

# Диагностика экстремального света

О.Е.Вайс, К.А.Иванов, И.Н.Цымбалов, Н.Д.Бухарский,  
В.Ю.Быченков, Ф.А.Корнеев, А.Б.Савельев

*Генерация мощных коротких лазерных импульсов ультррелятивистской интенсивности (свыше  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>) с использованием инфраструктуры XCELS и их применение для решения задач лазерно-плазменного взаимодействия и ускорения заряженных частиц, а также задач квантовой электродинамики требуют корректной диагностики параметров лазерного импульса в области взаимодействия при его острой фокусировке. Предлагается подход к измерению ключевых параметров XCELS-пучка, таких как его размер в каустике и пиковая интенсивность лазера. Предлагаемый метод основан на использовании процесса вакуумного ускорения заряженных частиц – электронов и протонов – из фокального объёма. При использовании распределения полей лазерного импульса вблизи его фокуса с помощью дифракционных интегралов Стрэттона–Чу и метода пробных частиц характеристики ускоренных электронов и ионов могут быть определены количественно строго (например, энергии ускоренных частиц и углы их вылета). Последнее позволяет предложить практически доступный экспериментальный метод диагностики излучения в отдельном лазерном выстреле и дизайн XCELS-эксперимента.*

**Ключевые слова:** острая фокусировка, лазерный импульс экстремальной интенсивности, диагностика лазерных импульсов, ускорение протонов, ускорение электронов.

## 1. Введение

Современное развитие лазерных технологий привело к созданию лазерных систем петаваттного и выше уровня мощности [1]. Разрабатываемая инфраструктура XCELS, которая будет включать в себя 12 лазерных каналов с пиковой мощностью 15 ПВт, будет даже превосходить по этой характеристике существующие и проектируемые лазерные установки. При фокусировке такого излучения в пятно диаметром в несколько длин волн интенсивность может достигать ультррелятивистских значений, превышающих  $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup> [2, 3]. В то же время новые физиче-

ские явления, которые становятся доступными для изучения в лазерном поле столь высокой амплитуды, требуют аккуратной оценки параметров самого лазерного импульса в перетяжке пучка. К ним, в первую очередь, относятся пиковая интенсивность и поперечное распределение энергии в плоскости перетяжки. Традиционно оценка этих параметров проводится при существенно сниженной энергии лазерного импульса, а затем полученные данные о диаметре пучка и поперечном распределении плотности энергии в области перетяжки фокусирующей системы экстраполируются. Такой подход не всегда оказывается справедливым, поскольку мода излучения может значительно меняться в зависимости от энергии накачки кристаллов-усилителей мощной лазерной системы [4], поэтому действительное значение интенсивности, столь важное для понимания фундаментальных процессов в релятивистской лазерной плазме, может в несколько раз отличаться от расчётного значения.

В настоящее время предлагаются различные решения данной проблемы, в том числе использующие многофотонную ионизацию [5], образование электрон-позитронных пар [6], распределения вторичного излучения, генерируемого в процессе нелинейного томсоновского/комптоновского рассеяния [7–9], или распределения пондеромоторно рассеянного пучка ускоренных электронов [10]. В то же время взаимодействие остророфокусированного высокоинтенсивного лазерного импульса с заряженными частицами само приводит к ускорению частиц за счёт высоких градиентов интенсивности, а характеристики спектрально-угловых распределений таких частиц в свою очередь могут быть использованы для диагностики параметров ускоряющего лазерного импульса. Этот подход может обеспечить как высокую достоверность оцениваемых параметров, так и возможность проведения измерений *in situ* в рамках достаточно простой диагностической методики, позволяющей получать данные для каждого лазерного выстрела.

**О.Е.Вайс, В.Ю.Быченков.** Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; ВНИИА им. Н.Л.Духова, Россия, 127055 Москва, ул. Сушевская, 22; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: ovais@lebedev.ru

**К.А.Иванов, А.Б.Савельев.** Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2; Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46

**И.Н.Цымбалов.** Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46

**Н.Д.Бухарский.** Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46

**Ф.А.Корнеев.** Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46

Поступила в редакцию 30 ноября 2022 г.

Связь пиковой интенсивности лазерного импульса, а также других его пространственно-временных параметров (диаметр фокального пятна, длительность лазерного импульса и его пространственно-временной профиль) с характеристиками распределений электронов и протонов уже была подробно исследована в теоретических работах [11, 12]. Там было показано, что характерные энергии ускоренных частиц определяются интенсивностью лазерного импульса, тогда как угловые распределения зависят от угла сходимости (диаметра фокального пятна) лазерного импульса. Совместное использование протонов и электронов также позволяет проводить оценку длительности лазерного импульса [13]. Разработке такой диагностики для одного лазерного пучка инфраструктуры XCELS и посвящена настоящая работа.

## 2. Постановка эксперимента

Мы предлагаем метод диагностики высокоинтенсивных лазерных импульсов на основе пондеромоторного ускорения частиц из разреженного газа, возникающего за счёт больших градиентов интенсивности в условиях острой фокусировки пучка, при которой ожидаются наибольшие интенсивности. Такая диагностика может проводиться при помощи как электронов, так и существенно более тяжелых частиц, например протонов или альфа-частиц, появляющихся при ионизации фронтом лазерного импульса лёгкого газа (например, водорода) в перетяжке внеосевого параболического зеркала, после чего основной пик импульса ускоряет заряженные частицы, по характеристикам спектрально-угловых распределений которых проводится оценка параметров лазерного импульса (рис.1). Как было показано в работах [11, 12], использование только одного сорта частиц позволяет восстановить значения пиковой интенсивности лазерного импульса и размера его фокального пятна при известных длительности и пространственно-временном профиле импульса, а детектирование сразу двух сортов частиц с различной динамикой [13] позволяет также оценить и длительность лазерного импульса. Отметим, что перспективность такой методики диагностики уже была ранее экспериментально установлена нами в релятивистском диапазоне интенсивностей [14].

## 3. Моделирование эксперимента

Одним из основных условий применимости предложенного метода диагностики является несущественность

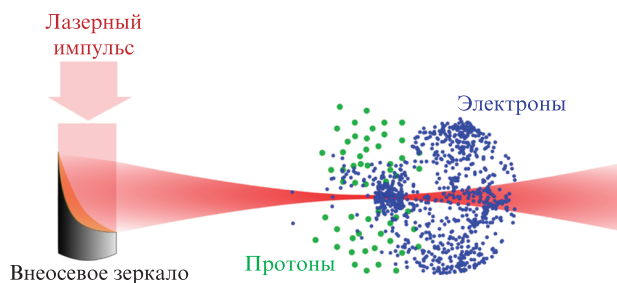


Рис.1. Принципиальная схема диагностики лазерного импульса (например, сфокусированного внеосевым параболическим зеркалом) при помощи ускоренных протонов и электронов из разреженного газа.

вклада в динамику частиц плазменных эффектов, а также эффектов, связанных с формированием остаточного заряда, который возникает в результате быстрого вылета электронов из области взаимодействия. В этом случае динамика может быть рассчитана на основе метода пробных частиц, когда траектории электронов и протонов вычисляются независимо друг от друга путём решения уравнения движения с силой, отвечающей взаимодействию частицы с лазерным импульсом. На установке XCELS с расчётной мощностью пучка 15 ПВт интенсивность лазерного импульса при его фокусировке в пятно диаметром около 10 длин волн может превышать  $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>, что соответствует релятивистскому диапазону для электронов и нерелятивистскому для протонов. В этом случае расчёт траекторий электронов производится интегрированием релятивистского уравнения движения частицы с силой Лоренца:

$$\frac{dm_e v \gamma}{dt} = e \left( E + \frac{[v \times B]}{c} \right), \quad (1)$$

$$\frac{dR}{dt} = v, \quad (2)$$

где  $m_e$  и  $e$  – масса и заряд электрона;  $R$ ,  $v$  и  $\gamma$  – радиус-вектор, скорость и гамма-фактор частицы;  $c$  – скорость света;  $E$  и  $B$  – электрическая и магнитная компоненты лазерного импульса. Если при взаимодействии с лазерным импульсом частица набирает достаточно большую энергию [11], необходимо также учитывать влияние сил радиационного трения путём внесения соответствующего слагаемого [15] в правую часть уравнения (1).

Для описания динамики протонов, следуя подходу, предложенному в работе [12], можно использовать приближение нерелятивистской пондеромоторной силы:

$$\frac{d\mathbf{p}_{\text{drift}}}{dt} = F_p = \frac{-q^2}{4m\omega_0^2} \nabla |E|^2, \quad (3)$$

где  $m$  и  $q$  – масса и заряд протона;  $\mathbf{p}_{\text{drift}}$  – средний импульс частицы;  $\omega_0$  – частота излучения лазерного импульса. В отличие от силы Лоренца приближение пондеромоторной силы не позволяет рассчитывать мгновенные значения координаты и импульса частицы, а только усреднённые их значения, отвечающие дрейфу частицы в противоположном градиенту интенсивности лазерного импульса направлении. Однако конечная энергия частицы и углы ее вылета (в сферической системе координат с центром в фокусе лазерного импульса), которые можно измерить в эксперименте, могут быть рассчитаны при помощи такого подхода с хорошей точностью. Кроме того, приближение пондеромоторной силы позволяет использовать достаточно грубый шаг по времени (поскольку не требуется разрешения, определяемого периодом лазерной волны), что обеспечивает более высокую скорость получения данных по сравнению с расчётами с использованием силы Лоренца.

Вне зависимости от сорта частиц и подхода к описанию их динамики, распределения полей лазерного импульса вблизи его фокуса рассчитываются при помощи дифракционных интегралов Стрэттона–Чу [16], которые позволяют описывать фокусировку лазерного импульса внеосевым параболическим зеркалом, используемым в

реальных экспериментах, в пятно размером вплоть до дифракционного предела. В ходе преобразований интегралы могут быть представлены в следующем виде:

$$E(\mathbf{r}, t) = \int C_c(\mathbf{r}, x', y') \cdot E_i(x', y') \times \exp\{-i[kl(\mathbf{r}, x', y') - \omega_0 t + \phi_0]\} dx' dy', \quad (4)$$

$$B(\mathbf{r}, t) = \int C_b(\mathbf{r}, x', y') \cdot B_i(x', y') \times \exp\{-i[kl(\mathbf{r}, x', y') - \omega_0 t + \phi_0]\} dx' dy',$$

где  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор из центра координат в точку наблюдения;  $E_i(x', y')$  и  $B_i(x', y')$  – амплитуды электрической и магнитной компонент лазерного пучка, падающего на зеркало;  $l(\mathbf{r}, x', y')$  – функция, описывающая расстояние между точкой на зеркале ( $x', y', z'(x', y')$ ) и точкой наблюдения ( $x, y, z$ );  $\phi_0$  – начальная фаза;  $C_c(\mathbf{r}, x', y')$  и  $C_b(\mathbf{r}, x', y')$  – тензоры. Компоненты тензоров зависят от характеристик зеркала – от внеосевого угла  $\psi_{\text{off}}$  и эффективного фокусного расстояния  $F_{\text{eff}} = 2F/(1 + \cos\psi_{\text{off}})$ , где  $F$  – фокусное расстояние родительской параболы. Заданный таким образом лазерный импульс распространяется вдоль оси  $z$ . Пределы интегрирования соответствуют размерам падающего пучка. Численное интегрирование проводится при помощи метода Симпсона [17], при этом схема дискретизации должна разрешать особенности пространственного профиля падающего пучка [18], что может отвечать большим масштабам, чем длина волны лазерного излучения. Данный подход позволяет задавать падающие на зеркало лазерные импульсы с различным пространственным профилем, включая произвольный сдвиг фазы в каждой точке на зеркале, что актуально при проведении расчётов для диагностики пучков, генерируемых в эксперименте. Диаметр лазерного импульса в фокальной плоскости определяется отношением эффективного фокусного расстояния к диаметру падающего импульса; чем больше это отношение, тем шире диаметр пучка в фокусе.

С использованием формул (4) для описания компонент лазерного импульса и уравнений динамики частиц (уравнений (1), (2) или (2), (3) – в зависимости от сорта частиц) проводится расчёт характеристик ускоренных частиц путём интегрирования уравнений движения методом Адамса [19]. На основе финальных значений компонент импульса частицы рассчитывается её конечная энергия, набранная в процессе взаимодействия с лазерным импульсом, и угол её вылета. Таким образом, по всем рассчитанным частицам формируется их спектрально-угловое распределение (оно может быть измерено непосредственно в эксперименте), с использованием характеристик которого проводится дальнейшая оценка параметров лазерного импульса.

Моделирование взаимодействия лазерного импульса с электронами и протонами проводилось для параметров излучения, близких к предполагаемым параметрам одиночного пучка лазерной установки XCELS. Линейно поляризованный вдоль оси  $x$  лазерный импульс мощностью 15 ПВт и длительностью 25 фс с длиной волны излучения  $\lambda = 0.91$  мкм, что отвечает энергии 400 Дж, распространялся вдоль оси  $z$ . В проведенной серии моделирований лазерный импульс имел гауссово пространственно-временное распределение, однако используемый подход в описании полей позволяет проводить расчёты для пучков

Табл.1. Пиковые интенсивности лазерного излучения мощностью 15 ПВт при фокусировке в пятно с соответствующим диаметром (FWHM).

$D_F$ (мкм)	$I_F$ ( $10^{22}$ Вт/см $^2$ )	$D_F$ (мкм)	$I_F$ ( $10^{22}$ Вт/см $^2$ )
2.5	21.93	5.9	3.78
3.6	9.99	7.1	2.63
4.7	5.91		

различной пространственно-временной формы. Диаметр фокального пятна  $D_F$  лазерного пучка варьировался в диапазоне 2.5–7.1 мкм (табл.1), что отвечало диапазону пиковой интенсивности  $I_F = (2.5 - 20) \times 10^{22}$  Вт/см $^2$ . Кроме того, были проведены расчёты и оценки характеристик распределений частиц для случая пониженной мощности лазерного импульса. Для определенности в расчетах рассматривалась фокусировка лазерного пучка внеосевым параболическим зеркалом радиусом 20 см и с внеосевым углом  $60^\circ$ . Характеристики зеркала, заданные в расчёте, не влияют на оценку характеристик энергий частиц, а также на качественный анализ их спектрально-угловых распределений. Однако при подготовке расчётов для диагностики лазерного импульса, генерируемого в эксперименте, следует учитывать модель оптической системы, используемой непосредственно в эксперименте. Исследуемые частицы первоначально покоились в объёме  $2.3D_F \times 2.3D_F \times 7.6D_F^2/\lambda$ . Границы выбранного объёма соответствовали границам области со спадом интенсивности на уровне  $10^{-2}$  от её максимума и имели случайно выбранные значения координат.

#### 4. Результаты анализа моделирования

На рис.2 показаны характерные распределения электронов и протонов по энергиям и полярному углу  $\vartheta$ , который отсчитывается от направления распространения лазерного импульса. Для рассмотренных интенсивностей  $I_F$  наиболее быстрые электроны с энергией, превышающей несколько десятков МэВ, вылетают под углами меньше  $20^\circ$  к направлению распространения лазерного импульса (рис.2,а), тогда как нерелятивистские протоны набирают энергию в диапазоне кэВ и вылетают в основном в направлении  $\vartheta = 90^\circ$  (рис.2,б), что обеспечивает естественное пространственное разделение частиц.

Для анализа возможностей диагностики лазерных импульсов, а также характеристик энергий частиц были проведены две серии расчетов по ускорению электронов в фокальной области лазерного импульса: с фиксированной мощностью лазерного импульса, но изменяющимся диаметром фокального пятна  $D_F$ , и с меняющейся мощностью лазерного импульса (с понижением относительно расчётного значения в 15 ПВт). На рис.3 показаны полные спектры электронов для обеих серий исследований. Видно, что электронные спектры имеют энергию отсечки, после которой спектры частиц начинают резко спадать, причем такая отсечка оказывается более выраженной для меньшего диаметра фокального пятна  $D_F$  и большей интенсивности  $I_F$ . Энергия высокоэнергетических (свыше 50 МэВ) электронов (рис.3,а) может на порядок превышать энергию отсечки, однако число таких частиц довольно мало. Перед началом взаимодействия эти частицы находятся вблизи фокальной плоскости лазерного импульса и смещены относительно оси его распространения вдоль направления поляризации, что согласуется с

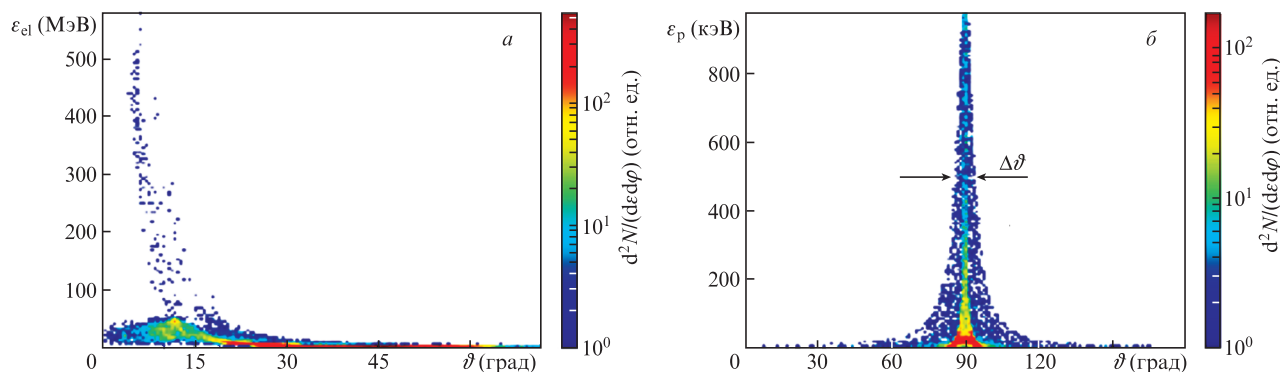


Рис.2. Характерные энергетические распределения электронов (а) и протонов (б) при ускорении частиц лазерным импульсом системы XCELS мощностью 15 ПВт и длительностью 25 фс при фокусировке в пятно диаметром  $D_F = 2.5$  мкм;  $\epsilon_{el}$  и  $\epsilon_p$  – энергии электронов и протонов соответственно.

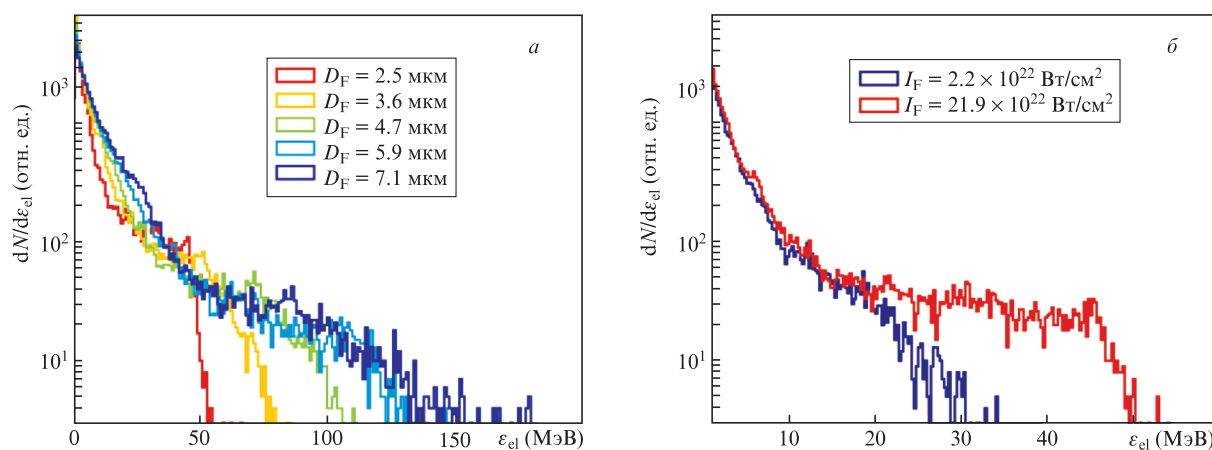


Рис.3. Интегральные энергетические спектры электронов при ускорении гауссовым лазерным импульсом длительностью 25 фс и мощностью 15 ПВт и при различных диаметрах пятна фокусировки  $D_F$  (а), а также при различных пиковых интенсивностях  $I_F$  и заданном диаметре  $D_F = 2.5$  мкм (б).

уже полученными до этого результатами [11]. Расчёты показали, что с уменьшением интенсивности лазерного импульса при его заданном диаметре энергия отсечки электронных спектров также падает, тогда как расфокусировка лазерного импульса заданной мощности приводит к росту энергии отсечки. Спектры, полученные для диаметров пятна  $D_F = 6$  и  $7$  мкм, имеют близкие энергии отсечки, что говорит о достижении оптимального с точки зрения энергии электронов значения диаметра, а, значит, дальнейшая расфокусировка импульса будет приводить к меньшим энергиям электронов [11]. Следует отметить, что энергии электронов, не превышающие энергию отсечки, удовлетворяют условию несущественности сил радиационного трения, в то время как для более высокоэнергетических частиц эта сила уже может играть существенную роль. Однако количество таких высокоэнергетических частиц мало, поэтому их вкладом (и, как следствие, силой радиационного трения) в сигнал возможных детекторов и приборов, которые могут быть использованы для диагностики, можно пренебречь.

В работе [14] также было предложено использовать угловые характеристики распределений электронов, которые позволяли реализовать диагностику *in situ* интенсивности  $I_F$  лазерных импульсов. Было введено понятие угла отсечки, вдоль которого происходит резкий спад потока электронов. Расчеты показали, что при рассмотренных здесь параметрах лазерного импульса для распреде-

лений электронов также можно ввести подобную величину. На рис.4 показаны распределения по углу  $\vartheta$  электронов с энергиями от 1 до 20 МэВ, которые вылетают в направлении, близком к направлению поляризации лазерного импульса (обозначено диапазонами азимутального угла  $\varphi$ , лежащего в перпендикулярной направлению распространения лазерного импульса плоскости; значения  $0^\circ$  и  $180^\circ$  этого угла отвечают направлению поляризации лазерного импульса). Как видно из расчётов, поведение введённого угла отсечки противоположно поведению энергии отсечки, а именно: увеличение диаметра фокального пятна  $D_F$  (при заданной мощности) приводит к уменьшению угла отсечки, тогда как уменьшение интенсивности лазерного импульса  $I_F$  (при заданном размере фокального пятна) приводит к увеличению угла, что также согласуется с результатами работы [14]. Стоит отметить, что изменение фокального диаметра отражается также и на форме распределения частиц по углам. Так, в случае острой фокусировки можно отметить наличие острого пика вблизи угла отсечки, тогда как при более мягкой фокусировке диаграмма несколько сглаживается. Это даёт возможность одновременной экспериментальной оценки как пиковой интенсивности  $I_F$ , так и диаметра перетяжки  $D_F$ .

Аналогичная серия расчётов была проведена по ускорению протонов. На рис.5 слева красными точками обозначены максимальные энергии протонов (энергии отсеч-

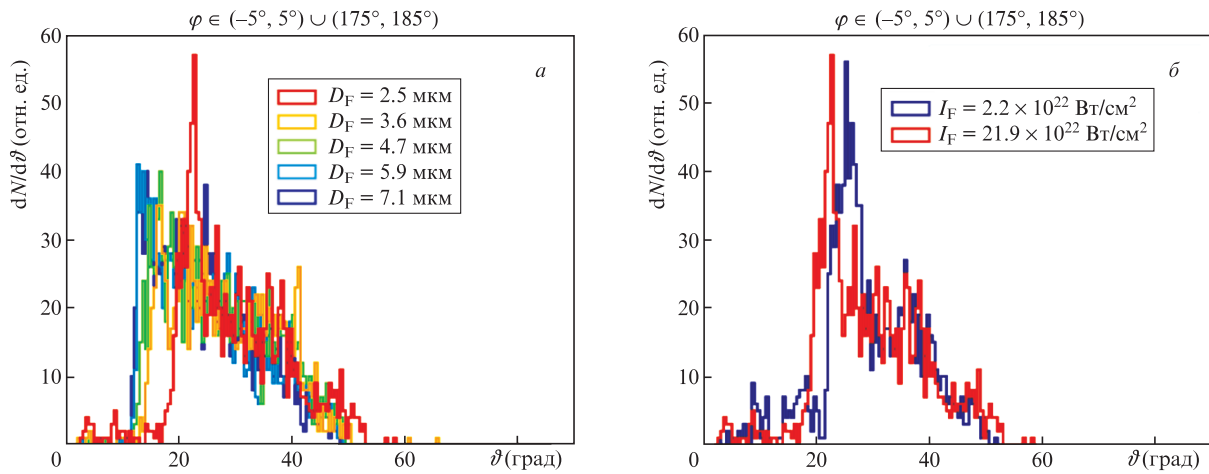


Рис.4. Угловые распределения электронов с энергией от 1 до 20 МэВ при ускорении гауссовым импульсом длительностью 25 фс с заданной мощностью 15 ПВт при различных диаметрах пятна фокусировки  $D_F$  (а), а также при различных пиковых интенсивностях  $I_F$  и заданном диаметре 2.5 мкм (б).

ки протонных спектров), которые были получены в ходе численного моделирования для диаметров фокального пятна  $D_F$  и пиковых интенсивностей  $I_F$  лазерного импульса, указанных в табл.1. Расчёты показали, что наибольших энергий частицы достигают в условиях предельно острой фокусировки. При фокусировке лазерного импульса мощностью 15 ПВт в пятно диаметром больше 7 мкм энергии протонов оказываются в диапазоне сотен эВ (вместо кэВ), что необходимо учитывать при планировании экспериментов. На рис.5,а синей, зеленой и оранжевой линиями показаны зависимости энергии отсечки от пиковой интенсивности лазерного импульса с заданным значением диаметра фокального пятна. Мощности 15 ПВт отвечает расчётной мощности одной линии XCELS, т.е. наибольшей возможной мощности. В действительности же реальная мощность в фокусе пучка может оказаться меньше неё. Красной пунктирной линией на рис.5,а показана связь максимальных энергий протонов с пиковой интенсивностью лазерного импульса при мощности излучения в четыре раза меньше расчётной, т.е. при 3.75 ПВт. Максимальные энергии протонов в случае ускорения частиц лазерным импульсом с пиковой мощностью в диапазоне 3.75–15 ПВт и заданным диамет-

тром фокального пятна будут расположены на рис.5,а между сплошной и штриховой красными линиями. На рис.5,б показана связь угловой ширины энергетических распределений протонов  $\Delta\theta$  (см. рис.2,б) с диаметром фокального пятна лазерного импульса. Рассматриваемая характеристика протонных спектров не зависит от интенсивности лазерного импульса (в приближении, когда смещение протона за время взаимодействия с лазерным импульсом оказывается несущественным, см. [12]) и может быть использована для диагностики диаметра фокального пятна лазерного импульса, а совместная диагностика при помощи как протонов, так и электронов позволит также оценивать и длительность лазерного импульса [13]. Следует отметить, что с уменьшением интенсивности лазерного импульса также уменьшаются энергии протонов, и это приводит к их большему рассеянию в среде, что необходимо учитывать при планировании экспериментов.

В работах [11,12] было показано, что спектрально-угловые распределения частиц также зависят от пространственного распределения лазерного импульса вблизи фокуса пучка. В то же время связь характеристик рассматриваемых распределений оказывается достаточно

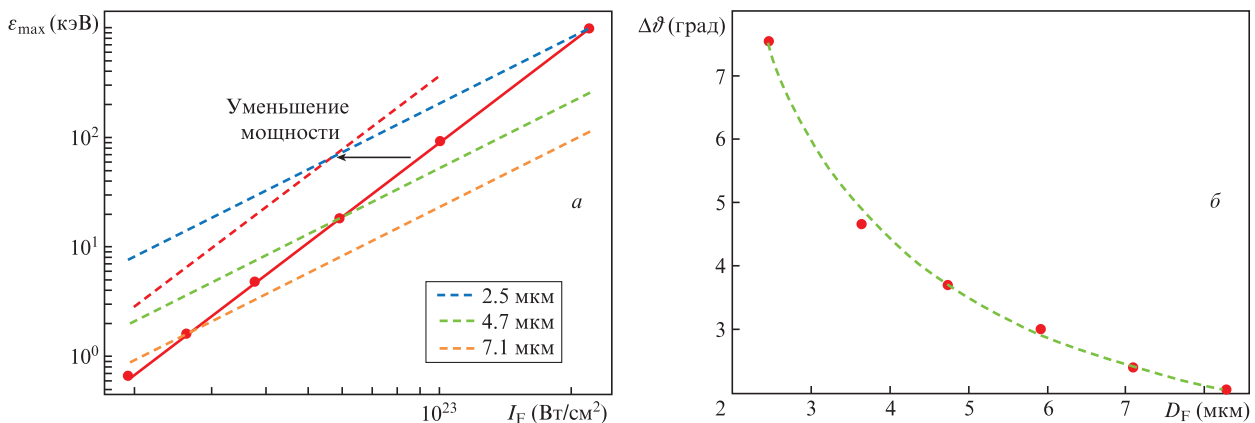


Рис.5. Энергии отсечки протонных спектров  $\epsilon_{\max}$  как функция пиковой интенсивности лазерного импульса  $I_F$  длительностью 25 фс при различных диаметрах фокального пятна  $D_F$  (красная сплошная линия соответствует мощности 15 ПВт, красная штриховая линия – 3.75 ПВт) (а), а также зависимость угловой ширины энергетических спектров протонов  $\Delta\theta$  от диаметра фокального пятна  $D_F$  гауссова лазерного импульса длительностью 25 фс (б).

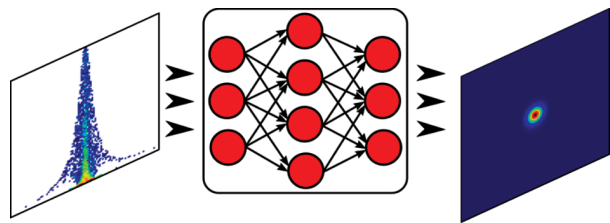


Рис.6. Принципиальная схема восстановления пространственного профиля лазерного импульса по спектрально-угловым распределениям частиц (например, протонов) при помощи нейронной сети.

сложной, что не позволяет использовать аналитические формулы или небольшие вычислительные ресурсы для решения задачи восстановления профиля лазерного импульса. Тем не менее подобная задача может быть решена с использованием современных подходов, основанных на методах машинного обучения. На рис.6 представлена принципиальная схема такого метода, где по спектрально-угловым распределениям частиц (например, протонов) при помощи нейронной сети происходит восстановление распределения интенсивности лазерного импульса в фокальной плоскости.

## 5. Требование к эксперименту

Одним из важных условий применимости предлагаемого метода диагностики является малость сил взаимодействия частиц с остаточным зарядом по сравнению с силами их взаимодействия с лазерным импульсом, что обеспечивает непосредственную связь характеристик спектрально-угловых распределений частиц с параметрами диагностируемого лазерного импульса. Для этих целей в эксперименте необходимо использовать разреженный газ с плотностью, не превышающей  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  [11, 12]. Кроме того, при постановке эксперимента с оценкой угловой ширины протонных спектров необходимо учитывать рассеяние протонов в среде, в этом случае для протонов с энергиями на уровне кэВ для достижения рассеяния не более чем на  $1^\circ$  требуется соблюдение следующего соотношения:  $nl < 10^{15} \text{ см}^{-2}$  (здесь  $n$  – концентрация газа,  $l$  – толщина газовой струи), т.е. при толщине струи 1 мм плотность газа не должна превышать  $10^{16} \text{ см}^{-3}$  [12].

Из полученных результатов следует, что при диагностике одного лазерного импульса системы XCELS мощностью 15 ПВт при его фокусировке в пятно диаметром не более 7 мкм протоны будут ускоряться до энергий, превышающих 1 кэВ, причем в условиях предельно острой фокусировки максимальные энергии частиц могут достигать единиц МэВ. При уменьшении мощности в четыре раза протоны будут ускоряться до уровня кэВ и выше при фокусировке лазерного пучка в пятно диаметром не более 5 мкм. Энергии протонов, ускоренных лазерным импульсом большего диаметра, будут лежать в диапазоне эВ, что потребует снижения плотности газа для уменьшения рассеяния протонов в среде. Электроны, используемые для диагностики лазерных импульсов по полному спектру частиц, будут ускоряться до энергий вплоть до 150 МэВ, причем энергия отсечки электронных спектров будет лежать в диапазоне 10–150 МэВ в зависимости от пиковой мощности и диаметра фокального пятна острогофокусированного лазерного импульса ( $D_F < 10 \text{ мкм}$ ). Для диагностики пиковой интенсивности лазер-

ного импульса по углу отсечки потока частиц представляют интерес энергии от 1 до 20 МэВ.

С экспериментальной точки зрения следует разделить два принципиально разных подхода к измерениям. К первому относится изучение спектральных характеристик частиц, когда требуется корректно определить энергии ускоряемых электронов и протонов, а также их угол вылета. Такой тип измерений скорее интересен с фундаментальной точки зрения исследования прямого вакуумного ускорения. В этом случае детектирование как электронов, так и протонов проводится в режиме счёта частиц. Достижимые энергии электронов и протонов допускают применение полупроводниковых детекторов матричного типа (Medipix TimePix2&3 [14]) с высокой чувствительностью к одиночным частицам и с энергетическим разрешением порядка 10%, времяпролётной методики для протонов, а также прибора, диспергирующего частицы по энергии (отклонение в магнитном/электрическом поле [20]). Основная проблема при таком подходе для получения данных заключается в продолжительности времени накопления, что будет приводить к усреднению измеряемых данных. В особенности это существенно при измерении тяжелых частиц, где требуется предварительная коллимация потока протонов перед попаданием в диспергирующий элемент (отчасти эта проблема может быть исключена при измерении протонов на позиционно-чувствительном детекторе – микроканальной пластине, совмещенной с люминофором, с достаточно широким углом наблюдения). Возможность временного стробирования позволяет снизить шум прибора от вспышки света и быстро прилетающих электронов. Тем не менее схема требует детальной проработки для достижения достаточной чувствительности к слабым потокам частиц.

Необходимость оценки параметров лазерного излучения в каждом выстреле вынуждает переходить к интегральным угловым характеристикам ускоренных частиц. Как было отмечено ранее [14], при измерении электронной диаграммы разлёта такой характеристикой может быть угол отсечки вылета частиц (минимальный угол к оси лазерного импульса, при котором имеет место резкий спад потока электронов). Выше было показано, что диаграммы вылета электронов выявляют измеряемые различия в зависимости как от условий фокусировки, так и от пиковой интенсивности. Это открывает путь к диагностике *in situ* параметров излучения. В этом случае кривая чувствительности прибора (например, всё того же матричного детектора Medipix) может быть легко учтена при расчётах угловых диаграмм электронов, чтобы по измеренным диаграммам сразу получать данные о перетяжке пучка и интенсивности. Применение нейросетевых алгоритмов поможет лучше дискриминировать тонкие детали и различия.

## 6. Заключение

На основе метода тестовых частиц и решения задачи о движении свободных электронов и протонов в поле релятивистски интенсивного острогофокусированного фемтосекундного лазерного излучения исследовано вакуумное ускорение частиц. Нами выявлена прямая взаимосвязь между характеристиками вылетающих частиц (углом вылета относительно оси распространения импульса и их энергией) и ключевыми характеристиками лазерного из-

лучения (его пиковой интенсивностью и диаметром фокального пятна). Измерение этих параметров имеет большое значение в будущих лазерно-плазменных экспериментах в рамках проекта XCELS по ядерной фотонике, нелинейной электродинамике, физике сильно разогретого вещества и др., когда аккуратное определение свойств импульса позволит не только детально исследовать физические явления, но и провести корректное численное моделирование протекающих физических процессов.

Нами установлены особенности спектрально-угловых распределений быстрых электронов, а также протонов, которые будут основой для экспериментальной диагностики параметров лазерного излучения. Показано, что по форме диаграммы вылета и по определению величины угла отсечки (угол по отношению к оси лазерного импульса, при котором наблюдается резкий спад потока быстрых электронов) возможна одновременная оценка различных характеристик лазерного импульса. При этом использование современных матричных приборов с высоким пространственным разрешением и с дискриминацией по энергии допускает определение параметров в каждом лазерном выстреле. Методическое же исследование более широкого спектра данных об импульсе (не только интенсивности и остроты фокусировки, но также, например, и длительности) возможно при расширении диагностики и детектировании тяжелых частиц (протонов). Имплементация дополнительных методов на основе времяпролетных измерений, сепарации частиц по энергии во внешнем поле или даже позиционно-чувствительных измерений протонов пусть несколько и увеличивает время накопления данных, но позволяет более тщательно исследовать параметры излучения непосредственно в области взаимодействия. Кроме того, применение современных методов на основе машинного обучения и нейросетевых алгоритмов даёт возможность восстановления пространственного профиля лазерного импульса в фокальной плоскости по накопленной статистике распределений ускоренных частиц. Предложенный подход может быть расширен на диагностику суммарного поля сферически-симметричных полей, созданных несколькими лазерными пучками, поскольку может учитывать различные пространственно-временные конфигурации световых полей, что представляет большой интерес для лазерной инфраструктуры XCELS.

Работа была выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 20-21-00023) и Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (грант № 22-1-3-28-1). Авторы из МГУ отмечают поддержку Министерст-

ва образования и науки в рамках национального проекта «Наука и университеты».

1. Danson C.N., Haefner C., Bromage J., Butcher T., Chanteloup J.-C.F., Chowdhury E.A., Galvanauskas A., Gizzi L.A., Hein J., Hillier D.I., Hopps N.W., Kato Y., Khazanov E.A., Kodama R., Korn G., Li R., Li Y., Limpert J., Ma J., Nam C.H., Neely D., Papadopoulos D., Penman R.R., Qian L., Rocca J.J., Shaykin A.A., Siders C.W., Spindloe C., Sztamári S., Trines R.M.G.M., Zhu J., Zhu P., Zuegel J.D. *High Power Laser Sci. Eng.*, **7**, e5 (2019).
2. Guo Zh., Yu L., Wang J., Wang Ch., Liu Y., Gan Z., Li W., Leng Y., Liang Xi., Li R. *Opt. Express*, **26**, 26776 (2018).
3. Yoon J.W., Jeon Ch., Shin J., Lee S.K., Lee H.W., Choi I.W., Kim H.T., Sung J.H., Nam Ch.H. *Optica*, **8**, 630 (2021).
4. Li Z., Tsubakimoto K., Yoshida H., Nakata Y., Miyayaga N. *Appl. Phys. Express*, **10**, 102702 (2017).
5. Ciappina M.F., Popruzhenko S.V., Bulanov S.V., Ditmire T., Korn G., Weber S. *Phys. Rev. A*, **99**, 043405 (2019).
6. Aleksandrov I.A., Andreev A.A. *Phys. Rev. A*, **104**, 052801 (2021).
7. Krämer J.M., Jochmann A., Budde M., Bussmann M., Couperus J.P., Cowan T.E., Debus A., Köhler A., Kuntzsch M., Laso García A., Lehnert U., Michel P., Pausch R., Zarini O., Schramm U., Irman A. *Sci. Rep.*, **8**, 1398 (2018).
8. He C.Z., Longman A., Pérez-Hernández J.A., de Marco M., Salgado C., Zeraouli G., Gatti G., Roso L., Fedosejevs R., Hill W.T. *Opt. Express*, **27** (21), 30020 (2019).
9. Вайс О.Е., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **50** (10), 922 (2020) [*Quantum Electron.*, **50** (10), 922 (2020)].
10. Mackenroth F., Holkundkar A.R., Schlenvoigt H.-P. *New J. Phys.*, **21**, 123028 (2019).
11. Vais O.E., Bychenkov V.Yu. *Appl. Phys. B*, **124**, 211 (2018).
12. Vais O.E., Thomas A.G.R., Maksimchuk A.M., Krushelnick K., Bychenkov V.Yu. *New J. Phys.*, **22**, 023003 (2020).
13. Vais O.E., Bychenkov V.Yu. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **63**, 014002 (2021).
14. Ivanov K.A., Tsymbalov I.N., Vais O.E., Bochkarev S.G., Volkov R.V., Bychenkov V.Yu., Savel'ev A.B. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **60**, 105011 (2018).
15. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория поля* (М.: Наука, 1988).
16. Stratton J.A., Chu L.J. *Phys. Rev.*, **56**, 99 (1939).
17. Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P. *Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing* (Cambridge: Cambridge University Press, 2007).
18. Dumont J., Fillion-Gourdeau F., Lefebvre C., Gagnon D., MacLean S. *J. Opt.*, **19**, 025604 (2017).
19. Jeffreys H., Jeffreys B. *Methods of Mathematical Physics* (Cambridge: Cambridge University Press, 1965).
20. Шуляпов С.А., Мордвинцев И.М., Иванов К.А., Волков Р.В., Зарубин П.И., Амброзова И., Турек К., Савельев А.Б. *Квантовая электроника*, **46** (5), 432 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (5), 432 (2016)].