

НОВЫЕ ФОТОЯДЕРНЫЕ МЕТОДЫ НА ОСНОВЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРОВ

*К. А. Иванов^{а, 1}, С. А. Шуляпов^а, А. В. Русаков^б, А. А. Туринге^б,
А. В. Брантов^б, А. Б. Савельев^а, Р. М. Джилкибаев^б, В. Г. Недорезов^б,
Д. С. Урюпина^а, Р. В. Волков^а, В. Ю. Быченков^в*

^а Физический факультет и Международный лазерный центр Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

^б Институт ядерных исследований РАН, Москва

^в Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

В статье представлены результаты рентгеновской диагностики плазмы, создаваемой на поверхности вещества лазерным импульсом с интенсивностью до $2,5 \cdot 10^{18}$ Вт/см². Проведено сравнение экспериментальных данных с результатами численного моделирования лазерно-плазменного взаимодействия с учетом функции отклика детектора. Приведены примеры возможных ядерных задач, реализуемых с использованием лазерной плазмы как источника заряженных частиц и рентгеновских квантов.

Results of X-ray diagnostics of plasma created on the surface of matter by laser pulse with an intensity of $2.5 \cdot 10^{18}$ W/cm² are presented in the paper. Comparison of experimental data with the results of numerical simulation of laser-plasma interaction is made taking into account the response functions of the detector. Examples of possible nuclear tasks realizable with the use of laser plasma as a source of charged particles and X rays are given.

PACS: 52.38.-г; 41.75.Jv; 52.38.Ph

ВВЕДЕНИЕ

Прогресс последних десятилетий в области создания нового поколения фемтосекундной лазерной техники позволяет в настоящее время достигать тера- и петаваттных пиковых мощностей лазерного излучения при длительности импульса вплоть до нескольких оптических периодов. Во многом такому прогрессу способствовали исследования по нелинейной оптике, управляемому термоядерному синтезу и другие [1–4]. Применение подобных лазерных систем открывает целый класс новых задач, связанных с изучением взаимодействия лазерного излучения с веществом и ядерно-физическими эффектами, в частности [3–6]. Фокусировка мощного фемтосекундного лазерного излучения позволяет получать пиковую интенсивность от 10^{16} до 10^{21} Вт/см² и уже на фронте

¹E-mail: iv_konst_an@rambler.ru

лазерного импульса обеспечивает полевую ионизацию атомов мишени. Лазерная плазма, формируемая при таком взаимодействии, представляет большой интерес для исследования благодаря уникальным в своем роде свойствам, среди которых одним из самых важных является существенная неравномерность распределения электронов по скоростям. В плазме помимо тепловой электронной компоненты за счет действия различных бесстолкновительных механизмов поглощения энергии лазерного излучения появляются быстрые (так называемые горячие) электроны, энергия которых может достигать десятков и сотен МэВ [2, 3, 6, 7]. Наличие столь высокоэнергетичных частиц позволяет также ускорять протоны и ионы до энергий в несколько МэВ под действием амбиполярного поля, возникающего между улетающими электронами и более тяжелыми частицами [8–10]. Проникновение электронов вглубь мишени ведет к генерации тормозного и линейчатого жесткого рентгеновского и гамма-излучений. Подобного рода лазерно-плазменные источники получили широкое распространение при создании компактных ускорителей и источников сверхкоротких рентгеновских импульсов, иницировании ядерных реакций, терапии раковых опухолей, реализации рентгеновских методик диагностики с высоким временным разрешением и т. д. [1–13].

Обычно выделяют несколько основных диапазонов интенсивностей лазерного излучения, в которых преобладают те или иные механизмы генерации «горячей» электронной компоненты: 1) область умеренных интенсивностей (до $\sim 10^{17}$ Вт/см²), в которой основными механизмами ускорения электронов принято считать резонансное поглощение, вакуумный нагрев и аномальный скин-эффект [2]; 2) область релятивистских интенсивностей (от $\sim 10^{18}$ и до $\sim 10^{21}$ Вт/см²), в которой основной вклад в ускорение электронов дают стохастическое ускорение, пондеромоторное действие света, ускорение в «кильватерных» волнах и другие [7, 14–16]; 3) промежуточную область субрелятивистских интенсивностей, в которой в той или иной степени могут проявляться все механизмы [17–20], и 4) область ультрарелятивистских интенсивностей (от $\sim 10^{21}$ Вт/см²), в которой энергия покоя ионов оказывается сравнимой либо меньшей энергии электронов [21, 22]. Разнообразие механизмов ускорения электронов приводит к возможности одновременного существования сразу нескольких «горячих» электронных компонент, исследование которых позволяет во многом описать свойства формирующейся плазмы.

Диагностика лазерной плазмы представляет собой достаточно трудоемкую задачу, включающую в себя целый ряд различных методик. Одной из самых простых является измерение спектра плазмы в рентгеновском диапазоне, дающее простые оценки на энергии электронов с учетом тормозного характера спектра плазмы. Тем не менее, подобные измерения непременно сопровождаются рядом трудностей. Во-первых, при измерении рентгеновских спектров необходимо знать эффективность детектора, связанную, в частности, с малой вероятностью поглощения фотонов при относительно высоких энергиях. Во-вторых, искажение формы спектра может быть связано с большой загрузкой фотонов в импульсе, которая подчинена статистике Пуассона. Очевидно, если среднее число регистрируемых событий за один лазерный выстрел превышает единицу, то спектр будет претерпевать существенные искажения. Для решения этих проблем могут быть использованы стандартные методы, применяемые при исследовании фотоядерных реакций [23]. Помимо рентгеновских измерений широко применяются времяпролетные измерения ионов, летящих из плазмы, непосредственная регистрация электронов сцинтилляционными детекторами. При достаточно больших энергиях частиц возможны различные ядерные методики с использованием низкопороговых фотоядерных, протон-ядерных и других реакций.

Цель данной работы состоит в изучении параметров плазмы, формируемой под воздействием мощного фемтосекундного лазерного импульса на поверхности вещества, включающем экспериментальные исследования по рентгеновской диагностике плазмы вместе с численным моделированием лазерно-плазменного взаимодействия. Предлагается сравнение экспериментальных данных по рентгеновской диагностике лазерной плазмы и результатов численного моделирования, состоящего из расчета лазерно-плазменного взаимодействия с помощью трехмерного PIC-кода (получение спектра электронов в плазме) и последующего моделирования экспериментальных условий с учетом вторичных процессов кодом GEANT4 [24] (генерация тормозных рентгеновских и гамма-квантов в мишени, на пути к детектору и т. д.). Такое сравнение поможет более детально изучить физические процессы ускорения заряженных частиц в плазме, осмыслить полученные в ходе эксперимента данные и во многом позволит предсказать свойства формируемой плазмы.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В экспериментах использовалась лазерная установка на кристалле Ti: Sapphire центра коллективного пользования Международного лазерного центра МГУ им. М. В. Ломоносова, работающая на длине волны 800 нм в импульсном режиме с частотой 10 Гц, энергия в импульсе составляла 10 мДж, а длительность — 50 фс. Пиковая интенсивность на поверхности мишени достигала $2,5 \cdot 10^{18}$ Вт/см².

Излучение заводилось в вакуумную камеру, откачиваемую форвакуумным насосом (остаточное давление 10^{-2} Торр), и фокусировалось на мишень (гладкая пластинка из свинца) под углом 45° к нормали мишени (рис. 1). Мишень закреплена на трехкоординатной моторизованной подвижке, скорость перемещения которой выбиралась таким образом, чтобы каждый лазерный импульс попадал в новую область мишени, не затрагивая кратер от предыдущего выстрела (мишень сдвигалась на ~ 100 мкм по вертикали и горизонтали).

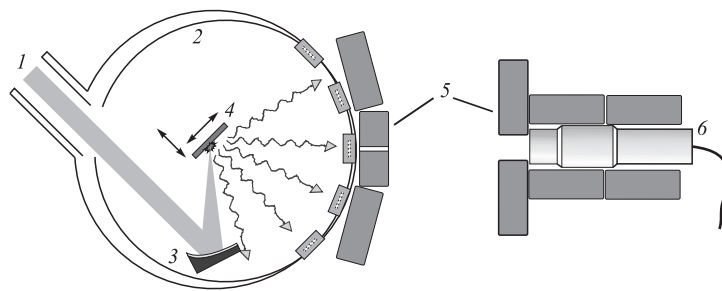


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — лазерное излучение; 2 — вакуумная камера; 3 — внеосевое параболическое зеркало; 4 — мишень на моторизованной подвижке; 5 — свинцовые блоки и коллиматоры, 6 — детектор

Регистрация гамма-излучения из плазмы производилась с помощью детектора на основе сцинтиллятора NaI толщиной 6,5 см, сопряженного с ФЭУ. Набор спектров производился по 18 000 лазерных выстрелов.

2. ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ СЧЕТА КВАНТОВ В ДЕТЕКТОРЕ НА ФОРМУ ИЗМЕРЯЕМОГО СПЕКТРА

Чтобы понять, насколько скорость счета в событиях на лазерный выстрел искажает измеренный спектр относительно действительного спектра плазмы, было проведено моделирование регистрации фотонов с тормозным спектром в виде $w(E, T_h) = C(T_h) \exp(-E/T_h)$ (где E — энергия кванта в кэВ, а T_h — температура быстрых электронов в кэВ) и пуассоновской статистикой регистрации с разным средним числом фотоотсчетов $\langle n \rangle$ за один выстрел (от 0, что соответствует строго одноквантовому режиму, до одновременной регистрации в среднем пяти частиц, что соответствует очень сильной загрузке детектора, рис. 2). Стоит отметить, что понятие температуры быстрых электронов является весьма условным ввиду сильной неравновесности плазмы. Уместнее говорить о средней энергии электронов, хотя в литературе по лазерной плазме принято называть наклон спектра «температурой» [2]. Как показано в [25], для различных типов распределений электронов (субмаксвелловское, максвелловское, супермаксвелловское), средняя энергия остается неизменной. В случае трехмерного максвелловского распределения средняя энергия связана с температурой соотношением $E_h = 3/2T_h$. При моделировании исходная средняя энергия электронов закладывалась 150 кэВ.

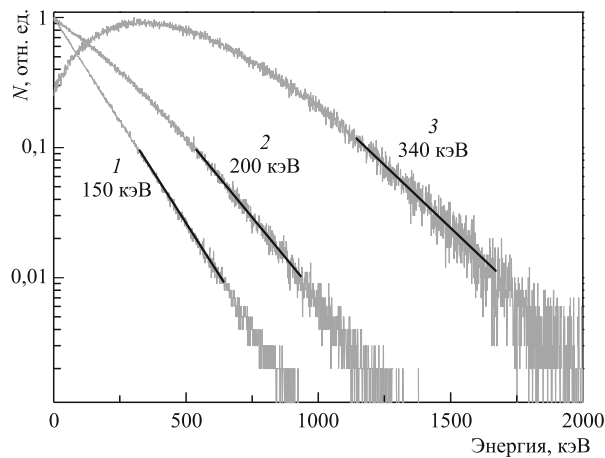


Рис. 2. Искажение спектра при различных средних числах $\langle n \rangle$ регистрируемых одновременно квантов и соответствующая оценка на энергию электронов ($\langle n \rangle = 0$ (1), 1 (2) и 5 (3), где нулю соответствует строго одноквантовый режим)

Видно (см. рис. 2), что при малой загрузке детектора (при $\langle n \rangle$ от «условного» 0 до 1 кванта на выстрел) имеют место лишь незначительные искажения спектра. Так, при аппроксимации спектра с $\langle n \rangle = 1$ оценка на среднюю энергию электронов составила 200 кэВ. При увеличении загрузки оценка средней энергии существенно возрастает относительно исходной. Помимо этого зарегистрированное распределение принимает колоколообразный вид.

Таким образом, можно считать, что загрузка детектора до 0,1 до 0,5 события на выстрел является вполне разумной и не приводит к сколь-нибудь существенным ошибкам в определении средней энергии электронов в плазме.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Спектр плазмы в рентгеновском и гамма-диапазонах представлен на рис. 3 (квадраты). Загрузка детектора составляла около 0,36 событий на выстрел, что на основании предыдущего раздела дает возможность утверждать о наличии незначительных искажений спектра при регистрации.

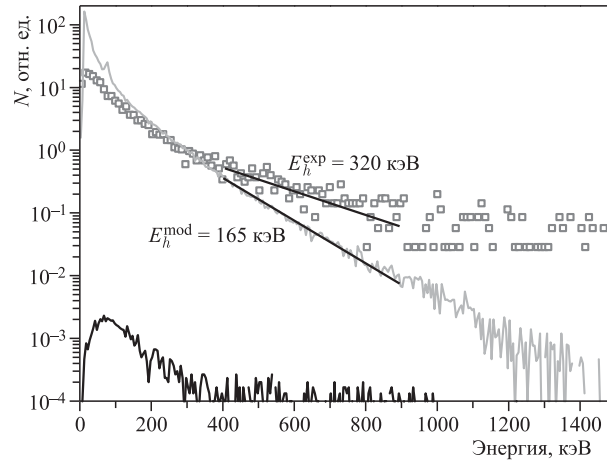


Рис. 3. Экспериментальный спектр плазмы (квадраты) и спектры, полученные при моделировании лазерно-плазменного взаимодействия с учетом их регистрации в детекторе в геометрических условиях эксперимента (рентгеновский спектр — серая кривая, электронный спектр — черная). E_h^{exp} и E_h^{mod} — оценки на среднюю энергию быстрых электронов, полученные из аппроксимации «хвоста» экспериментального и моделированного распределений соответственно

Максимальная энергия зарегистрированных квантов достигала 3 МэВ, а оценка на среднюю энергию электронов из аппроксимации «хвоста» распределения составляет (320 ± 30) кэВ. Вероятность регистрации кванта с энергией выше 1 МэВ в наших условиях составляет около 10^{-2} . Конечно, эти оценки изменятся при соответствующем восстановлении исходного спектра плазмы путем моделирования регистрации спектра в детекторе при данной геометрии эксперимента с использованием кода GEANT4 [24]. Однако это дает возможность сделать предварительные оценки на эффективность подобного лазерно-плазменного источника.

4. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Чтобы прояснить механизм ускорения электронов в плазме и генерацию жесткого рентгеновского излучения, было проведено численное моделирование эксперимента, состоящее из трех этапов.

На первом этапе с помощью полностью релятивистского параллельного PIC-кода «Мандор» [26] рассчитывался спектр электронов в плазме (рис. 4, квадраты) при взаимодействии лазерного импульса, фокусируемого в пятно размером 4 мкм на плоскую мишень

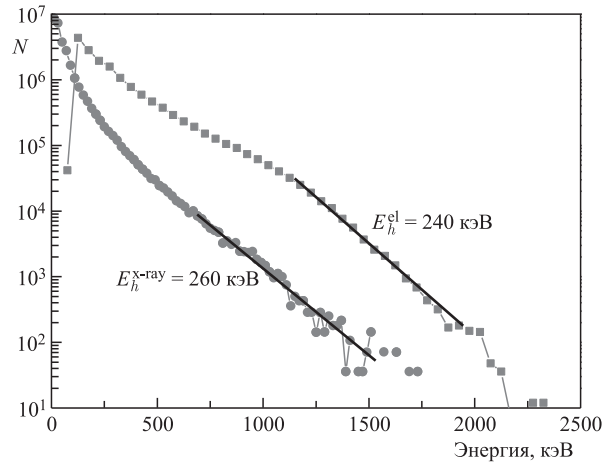


Рис. 4. Спектр электронов, полученный при численном моделировании лазерно-плазменного взаимодействия (квадраты), и расчет тормозного спектра фотонов (кружки), испускаемых электронами при проникновении вглубь мишени. $E_h^{\text{x-ray}}$ и E_h^{el} — оценки на среднюю энергию быстрых электронов, полученные из аппроксимации «хвоста» фотонного и электронного распределений соответственно

из ионов и электронов, плотность которой составляла 4 критических для данной длины волны. Над поверхностью мишени задавалось облако неплотной плазмы высотой 4 мкм с экспоненциально спадающим градиентом плотности от поверхности мишени к вакууму. Длительность импульса составляла 50 фс, а пиковая интенсивность — $2 \cdot 10^{18}$ Вт/см².

Оценка на среднюю энергию быстрых электронов по «хвосту» распределения составляет (240 ± 5) кэВ, а максимальная энергия электронов достигает 2,5 МэВ. По всей видимости, основным механизмом ускорения частиц в плазме является пондеромоторное действие света. Теоретическая оценка в 300 кэВ ($E_h = 3/2 \cdot 511[(1 + \lambda^2 I_{18}/1,37)^{0,5} - 1]$, где λ — длина волны в мкм, I_{18} — интенсивность, нормированная на 10^{18} Вт/см²) на энергию электронов для данного механизма [14] находится в разумном согласии с полученной при моделировании. Стоит также сказать, что при данных условиях на ускорение частиц может оказывать влияние резонансное поглощение [2] в слое неплотной плазмы и набор энергии за счет стохастического сбоя фазы в поле лазерной волны [15].

На втором этапе с использованием кода GEANT4 [24] проводилось моделирование генерации тормозного гамма-спектра (рис. 4, кружки) при поглощении ускоренных электронов из полученного ранее распределения в веществе реальной мишени (свинец толщиной 1 мм). При этом оказалось, что общее число тормозных фотонов примерно в два раза превышает общее число электронов, а средняя энергия быстрых электронов, оцененная из распределения квантов, составляет (260 ± 5) кэВ. Это значение находится в хорошем согласии с величиной, полученной из электронного распределения, что дает возможность, исходя из рентгеновского спектра, получать адекватные оценки на энергии электронов в экспериментах.

Наконец, на третьем этапе моделировалась регистрация гамма-квантов, испущенных из области плазмы, детектором на основе кристалла NaI с учетом геометрии эксперимента (рис. 3, серая кривая). При этом было установлено, что электроны, летящие из

плазмы непосредственно в сторону детектора, дают существенно меньший вклад в сигнал прибора по сравнению с тормозными квантами из мишени в связи с сильным поглощением и рассеянием электронов в слое воздуха порядка 60 см между вакуумной камерой и детектором (рис. 3, черная кривая). Таким образом, можно считать, что и в эксперименте также основной вклад в спектр дают именно рентгеновские и гамма-кванты.

Сравнение экспериментально измеренного гамма-спектра с зарегистрированным детектором при моделировании (рис. 3) показывает, что в целом как в эксперименте, так и при моделировании в спектре имеются кванты высокой (больше МэВ) энергии. Оценки на среднюю энергию быстрых электронов в плазме оказываются разными (165 кэВ при моделировании против 320 кэВ в эксперименте), хотя экспериментальное значение несколько завышено из-за того, что загрузка детектора составляла около 0,4 событий за выстрел. Стоит также сказать, что расчетный спектр имеет более или менее монотонно спадающий вид (от 100 до 1500 кэВ), в то время как на экспериментальном спектре можно условно выделить две области (от 100 до 300 и от 300 до 1000 эВ), имеющие разный наклон. Кроме того, на экспериментальном спектре имеется высокоэнергетичный «хвост», обнаружить который на расчетном не удастся. В совокупности это может свидетельствовать о том, что в плазме действуют сразу несколько бесстолкновительных механизмов ускорения электронов, объяснить которые предстоит в дальнейшем.

Такие показатели энергий квантов и электронов, конечно, не являются рекордными для экспериментов по лазерной плазме, тем не менее, уже сейчас возможна реализация целого класса ядерных задач с применением подобного рода источника, к рассмотрению которых мы и перейдем.

5. ФОТОЯДЕРНЫЕ МЕТОДЫ С ПРИМЕНЕНИЕМ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Можно выделить два больших класса ядерных исследований по отношению к лазерной плазме. Во-первых, сегодня достаточно широко применяются ядерные методики измерений для исследования самой лазерной плазмы. Во-вторых, плазма сама по себе может использоваться для возбуждения ядерных состояний и реакций, подлежащих исследованиям. Рассмотрим эти два класса несколько подробнее.

Ядерные методики оценки параметров плазмы на сегодняшний день получили широкое применение ([27–29] и ссылки в них). Возбуждая достаточно низкопороговые реакции вылетающими из плазмы заряженными частицами, а также квантами, можно делать оценки на количество частиц с энергией выше пороговой, на их угловое распределение. К подобным ядерным реакциям относятся, например, ${}^9\text{Be}(\gamma; n+2\alpha)$ с пороговой энергией 1,57 МэВ или ${}^{181}\text{Ta}(\gamma; n) {}^{180}\text{Ta}$ с порогом в 7,56 МэВ, продукты которых были недавно впервые зарегистрированы в экспериментах по лазерной плазме [29].

Второй класс задач, связанный с возбуждением перспективных ядерных реакций, используя плазму как источник частиц, сегодня становится все более доступным исследователям с появлением более мощных лазерных систем. К таким задачам относятся возбуждение изомерных состояний, лазерное разделение изотопов, накачка долгоживущих ядерных уровней, инициирование термоядерных реакций и т. д., описание которых читатель может найти в работах [27–34] и ссылках в них. Мы не будем здесь подробно останавливаться на перспективах реализации подобных экспериментов, а приведем несколько примеров удачно проведенных исследований.

Так, в лаборатории МГУ был зарегистрирован конверсионный распад метастабильного состояния с энергией возбуждения 14,4 кэВ в изотопе железа ^{57}Fe [30]. Авторы утверждают, что возбуждение происходило за счет взаимодействия рентгеновских квантов, летящих из плазмы, создаваемой на первичной мишени, с ядрами вторичной мишени, обогащенной изотопом ^{57}Fe и находящейся на небольшом расстоянии от первичной.

При использовании двух мишеней возможно проведение и других исследований, например, по высвобождению энергии изомеров [31]. Суть подобных экспериментов в том, чтобы использовать изомерные ядерные уровни для накопления инверсии (возбуждая их излучением плазмы с первичной мишени), а затем сбросить инверсию (стимулируя излучением плазмы переходы на уровни с маленьким периодом полураспада). При этом идет почти мгновенное излучение запасенной энергии. Для подобных целей могут быть использованы изотопы ^{180}Hf , ^{199}Hg , ^{196}Au .

Двухмишенная методика также успешно применяется для получения пучков нейтронов. Авторы [32] докладывают о зарегистрированном потоке нейтронов в $8 \cdot 10^8 \text{ ср}^{-1}$ из LiF вторичной мишени, бомбардируемой ядрами дейтерия из первичной мишени CD_2 , облучаемой лазерным импульсом с интенсивностью до $2 \cdot 10^{19} \text{ Вт/см}^2$. При этом максимальная энергия нейтронов составляла 18 МэВ.

Нейтронные пучки возможно также создавать и непосредственно из облучаемой лазером мишени [33, 34]. Так, при взаимодействии лазерного импульса с интенсивностью $2,6 \cdot 10^{19} \text{ Вт/см}^2$ с тонкой дейтерированной полистиреновой пленкой (CD) в [34] был получен поток частиц в $5 \cdot 10^4 \text{ ср}^{-1}$, распространяющийся преимущественно вдоль направления падающего на мишень лазерного пучка.

Конечно, создаваемые таким образом пучки пока не превосходят по мощности традиционные источники. Однако основным преимуществом лазерно-плазменных источников является сверхмалая длительность импульсов частиц, что может сыграть определяющую роль в диагностике быстрых процессов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе продемонстрировано, что фемтосекундная лазерная плазма, создаваемая лазерным импульсом с интенсивностью $2,5 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2$, может быть использована для получения гамма-квантов с энергией до 3 МэВ, пучков электронов с средней энергией несколько сотен кэВ. Разработана методика, позволяющая на основе моделирования условий эксперимента с помощью кода GEANT4 проводить сравнение экспериментальных данных результатов PIC-моделирования лазерно-плазменного взаимодействия. Конечно, представленные экспериментальные результаты являются предварительными и нуждаются в более детальной обработке и осмыслении. Тем не менее, можно утверждать о наличии разумного согласия полученных экспериментальных данных и результатов численного счета: в обоих случаях отмечено появление квантов с энергией выше 1 МэВ, а средняя энергия электронов в плазме составляет несколько сотен кэВ. Однако экспериментальный спектр обнаруживает наличие достаточно высокоэнергетичного «хвоста» распределения, объяснить существование которого с точки зрения моделирования пока не удается.

Подобный лазерно-плазменный источник может использоваться для различных ядерно-физических задач, таких как возбуждение низколежащих ядерных состояний, полу-

чение импульсных пучков нейтронов, протонов малой длительности и другие, о чем свидетельствует ряд рассмотренных работ.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 10-02-01376а, 10-02-00925, 10-02-91060, 11-02-00286, 12-02-00231, 12-02-31414) и Министерства образования и науки (гос. контракт № 02.740.11.0223 и соглашение № 8690 от 21.09.2012).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Perry M. D., Mourou G.* Terawatt to Petawatt Subpicosecond Lasers // *Science*. 1994. V. 264, No. 5161. P. 917–924.
2. *Gibbon P., Forster R.* Short-Pulse Laser-Plasma Interactions // *Plasma Phys. Contr. F.* 1996. V. 38. P. 769–793.
3. *Mourou G. A., Tajima T., Bulanov S. V.* Optics in the Relativistic Regime // *Rev. Mod. Phys.* 2006. V. 78, No. 2. P. 309–371.
4. *Umstadter D.* Relativistic Laser-Plasma Interactions // *J. Phys. D.* 2003. V. 36, No. 8. P. 151–165.
5. *Андреев А. В., Гордиенко В. М., Савельев А. Б.* Ядерные процессы в высокотемпературной плазме, индуцируемой сверхкоротким лазерным импульсом // *Квантовая электроника*. 2001. Т. 31, № 11. С. 941–956.
6. *Ledingham K. W. D., Galster W.* Laser-Driven Particle and Photon Beams and Some Applications // *New J. Phys.* 2010. V. 12, No. 4. P. 045005.
7. *Malka V. et al.* Laser-Plasma Accelerator: Status and Perspectives // *Philos. T. Roy. Soc. A.* 2006. V. 364, No. 1840. P. 601–610.
8. *Schwoerer H. et al.* Laser-Plasma Acceleration of Quasi-Monoenergetic Protons from Microstructured Targets // *Nature*. 2006. V. 439. P. 445–448.
9. *Clark E. L. et al.* Energetic Heavy-Ion and Proton Generation from Ultraintense Laser-Plasma Interactions with Solids // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 85, No. 8. P. 1654–1657.
10. *Passoni M., Bertagna L., Zani A.* Target Normal Sheath Acceleration: Theory, Comparison with Experiments and Future Perspectives // *New J. Phys.* 2012. V. 12, No. 4. P. 045012.
11. *d' Humières E. et al.* Proton Acceleration Mechanisms in High-Intensity Laser Interaction with Thin Foils // *Phys. Plasmas*. 2005. V. 12, No. 6. P. 062704.
12. *Murnane M. M. et al.* Ultrafast X-ray Pulses from Laser-Produced Plasmas // *Science*. 1991. V. 251, No. 4993. P. 531–536.
13. *Kmetec J. D. et al.* MeV X-ray Generation with a Femtosecond Laser // *Phys. Rev. Lett.* 1992. V. 68, No. 10. P. 1527–1530.
14. *Wilks S. C. et al.* Absorption of Ultra-Intense Laser Pulses // *Phys. Rev. Lett.* 1992. V. 69, No. 9. P. 1383–1386.
15. *Meyer-ter-Vehn J., Sheng Z. M.* On Electron Acceleration by Intense Laser Pulses in the Presence of a Stochastic Field // *Phys. Plasmas*. 1999. V. 6, No. 3. P. 641–644.
16. *Rastunkov V. S., Krainov V. P.* Electron Stochastic Heating in the Interaction of a Short Laser Pulse with Overdense Plasma // *Laser Phys.* 2005. V. 15, No. 2. P. 262–267.
17. *Zhang J. et al.* Emission Direction of Fast Electrons in Laser-Solid Interactions at Intensities from the Nonrelativistic to the Relativistic // *Phys. Rev. E.* 2004. V. 69. P. 046408.
18. *Bastiani S. et al.* Experimental Study of the Interaction of Subpicosecond Laser Pulses with Solid Targets of Varying Initial Scale Lengths // *Phys. Rev. E.* 1997. V. 56, No. 6. P. 7179–7185.

19. *Li Y.T. et al.* High-Energy Electrons Produced in Subpicosecond Laser-Plasma Interactions from Subrelativistic Laser Intensities to Relativistic Intensities // *Phys. Rev. E.* 2004. V. 69. P. 036405.
20. *Chen H. et al.* Hot Electron Energy Distributions from Ultraintense Laser Solid Interactions // *Phys. Plasmas.* 2009. V. 16. P. 020705.
21. *Mourou G.* More Intense, Shorter Pulses // *Science.* 2011. V. 331, No. 6013. P. 41–42.
22. *Yu L.-L. et al.* Generation of Tens GeV Quasi-Monoenergetic Proton Beams from a Moving Double Layer Formed by Ultraintense Lasers at Intensity $10^{21} - 10^{23} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ // *New J. Phys.* 2010. V. 12, No. 4. P. 045021.
23. *Недорезов В. Г., Ранюк Ю. Н.* Фотоделение ядер за гигантским резонансом. Киев: Наук. думка, 1984. 189 с.
24. *Allison J. et al.* GEANT4 Developments and Applications // *IEEE. T. Nucl. Sci.* 2006. V. 53, No. 1. P. 270–278.
25. *Gordienko V. M. et al.* Experimental Characterization of Hot Electron Production under Femtosecond Laser Plasma Interaction at Moderate Intensities // *Plasma Phys. Contr. F.* 2002. V. 44, No. 12. P. 2555.
26. *Romanov D. V. et al.* Self-organization of a Plasma due to 3D Evolution of the Weibel Instability // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 93, No. 21. P. 215004.
27. *Ledingham K. W. D. et al.* Photonuclear Physics When a Multiterawatt Laser Pulse Interacts with Solid Targets // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84, No. 5. P. 899–902.
28. *Clarke R. J. et al.* Nuclear Activation as a High Dynamic Range Diagnostic of Laser-Plasma Interactions // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2008. V. 585, No. 3. P. 117–120.
29. *Матафонов А. П.* Инициирование перспективных ядерных реакций синтеза при взаимодействии интенсивных лазерных импульсов с твердотельными мишенями. Королев, 2009. 247 с.
30. *Головин Г. В. и др.* Внутренняя электронная конверсия изомерного состояния с энергией 14,4 кэВ ядра ^{57}Fe , возбуждаемого излучением плазмы мощного фемтосекундного лазерного импульса // *Квантовая электроника.* 2011. Т. 41, № 3. С. 222–226.
31. *Карамян С. А.* Перспективы высвобождения энергии изомеров // *ЭЧАЯ.* 2008. Т. 39, вып. 4. С. 951–1011.
32. *Higginson D. P. et al.* Production of Neutrons up to 18 MeV in High-Intensity, Short Pulse Laser Matter Interactions // *Phys. Plasmas.* 2011. V. 18. P. 100703.
33. *Волков Р. В. и др.* Генерация нейтронов в плотной фемтосекундной лазерной плазме структурированной твердотельной мишени // *Письма ЖЭТФ.* 2000. Т. 72, вып. 8. С. 577–582.
34. *Willingale L. et al.* Comparison of Bulk and Pitcher-Catcher Targets for Laser-Driven Neutron Production // *Phys. Plasmas.* 2011. V. 18. P. 083106.