

Эффективная генерация гамма-излучения при наклонном падении сверхмощных лазерных импульсов на плоский плазменный слой

Д.А.Серебряков, Е.Н.Неруш

Проведено численное моделирование наклонного падения лазерного импульса с интенсивностью $I = 1.33 \times 10^{23}$ Вт/см² на плоский плазменный слой. Найдены концентрация плазмы и угол падения р-поляризованного лазерного излучения, соответствующие наиболее эффективной генерации γ -излучения, а также его высокой направленности. Смоделирована форма поверхности плазмы при взаимодействии, рассмотрены режимы, приводящие к повышению эффективности генерации.

Ключевые слова: сверхмощные лазерные импульсы, наклонное падение, генерация γ -излучения.

1. Введение

С момента своего открытия в начале XX века γ -излучение нашло применение во многих областях науки, техники и медицины. В настоящее время принцип работы большинства существующих источников γ -лучей основан на радиоактивном распаде, тормозном излучении и обратном комптоновском рассеянии, что требует наличия радиоактивного материала либо использования больших электронных ускорителей.

Потенциальной альтернативой при генерации γ -излучения является применение сверхмощных лазерных установок. В современных фемтосекундных лазерах достигнута интенсивность излучения более 10^{22} Вт/см², и ведется строительство [1] и проектирование [2] установок, которые, как ожидается, позволят добиться еще более впечатляющих результатов. Один из предложенных способов использования подобных лазерных систем – ускорение электронов в кильватерной волне (LWFA), образуемой проходящим через плазму лазерным импульсом, и генерация γ -квантов тормозного излучения полученных высокоэнергетических электронных пучков [3]. Стоит отметить, что при таких интенсивностях безразмерная амплитуда лазерного импульса $a_0 = eE_0/(mc\omega) \gg 1$, и электроны под действием лазерного поля начинают эффективно излучать фотоны из-за комптоновского рассеяния, причем фотоны имеют синхротронный спектр с характерной энергией порядка 1 МэВ. Ранее оценки показали, что значительная часть энергии лазерного импульса может быть преобразована в энергию γ -квантов, если интенсивность лазерного поля достаточно велика: это проценты в случае $I \geq 10^{22}$ Вт/см² [4–6] и десятки процентов при $I \geq 10^{24}$ Вт/см² [7–9]. Поэтому такие источники γ -излучения

выглядят очень привлекательно по сравнению с традиционными и даже с основанными на LWFA.

В настоящей работе исследуется генерация γ -квантов в случае наклонного падения лазерных импульсов на плоские мишени. Поскольку ионизация при таких интенсивностях происходит на временах, гораздо меньших периода лазерной волны, можно рассматривать взаимодействие импульсов с плазменным слоем. В разд.2 описываются основные явления, которые происходят в процессе этого взаимодействия и приводят к эффективной генерации γ -излучения. Кроме того, проведено полуаналитическое моделирование формы поверхности плазмы при наклонном падении излучения. В разд.3 представлены и проанализированы результаты численного моделирования, охватывающего широкую область концентраций плазмы и углов падения лазерного импульса. Найдены оптимальные значения параметров для генерации γ -излучения, обсуждаются физические эффекты, приводящие к наиболее эффективной генерации.

2. Процесс взаимодействия

Рассматриваемая задача – падение р-поляризованного лазерного импульсного излучения под углом θ на плоский слой закритической плазмы. В данной конфигурации вектор электрического поля \mathbf{E} лежит в плоскости падения, следовательно, имеется перпендикулярная слою компонента электрического поля E_x (рис.1).

При концентрации плазмы $n_e > \gamma n_{cr}$ (здесь $n_{cr} = m\omega^2 \times (4\pi e^2)^{-1}$ – критическая концентрация плазмы для данной частоты лазерного поля ω ; γ – характерный лоренц-фактор электронов в процессе взаимодействия с лазерным полем и e – заряд электрона) плазма является релятивистски непрозрачной для лазерного импульса, и глубина его проникновения в вещество не превышает толщины скин-слоя. Как правило, в подобных процессах $\gamma \sim a_0$, поэтому порог непрозрачности можно оценить как $n_e = a_0 n_{cr}$.

В описываемом режиме электроны под действием ponderomotorной силы лазерного поля сдвигаются в глубь плазмы и формируют тонкий (по сравнению с длиной волны λ) слой, который в значительной степени экрани-

Д.А.Серебряков, Е.Н.Неруш. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, 603950 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23; e-mail: dms@appl.sci-nnov.ru

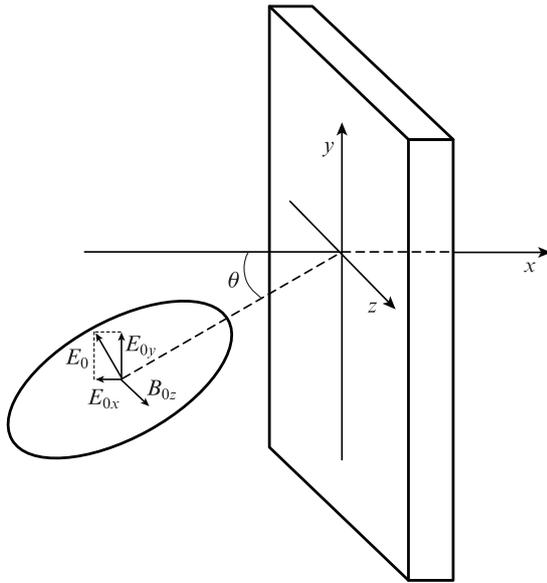


Рис.1. Конфигурация задачи о падении лазерного импульса на плоский слой плазмы под углом θ .

рует внешнее поле в глубине плазмы (это наблюдается при численном моделировании, а кроме того, существуют модели, основанные на данном подходе [6, 10–12]). Ионы обладают существенно большей массой, поэтому на начальном этапе взаимодействия (первые несколько периодов лазерного поля) их движением можно пренебречь. В результате возникает поле разделения зарядов, которое в первом приближении можно вычислить по формуле поля плоского конденсатора: $E_d = \frac{1}{2}en_e x_d$, где x_d – смещение слоя электронов относительно невозмущенного положения. С увеличением смещения увеличивается и возвращающая сила, и в определенный момент слой электронов начинает двигаться обратно. В результате мы имеем колебательный процесс с периодом, равным полупериоду лазерного поля. Поэтому данный режим лазерно-плазменного взаимодействия называют также «релятивистская электронная пружина» [11]. Вышеупомянутые модели аналитически описывают этот колебательный процесс. Излучение γ -фотонов электронами слоя моделируется и в работе [12].

Стоит отметить одно существенное различие в поведении электронов при наклонном падении и в случае нормального падения. При нормальном падении $E_x = 0$, и на движение электронов вдоль оси x оказывает влияние только магнитная составляющая силы Лоренца, пропорциональная $v_y B_z$. При наклонном падении за счет появления компоненты $E_x \neq 0$ и того, что B_z не меняется по сравнению со случаем нормального падения, сила, которая действует на электроны, движущиеся вдоль оси x , со стороны лазерного поля, растет. Это может приводить к увеличению амплитуды колебаний электронов в этом направлении. Численное моделирование показало, что уже при углах падения $5-10^\circ$ некоторые электроны оказываются «вырванными» из плазмы (как минимум, на части своей траектории), и с увеличением угла падения и продольного поля E_x их максимальное удаление от границы также растет. Данный процесс рассмотрен в [13, 14].

Поскольку поперечная компонента поля (в случае рассматриваемой поляризации это E_y) по-прежнему велика, такие электроны эффективно ускоряются полем в направлении оси y , находясь практически в свободном

пространстве, и приобретают большие значения лоренц-фактора γ . При интенсивностях внешнего поля $I \sim 10^{22}-10^{23}$ Вт/см² и выше электроны ускоряются до уровня $\gamma \sim 100$ и более, при этом преобладающим механизмом излучения является синхротронный, а спектр излучаемых фотонов лежит в γ -диапазоне. Но особенно важно то, что, согласно теоретическим расчетам и численному моделированию, при росте I все большая доля энергии лазерного импульса трансформируется в энергию жестких фотонов: в частности, в одной из предыдущих работ [8] были получены эффективности $\sim 30\%$ (для $I \sim 10^{24}$ Вт/см²) при нормальном падении.

Поэтому стоит ожидать, что более эффективное ускорение электронов при наклонном падении лазерного импульса приведет к увеличению КПД конверсии по энергии из лазерного излучения в жесткие фотоны (по сравнению со случаем нормального падения).

2.1. Моделирование формы поверхности плазмы

При наклонном падении разные точки граничной плоскости плазмы испытывают воздействие внешнего поля с разными фазами, поэтому колебательный процесс превращается в волну, бегущую по поверхности плазмы со скоростью $v = c/\sin\theta$. Используя уравнения модели из работы [12], можно определить форму поверхности плазмы. Для этого перейдем в систему отсчета, которая движется со скоростью $c\sin\theta$ вдоль оси y . Можно показать, что в этой системе отсчета лазерный импульс падает на плазму вдоль нормали [15], но потребуются пересчитать амплитуду, частоту внешнего поля и концентрацию плазмы в движущуюся систему отсчета:

$$E' = E \cos\theta, \quad \omega' = \omega \cos\theta, \quad n'_e = n_e / \cos\theta \quad (1)$$

(штрихи обозначают движущуюся систему отсчета). Также в уравнениях появится дополнительное слагаемое, описывающее поле ионов, движущихся со скоростью $c\sin\theta$ в отрицательном направлении оси y .

Модифицируя уравнения из [12] (без учета силы реакции излучения, которая не оказывает существенного влияния на форму поверхности), можно получить следующую систему:

$$\begin{aligned} \frac{dp_x}{dt} &= -\frac{n_0 x_d}{2} \left(1 + \frac{v_x v_y^2}{1 - v_x^2} \right) - v_y E_y - \frac{1}{2} v_y n_0 x_d \sin\theta, \\ \frac{dp_y}{dt} &= -\frac{n_0 x_d v_y}{2} - (1 - v_x) E_y + \frac{1}{2} (v_x - 1) n_0 x_d \sin\theta. \end{aligned} \quad (2)$$

Все величины в уравнениях (2) рассматриваются в движущейся системе отсчета (штрихи опущены). Здесь $dx_d/dt = v_x = p_x/\gamma$; $v_y = p_y/\gamma$; $\gamma = \sqrt{1 + p_x^2 + p_y^2}$. В используемой нормировке $m, e, c = 1$; E нормировано на $a_0 = eE_0/(m\omega c)$, n_e – на n_{cr} ; $n_0 = n_e/n_{cr}$.

Интегрируя уравнения, можно вычислить $x_d(t)$ в движущейся системе отсчета, а затем выполнить переход обратно в лабораторную систему отсчета. На рис.2 представлены пространственное распределение концентрации электронов для фиксированного момента времени и результат численного моделирования. Видно, что уравнения (2) достаточно хорошо описывают форму поверхности. Более подробно о численном моделировании см. в разд.3.

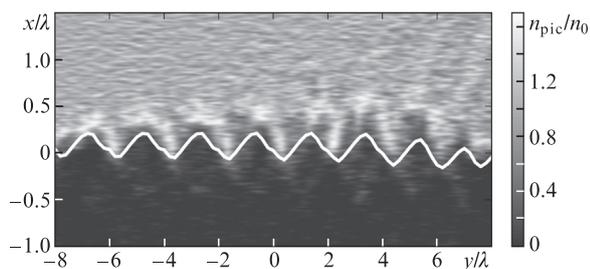


Рис.2. Форма поверхности плазмы с $n_0 = 320$ при падении лазерного импульса с $a_0 = 240$ под углом 30° к оси x . Сплошная кривая соответствует теории, оттенками серого показана концентрация электронов, полученная при численном PIC-моделировании.

3. Численное моделирование

В ходе работы было проведено несколько серий численных экспериментов по генерации γ -излучения при взаимодействии наклонно падающих лазерных импульсов с плазмой. Трехмерное моделирование проводилось методом «частиц в ячейках» (PIC), который хорошо зарекомендовал себя при симуляции процессов лазерно-плазменного взаимодействия. Используемый код позволяет учитывать эффекты квантовой электродинамики. Излучаемые жесткие фотоны, длины волн которых значительно меньше размера сетки, моделируются как квазичастицы. Это оправданно для достаточно высоких интенсивностей лазерного поля, поскольку в энергетическом спектре излучения электронов возникает «синхротронный пик» на энергиях, соответствующих максимуму синхротронного излучения $\omega_{\max} = 3\gamma^3/(2R)$, где R – радиус кривизны траектории электронов в данной точке. При меньших энергиях существует провал в спектре (вплоть до гармоник лазерного излучения), и волны с длинами волн порядка шага сетки попадают в данную зону и практически не излучаются электронами. Более подробно применимость данного подхода рассмотрена в работе [16]. Генерация фотонов при движении электронов по искривленным траекториям рассчитывается с помощью метода Монте-Карло (см. «альтернативный» метод из [17]). Это позволяет с достаточной степенью точности описывать жесткое излучение в области от сотен кэВ.

Продольный профиль падающего лазерного импульса задавался по формуле

$$E_{\text{las}}(x) = \frac{d}{dx} \left\{ \sin x \cos^2 \left[\frac{\pi(x + x_s)^4}{2x_s^4} \right] \right\}, \quad (3)$$

где x_s – параметр, определяющий длительность импульса (в моделировании он был равен $x_s = 5.7\lambda$); поперечный профиль был ему аналогичен. Профиль имеет практически постоянную амплитуду электромагнитного поля в центральной части импульса и резко спадает на расстоянии x_s от центра. Таким образом, задача приближена к идеализированному случаю падения плоской волны на мишень и позволяет минимизировать эффекты, возникающие вследствие конечности размера импульса.

В качестве мишени использовалась плоская пленка толщиной 2 мкм с отношением массы ионов к их заряду в четыре раза большим, чем у протона. Это примерно соответствует мишени из тяжелых элементов (например, Au), кратность ионизации которой при рассматриваемых интенсивности и длительности лазерного импульса может

составлять 50%–70%. Длина волны лазерного излучения $\lambda = 1$ мкм. Шаг сетки составлял 0.1–0.2 λ , число частиц в ячейке было выбрано равным двум (при восьми частицах в ячейке тестовые расчеты не выявили заметных различий в результатах).

3.1. Эффективность генерации γ -квантов в зависимости от угла падения и плотности мишени

Если безразмерная амплитуда лазерного поля $a_0 \sim 200$, энергии электронов в процессе взаимодействия могут достигать 100 МэВ и более, и при синхротронном излучении основная часть энергии излучается в γ -диапазоне. При таких высоких интенсивностях γ -излучение уносит существенную часть энергии падающего лазерного импульса (вплоть до десятков процентов). КПД генерации γ -квантов η можно определить как отношение энергии всех излученных γ -фотонов $\hbar\omega_i$ к начальной энергии лазерного импульса W_{las} :

$$\eta = \frac{\sum \hbar\omega_i |_{t=t_{\text{end}}}}{W_{\text{las}} |_{t=0}},$$

где t_{end} – момент окончания расчета. КПД можно получить из численных расчетов в соответствии с (4) при условии, что время моделирования и размер области расчета задаются достаточно большими (лазерный импульс должен полностью провзаимодействовать с мишенью к моменту t_{end} , а γ -фотоны не должны успеть покинуть область расчета).

Для лазерного импульса с $a_0 = 220$ ($I = 1.33 \times 10^{23}$ Вт/см²) была проведена серия из 78 численных экспериментов с переменным (от 0 до 72°) углом падения на пленку и различными (от 25 до $150n_{\text{cr}}$) концентрациями электронов (при используемых параметрах задачи $n_{\text{cr}} = 1.11 \times 10^{21}$ см⁻³). Интенсивность лазерного излучения, диапазоны изменения углов падения и концентрации электронов соответствуют условиям реального эксперимента, когда на существующей лазерной установке подвергаются обстрелу мишени из различных материалов.

На рис.3 представлена зависимость КПД генерации γ -квантов η от θ и n_0 . Максимальное значение η составляет 29% и достигается при $n_0 = 100$ и $\theta = 30^\circ$. Существование оптимума является важным результатом, который может быть использован в том числе при планировании экспериментов. Наличие оптимального значения concentra-

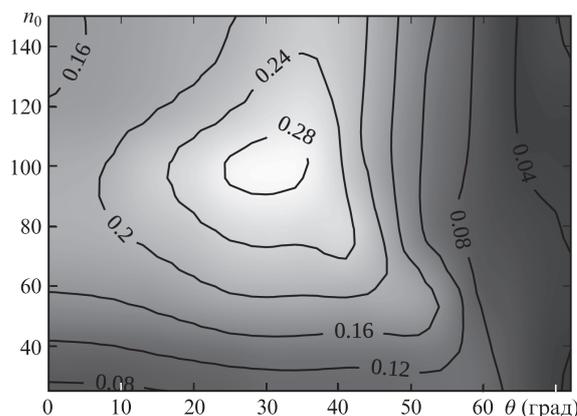


Рис.3. КПД генерации γ -квантов при различных концентрациях плазмы n_0 и углах падения θ .

ция объясняется следующим образом: с одной стороны, с уменьшением концентрации падает число электронов в плазме, которые могут взаимодействовать с лазерным полем и излучать фотоны; с другой стороны, при росте концентрации уменьшается глубина проникновения лазерного импульса в пленку (при превышении концентрацией порога релятивистской самоиндуцированной прозрачности [18] лазерный импульс полностью отражается от поверхности). Мы также наблюдали наличие порога в численных экспериментах. При нормальном падении значение n_0 , соответствующее наибольшему КПД генерации γ -лучей, было приблизительно в два-три раза меньше порогового, $n_0 = a_0$.

Необходимо отметить, что значение порога релятивистской самоиндуцированной прозрачности зависит от θ . При переходе в движущуюся со скоростью $c \sin \theta$ систему отсчета частота внешнего поля преобразуется в соответствии с (1), а безразмерная амплитуда a_0 остается инвариантной. Критическая концентрация при переходе в новую систему отсчета также преобразуется:

$$n'_{cr} = n_{cr} \cos^2 \theta. \quad (5)$$

В задачах лазерно-плазменного взаимодействия, как правило, справедлив закон подобия [12, 19]: характеристики взаимодействия (динамика частиц, параметры излучения) остаются подобными при изменении n_e и E_y , если отношение n_e/a_0 остается неизменным. Также вводят параметр подобия S , определяющий режимы взаимодействия. Он равен отношению безразмерной концентрации плазмы и безразмерной амплитуды лазерного поля:

$$S = \frac{n_0}{a_0} = \frac{n_e}{n_{cr} a_0}. \quad (6)$$

Подставляя преобразования из (1), можно получить, что для сохранения постоянного S безразмерная концентрация должна меняться следующим образом:

$$n_0(\theta) = n_0(\theta = 0) \cos^3 \theta. \quad (7)$$

Если предположить, что максимальный КПД генерации γ -квантов соответствует определенному значению параметра S , то положение максимума n_{0max} также должно описываться (7). На карте, изображенной на рис.3, заметна тенденция к уменьшению n_{0max} при росте угла падения θ от 35° до 60° по закону, близкому к $\cos^3 \theta$. Однако на карте в диапазоне углов $25^\circ - 40^\circ$ также наблюдается ветка с возрастанием n_{0max} при увеличении θ . По-видимому, закон подобия недостаточно хорошо описывает изменение характеристик взаимодействия в зависимости от θ ; это может быть связано с появлением дополнительных, зависящих от угла слагаемых в уравнениях (аналогично (2)).

Спектр γ -излучения и электронов мишени при найденных оптимальных параметрах для эффективной генерации ($n_0 = 100$, $\theta = 30^\circ$) представлен на рис.4. Спектр электронов имеет выраженный пик приблизительно при 68 МэВ, таким образом, типичный лоренц-фактор (140) по порядку величины соответствует $a_0 = 220$. Максимальная интенсивность γ -излучения наблюдается в спектральном диапазоне вблизи 1 МэВ, однако ее спадание с частотой оказывается довольно медленным, и доля γ -квантов с энергией в десятки МэВ существенна.

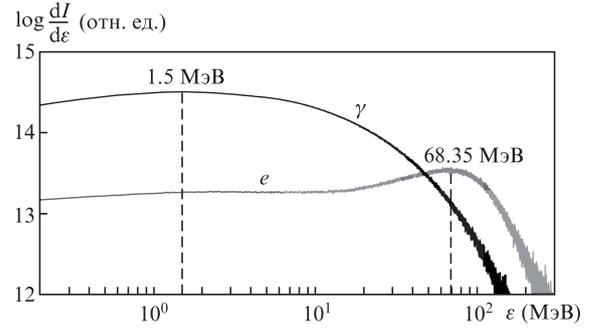


Рис.4. Спектр γ -излучения и электронов мишени для $n_0 = 100$ и $\theta = 30^\circ$ (при $a_0 = 220$).

3.2. Диаграммы направленности γ -квантов

В практических приложениях важен не только высокий КПД, но и хорошая направленность генерации γ -излучения. В отличие от оптического диапазона, γ -излучение не может быть сфокусировано, поэтому требования по направленности накладываются на источник.

При релятивистском лазерно-плазменном взаимодействии направленность γ -излучения обусловлена динамикой электронов, которые излучают по синхротронному механизму в узкий конус с углом раствора $1/\gamma$ вдоль своей траектории в каждой точке. Мощность излучения пропорциональна четвертой степени лоренц-фактора и квадрату кривизны траектории,

$$I_e = \frac{2e^2 c \gamma^4}{3R^2}, \quad (8)$$

поэтому для эффективного и направленного излучения требуется, чтобы электроны имели большой лоренц-фактор на некоем протяженном участке траектории, а их вектор скорости слабо менял направление на этом участке (однако направление все же должно меняться, поскольку радиус кривизны траектории должен оставаться не слишком большим). В случае наклонного падения этому может способствовать то, что электроны оказываются в области $x < 0$ и начинают сильно ускоряться продольной компонентой поля E_y .

Трехмерное численное моделирование позволяет построить диаграмму направленности γ -излучения, поскольку известны направление скорости и энергия каждого фотона. По аналогии с теорией антенн введем величину \mathcal{D} – направленность излучения, равную отношению максимума диаграммы направленности к среднему значению интенсивности излучения во всех направлениях. Таким образом, $\mathcal{D} = 1$ в случае изотропной диаграммы направленности, и $\mathcal{D} \gg 1$ в сильно анизотропном случае.

Можно также ввести эффективный коэффициент направленности (ЭКН) \mathcal{G} как произведение КПД η и направленности \mathcal{D} . Величина \mathcal{G} отражает способность источника генерировать интенсивное и направленное излучение.

На рис.5 представлена карта \mathcal{G} для тех же значений параметров, что и на рис.3. На распределении по-прежнему присутствует оптимум при угле $\theta = 30^\circ$, но достигается он при меньшей концентрации плазмы, $n_0 = 75$ (ср. с $n_0 = 100$ на рис.3). Наиболее интересным результатом представляется наличие второй области с высоким \mathcal{G} при больших углах ($\theta > 65^\circ$). Несмотря на малый КПД, след-

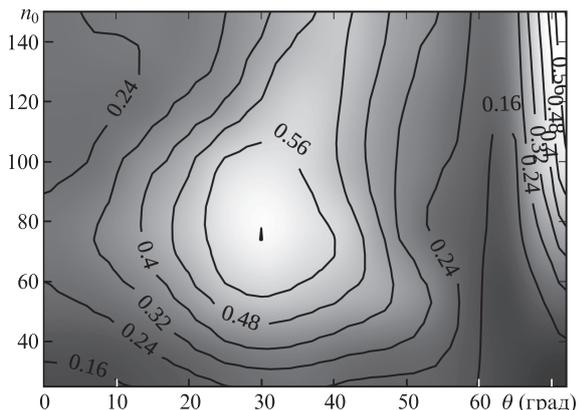


Рис.5. ЭКН n_0 при различных концентрациях плазмы n_0 и углах падения θ .

ствии очень высокой направленности излучения данная область оказывается выгодной для генерации относительно мощного и направленного излучения. На рис.6 показано, как меняется диаграмма направленности при различных углах падения и $n_0 = 100$.

В серии численных экспериментов не была охвачена область углов $\theta > 72^\circ$, поскольку моделирование лазерного импульса, падающего практически по касательной к пленке, требует существенного увеличения размеров расчетной области, времени и сложности вычислений. Однако и проведенное в настоящей работе моделирование яв-

ляется ценным результатом и позволяет выявить важные эффекты, возникающие при больших углах падения.

Диаграммы направленности в плоскости xu , представленные на рис.6, помогают объяснить наличие второй области оптимума. Можно выделить три характерных вида диаграммы направленности: два симметричных лепестка при $\theta \approx 0$; несимметричную, но достаточно широкую диаграмму при промежуточных значениях углов падения (примерно от 15° до 60°); сильно вытянутую вдоль оси y диаграмму при $\theta > 60^\circ$ (в численных расчетах она наблюдается при 66° и 72°), в этом случае излучение сфокусировано практически вдоль направления распространения лазерного импульса.

Для того чтобы прояснить причины качественного изменения вида диаграммы направленности при $\theta > 60^\circ$, проанализируем подробнее характеристики электронов плазмы в численных расчетах. На рис.7 представлено распределение электронов в численном моделировании в пространстве $x-p_y$, при углах падения 60° и 66° . Выбор данных значений θ обусловлен качественным изменением вида диаграмм направленности (см. рис.6). Оба распределения взяты в моменты, когда задний фронт лазерного импульса достигает границы плазмы. Заметно, что в обоих случаях электроны с большими продольными импульсами в основном сосредоточены вблизи левой границы плазменного слоя. Кроме того, значительная часть из них находится вне слоя ($x < 0$).

Однако существенным отличием представляется то, что при $\theta = 66^\circ$ число электронов с очень большими энер-

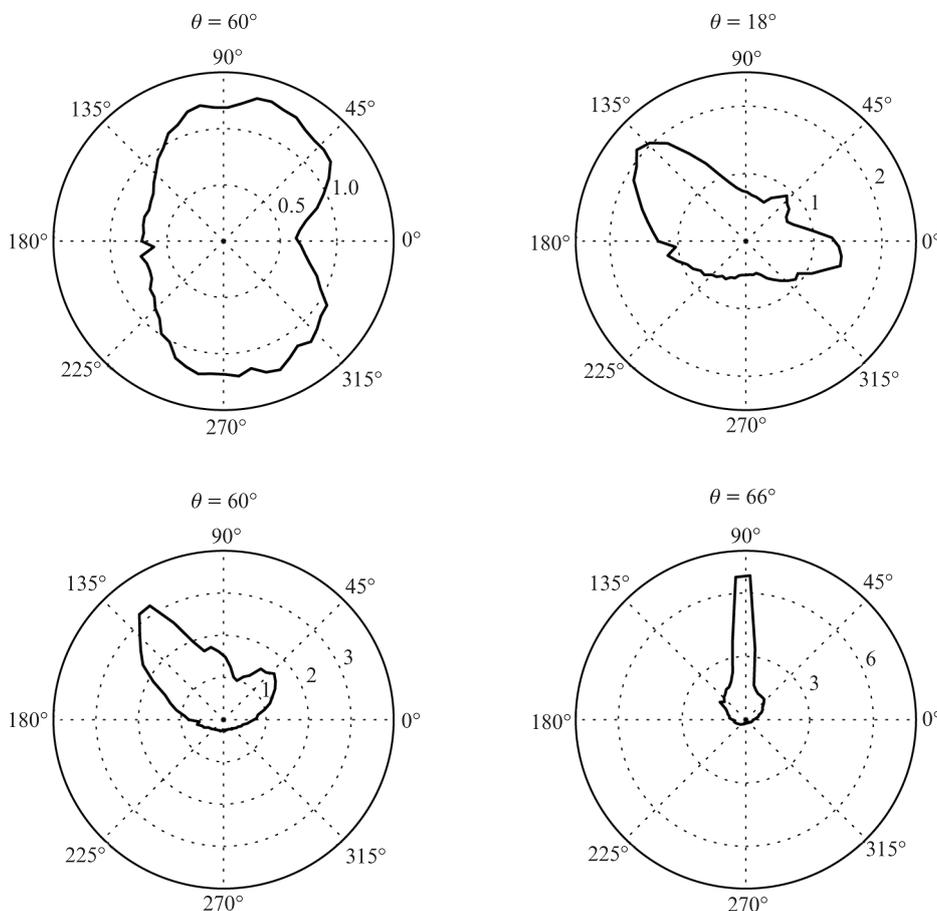


Рис.6. Диаграммы направленности γ -излучения в плоскости xu при $n_0 = 100$ и различных углах падения θ . Угол, под которым направлено излучение, отсчитывается от оси x против часовой стрелки (см. рис.1)

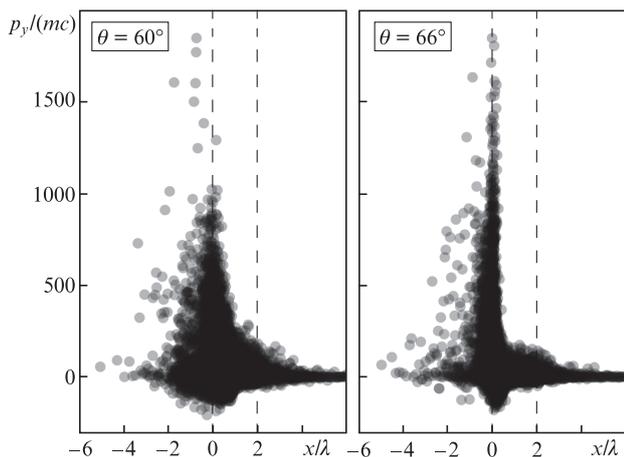


Рис.7. Распределение компоненты электронного импульса вдоль слоя $p_y(x)$ в численном моделировании при $n_0 = 100$ и $\theta = 60^\circ$ и 66° . Штриховыми линиями отмечена область, заполненная плазмой в начальный момент времени.

гиями ($p_y(mc) > 1000$) значительно возрастает. Поскольку интенсивность синхротронного излучения пропорциональна γ^4 , рост продольного импульса очень сильно отражается на повышении эффективности генерации γ -лучей в направлении вдоль оси y , что и наблюдается в численных экспериментах.

Также необходимо отметить, что при $\theta = 66^\circ$ электроны с большим p_y (и с большой энергией) оказываются в области $x < 0$ несколько чаще, чем в области $x > 0$. По-видимому, это является следствием появления сильного поля E_x при увеличении угла падения. Рост числа электронов вне плазмы, в области сильного лазерного поля, может быть причиной увеличения интенсивности излучения при больших углах, однако точный физический механизм данного процесса остается предметом дальнейшего анализа.

4. Заключение

При наклонном падении релятивистских лазерных импульсов с интенсивностью $10^{22} - 10^{23}$ Вт/см² на плоскую мишень, имеющую концентрацию около релятивистской критической, импульсы отражаются от поверхности пленки, а электроны в ионизованном веществе ускоряются до релятивистских скоростей ($\gamma \sim a_0$). В ходе данного процесса электроны эффективно излучают в жестком рентгеновском диапазоне и в γ -диапазоне. Было проведено численное трехмерное моделирование процесса взаимодействия, в ходе которого наблюдалась эффективная конверсия энергии лазерного импульса в энергию γ -фотонов с КПД до десятков процентов. Оптимизация по углу падения и по концентрации плазмы позволила определить режим эффективной с точки зрения КПД генерации, который соответствует углу 30° . Максимальный КПД, полученный в численных экспериментах при безразмерной амплитуде лазерного поля $a_0 = 220$, составлял 29%.

При анализе направленности γ -излучения был также выявлен режим, реализующийся при больших ($\theta > 70^\circ$) углах падения, при котором излучение хорошо сфокусировано вдоль оси y , но КПД генерации γ -излучения не так велик. Если целью является получение одновременно

мощного и направленного источника излучения, то оптимум достигается в обоих режимах при $\theta \approx 30^\circ$ и $\theta \sim 70^\circ$. В работе также анализируются причины качественного изменения вида диаграммы направленности (локализации излучения в направлении оси y) при больших углах. В численном моделировании отмечено существенное увеличение компоненты p_y импульса электронов между расчетами с $\theta = 60^\circ$ и 66° , а также увеличение числа электронов вне плазменного слоя. По-видимому, рост компоненты электрического поля E_x при увеличении θ приводит к тому, что электроны все чаще оказываются извлеченными из плазмы и начинают эффективно взаимодействовать с полем E_y , в результате чего p_y сильно растет и излучение в направлении оси y становится доминирующим.

Проведено также полуаналитическое моделирование формы поверхности плазмы при взаимодействии с наклонно падающим лазерным импульсом. Для этого используется модифицированная модель для случая нормального падения, представленная в [12]. Полученная функция неплохо описывает форму поверхности, представляющую собой волнообразную структуру.

Теоретический анализ динамики электронов и моделирование формы поверхности (Д.А.Серебряков) выполнены при поддержке РФФ (проект №16-12-10383). Построение численной модели и численное моделирование (Е.Н.Неруш) выполнены при поддержке Правительства РФ (проект №14.В25.31.0008) и РФФИ (грант № 15-02-06079).

1. *Extreme Light Infrastructure*. <http://www.eli-laser.eu/>.
2. *Exawatt Center for Extreme Light Studies*. <http://www.xcels.iapras.ru/>.
3. Glinec Y., Faure J., Le Dain L., Darbon S., Hosokai T., Santos J.J., Lefebvre E., Rousseau J.P., Burgy F., Mercier B., Malka V. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 025003 (2005).
4. Nakamura T., Koga J.K., Esirkepov T.Zh., Kando M., Korn G., Bulanov S.V. *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 195001 (2012).
5. Brady C.S., Ridgers C.P., Arber T.D., Bell A.R., Kirk J.G. *Phys. Rev. Lett.*, **109**, 245006 (2012).
6. Nerush E.N., Kostyukov I.Yu., Ji L., Pukhov A. *Phys. Plasmas*, **21**, 013109 (2014).
7. Ridgers C.P., Brady C.S., Ducloux R., Kirk J.G., Bennett K., Arber T.D., Robinson A.P.L., Bell A.R. *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 165006 (2012).
8. Ji L.L., Pukhov A., Nerush E.N., Kostyukov I.Yu., Shen B.F., Akli K.U. *Phys. Plasmas*, **21**, 023109 (2014).
9. Brady C.S., Ridgers C.P., Arber T.D., Bell A.R. *Phys. Plasmas*, **21**, 033108 (2014).
10. Rykovanov S.G., Ruhl H., Vehn J.M., Hörlein R., Dromey B., Zepf M., Tsakiris G.D. *New J. Phys.*, **13**, 023008 (2011).
11. Gonoskov A.A., Korzhimov A.V., Kim A.V., Marklund M., Sergeev A.M. *Phys. Rev. E*, **84**, 046403 (2011).
12. Serebryakov D.A., Nerush E.N., Kostyukov I.Yu. *Phys. Plasmas*, **22**, 123119 (2015).
13. Brunel F. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 52 (1987).
14. Pan K.Q., Zheng C.Y., Wu D., He X.T. *Phys. Plasmas*, **22**, 083301 (2015).
15. Bourdier A. *Phys. Fluids*, **26**, 1804 (1983).
16. Gonoskov A., Bastrakov S., Efimenko E., Ilderton A., Marklund M., Meyerov I., Muraviev A., Sergeev A., Surmin I., Wallin E. *Phys. Rev. E*, **92**, 023305 (2015).
17. Elkina N.V., Fedotov A.M., Kostyukov I.Yu., Legkov M.V., Narozhny N.B., Nerush E.N., Ruhl H. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, **14**, 054401 (2011).
18. Kaw P., Dawson J. *Phys. Fluids*, **13**, 472 (1970).
19. Gordienko S., Pukhov A. *Phys. Plasmas*, **12**, 043109 (2005).