Andreev A., Ter-Avetisyan S. *Phys. Plasmas*, **27** (1), 013105 (2020).
180. Matsukado K. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **91** (21), 215001 (2003).
181. Utsumi T. et al. *Appl. Phys. A*, **79** (4–6), 1185 (2004).
182. Willingale L. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **96** (24), 245002 (2006).
183. Henig A. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **103** (4), 045002 (2009).
184. Bulanov S. et al. *Phys. Lett. A*, **299** (2–3), 240 (2002).
185. Dollar F. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **107** (6), 065003 (2011).
186. Yin L. et al. *Phys. Plasmas*, **14** (5), 056706 (2007).
187. Henig A. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **103** (24), 245003 (2009).
188. Chen S.N. et al. *Sci. Rep.*, **7** (1), 13505 (2017).
189. Helle M.H. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **117** (16), 165001 (2016).
190. Murnane M.M. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **62** (10), 1068 (1993).
191. Волков Р.В. и др. *Квантовая электроника*, **25** (1), 3 (1998) [*Quantum Electron.*, **28** (1), 1 (1998)].
192. Волков Р.В., Голишников Д.М., Гордиенко В.М., Савельев А.Б. *Письма в ЖЭТФ*, **77** (9), 568 (2003) [*JETP Lett.*, **77** (9), 473 (2003)].
193. Kulcsár G. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **84** (22), 5149 (2000).
194. Gavrilov S.A. et al. *Laser Part. Beams*, **22** (3), 301 (2004).
195. Rajeev P.P. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **90** (11), 115002 (2003).
196. Kahaly S. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **101** (14), 145001 (2008).
197. Chakravarty U. et al. *J. Appl. Phys.*, **112** (5), 053301 (2012).
198. Krishnamurthy M. et al. *Opt. Express*, **20** (5), 5754 (2012).
199. Bagchi S. et al. *Phys. Plasmas*, **19** (3), 030703 (2012).
200. Dombi P. in *Advances in Imaging and Electron Physics*. Ed. by P. Hawkes (Elsevier, 2009, vol. 158, p. 1); doi: 10.1016/S1076-5670(09)00006-8.
201. Nabara H. et al. *Phys. Plasmas*, **23** (6), 063105 (2016).
202. Михайлова Ю.М., Платоненко В.Т., Савельев А.Б. *Квантовая электроника*, **35** (1), 38 (2005) [*Quantum Elektron.*, **35** (1), 38 (2005)].
203. Macchi A. *Phys. Plasmas*, **25** (3), 031906 (2018).
204. Sgattoni A. et al. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **58** (1), 014004 (2016).
205. Cristoforetti G. et al. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **62** (11), 114001 (2020).
206. Cao L. et al. *Phys. Plasmas*, **17** (4), 043103 (2010).
207. Mondal S. et al. *Phys. Rev. B*, **83** (3), 035408 (2011).
208. Jiang S. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **116** (8), 85002 (2016).
209. Lednev V.N. et al. *Spectrochim. Acta, Part B*, **88**, 15 (2013).
210. Fedeli L. et al. *Sci. Rep.*, **8** (1), 3834 (2018).
211. Parker S. et al. *High Power Laser Sci. Eng.*, **6**, e47 (2018).
212. Cerchez M. et al. *High Power Laser Sci. Eng.*, **7**, e37 (2019).
213. Wang Z. et al. *Opt. Lett.*, **36** (16), 3194 (2011).
214. ELI, <https://eli-laser.eu/>.
215. Amplitude Laser, <https://amplitude-laser.com/>.
216. Ebert T. et al. *High Power Laser Sci. Eng.*, **5**, e13 (2017).
217. Nagai K., Musgrave C.S.A., Nazarov W. *Phys. Plasmas*, **25** (3), 030501 (2018).
218. Li H., Ye T., Shi L., Xie C. *J. Micromech. Microeng.*, **27** (12), 124002 (2017).
219. Vorobyev A.Y., Guo C. *Laser Photon. Rev.*, **7** (3), 385 (2013).
220. Ji L.L. et al. *Sci. Rep.*, **6** (1), 23256 (2016).
221. Jang Y. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **102** (12), 123901 (2013).
222. Fischer J., Wegener M. *Laser Photon. Rev.*, **7** (1), 22 (2013).
223. Borisenko N.G. et al. *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, **299** (2), 961 (2014).
224. Andreev A., Kumar N., Platonov K., Pukhov A. *Phys. Plasmas*, **18** (10), 103103 (2011).
225. Fazeli R. *Phys. Plasmas*, **25** (3), 033106 (2018).
226. Cantono G. et al. *Phys. Plasmas*, **25** (3), 031907 (2018).
227. Léc Z., Andreev A. *Phys. Rev. E*, **99** (1), 013202 (2019).
228. Gaillard S.A. et al. *Phys. Plasmas*, **18** (5), 56710 (2011).
229. Klimo O. et al. *New J. Phys.*, **13** (5), 053028 (2011).
230. Bell A.R., Kirk J.G. *Phys. Rev. Lett.*, **101** (20), 200403 (2008).
231. Amalathas A.P., Alkai M.M. *Micromachines*, **10** (9), 619 (2019).
232. Jo N., Shin Y.-B. *Sci. Rep.*, **10** (1), 1024 (2020).
233. Canham L.T. *Appl. Phys. Lett.*, **57** (10), 1046 (1990).
234. Rajkumar K., Pandian R., Sankarakumar A., Rajendra Kumar R.T. *ACS Omega*, **2** (8), 4540 (2017).
235. Ivanov K.A. et al. *Appl. Phys. B*, **123** (10), 252 (2017).
236. Ebert T. et al. *Phys. Plasmas*, **27** (4), 043106 (2020).
237. Alnaser A.S., Khan S.A., Ganeev R.A., Stratakis E. *Appl. Sci.*, **9** (8), 1554 (2019).

238. Golosov E.V. et al. *Phys. Rev. B*, **83** (11), 115426 (2011).
239. Ivanov K.A. et al. *Laser Phys. Lett.*, **12** (4), 046005 (2015).
240. Lübcke A. et al. *Sci. Rep.*, **7** (1), 44030 (2017).
241. Collins G., Kolečnik M., Krstić V., Holmes J.D. *Chem. Mater.*, **22** (18), 5235 (2010).
242. Gavrilov S.A. et al. *J. Raman Spectrosc.*, **49** (5), 810 (2018).
243. Szerypo J. et al. *Matter Radiat. Extrem.*, **4** (3), 035201 (2019).
244. Hirt L. et al. *Adv. Mater.*, **28** (12), 2311 (2016).
245. Tanvir Ahmmed K.M., Grambow C., Kietzig A.M. *Micromachines*, **5** (4), 1219 (2014).
246. Xiao K.D. et al. *AIP Adv.*, **6** (1), 015303 (2016).
247. Pukhov A. et al. *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, **223** (6), 1197 (2014).
248. Bigongiari A. PhD Thesis (Paris, Ecole Polytechnique, 2012).
249. Hu G.Y. et al. *Phys. Plasmas*, **17** (8), 083102 (2010).
250. Dalui M. et al. *Sci. Rep.*, **4** (1), 6002 (2015).
251. Ayyub P. et al. *Appl. Phys. A*, **73** (1), 67 (2001).
252. Bagchi S. et al. *Phys. Plasmas*, **18** (1), 014502 (2011).
253. Masim F.C.P. et al. *ACS Photonics*, **3** (11), 2184 (2016).
254. Ovchinnikov A.V. et al. *Laser Part. Beams*, **29** (2), 249 (2011).
255. Wang W.M., Sheng Z.M., Zhang J. *Phys. Plasmas*, **15** (3), 030702 (2008).
256. Wang H.J., Li Z.R., Chen Z. *Bin ACS Omega*, **5** (33), 20765 (2020).
257. Wang H., Li Z., Chen Z. *Appl. Phys. B*, **124** (9), 172 (2018).
258. Krishnamurthy M. et al. *Opt. Express*, **23** (14), 17909 (2015).
259. Samsonova Z. et al. *AIP Conf. Proc.*, **1811** (1), 180001 (2017).
260. Hollinger R. et al. *Optica*, **4** (11), 1344 (2017).
261. Andriyash I.A. et al. *Nat. Commun.*, **5** (1), 4736 (2014).
262. Serebryakov D.A., Volkova T.M., Nerush E.N., Kostyukov I.Y. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **61** (7), 074007 (2019).
263. Wu J., Guo C. *Adv. Stud. Theor. Phys.*, **2** (6), 271 (2008).
264. Sikora A., Grojo D., Sentis M. *J. Appl. Phys.*, **122** (4), 045702 (2017).
265. Weisshaupt J. et al. *Nat. Photonics*, **8** (12), 927 (2014).
266. Samsonova Z. et al. *Phys. Rev. X*, **9** (2), 021029 (2019).
267. Arefiev A.V. et al. *Phys. Plasmas*, **23** (5), 056704 (2016).
268. Huang T.W. et al. *Phys. Rev. E*, **93** (6), 063203 (2016).
269. LécZ., Andreev A. *Phys. Plasmas*, **24** (3), 033113 (2017).
270. Breizman B.N., Arefiev A.V., Fomyts'kyi M.V. *Phys. Plasmas*, **12** (5), 056706 (2005).
271. Andreev A. et al. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **58** (1), 014038 (2015).
272. Plettner T., Lu P.P., Byer R.L. *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams*, **9** (11), 111301 (2006).
273. Palaniyappan S. et al. *Nat. Phys.*, **8** (10) 763 (2012).
274. Khalenkov A.M. et al. *Laser Part. Beams*, **24** (2), 283 (2006).
275. Zhang L. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **100** (1), 014104 (2012).
276. Dozieres M. et al. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **61** (6), 065016 (2019).
277. Kawata S. et al. *Laser Ther.*, **22** (2), 103 (2013).
278. Vallières S. et al. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **22** (9), 091303 (2019).
279. Chen M., Pukhov A., Yu T.P., Sheng Z.M. *Phys. Rev. Lett.*, **103** (2), 024801 (2009).
280. Zou D.B. et al. *Sci. Rep.*, **7** (1), 2666 (2017).
281. Kaymak V. et al. *Sci. Rep.*, **9** (1), 18672 (2019).
282. Robinson A.P.L. et al. *New J. Phys.*, **10** (1), 013021 (2008).
283. Blanco M., Flores-Arias M.T., Ruiz C., Vranic M. *New J. Phys.*, **19** (3), 033004 (2017).
284. Fedeli L. et al. *New J. Phys.*, **22** (3), 33045 (2020).
285. Passoni M. et al. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **19** (6), 061301 (2016).
286. Purvis M.A. et al. *Nat. Photonics*, **7** (10), 796 (2013).
287. Bargsten C. et al. *Sci. Adv.*, **3** (1), e1601558 (2017).
288. Glenzer S.H. et al. *Phys. Plasmas*, **19** (5), 056318 (2012).
289. Curtis A. et al. *Nat. Commun.*, **9** (1), 1077 (2018).
290. Bari M.A. et al. *Laser Part. Beams*, **28** (2), 333 (2010).
291. Lei A.L. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **96** (25), 255006 (2006).
292. Иванов К.А. и др. *Квантовая электроника*, **50** (2), 169 (2020) [*Quantum Electron.*, **50** (2), 169 (2020)].
293. Torrisi L., Cutroneo M., Cavallaro S. *Ullschmied J. EPJ Web Conf.*, **96**, 01032 (2015).
294. Belyaev V.S. et al. *J. Phys. IV France*, **133**, 507 (2006).
295. Nakashima K., Takabe H. *Phys. Plasmas*, **9** (5), 1505 (2002).
296. Chen H. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **105** (1), 015003 (2010).
297. Luo W. et al. *Phys. Plasmas*, **22** (6), 063112 (2015).
298. Breit G., Wheeler J.A. *Phys. Rev.*, **46** (12), 1087 (1934).
299. Burke D.L. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **79** (9), 1626 (1997).
300. Li H.-Z. et al. *Opt. Express*, **25** (18), 21583 (2017).
301. Цымбалов И.Н., Горлова Д.А., Быченков В.Ю., Савельев А.Б. *Квантовая электроника*, **49** (4), 386 (2019) [*Quantum Electron.*, **49** (4), 386 (2019)].