

Двойное релятивистское зеркало ускоренных электронов*

А.А.Андреев, К.Ю.Платонов

С помощью численного моделирования взаимодействия лазерного импульса со сверхтонкими мишенями показана возможность генерации тонких плотных релятивистских электронных слоёв. Максимальная кинетическая энергия электронного зеркала достигается при найденном оптимальном сочетании толщины мишени, интенсивности и длительности лазерного импульса. Для отсекаания лазерного импульса от электронного слоя при достижении последним максимальной кинетической энергии предлагается использовать вторую, дополнительную лазерную мишень, находящуюся на оптимальном расстоянии от первой. Полученное релятивистское электронное зеркало может быть использовано для эффективной генерации «жесткого» когерентного излучения посредством встречного отражения от него дополнительного лазерного импульса.

Ключевые слова: лазерное ускорение электронов, когерентное рентгеновское излучение, сверхтонкая лазерная мишень, релятивистское зеркало.

1. Введение

Генерация коротких (с длиной волны, меньшей длины волны лазера) плотных релятивистских электронных сгустков является актуальной для изучения и диагностики сверхбыстрых физических процессов. С их помощью возможны как прямая электронная микроскопия, так и генерация коротких аттосекундных рентгеновских импульсов для рентгеновской микроскопии. Короткие рентгеновские импульсы возникают также при рассеянии на сгустках дополнительных лазерных импульсов. Получение тонких электронных слоёв возможно различными методами. Так, например, в лазерной мишени в виде газовой струи возбуждаются нелинейные колебания электронной плотности, приводящие к генерации последовательности тонких электронных сгустков [1, 2]. Тонкие электронные слои возникают при отражении интенсивного лазерного импульса с р-поляризацией излучения от твердотельной мишени [3, 4]. Наконец, при взаимодействии интенсивного лазерного импульса с мишенями толщиной в единицы микрометров с тыльной стороны мишени генерируется сгусток быстрых электронов [5], имеющий значительную толщину – сотни нанометров. По сравнению с этими вариантами использование сверхтонкой графеновой мишени [6], облучаемой циркулярно по-

ляризованным импульсом, имеет ряд преимуществ: поскольку генерируется только один электронный сгусток, заряд сгустка достигает значительной величины (более 1 нК), а изменяя лазерную интенсивность, длительность импульса и толщину графенового слоя, легко управлять параметрами (энергия, толщина, количество частиц) сгустка.

В настоящей работе с помощью численного моделирования взаимодействия лазерного импульса со сверхтонкими мишенями показана возможность генерации тонких плотных релятивистских электронных слоёв. Максимальная энергия электронов достигается при найденном оптимальном сочетании толщины мишени, интенсивности и длительности лазерного импульса. Оптимальные параметры находятся из самосогласованной системы уравнений Максвелла и уравнений движения тонкого электронного слоя. Для тонких релятивистских слоёв получение максимальных энергий электронов требует наличия второй, дополнительной плазменной мишени, отсекающей лазерное излучение от плазменного экрана в момент достижения ими максимальной энергии. Рассеяние встречного пробного лазерного пучка на сгенерированном релятивистском зеркале позволяет получать «жесткое» когерентное электромагнитное излучение с энергией кванта в единицы килоэлектронвольт с эффективностью ~0.1% от энергии исходного лазерного импульса, генерирующего электронный сгусток.

*Доложена на конф. «Оптика лазеров», Россия, С.-Петербург, июнь, 2012 г.

А.А.Андреев. ОАО «ГОИ им. С.И.Вавилова», Россия, 199034 С.-Петербург, Биржевая л., 12; Санкт-Петербургский государственный университет, Россия, 199034 С.-Петербург, Университетская наб., 7; e-mail: alexanderandreev72@yahoo.com

К.Ю.Платонов. ОАО «ГОИ им. С.И.Вавилова», Россия, 199034 С.-Петербург, Биржевая л., 12; e-mail: konstantin_platonov@yahoo.com

Поступила в редакцию 24 октября 2012 г., после доработки – 19 февраля 2013 г.

2. Теоретическая модель взаимодействия тонкого электронного слоя с лазерным излучением

Численное моделирование показывает, что при падении линейно поляризованного релятивистского лазерного импульса на сверхтонкую (прозрачную) мишень электроны в виде тонкого плоского слоя отрываются от ионного остова и длительное время (по сравнению с длительностью импульса) движутся вместе с электромагнитной

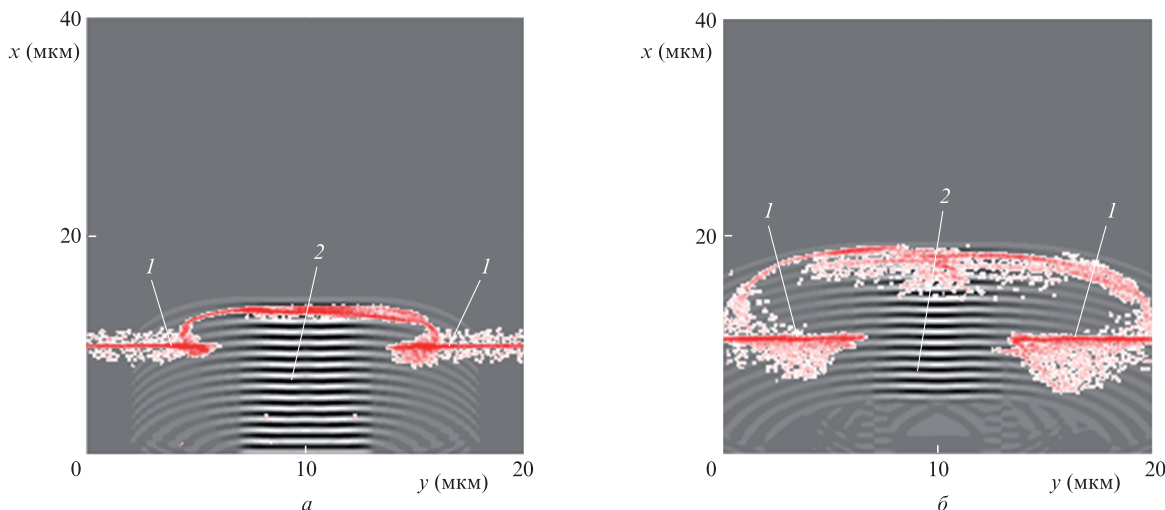


Рис.1. Плотность электронов (1) и лазерное поле (2) в моменты времени $t = 17$ (а) и 33 фс (б) при концентрации ионов в углеродной мишени $n_i = 6 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$, ее толщине 0.6 нм , интенсивности лазерного импульса $5 \times 10^{19} \text{ Вт/см}^2$ ($a_0 > \epsilon_0$), длительности импульса 45 фс , диаметре лазерного пучка 5 мкм и поперечном супергауссовом профиле 10-й степени. Шаг расчёта 0.05 нм при 40 частицах в ячейке.

волной. Моделирование отрыва от мишени тонкого электронного слоя было проведено с помощью двумерного PIC-кода [7] для тонкой углеродной мишени (графен). На рис.1 приведены пространственные распределения плотности электронов и лазерного поля E_y в моменты времени $t = 17$ и 33 фс от начала взаимодействия импульса с мишенью. Видно, что первых нескольких периодов лазерного импульса достаточно, чтобы электроны оторвались от ионов и образовался тонкий релятивистский электронный слой, распространяющийся вместе с лазерным импульсом и не расплывающийся в продольном направлении. Таким образом, PIC-моделирование показывает, что сверхтонкая лазерная мишень генерирует тонкий одномерный релятивистский электронный слой, движущийся вместе с лазерным импульсом. Отметим, что лазерный импульс обгонит электроны на расстоянии $\sim 2\gamma_x^2 c\tau_L$ (где γ_x – лоренц-фактор густка, а τ_L – длительность лазерного импульса), имеющем макроскопические значения порядка нескольких миллиметров.

Движение электронного слоя не эквивалентно движению отдельного электрона в волне, т. к. значительное количество электронов меняет структуру поля в месте своего нахождения. Получим систему уравнений, учитывающую этот эффект и описывающую динамику электронного слоя. В одномерном пространственном приближении и в пределе нулевой толщины слоя электронов, распределение плотности которых описывается δ -функцией, оказывается возможным выполнить интегрирование по распределению зарядов в одномерных потенциалах Лиенара–Вихерта, выразить собственные поля слоя через его механические переменные и затем написать динамические уравнения, содержащие только внешнее поле, скорости и координаты слоя электронов. Уравнения движения слоя удобно записать через безразмерные переменные P, Γ , являющиеся интегралами движения для одиночного электрона в электромагнитной волне:

$$P = \frac{u_y}{\sqrt{1 - u_y^2 - \dot{X}^2}} - a_y^{\text{ext}}(\theta), \tag{1}$$

$$\Gamma = \frac{1 - \dot{X}}{\sqrt{1 - u_y^2 - \dot{X}^2}},$$

где $a_y^{\text{ext}} = |e| A_y^{\text{ext}}(\theta)/(m_e c^2)$ – безразмерный векторный потенциал падающей волны; $\theta = \omega t - kx$; $u_y = v_y/c$ и $\dot{X} = v_x/c$ – безразмерные компоненты скорости слоя вдоль направлений поляризации (y) и волнового вектора (x) соответственно.

В этих переменных уравнения движения тонкого электронного слоя имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{dP}{d\theta} &= -\epsilon_0 \frac{P + a_y^{\text{ext}}(\theta)}{\Gamma}, \\ \frac{d\Gamma}{d\theta} &= -2\epsilon_0 \frac{[P + a_y^{\text{ext}}(\theta)]^2}{\Gamma^2 + [P + a_y^{\text{ext}}(\theta)]^2 + 1}, \\ \frac{dX}{d\theta} &= \frac{1 + [P + a_y^{\text{ext}}(\theta)]^2 - \Gamma^2}{2\Gamma^2}, \\ \frac{d\tau}{d\theta} &= \frac{1 + [P + a_y^{\text{ext}}(\theta)]^2 + \Gamma^2}{2\Gamma^2}, \end{aligned} \tag{2}$$

где $\tau = \omega t$ и $X = \omega x/c$ – безразмерные время и координата слоя, а безразмерный параметр $\epsilon_0 = \pi n_e l_f / (n_{cr} \lambda_L)$ определяется толщиной мишени l_f и концентрацией электронов n_e в ней (n_{cr} – критическая концентрация). Уравнения движения (2) соответствуют уравнениям движения протяжённого электронного слоя [8], если в последних выполнить переход $l_f \rightarrow 0$ и рассматривать движение центральной области слоя.

Пусть в начальный момент времени электронный слой был неподвижен: $P(0) = 0, \Gamma(0) = 1, a_y^{\text{ext}}(0) = 0, X(0) = 0, \tau(0) = 0$. Далее пусть на электронный слой действует импульс конечной длительности: $a_y^{\text{ext}}(\theta) = a_0 \sin \theta, \theta \in [0; 2\pi N]$, который после N периодов выключается. Определим конечную энергию слоя при $\theta = 2\pi N$, т. е. в момент выключения импульса. Эта энергия (лоренц-фактор слоя) выражается через переменные P и Γ :

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - u_y^2 - \dot{X}^2}} = \frac{1 + [P + a_y^{\text{ext}}(\theta)]^2 + \Gamma^2}{2\Gamma}, \tag{3}$$

$$\gamma_x = \frac{1}{\sqrt{1 - \dot{X}^2}} = \frac{1 + [P + a_y^{\text{ext}}(\theta)]^2 + \Gamma^2}{2\Gamma\sqrt{1 + [P + a_y^{\text{ext}}(\theta)]^2}}.$$

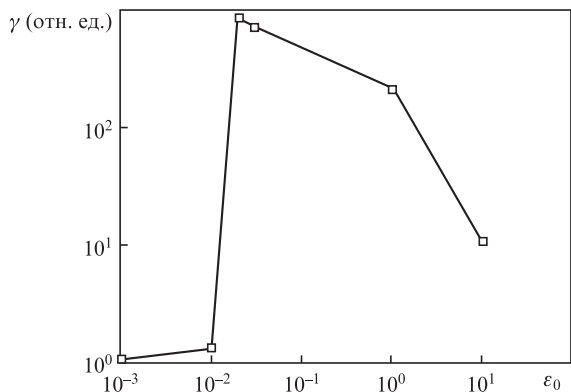


Рис.2. Энергия слоя в момент окончания лазерного импульса как функция его безразмерной толщины ϵ_0 .

Отметим, что энергия слоя, определённая формулой (3), совпадает с энергией отдельного электрона в слое, т. к. в тонком слое все электроны движутся одинаково.

Для случая $\epsilon_0 = 0$, когда $P = 0, \Gamma = 1$, формулы (3) дают энергию отдельного электрона в линейно поляризованной волне [9]:

$$\gamma = 1 + \frac{a_0^2 \sin^2 \theta}{2}, \quad \gamma_x = \frac{1 + a_0^2 \sin^2 \theta / 2}{\sqrt{1 + a_0^2 \sin^2 \theta}}. \quad (4)$$

После окончания импульса ($\theta = 2\pi N$) одиночный электрон согласно этим формулам остаётся с исходной энергией и обмен энергией между электроном и импульсом отсутствует. Найдём теперь решение системы (2), постепенно увеличивая число электронов в слое за счёт увеличения параметра ϵ_0 , начиная с $\epsilon_0 = 0$. Возьмём легко реализуемые экспериментально параметры лазерного импульса $a_0 = 10, N = 10$. Зависимость энергии слоя в момент окончания импульса от толщины слоя приведена на рис.2. При $\epsilon_0 = 0$ энергия слоя определяется формулами (4). По мере увеличения ϵ_0 начинается разгон слоя и увеличение его энергии по сравнению с энергией отдельного электрона (4). При $\epsilon_0 = 0.02$ в конце импульса мишень разгоняется до энергий, существенно превышающих энергию отдельного электрона в волне. Во время действия импульса энергия слоя толщиной $\epsilon_0 = 0.02$ колебалась (см. ниже рис.3), и был момент времени, когда лоренц-фактор достигал значения 1600, превышающего конечное значение на рис.2. При увеличении толщины мишени, начиная с определённых ϵ_0 для каждой лазерной интенсивности $I \propto a_0^2$, её разгон прекращается и энергия слоя начинает совершать стационарные колебания. Для мишени с $\epsilon_0 = 0.03$ длительность импульса $N = 10$ избыточна, и максимальная энергия может быть достигнута при использовании более короткого импульса. Дальнейшее увеличение толщины приводит к тому, что стационарные колебания появляются раньше и максимальная энергия слоя снижается.

Таким образом, уравнения движения слоя показывают, что существует оптимальная для ускорения толщина, а также то, что мгновенная энергия слоя во время действия импульса может существенно превышать энергию в момент окончания этого действия. Поэтому при решении задачи по оптимизации ускорения целесообразно каким-либо способом прекращать действие импульса в момент достижения максимума энергии. Как будет показано ниже (см. п.2.1), это можно сделать подбором длительности импульса или установкой плазменного зеркала, отсекающего лазерное поле от электронов.

Отметим, что для модуля угла вылета (относительно оси x) электронного слоя из лазерного поля справедлива формула

$$\varphi = \arctan \frac{\sqrt{\gamma^2 - \gamma_x^2}}{\gamma \sqrt{\gamma_x^2 - 1}}. \quad (5)$$

Несмотря на различие полного и продольного лоренц-факторов γ и γ_x (т.е. отличие угла φ от нуля) формула (5) практически всегда (для релятивистских электронных слоёв) даёт очень малые значения φ , т. к. числитель линейен по γ , а знаменатель – квадратичен. В результате слой электронов движется практически вдоль направления распространения лазерного импульса:

$$\varphi \approx \frac{\sqrt{1 - \gamma_x^2 / \gamma^2}}{\gamma_x} \rightarrow 0 \text{ при } \gamma_x \rightarrow \infty.$$

2.1. Одинарная мишень

Определим с помощью уравнений (2) оптимальную толщину электронного слоя для достижения им максимальной энергии. Используем следующие ограничения на параметры лазерного импульса и мишени: интенсивность не превышает 2×10^{21} Вт/см² ($a_0 = 30$) (экспериментально достигнутая в настоящее время интенсивность); толщина мишени заведомо больше 0.1 нм (одноатомный слой); $n_e / n_{cr} > 100$ практически для любых твердотельных мишеней. В этом случае нижняя граница безразмерной толщины $\epsilon_0 \approx 0.004$. Результаты расчётов по формулам (2), приведённые на рис.2, показывают, что для достижения максимальной энергии нужно брать малые ϵ_0 . Для разгона такой мишени до энергии 1 ГэВ достаточно использовать импульс с $a_0 = 19$ и длительностью $N = 5$. При длине волны $\lambda_L = 0.8$ мкм его интенсивность составит 8×10^{20} Вт/см². Динамика энергии электронного слоя при его разгоне таким импульсом как функция фазы θ электромагнитной волны приведена на рис.3. Видно, что при $\theta \approx 26$ достигается локальный максимум энергии 1116 МэВ. Однако энергия после окончания импульса ($\theta = 10\pi \approx 31.4$) составит всего 245 МэВ. Подбором длительности импульса и небольшими изменениями ϵ_0 можно совместить пик энергии электрона с окончанием импульса. Например, для импульса с интенсивностью 2×10^{21} ($a_0 = 30$) и длительностью $N = 4$ мишень с $\epsilon_0 = 0.042$ имеет максимальную энергию 2.06 ГэВ, а энергия через четыре пе-

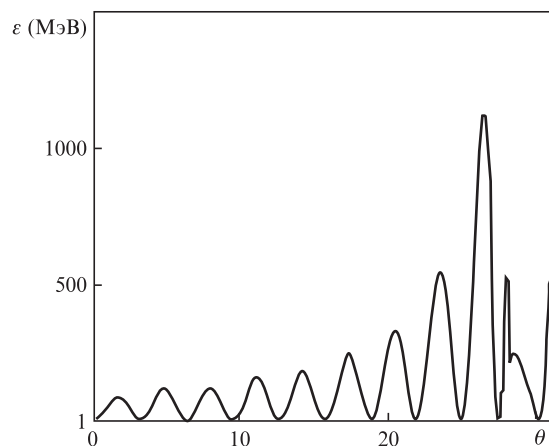


Рис.3. Энергия электронного слоя ϵ как функция фазы θ лазерного импульса.

риода составляет 1.8 ГэВ, т.е. близка к максимальной. Однако такая настройка очень чувствительна к точному значению толщины: если взять $\varepsilon_0 = 0.005$ вместо 0.042, то выходная энергия снижается сразу до 306 МэВ. Таким образом, пик энергии электронного слоя, привязанный к окончанию лазерного импульса, имеет резонансный характер, и его фиксация требует точных настроек всех параметров.

Отметим, что высокие энергии электрона на выходе получаются при достаточно резком выключении лазерного импульса. Если рассматривать плавное (в течение двух-четырёх периодов) выключение лазерного импульса, то получаются только низкие выходные энергии. Так, в приведённом выше примере с $\varepsilon_0 = 0.042$ при замене резкого обрывающегося фрагмента синусоиды

$$a_y^{\text{ext}}(\theta) = a_0 \sin \theta \quad (\theta \in [0; 2\pi \cdot 4])$$

более плавной огибающей

$$a_y^{\text{ext}}(\theta) = a_0 \sin \theta \sin^2(\theta/8) \quad (\theta \in [0; 2\pi \cdot 4])$$

уменьшается как максимально возможная энергия, так и энергия на выходе. Последняя составляет всего ~ 60 МэВ вместо 1.8 ГэВ. Реальные лазерные импульсы без специальных технических ухищрений имеют времена нарастания и спада интенсивности порядка нескольких периодов, и эти времена с точностью до долей периода не известны. Затруднителен также контроль толщины мишени порядка толщины отдельных атомных слоёв. Поэтому в реальном эксперименте обеспечить устойчивые и не случайные резонансные настройки на максимум энергии слоя после окончания взаимодействия чрезвычайно трудно. Однако существует возможность сохранить локальное максимальное значение энергии слоя, поставив в нужной точке плазменный экран в виде второй мишени, которая отсечёт лазерное поле и сохранит максимальную энергию слоя [10, 11].

2.2. Двойная мишень

Определим по уравнениям (2) место расположения экрана и лабораторное время, за которое набирается максимальная энергия. Решение $\gamma(X)$ системы (2) приведено на рис.4. Энергии 1 ГэВ соответствует фаза импульса $\theta \approx 26$

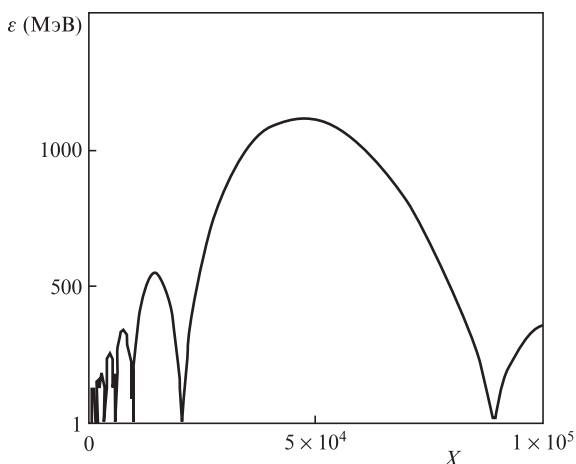


Рис.4. Зависимость энергии слоя ε от его безразмерной продольной координаты.

(см. рис.3), при этом координата электронного слоя $X \approx 5 \times 10^4$. Видно, что пик энергии электрона растянут в пространстве реальных координат, потому нет необходимости в сверхточном позиционировании плазменного экрана при больших лазерных интенсивностях и лоренц-факторах слоя. Безразмерная координата $X \approx 5 \times 10^4$ соответствует $x/\lambda_L = 7960$ или $x = 6.4$ мм. Точности установки второй мишени (плазменного зеркала) в десятые доли миллиметра будет вполне достаточно. Угол вылета слоя (5) при такой энергии составляет всего 0.1° . Таким образом, плазменное зеркало позволяет зафиксировать локальный временной максимум энергии слоя.

Отметим, что мишень, оптимальная по ε_0 для получения максимальной энергии γ электрона в слое, будет неоптимальной для получения максимальной энергии всего слоя, т.е. величины $\gamma\varepsilon_0$. Если увеличивать ε_0 , то эта величина растёт, достигая максимума при $\varepsilon_0 \approx 0.1$, а затем начинает падать. Энергия отдельного электрона, соответствующая максимуму энергии всего слоя, составляет 558 МэВ вместо 1 ГэВ. Таким образом, оптимальная по энергии слоя мишень примерно в два раза толще оптимальной по γ мишени, а энергия электрона для неё примерно в два раза меньше. Отметим также, что максимум по ε_0 энергии слоя достаточно плавный, γ зависит от ε_0 сильнее.

Аналитическая модель (2) справедлива для одномерного случая, сверхтонкого слоя и в отсутствие ионов. В экспериментальной ситуации электронный слой вырывается из мишени пучком конечного поперечного размера и предположения модели могут нарушаться. Проведённое двумерное моделирование процесса генерации электронного слоя (рис.1) и сравнение энергии слоя с теоретическими предсказаниями (рис.2) показало, что одномерное приближение адекватно описывает динамику тонкого слоя.

Покажем теперь, что сгенерированный электронный слой проходит сквозь плазменный экран, отсекающий лазерное поле без значительных потерь энергии и искажения пространственной формы.

3. Численное моделирование действия плазменного экрана

Рассмотрим с помощью численного моделирования прохождение электронного слоя сквозь плазменный экран. В расчёте лазерный импульс с интенсивностью 10^{20} Вт/см², длительностью 15 фс и резким передним фронтом при диаметре пучка 7 мкм взаимодействует с двумя последовательно расположенными мишенями, состоящими из ионов C^{6+} с начальной концентрацией 10^{23} см⁻³. Теоретические способы получения резкого переднего фронта для мощного импульса длительностью в несколько периодов изложены в работах [8] (см. там также список литературы). На рис.5,а,б приведено начальное расположение мишеней. Первая мишень толщиной 5 нм – это источник электронного слоя, вторая мишень толщиной 1 мкм – это плазменный экран, отсекающий лазерный импульс. Пространственный шаг расчёта был равен 1 нм при 40 частицах в ячейке. На рис.5,а показано пространственное распределение быстрых (с энергией более 10 МэВ) электронов в момент времени $t = 35$ фс (до попадания их во вторичную мишень). Видно, что релятивистский электронный слой уже сгенерировался. Сечение электронного сгустка плоскостью $y = 9$ мкм показало, что концентрация электронов в нём является сверхкритической и составляет 0.06 от исходной (10^{23} см⁻³), толщина такого

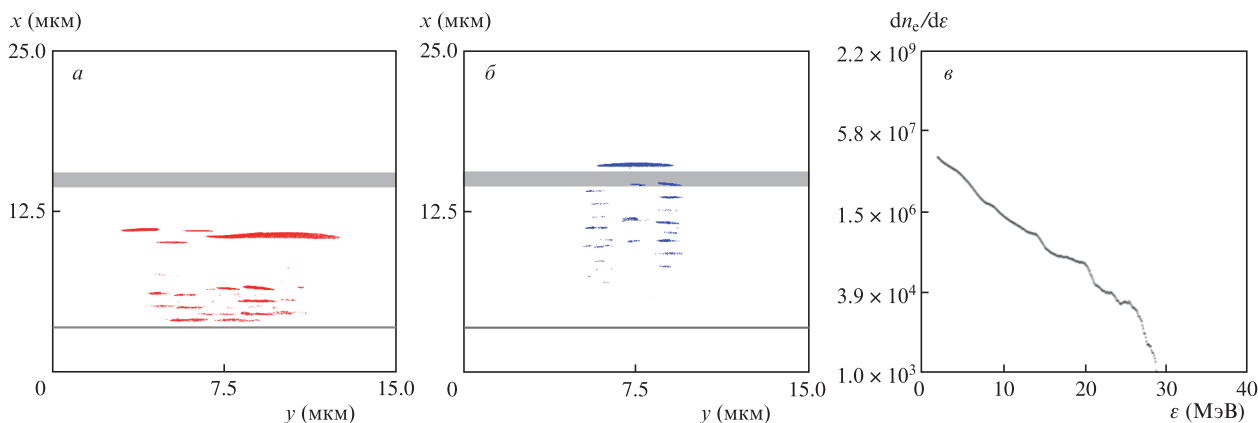


Рис.5. Пространственные распределения всех электронов при $t = 0$ (светло-серые полосы) (а, б) и быстрых (с энергией более 10 МэВ) электронов при $t = 35$ фс (до попадания во вторичную мишень) (а) и $t = 57$ фс, когда электронный слой преодолел вторую мишень (б), а также спектр электронов при $t = 35$ фс (в).

сгустка равна ~ 10 нм. Функция распределения всех электронов в расчётном боксе приведена на рис.5,в. Максимальная энергия для этого распределения определяется формулой $\gamma_1 = 1 + a_0^2/2$ и при $a_0 = 8.5$ ($\gamma = 38$) составляет ~ 20 МэВ. Из рис.5,в видно, что максимальная энергия электрона равна ~ 28 МэВ. Различие объясняется увеличением напряжённости поля при прохождении его сквозь мишень. При попадании лазерного импульса на вторичную мишень (плазменный экран) характерная энергия электрона ($\gamma_2 = (1 + a_0^2)^{1/2} \approx 8.6$) равна 4.4 МэВ, и соответственно хвост распределения (рис.5,в) не должен измениться при прохождении сквозь вторичную мишень, а электроны с максимальной энергией должны принадлежать первой мишени.

На рис.5,б приведено распределение электронной плотности (для электронов с энергией свыше 15 МэВ) в момент времени $t = 57$ фс, когда электронный слой преодолел вторую мишень. Видно, что электронный сгусток прошёл сквозь вторичную мишень без потери энергии и числа электронов. Лазерный импульс при этом оказывается полностью отсечённым плотной плазмой толщиной 1 мкм. Отметим (см. также рис.1), что электронный сгусток занимает первые примерно пять периодов лазерного импульса, поэтому результаты расчётов (при данной геометрии расположения мишеней) сохраняются при длительности импульсов $\tau_L \geq 13$ фс (при этом часть импульса не используется). Более длинные импульсы (например с $\tau_L = 45$ фс на рис.1) востребованы при увеличении расстояния между мишенями, когда в процессе движения световой импульс обгоняет электронный сгусток и последний перемещается от начала импульса к его концу.

Таким образом, плазменный экран позволяет эффективно отделять тонкий релятивистский электронный слой от лазерного импульса без потерь энергии и числа электронов. Отметим, что толщина образующегося релятивистского электронного слоя зависит от временного профиля лазерного импульса. Для импульса с плавным передним фронтом (например гауссовым) существенное влияние на электронную динамику оказывает процесс ионизации мишени. Для атомов углерода ионизация первых четырёх уровней происходит при достижении лазерной интенсивности $\sim 5 \times 10^{15}$ Вт/см² ($10^{-5} - 10^{-4}$ от максимальной). Соответственно, если импульс вначале имеет резкий передний фронт с такой (или большей) интенсивностью, то туннельная ионизация занимает ~ 0.03 фс. Та-

кие времена ионизации не влияют на толщину (~ 10 нм) электронного сгустка. Если же интенсивность импульса гауссовой формы вначале меньше 10^{14} Вт/см² (10^{-6} от максимальной), то его «подложка» (см. указанный выше интервал интенсивностей) последовательно ионизует электронные оболочки углерода, и процесс ионизации длится 5–10 фс. Образуется растянутое в пространстве облако ионизационных электронов, которое затем подвергается воздействию основной части (пика) лазерного импульса.

Численное моделирование показывает, что при этом происходит сжатие электронного облака до толщин $\sim 200 - 300$ нм. Такая толщина обуславливается тем, что при совместном движении электронов и лазерного импульса (см. рис.1) электроны занимают положение вблизи узлов (точки, в которых поле обращается в нуль) волны, где плотность энергии поля минимальна. Характерный размер окрестности узловой точки порядка $1/4$ длины волны, откуда и получается толщина электронного слоя. Отметим, что в экспериментальной работе [12] при сравнительных параметрах регистрировался электронный сгусток толщиной, меньшей длины лазерной волны. В работах [13, 14] проводилось PIC-моделирование взаимодействия короткого лазерного импульса с тонкой мишенью с учётом ионизационной динамики и тоже были получены тонкие (по сравнению с длиной волны) электронные сгустки. В работе [13] также была построена одномерная аналитическая модель этого взаимодействия.

Перейдём к рассмотрению отражения пробного встречного лазерного импульса от электронных зеркал с различной толщиной и плотностью и генерации жёсткого когерентного электромагнитного излучения.

4. Отражение встречного лазерного пучка от двойного релятивистского электронного зеркала

Сгенерированный тонкий релятивистский электронный слой может быть использован в качестве источника когерентного жёсткого излучения, возникающего при рассеянии на нём встречного лазерного пучка [15]. Простые оценки показывают, что в системе отсчёта, в которой слой покоится (система покоя), частота падающего пучка возрастает в $[(1 + \dot{X})/(1 - \dot{X})]^{1/2} \approx 2\gamma_x$ раз и его отражение происходит без изменения частоты. Последующий пере-

счёт частоты отражённого излучения в исходную лабораторную систему отсчёта опять даёт фактор $2\gamma_x$, так что отражённый импульс имеет энергию кванта $\hbar\omega = 4\gamma_x^2 \hbar\omega_s$, где ω_s – частота кванта падающего встречного пучка. Для оценки коэффициента отражения релятивистского тонкого слоя воспользуемся известным френелевским коэффициентом отражения от тонкого слоя неподвижной плазмы $R' = \epsilon_0'^2 / (\epsilon_0'^2 + 1)$ [16]. Поверхностная концентрация электронов $n_c' l_f'$, входящая в выражение для ϵ_0' , не зависит от выбора системы отсчёта, поэтому $n_c' l_f' = n_c l_f$. Помимо $n_c' l_f'$ в знаменатель выражения для ϵ_0' входит только частота падающего излучения ω_L' , которая в системе покоя определяется соотношением

$$\omega_L' = \omega_L [(1 + \dot{X}) / (1 - \dot{X})]^{1/2} = (1 + \dot{X}) \gamma_x^2.$$

В результате в системе покоя выраженный через переменные лабораторной системы коэффициент отражения

$$R' = \frac{\epsilon_0'^2}{\epsilon_0'^2 + (1 + \dot{X})^2 \gamma_x^2} \approx \frac{\epsilon_0'^2}{\epsilon_0'^2 + 4\gamma_x^2}.$$

Число рассеянных квантов N_q (жёстких квантов в лабораторной системе) выражается через число падающих лазерных квантов N_s как $N_q = R' N_s$. Поскольку абсолютные числа квантов – релятивистские инварианты, то R' является также и коэффициентом отражения R по числу квантов (но не по энергии импульсов) в лабораторной системе.

Отметим, что выражение для коэффициента отражения R' подразумевает использование нерелятивистской (более 10^{18} Вт/см²) интенсивности I_s' падающего излучения в системе покоя. В противном случае, как показано в нашей работе [12], коэффициент отражения уменьшается в $I_s'/10^{18}$ Вт/см² раз (подробная и более сложная формула для $R'(\epsilon_0', I_s')$ приведена в этой работе). Использование формулы для коэффициента отражения возможно при толщине сгустка, меньшей длины волны $\lambda_s' = \lambda_s / (2\gamma_x)$ рассеиваемого излучения в системе покоя. Для сгустка толщиной в десятки нанометров, генерируемого импульсом с резким фронтом, это приближение выполняется. Для сгустка толщиной 200–300 нм, генерируемого гауссовым импульсом, с учётом временной динамики ионизации коэффициент отражения зависит от распределения плотности сгустка и определяется формулой

$$R_G = R_G' \approx \frac{\pi^2 e^4}{m_e^2 c^2 \gamma_x^4 \omega_s^2} \left| n_c' \frac{4\gamma\omega_s}{c} \right|^2,$$

где

$$n_c'(k) = \int n_c'(x') \exp(ikx') dx'$$

– фурье-образ электронной плотности сгустка в его системе покоя. Для оценок распределение плотности можно считать гауссовым. Используемые формулы для коэффициентов отражения подразумевают также когерентный характер процесса отражения (это видно и из того, что R пропорционально $n_c'^2$, т.е. квадрату числа электронов в слое). Условием когерентности рассеяния является выполнение неравенства

$$n_c \left(\frac{\pi c}{2\omega_s \gamma_x^2} \right)^3 > 1$$

для электронной плотности тонкого слоя в момент отражения. При численном моделировании, результаты которого показаны на рис.5, плотность электронов слоя при

$t = 57$ фс составляла 6×10^{21} см⁻³, и приведённое выше неравенство выполнялось для всего диапазона энергий электронов (см. рис.5,б). Если по каким-либо причинам плотность электронов слоя будет низкой, т.е.

$$n_c \left(\frac{\pi c}{2\omega_s \gamma_x^2} \right)^3 < 1,$$

то когерентное рассеяние сменится некогерентным томпсоновским рассеянием на отдельных электронах. В этом случае очевидно, что $N_q = N_s N_e \sigma_T / S = N_s \sigma_T n_e l_f$, где $N_e = n_e l_f S$; S – площадь пятна рассеяния; $\sigma_T = 6.6 \times 10^{-25}$ см² – томпсоновское сечение рассеяния. Коэффициент отражения при некогерентном рассеянии $R_T = \sigma_T n_e l_f$, и его абсолютные значения меньше, чем для когерентного рассеяния.

Важной характеристикой источника жёсткого излучения является его яркость B (число фотонов с единицы площади в единичный телесный угол в единицу времени). При частоте следования лазерных импульсов $f \sim 10$ Гц (характерной для рассматриваемых лазеров) средний поток (число квантов в единицу времени) жёсткого излучения $\Phi = f R N_s$. Средняя яркость B излучения вперёд по направлению движения слоя связана с потоком Φ соотношением [17]

$$B = \frac{10^{-6} 3\gamma_x^2}{S 2\pi} \Phi = \frac{10^{-6} 3\gamma_x^2}{S 2\pi} f N_s R, \quad (6)$$

где B взято в фотон·с⁻¹·мм⁻²·мрад⁻² на спектральный интервал шириной 0.1% от полной ширины. В ряде работ [8] вместо средней яркости (6) рассматривают пиковую яркость B_{\max} в течение времени рассеяния $\tau_s / (4\gamma_x^2)$ (число периодов импульса при рассеянии сохраняется) одиночного лазерного импульса длительностью τ_s . Эта яркость отличается определением для потока жёстких квантов: $\Phi_{\max} = 4\gamma_x^2 R N_s / \tau_s$, и в $4\gamma_x^2 (f \tau_s)^{-1}$ раз превышает среднюю яркость (6). Ниже мы приведём оценки по формуле (6) средней яркости источника жёстких квантов, полученные нами при численном моделировании.

Простые оценки коэффициента отражения релятивистского электронного слоя не учитывают ряд важных физических эффектов, возникающих в процессе рассеяния, например торможение электронов встречным пучком. При низких интенсивностях и достаточно больших толщинах мишени не все электроны вырываются лазерным импульсом из мишени, и параметр ϵ_0 , пропорциональный поверхностной плотности электронов движущегося электронного сгустка, будет зависеть от лазерной интенсивности и толщины l_f исходной мишени. Для более строгих расчётов энергии отражённого кванта и коэффициента отражения было проведено одномерное LPIC-моделирование отражения пробного лазерного импульса (10^{18} Вт/см², 16 фс) от тонкого электронного слоя, получаемого из C⁶⁺-мишени толщиной 0.6 нм, облучаемой лазерным импульсом длительностью 16 фс с интенсивностью 5×10^{19} Вт/см². В процессе движения электронного слоя в суммарном поле двух встречных лазерных импульсов разной амплитуды происходит интенсивное размытие электронной плотности. Для определения коэффициента отражения R , частоты Ω (в единицах исходной частоты ω_s) отражённого излучения и зависимости этих величин от толщины исходной мишени и интенсивности основного импульса были проведены аналогичные расчёты для интенсивностей 5×10^{18} , 10^{20} и 5×10^{20} Вт/см², а также толщин мишени 0.4, 1, 5 и 10 нм. Встречный импульс имел одну и ту же интенсивность – 10^{18} Вт/см².

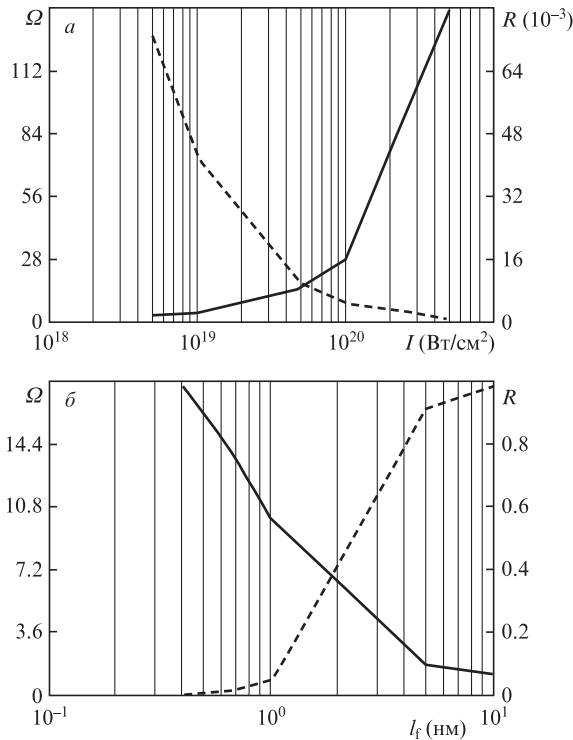


Рис.6. Зависимости частоты отражённого жёсткого излучения (сплошные кривые) и коэффициента отражения (штриховые кривые) от интенсивности I основного лазерного импульса при толщине мишени 0.6 нм (а) и от толщины исходной мишени при лазерной интенсивности 5×10^{19} Вт/см² (б).

Результаты этих расчётов представлены на рис.6 в виде зависимостей $R(I, l_f)$ и $\Omega(I, l_f)$. Эти зависимости показывают, что для генерации жёстких ($\Omega > 100$) квантов оптимальными являются тонкие (менее 1 нм) лазерные мишени и высокие (более 10^{20} Вт/см²) интенсивности. Коэффициент отражения пробного импульса при этом мал и составляет единицы процентов. Знание коэффициента отражения R позволяет найти коэффициент конверсии χ лазерной энергии ϵ_L основного импульса в энергию жёсткого излучения: $\chi = \Omega R \epsilon_s / \epsilon_L$, где ϵ_L – энергия рассеивающегося (падающего на движущийся электронный слой) пробного импульса. Противоположное поведение на рис.6 зависимостей коэффициента отражения и энергии жёсткого кванта от лазерной интенсивности и толщины мишени означает существование оптимумов по толщине и

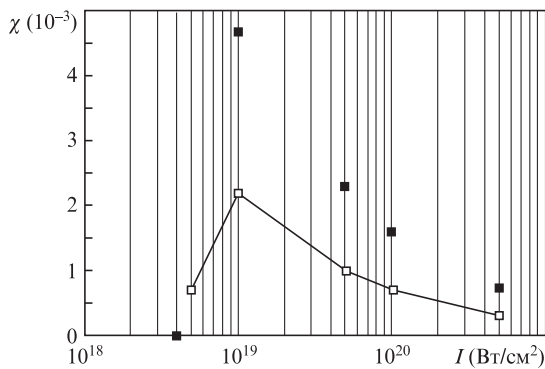


Рис.7. Зависимость коэффициента конверсии энергии основного лазерного импульса в энергию жёстких квантов от лазерной интенсивности при толщине мишени 0.6 нм. Светлые квадраты – данные LPIC-расчёта, чёрные – оценки по теоретической модели.

интенсивности, при которых коэффициент конверсии χ достигает максимума. На рис.7 показана расчётная (с помощью LPIC-моделирования) зависимость коэффициента конверсии от лазерной интенсивности. Там же приведена теоретическая оценка χ , сделанная в предположении, что все электроны мишени независимо от её толщины и лазерной интенсивности вырываются лазерным импульсом ($\epsilon_0 \propto Zn_i l_f$, где Z – кратность ионизации, а n_i – концентрация ионов).

Сравнение этой оценки с результатами LPIC-моделирования показывает, что приближение отрыва всех электронов корректно при высоких интенсивностях. При уменьшении интенсивности коэффициент конверсии, рассчитанный в предположении, что $\epsilon_0 \propto Zn_i l_f$, растёт вплоть до интенсивности, соответствующей отсечке по частоте Ω , и далее обращается в нуль (при низких интенсивностях $\Omega \rightarrow 1$ и говорить о конверсии оптических квантов в жёсткие некорректно). Результаты LPIC-моделирования демонстрируют снижение конверсии при низких интенсивностях не только из-за отсечки по частоте, но и из-за снижения поверхностной плотности электронов в движущемся сгустке. Из расчётных данных рис.6 и 7 видно, что оптимум конверсии достигается при сравнительно малых энергиях жёсткого кванта: 20–40 эВ ($\Omega \approx 10$ –20), поэтому получение квантов высоких энергий (более 1 кэВ) в нашем случае происходит при неоптимальном коэффициенте конверсии. В вычислениях при интенсивности 5×10^{19} Вт/см² и толщине углеродной мишени 0.6 нм коэффициент конверсии $\chi \approx 0.1\%$. Такой коэффициент конверсии превышает, например, коэффициент K_α -конверсии в тот же диапазон энергий кванта. Оценим по формуле (6) яркость источника, используя данные рис.6. Число фотонов на единицу площади N_s/S при $\tau_L = 16$ фс, $I = 10^{18}$ Вт/см² и $\lambda_L = 0.8$ мкм составляет 5.3×10^{20} фотон./мм². Коэффициент отражения $R \approx 0.05$, частота $\Omega = 4\gamma_x^2 \approx 40$. При частоте следования импульсов $f = 10$ Гц средняя яркость $B = 1.3 \times 10^{15}$ фотон. \cdot с⁻¹ \cdot мм⁻² \cdot мрад⁻². Это существенно больше яркости современных рентгеновских трубок (10^8 фотон. \cdot с⁻¹ \cdot мм⁻² \cdot мрад⁻²) и лазерно-электронных генераторов на ускорителях (10^{12} фотон. \cdot с⁻¹ \cdot мм⁻² \cdot мрад⁻²), но меньше средней яркости современных синхротронов (10^{21} фотон. \cdot с⁻¹ \cdot мм⁻² \cdot мрад⁻²) в аналогичном диапазоне энергий жёсткого кванта. Причиной проигрыша в яркости синхротронному источнику является низкая скважность генерируемых импульсов. Пиковая яркость источника достигает 3×10^{29} фотон. \cdot с⁻¹ \cdot мм⁻² \cdot мрад⁻², что на восемь порядков выше синхротронной яркости. Увеличить среднюю яркость можно повышением частоты взаимодействия пробного импульса со сгустком, например за счёт повторных проходов сквозь сгусток или организации множества сгустков с помощью излучателя, составленного из сверхтонких мишеней. Поскольку коэффициент отражения отдельного слоя равен $\sim 10^{-2}$, можно использовать до сотни слоёв. Средняя яркость такой схемы увеличится на два порядка.

Приведённые выше численные оценки и результаты моделирования справедливы для тонкого сгустка (меньше длины волны рассеиваемого излучения в системе покоя), порождаемого лазерным импульсом с резким фронтом. Для сгустка толщиной 300 нм, порождаемого гауссовым импульсом, при учёте процесса ионизации средняя яркость снижается до 10^{11} фотон. \cdot с⁻¹ \cdot мм⁻² \cdot мрад⁻² за счёт уменьшения коэффициента отражения (электронный сгусток становится прозрачным). На три порядка снижается

также и коэффициент конверсии χ . В этом случае для сохранения высоких значений яркости и коэффициента конверсии целесообразно отражать от сгустка длинноволновое лазерное излучение (например излучение CO₂-лазера с длиной волны 10.6 мкм), для которого при рассеянии сохраняются приближение тонкого слоя и коэффициент отражения на уровне единиц процентов. В этом случае яркость источника достигает 5×10^{15} фотон·с⁻¹·мм⁻²·мрад⁻² (за счёт сохранения коэффициента отражения и увеличения числа фотонов с меньшей энергией кванта), а коэффициент конверсии остаётся на уровне десятых долей процента (0.3%).

Таким образом, релятивистский интенсивный лазерный импульс при взаимодействии со сверхтонкой мишенью позволяет создать плотный тонкий релятивистский электронный слой. С помощью плазменного экрана оказывается возможным зафиксировать максимальное значение энергии слоя в целях последующего рассеяния на нём пробного лазерного импульса и генерации слоём жёсткого когерентного электромагнитного излучения. Пиковая яркость источника, построенного по такой схеме, превышает на несколько порядков яркости известных источников жёсткого излучения.

5. Выводы

1. Для достижения максимальной энергии тонких электронных слоёв оптимальные безразмерные толщины ϵ_0 лазерной мишени должны быть существенно меньше единицы.

2. Оптимальная толщина мишени ϵ_0 зависит не только от интенсивности, но и от длительности импульса. Для импульса длиной в 3–10 периодов поля оптимальными будут толщины $\epsilon_0 \sim 0.06–0.02$, при которых одномерное приближение не нарушается.

3. В момент окончания импульса энергия электрона в тонком слое не возвращается к начальному значению в оптимальном диапазоне толщин, в отличие от энергии отдельного электрона в плоской электромагнитной волне. Вместе с тем конечное значение энергии слоя может быть меньше максимального, достигнутого во время действия лазерного импульса. С помощью вторичной мишени (плазменного экрана) можно зафиксировать максималь-

ное значение энергии слоя. Пространственная область, в которой энергия слоя максимальна, имеет значительную протяжённость, поэтому нет необходимости в высокой точности расположения экрана, достаточно десятых долей миллиметра.

4. Толщина электронного слоя зависит от крутизны переднего фронта лазерного импульса. Импульсы с резким фронтом генерируют слои толщиной в десятки нанометров даже при учёте ионизационной динамики атомов мишени. Импульсы гауссовой формы с учётом времён ионизации создают слои толщиной в сотни нанометров.

5. Рассеяние встречного пробного лазерного пучка на созданном основным пучком релятивистском зеркале позволяет получать жёсткое когерентное электромагнитное излучение с энергией кванта в сотни электронвольт и эффективностью $\sim 0.1\%$ от энергии исходного лазерного импульса, генерирующего электронный сгусток.

6. Пиковая яркость источника жёстких квантов, построенного по схеме двух мишеней, превышает на несколько порядков яркости всех известных источников жёсткого излучения, а средняя яркость больше яркости рентгеновских трубок и лазерно-электронных генераторов, но уступает яркости синхротронных источников.

Настоящая работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 09-02-12129-офи_м.

1. Bulanov S. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 085001 (2003).
2. Pirozhkov A. et al. *Phys. Plasmas*, **14**, 123106 (2007).
3. Naumova N. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 063902 (2004).
4. Andreev A. et al. *Proc. ICONO-LAT* (St.Petersburg, 2005).
5. Andreev A. et al. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **48**, 1605 (2006).
6. Kulagin V.V. et al. *Phys. Plasmas*, **14**, 113101 (2007).
7. Kemp A., Ruhl H. *Phys. Plasmas*, **12**, 033105 (2005).
8. Kulagin V.V. et al. *Phys. Rev. E*, **80**, 016404 (2009); **85**, 026405 (2012).
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория поля* (М.: Физматгиз, 1976).
10. Miyauchi K., Kong Q., Andreev A., et al. *Phys. Plasmas*, **11**, 4878 (2004).
11. Wu H. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 234801 (2010).
12. Kiefer D., Henig A., Jung D. *Eur. Phys. J. D*, **55**, 427 (2009).
13. Bauer D. et al. *Phys. Rev. E*, **58**, 2436 (1998).
14. Glazyrin I.V., Karpeev A.V., Kotova O.G., Bychenkov V.Yu., Fedosejevs R., Rozmus W. *Proc. 39th EPS Conf. & 16th Int. Congress on Plasma Physics* (Stockholm, Sweden, 2012).
15. Ezirkepov T. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 025002 (2009).
16. Andreev A. et al. *Phys. Plasmas*, **17**, 123111 (2010).
17. Артюков И.А. и др. *Препринт НИИЯФ МГУ № 7/806* (М., 2006).