

Моделирование генерации гамма-квантов тормозного излучения при облучении тонких металлических пленок сверхинтенсивными фемтосекундными лазерными импульсами

С.Н.Андреев, С.Г.Гаранин, А.А.Рухадзе, В.П.Тараканов, Б.П.Якутов

Представлены результаты моделирования генерации гамма-квантов тормозного излучения при воздействии сверхинтенсивных фемтосекундных лазерных импульсов на тонкопленочные металлические мишени. На примере тонкой мишени из золота показано, что средняя энергия электронов в десятки раз больше средней энергии генерируемых ими гамма-квантов. Предложена простая аппроксимирующая формула, устанавливающая взаимно однозначное соответствие между этими величинами. Исследованы угловые распределения электронов и гамма-квантов. Показано, что только угловое распределение высокоэнергетичных гамма-квантов повторяет угловое распределение электронов, покидающих мишень.

Ключевые слова: тормозное излучение, лазерная плазма, PIC-метод.

1. Введение

Лазерная плазма, образующаяся при воздействии сверхинтенсивных фемто-пикосекундных лазерных импульсов на твердотельные мишени, является источником жесткого гамма-излучения. Лазерно-плазменные источники гамма-излучения обладают уникальными характеристиками (высокая спектральная яркость, микронные размеры источника излучения, пикосекундная длительность импульса, узкая направленность гамма-излучения), благодаря которым они могут быть использованы в таких приложениях, как радиография [1], производство короткоживущих изотопов [2], дезактивация радиоактивных отходов [2, 3] и др. Детальное изучение свойств лазерных источников гамма-излучения необходимо также для обеспечения радиационной безопасности персонала, работающего на мощных фемто-пикосекундных лазерных установках [4, 5].

Один из основных механизмов генерации гамма-квантов при воздействии сверхинтенсивных фемтосекундных лазерных импульсов на твердотельные мишени – тормозное излучение ускоренных до релятивистских скоростей электронов при их кулоновском рассеянии на ядрах мишени. Различные характеристики тормозного излучения быстрых электронов в лазерной плазме на протяжении долгого времени являются предметом исследования многих авторов, поскольку, с одной стороны, экспериментальные методы регистрации гамма-квантов хорошо отработаны и доступны, а с другой стороны, тор-

мозное излучение содержит обширную информацию о процессах, протекающих в лазерной плазме.

В работах [6–10] по измеренному энергетическому спектру гамма-квантов тормозного излучения определялась температура быстрых электронов T_h в лазерной плазме. Для этого полученные спектральные зависимости аппроксимировались экспоненциальными функциями, по наклону которых в логарифмическом масштабе рассчитывались соответствующие значения температуры T_h . В работе [6], однако, отмечалось, что наклон спектральной кривой существенно изменяется с увеличением энергии гамма-квантов, показывая значительное увеличение температуры T_h при больших энергиях гамма-квантов. Это, по мнению авторов [6], свидетельствует о немаксвелловском характере функции распределения быстрых электронов по энергиям.

В работе [11] указывалось, что описанная выше процедура определения температуры быстрых электронов в лазерной плазме является некорректной: температура гамма-квантов тормозного излучения, рассчитываемая по наклону спектральной кривой в логарифмическом масштабе, может оказаться существенно меньше температуры быстрых электронов. Авторы [11] отмечают также, что интенсивность излучения гамма-квантов имеет выраженную угловую зависимость, поэтому угол наблюдения гамма-квантов определяет их спектр, а следовательно, и температуру. Таким образом, требуется большая осторожность при определении параметров углового распределения падающих электронов из экспериментально измеренного спектра тормозного излучения [11].

Угловое распределение гамма-квантов тормозного излучения в лазерной плазме существенно зависит как от параметров лазерного импульса, так и от свойств облучаемой мишени. Например, в [11] было получено, что при наклонном облучении свинцовой мишени толщиной 3 мм пикосекундным лазерным импульсом с интенсивностью 10^{19} Вт/см² угловое распределение гамма-квантов имеет максимум в направлении распространения лазерного импульса. В работе [7] обнаружено, что при воздействии лазерного импульса длительностью 60 фс с

С.Н.Андреев, А.А.Рухадзе. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: andreevsn@ran.gpi.ru, rukh@fpl.gpi.ru

С.Г.Гаранин, Б.П.Якутов. Институт лазерно-физических исследований, ФГУП «РФЯЦ – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики», Россия, Нижегородская обл., 607190 Саров, ул. Мира, 37

В.П.Тараканов. Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, Ижорская ул., 13/19

Поступила в редакцию 23 декабря 2009 г., после доработки – 8 февраля 2010 г.

интенсивностью 5×10^{18} Вт/см² на танталовую мишень толщиной 1 мм тормозное излучение слабо релятивистских электронов (энергия гамма-квантов не превышает 0.5 МэВ) практически изотропно, а гамма-кванты с энергиями свыше 0.5 МэВ распространяются в основном в направлении зеркального отражения лазерного импульса (угол падения лазерного импульса на мишень составлял 45°). В [4] было получено, что при наклонном (угол падения 45°) облучении лазерным импульсом длительностью 45 фс с интенсивностью 1.3×10^{18} Вт/см² медной мишени толщиной 10 мм угловое распределение гамма-квантов имеет максимум в направлении нормали к поверхности мишени. Анализ экспериментальных данных позволил авторам [4] выявить наличие двух источников гамма-излучения: один находился на облучаемой поверхности мишени, а второй, образованный пучком высокоэнергетичных электронов, – на стенке вакуумной камеры в направлении нормали к мишени.

Для теоретической интерпретации экспериментов по генерации гамма-квантов тормозного излучения при взаимодействии сверхинтенсивных лазерных импульсов с веществом большинство авторов (см., напр., [5–7, 11, 12]) использовало подход, включающий в себя два этапа. Вначале определялась (например, методом particle in cell (PIC) [5]) функция распределения высокоэнергетичных электронов, образующихся в процессе взаимодействия лазерного импульса с веществом мишени, которая затем использовалась в кодах Монте-Карло, описывающих распространение электронов в объеме мишени и генерацию тормозного излучения. Как отмечают авторы [11, 12], основным недостатком такого подхода является отсутствие самосогласованности с электромагнитными полями, возникающими при распространении высокоэнергетичных электронов в объеме мишени.

В работах [13–15], посвященных теоретическому исследованию генерации гамма-квантов при воздействии сверхинтенсивных фемтосекундных лазерных импульсов на твердотельные мишени, применялся PIC-код с интегрированным в него модулем расчета процесса генерации гамма-квантов тормозного излучения методом Монте-Карло.

В работе [13] для моделирования в широком диапазоне интенсивностей взаимодействия лазерных импульсов с тонкими углеродными пленками при нормальном падении использовался одномерный вариант этого PIC-кода. Было получено, что гамма-кванты с энергией свыше 100 кэВ излучаются строго в направлении распространения лазерного импульса. В то же время азимутальное распределение гамма-квантов оказывается практически изотропным. Сравнение спектров электронов и гамма-квантов при интенсивности лазерного импульса 2×10^{20} Вт/см² показало, что температура, рассчитанная по спектру гамма-квантов (1.5 МэВ), значительно превышает температуру горячих электронов (870 кэВ). Отметим, что этот вызывающий удивление результат, обусловленный, возможно, одномерностью модели, не получил надлежащего объяснения в данной работе. Там же, однако, было показано, что при меньшей интенсивности лазерного импульса (5×10^{18} Вт/см²) обе температуры практически совпадают.

Авторы [13] в последующих работах [14, 15] теоретически исследовали угловое распределение гамма-квантов при наклонном падении лазерного излучения на мишень, используя двумерный вариант разработанного ими PIC-

кода. Было показано, что угловое распределение гамма-квантов зависит от их энергии и в значительной степени коррелирует с угловым распределением ускоренных электронов. Однако вопрос о соотношении энергетических спектров электронов и гамма-квантов в [14, 15] не рассматривался и, по существу, остается открытым.

Настоящая работа посвящена численному исследованию генерации гамма-квантов тормозного излучения при воздействии сверхинтенсивных фемтосекундных лазерных импульсов на тонкопленочные мишени. Моделирование проводилось с помощью двумерной xz -версии релятивистского электродинамического PIC-кода КАРАТ [16], в который был интегрирован блок генерации тормозного излучения.

2. Математическая модель генерации тормозного излучения в PIC-коде КАРАТ

В основе математической модели блока генерации тормозного излучения в PIC-коде КАРАТ лежат следующие результаты релятивистской теории тормозного излучения электрона на ядре, приведенные в [17, 18].

Выражение для дифференциального сечения $d\sigma_{\omega\theta}$ тормозного излучения электрона с начальной энергией E_0 на ядре с зарядом Z с испусканием гамма-кванта в интервале частот от ω до $\omega + d\omega$ под углами в интервале от θ до $\theta + d\theta$ к начальному направлению движения электрона имеет вид [17]

$$d\sigma_{\omega\theta} = \frac{Z^2 \alpha r_e^2}{4} \frac{d\omega}{\omega} \frac{P_1}{P_0} \sin \theta d\theta m^2 c^4 \times \left\{ 8m^2 c^4 \sin^2 \theta \frac{2E_0^2 + m^2 c^4}{P_0^2 c^2 \Delta^4} - \frac{2(5E_0^2 + 2E_1 E_0 + 3m^2 c^4)}{P_0^2 c^2 \Delta^2} - \frac{2(P_0^2 c^2 - \hbar^2 \omega^2)}{T^2 c^2 \Delta^2} + \frac{4E_1}{P_0^2 c^2 \Delta} + \frac{L}{P_1 P_0 c^2} \times \left[\frac{4E_0 \sin^2 \theta m^2 c^4 (3\hbar \omega m^2 c^4 - P_0^2 c^2 E_1)}{P_0^2 c^2 \Delta^4} + \frac{4E_0^2 (E_0^2 + E_1^2) - 2m^2 c^4 (7E_0^2 - 3E_1 E_0 + E_1^2) + 2m^4 c^8}{P_0^2 c^2 \Delta^2} + 2\hbar \omega \frac{E_0^2 + E_1 E_0 - m^2 c^4}{P_0^2 c^2 \Delta} \right] + \frac{\tilde{l}_1}{P_1 c^2 T} \times \left(\frac{4m^2 c^4}{\Delta^2} - \frac{6\hbar \omega}{\Delta} - 2\hbar \omega \frac{P_0^2 c^2 - \hbar^2 \omega^2}{T^2 c^2 \Delta} \right) - \frac{4l_1}{P_1 c \Delta} \right\}, \quad (1)$$

где m – масса электрона; c – скорость света; \hbar – постоянная Планка; $\alpha = e^2/(\hbar c)$ – постоянная тонкой структуры; e – заряд электрона; $r_e = e^2/(mc^2)$ – классический радиус электрона; $E_1 = E_0 - E_\gamma$ – энергия вторичного электрона; $E_\gamma = \hbar \omega$ – энергия гамма-кванта; импульсы падающего (P_0) и рассеянного (P_1) электронов связаны с их энергиями соотношениями

$$E_0^2 = P_0^2 c^2 + m^2 c^4, \quad E_1^2 = P_1^2 c^2 + m^2 c^4; \quad (2)$$

кроме того, в (1) используются обозначения

$$\begin{aligned}
 A &= E_0 - P_0 c \cos \theta; \quad T^2 c^2 = P_0^2 c^2 - 2P_0 c \hbar \omega \cos \theta + \hbar^2 \omega^2; \\
 L &= \ln \left(\frac{E_1 E_0 - m^2 c^4 + P_1 P_0 c^2}{E_1 E_0 - m^2 c^4 - P_1 P_0 c^2} \right); \quad l_0 = \ln \left(\frac{E_0 + P_0 c}{E_0 - P_0 c} \right); \\
 l_1 &= \ln \left(\frac{E_1 + P_1 c}{E_1 - P_1 c} \right); \quad \tilde{l}_1 = \ln \left(\frac{Tc + P_1 c}{Tc - P_1 c} \right).
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

Интегрирование в формуле (1) по углу θ в интервале $0 - \pi$ приводит к следующей формуле для спектрального распределения дифференциального сечения тормозного излучения ([18], §93):

$$\begin{aligned}
 d\sigma_\omega &= Z^2 \alpha r_e^2 \frac{d\omega}{\omega} \frac{P_1}{P_0} \left[\frac{4}{3} - 2E_0 E_1 \frac{P_1^2 c^2 + P_0^2 c^2}{P_0^2 c^2 P_1^2 c^2} \right. \\
 &\quad \left. + m^2 c^4 \left(l_0 \frac{E_1}{P_0^3 c^3} + l_1 \frac{E_0}{P_1^3 c^3} - l_0 l_1 \frac{1}{P_0 P_1 c^2} \right) + LF \right], \\
 F &= \left[\frac{8E_0 E_1}{3P_0 P_1 c^2} + \frac{\hbar^2 \omega^2}{P_0^3 P_1^3 c^6} (E_0^2 E_1^2 + P_0^2 P_1^2 c^4 + m^2 c^4 E_0 E_1) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{m^2 c^4 \hbar \omega}{2P_0 P_1 c^2} \left(l_0 \frac{E_0 E_1 + P_0^2 c^2}{P_0^3 c^3} - l_1 \frac{E_0 E_1 + P_1^2 c^2}{P_1^3 c^3} \right) \right].
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

Допустимые значения частот гамма-квантов в формулах (1) и (4) ограничены условием $Ze^2/(\hbar V_1) \ll 1$, налагаемым на скорость электрона V_1 : электрон не должен терять почти всю энергию (отметим, что при $V_1 = e^2/\hbar$ кинетическая энергия электрона равна потенциалу ионизации атома водорода 13.6 эВ).

При частоте $\omega \rightarrow 0$ сечение излучения расходится пропорционально $d\omega/\omega$. Это проявление общего правила, так называемой инфракрасной катастрофы. В данном случае формулы (1) и (4), полученные на основе теории возмущений, оказываются неприменимыми. Более адекватный при малых ω подход, учитывающий излучение «мягких» фотонов, в настоящей версии блока генерации гамма-квантов не используется. Вместо этого устанавливается минимальная частота генерируемых в коде КАРАТ гамма-квантов, а также минимальная энергия электронов, испускающих гамма-кванты. По умолчанию минимальное значение ω соответствует энергии $E_{\gamma \min} = \hbar \omega_{\min} = 1.23$ кэВ, а минимальная кинетическая энергия $K_{0 \min}$ электронов, испускающих гамма-кванты, выбрана равной 100 кэВ.

Блок генерации гамма-квантов функционирует по следующему алгоритму. На каждом шаге по времени для каждой макрочастицы, соответствующей электрону, вычисляется вероятность акта рождения гамма-кванта $W = \sigma V_0 n_i$, где $\sigma(E_0) = \int_{\omega_{\min}}^{E_0/\hbar} d\sigma_\omega$ – полное сечение тормозного излучения для электрона с энергией E_0 ; $V_0 = c[1 - (mc^2/E_0)^2]^{1/2}$ – скорость данного электрона; n_i – концентрация ионов в моделируемой плазме в точке нахождения данного электрона в рассматриваемый момент времени. Далее вычисленная вероятность сравнивается со случайным числом χ из интервала $0 - 1$; если она меньше этого числа, то осуществляется переход к следующему макроэлектрону. В противном случае запускается процедура рождения гамма-кванта в точке нахождения рассматриваемого электрона.

Угол, под которым излучается гамма-квант в плоскости, перпендикулярной начальному импульсу электрона,

предполагается равномерно распределенным в интервале $0 - 2\pi$ [13]. Таким образом, при рождении гамма-кванта достаточно определить его энергию и угол вылета θ относительно направления импульса первичного электрона. Частота гамма-кванта ω при заданной энергии падающего электрона E_0 находится из интегрального уравнения

$$\int_{\omega_{\min}}^{\omega} d\sigma_\omega \sigma^{-1}(E_0) = \chi_1,$$

где χ_1 – случайное число из интервала $0 - 1$. Наконец, угол вылета θ при заданных E_0 и $\hbar \omega$ определяется из интегрального уравнения

$$\int_0^\theta d\sigma_{\omega\theta'} / \int_0^\pi d\sigma_{\omega\theta'} = \chi_2,$$

в котором χ_2 – случайное число из интервала $0 - 1$.

После излучения гамма-кванта вычисляется его движение до прихода на границу расчетной области, где фиксируются его параметры. Поскольку акт рождения гамма-кванта маловероятен и не влияет на энергодоланс плазмы, то для падающего электрона применяется упрощенная модель, в которой он, после испускания гамма-кванта с энергией E_γ , продолжает двигаться в прежнем направлении, но с уменьшенной на E_γ энергией.

Отметим, что в коде КАРАТ предусмотрена возможность искусственного увеличения вероятности генерации гамма-квантов тормозного излучения за счет введения дополнительного множителя в формулы (1) и (4).

3. Моделирование генерации гамма-квантов тормозного излучения при взаимодействии моноэнергетичного электронного пучка с плазменной мишенью

Тестирование блока генерации гамма-квантов удобно провести в случае взаимодействия пучка моноэнергетичных электронов с неподвижной плазменной мишенью. Поскольку начальные векторы скоростей всех электронов в пучке одинаковы, энергетический спектр гамма-квантов, возникающих при рассеянии электронов пучка на плазменной мишени, должен быть пропорционален дифференциальному сечению рассеяния (4), а угловое распределение гамма-квантов – пропорционально сечению рассеяния (1), проинтегрированному по всему диапазону частот ω .

Пучок моноэнергетичных электронов направлялся с левой границы расчетной области размером 30×30 см (по осям x и z соответственно) на плазменную мишень размером 6×10 см, состоящую из электронов и протонов с концентрацией 2×10^{11} см $^{-2}$. Для искусственного увеличения вероятности генерации гамма-квантов в формулах (1) и (4) использовался множитель 10^7 .

На рис.1 показан процесс взаимодействия пучка электронов с кинетической энергией $K_0 = E_0 - mc^2 = 5$ МэВ с плазменной мишенью. Видно, что гамма-кванты разлетаются в достаточно узком угле вдоль направления распространения электронного пучка, что соответствует ультрарелятивистскому случаю ($K_0 \gg mc^2$).

На рис.2 приведены энергетические спектры гамма-квантов, попавших на правую границу расчетной области, при различных начальных кинетических энергиях электронов K_0 , а также соответствующие зависимости

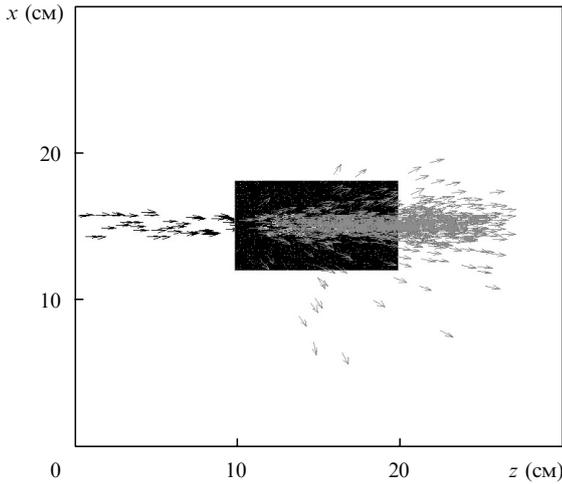


Рис.1. Картина взаимодействия пучка электронов (черные стрелки) с плазменной мишенью. Серыми стрелками обозначены гамма-кванты.

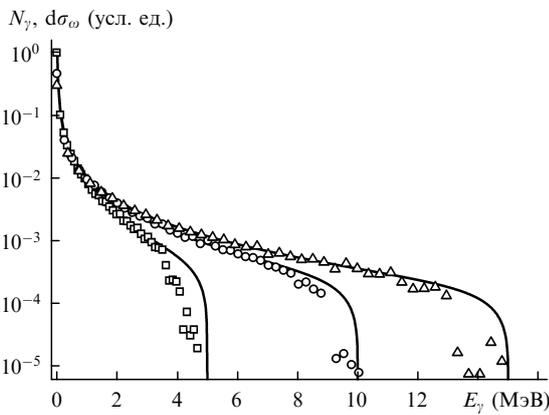


Рис.2. Энергетические спектры гамма-квантов при начальных кинетических энергиях электронов $K_0 = 5$ (□), 10 (○) и 15 МэВ (△), а также соответствующие зависимости сечений рассеяния $d\sigma_\omega$ от энергии гамма-квантов, рассчитанные по формуле (4) (сплошные кривые); N_γ – число гамма-квантов.

сечений рассеяния от энергии гамма-кванта, рассчитанные по формуле (4). Видно, что энергетические спектры совпадают с аналитическими кривыми во всем диапазоне энергий гамма-квантов, за исключением энергий вблизи K_0 , при которых электрон передает почти всю энергию гамма-кванту.

Из расчета следует, что средняя энергия $\langle E_\gamma \rangle$ гамма-квантов, попавших на правую границу расчетной области, существенно меньше энергии электронов E_0 . Используя формулу (4), можно рассчитать среднюю по спектру энергию гамма-кванта, испускаемого электроном с энергией E_0 :

$$\langle E_\gamma \rangle = \frac{\int_{\omega_{\min}}^{E_0/\hbar} \hbar\omega d\sigma_\omega}{\int_{\omega_{\min}}^{E_0/\hbar} d\sigma_\omega}, \quad (5)$$

которая, очевидно, не зависит от заряда ядра Z . Величина $\langle E_\gamma \rangle$, рассчитанная по формуле (5), зависит от выбора минимальной энергии гамма-кванта $E_{\gamma \min}$. В случае используемой нами по умолчанию в коде КАРАТ энергии $E_{\gamma \min} = 1.23$ кэВ формула (5) хорошо аппроксимируется в диапазоне энергий $0.1 \text{ МэВ} \leq K_0 \leq 10 \text{ МэВ}$ следующим выражением:

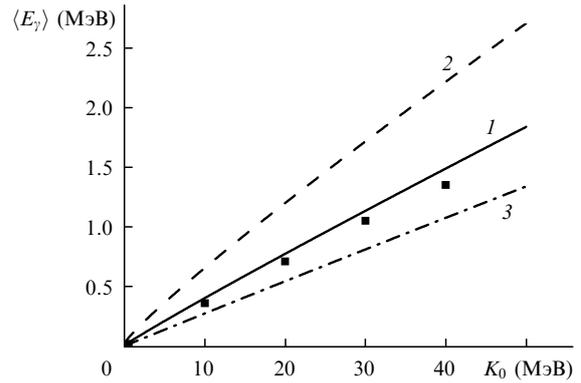


Рис.3. Зависимости средней энергии гамма-квантов $\langle E_\gamma \rangle$ от кинетической энергии электрона K_0 при $E_{\gamma \min} = 1.23$ (1), 12.3 (2) и 0.12 кэВ (3). Точки – средняя энергия гамма-квантов, попавших на правую границу области моделирования при $E_{\gamma \min} = 1.23$ кэВ.

$$\langle E_\gamma \rangle = 0.039K_0 + 0.016, \quad (6)$$

где $\langle E_\gamma \rangle$ и K_0 берутся в МэВ.

На рис.3 показаны зависимости $\langle E_\gamma \rangle$ от K_0 при различных значениях $E_{\gamma \min}$. Видно, что результаты моделирования хорошо описываются кривой 1. Отметим также, что влияние выбора $E_{\gamma \min}$ на $\langle E_\gamma \rangle$ незначительно: при увеличении $E_{\gamma \min}$ в 100 раз энергия $\langle E_\gamma \rangle$ увеличивается не более чем в 2.5 раза.

На рис.4 приведены зависимости от угла θ сечений рассеяния (1), проинтегрированных по ω , и соответствующие угловые распределения гамма-квантов, попавших на правую границу области моделирования, при различных K_0 . Видно, что имеет место достаточно хорошее совпадение результатов расчета с теоретическими кривыми в диапазоне углов $\theta < 45^\circ$. Имеющееся расхождение зависимостей при больших углах связано с тем, что при построении углового распределения нами учитываются только гамма-кванты, попадающие на правую границу расчетной области.

На рис.5 показана зависимость угла θ_{ext} , соответствующего максимуму углового распределения гамма-квантов, от кинетической энергии падающего электрона K_0 , полученная в расчете и из формулы (1). Видно, что угол между направлением движения падающего электрона и максимумом углового распределения гамма-квантов с ростом кинетической энергии падающего электрона уменьшается и стремится к нулю пропорционально K_0^{-1} в ультрарелятивистском пределе.

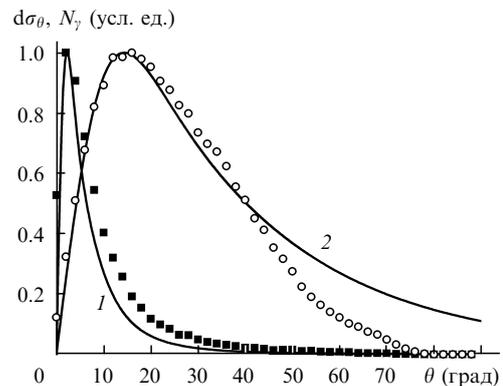


Рис.4. Зависимости от угла θ сечений рассеяния $d\sigma_\theta$ (сплошные кривые) и числа гамма-квантов N_γ (точки), попавших на правую границу расчетной области, при $K_0 = 5$ МэВ (1, ■) и 500 кэВ (2, ○).

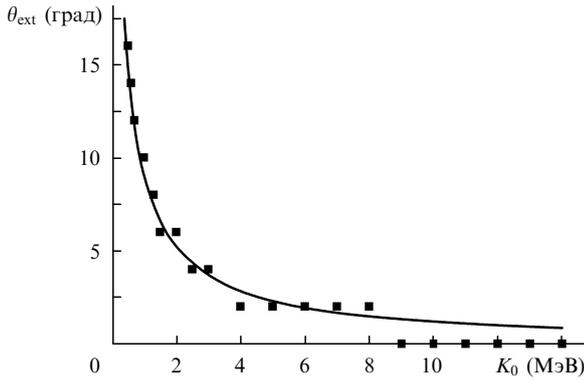


Рис.5. Расчетная (точки) и аналитическая (сплошная кривая) зависимости угла θ_{ext} , соответствующего максимуму углового распределения гамма-квантов, от кинетической энергии падающего электрона K_0 .

4. Моделирование генерации гамма-квантов тормозного излучения при облучении фольги из золота фемтосекундным лазерным импульсом

Расчетная область представляла собой прямоугольник с размерами 30 мкм по оси x и 30 мкм по оси z . В обоих направлениях шаг сетки составлял 43 нм. Полная длительность каждого расчета t_f была равна 1 пс.

Лазерное импульсное излучение с длиной волны $\lambda = 0.91$ мкм и интенсивностью $I_0 = 10^{21}$ Вт/см² имело гауссов профиль как по времени, так и в пространстве с длительностью $\tau = 70$ фс и размером пятна $r_0 = 5$ мкм по половине амплитуды с центром в точке $x = 15$ мкм. Импульс «запускался» с левой границы расчетной области и распространялся в положительном направлении оси z , при этом электрическое поле лазерного импульса находилось в плоскости xz . Максимум лазерного импульса достигал поверхности мишени в момент времени $t = 150$ фс.

Граничные условия для электрических и магнитных полей на левой (входной) и нижней (выходной) границах расчетной области соответствовали открытой границе, обеспечивающей ввод и вывод излучения. На остальных границах расчетной области граничные условия соответствовали условиям на идеально проводящей поверхности. Для макрочастиц все границы расчетной области являлись поглощающими.

Мишень представляла собой фольгу из золота ($Z = 79$) толщиной 0.5 мкм и длиной 28 мкм с центром в точке с координатами $x = 15$ мкм, $z = 15$ мкм, повернутую на 45° относительно направления распространения лазерного импульса. Мишень моделировалась в виде однократно ионизованной бесстолкновительной плазмы, состоящей из электронов и ионов золота Au^+ с концентрацией $n_i = 5.87 \times 10^{22}$ см⁻³, соответствующей твердотельной плотности золота. Очевидно, однако, что в реальном эксперименте при интенсивности лазерного импульса $I_0 = 10^{21}$ Вт/см² будут возникать и многократно ионизованные атомы. Вопрос о влиянии кратности ионизации атомов мишени на результаты моделирования рассматривается ниже.

В блоке генерации гамма-квантов минимальное значение ω соответствовало энергии $E_{\gamma min} = 1.23$ кэВ, а минимальная кинетическая энергия $K_{0 min}$ электронов, испускающих гамма-кванты, выбиралась равной 100 кэВ.

Для определения соотношения между средними энергиями электронов и генерируемых ими гамма-квантов в некоторый фиксированный момент времени проводилось усреднение по электронам с энергией $K > K_{0 min}$ и всем гамма-квантам, находящимся в области, занимаемой мишенью (более строго – занимаемой ионами золота, поскольку генерация гамма-квантов возможна только в той области, где плотность ионов золота отлична от нуля).

На рис.6 показаны зависимости от времени средней кинетической энергии электронов $\langle K \rangle$ (кривая 1) и средней энергии гамма-квантов $\langle E_\gamma \rangle$ (точки) в области, занимаемой мишенью. Теоретическая временная зависимость энергии $\langle E_\gamma \rangle$ (кривая 2) получена из кривой 1 пересчетом по формуле (5). Видно, что кривая 2 с хорошей точностью описывает поведение средней энергии гамма-квантов. Таким образом, формула (5) (и аппроксимирующее соотношение (6)) устанавливает взаимно однозначное соответствие между средними энергиями электронов и генерируемых ими гамма-квантов и может быть использована для выражения одной величины через другую. Из рис.6 следует, что средняя энергия гамма-квантов примерно в 25 раз меньше средней энергии электронов. Этот результат согласуется с утверждением работы [11] о том, что температура гамма-квантов тормозного излучения может быть существенно меньше температуры быстрых электронов.

Отметим, что формулы (5) и (6) достаточно точно описывают соотношение между средними энергиями электронов и генерируемых ими гамма-квантов в широком диапазоне интенсивностей лазерного импульса. Так, например, при интенсивности $I_0 = 10^{19}$ Вт/см² результаты счета показывают, что в момент времени $t = 150$ фс средняя кинетическая энергия электронов с $K > K_{0 min}$ составляет 415 кэВ. Используя формулу (6), рассчитаем среднюю энергию гамма-квантов $\langle E_\gamma \rangle$, которая оказалась равной 31 кэВ, что удовлетворительно согласуется со значением 24 кэВ, полученным в расчетах.

Перейдем теперь к вопросу об угловом распределении электронов и генерируемых ими гамма-квантов. При вычислении угловых распределений определялось число частиц, попавших на сегмент границы расчетной области длиной 6 мкм, центр которого располагался под заданным углом к направлению падения лазерного импульса относительно центра мишени.

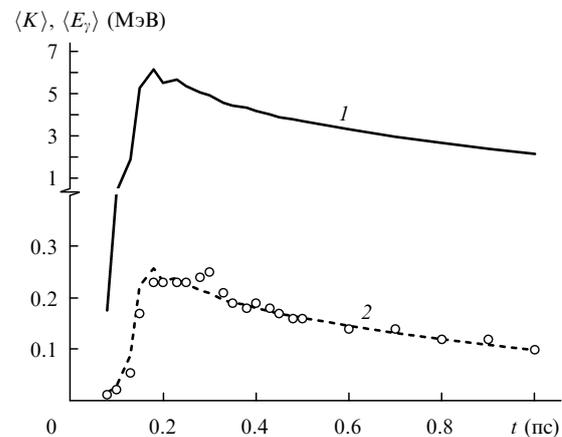


Рис.6. Временные зависимости средних энергий электронов $\langle K \rangle$ (1) и генерируемых ими гамма-квантов $\langle E_\gamma \rangle$ (○). Кривая 2 получена из кривой 1 пересчетом по формуле (5).

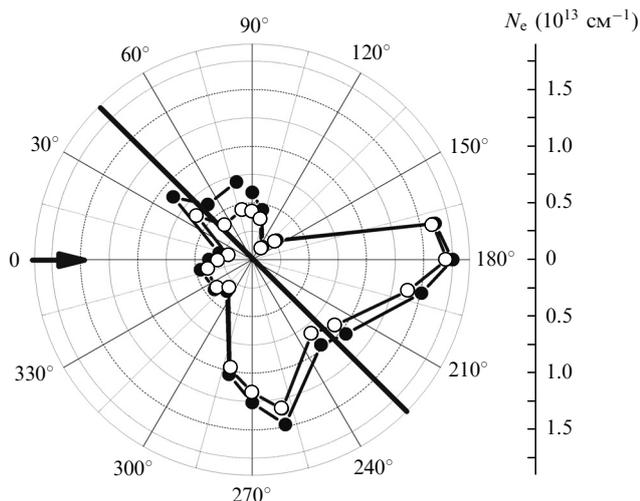


Рис.7. Угловые распределения электронов, достигших границ счетной области в течение 500 фс (○) и 1 пс (●). Стрелкой показано направление распространения лазерного импульса, а прямой линией, расположенной под углом 45°, – положение мишени (N_e – число электронов).

На рис.7 приведены угловые распределения электронов, достигших границ расчетной области в течение 500 фс и 1 пс. Видно, что эти распределения имеют два выраженных максимума – в направлении падения лазерного импульса (180°) и в направлении (259°), близком к направлению зеркального отражения лазерного излучения от мишени. Наличие первого максимума обусловлено ускорением электронов мишени в направлении падения лазерного импульса под действием $V \times B$ -компоненты силы Лоренца, которая при интенсивностях лазерного импульса $\sim 10^{21}$ Вт/см² становится определяющей. Существование второго максимума обосновывалось в работе [19] и подтверждено во множестве экспериментальных работ (см., напр., [20, 21]). В [19], в частности, указывается, что «...только ультрарелятивистские электроны покидают мишень в направлении, очень близком к направлению зеркального отражения».

Заметим, что кривые на рис.7 мало отличаются друг от друга несмотря на то, что интервалы времени, в течение которых шло накопление частиц на сегментах границы расчетной области, различаются в два раза. Это означает, что высокоэнергетичные электроны могут покинуть мишень и достичь границы расчетной области в основном в течение первых 500 фс (фактически в течение воздействия лазерного импульса на мишень). В последующие 500 фс лишь небольшое число электронов достигает границ расчетной области, в то время как большая их часть остается вблизи мишени, при этом их средняя энергия уменьшается достаточно медленно (см. рис.6).

На рис.8 показаны траектории (в течение первых 500 фс) пяти пробных электронов, ускоренных лазерным импульсом до различных кинетических энергий: минимальной энергией (1.5 МэВ) обладал электрон 5, а максимальной (48 МэВ) – электрон 1. Видно, что движение электронов представляет собой суперпозицию колебательного и поступательного движений вдоль мишени. Траектории этих электронов заполняют практически весь ее объем. Часто меняя направление при движении вдоль мишени, электрон имеет вероятность излучить гамма-квант в произвольном направлении. По этой причине угловое распределение гамма-квантов может значительно отли-

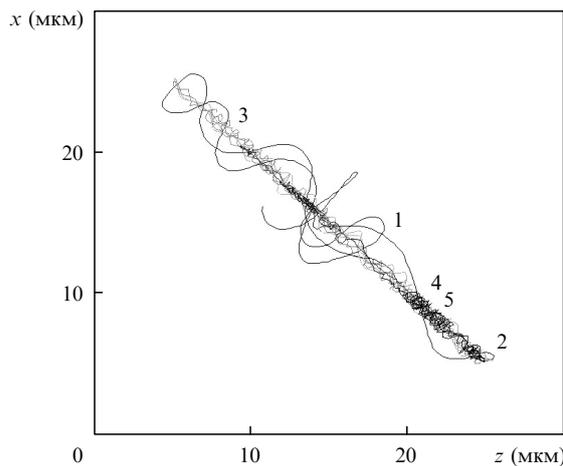


Рис.8. Траектории пяти пробных электронов (1 – 5) мишени в течение 500 фс.

чаться от углового распределения электронов, представленного на рис.7.

На рис.9 приведены угловые распределения гамма-квантов, достигших границ расчетной области в течение 500 фс и 1 пс. Видно, что эти распределения практически симметричны, при этом их максимумы располагаются под углами 11°, 79°, 191° и 259°. Два последних максимума расположены близко к первоначальному направлению распространения лазерного излучения и направлению его зеркального отражения от мишени соответственно и коррелируют с максимумами углового распределения быстрых электронов. Как указывалось ранее, максимумы углового распределения гамма-квантов в этих направлениях экспериментально наблюдались, например, в работах [7, 11].

Сравнение кривых на рис.9 показывает, что угловое распределение гамма-квантов, полученное в течение первых 500 фс, практически не изменяет свою форму за последующие 500 фс, в течение которых число гамма-квантов, достигших границ расчетной области, увеличивается вдвое. Это связано с тем, что большинство гамма-квантов генерируются относительно низкоэнергетичными электронами, не покидающими мишени в течение всего

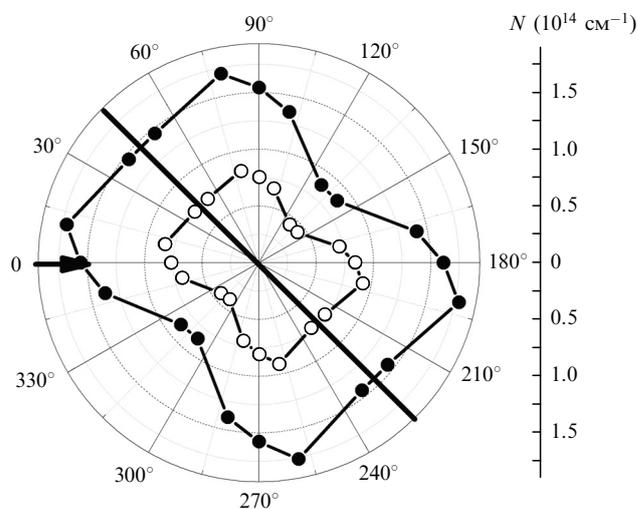


Рис.9. Угловые распределения гамма-квантов, достигших границ расчетной области в течение 500 фс (○) и 1 пс (●). Стрелкой показано направление распространения лазерного импульса, а прямой линией, расположенной под углом 45°, – положение мишени.

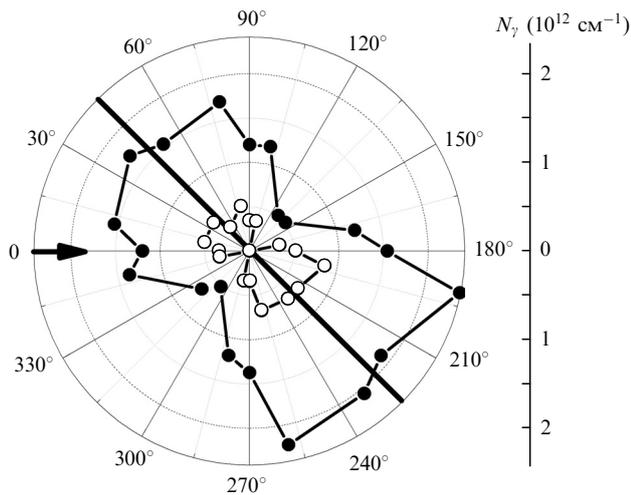


Рис.10. Угловые распределения высокоэнергетичных гамма-квантов, достигших границ расчетной области в течение 500 фс, при $E_\gamma > 0.89$ МэВ (●) и $E_\gamma > 2.67$ МэВ (○) Стрелкой показано направление распространения лазерного импульса, а прямой линией, расположенной под углом 45° , – положение мишени.

времени расчета. Действительно, средняя энергия гамма-квантов, достигших границ расчетной области в течение 1 пс, составляет 186 кэВ, что соответствует средней энергии электронов 4.4 МэВ (см. формулу (6)). Траектория пробного электрона 3 со средней энергией ~ 4 МэВ (рис.8) такова, что этот электрон остается в пределах мишени.

Высокоэнергетичные гамма-кванты, генерируемые покидающими расчетную область электронами, имеют угловые распределения, в большей степени соответствующие распределениям электронов, показанным на рис.7. Действительно, на рис.10 приводятся угловые распределения высокоэнергетичных гамма-квантов, достигших границ расчетной области в течение 500 фс, при различных E_γ . Видно, что обе кривые более не являются симметричными, как это имело место на рис.9. Максимумы угловых распределений располагаются под углами 191° и 259° , хорошо согласующимися с направлениями максимумов на рис.7.

Таким образом, угловое распределение гамма-квантов значительно отличается от углового распределения электронов. Однако в случае высокоэнергетичных электронов и гамма-квантов их угловые распределения практически повторяют друг друга.

В заключение оценим возможную кратность ионизации атомов золота на поверхности мишени, используя модель, развитую в работе [22] для туннельной ионизации атомарного иона в переменном поле. В соответствии с этой моделью вероятность туннельной ионизации атомарного иона будет близка к единице, если его потенциал ионизации удовлетворяет следующему соотношению:

$$U_N \leq U_H \left(\frac{3}{2} \frac{\mathcal{E}_{\max}}{\mathcal{E}_a} \right)^{2/3}, \quad (7)$$

где U_N – N -й потенциал ионизации атомарного иона; $U_H = 13.6$ эВ – потенциал ионизации атома водорода; $\mathcal{E}_a = 5.14 \times 10^9$ В/см – атомная единица напряженности электрического поля. Согласно результатам расчета, при воздействии лазерного импульса с интенсивностью $I_0 = 10^{21}$ Вт/см² максимальная амплитуда электрического

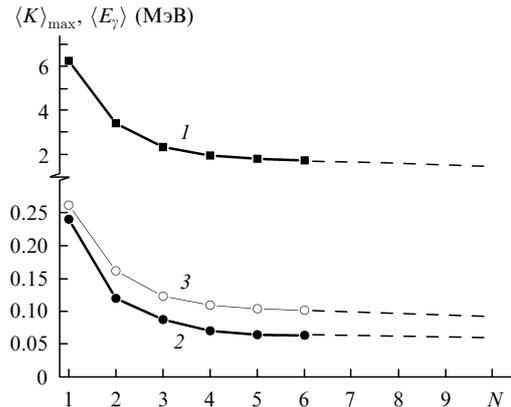


Рис.11. Зависимости максимальной средней энергии электронов $\langle K \rangle_{\max}$ (1) и средней энергии генерируемых ими гамма-квантов $\langle E_\gamma \rangle$ (2) от кратности ионизации атомов мишени N . Кривая 3 получена из кривой 1 пересчетом по формуле (6). Штриховыми линиями показана экстраполяция кривых в область больших значений N .

поля на фронтальной поверхности мишени \mathcal{E}_{\max} достигает $\sim 10^{12}$ В/см. Подставляя значение \mathcal{E}_{\max} в формулу (7), получаем $U_N = 598$ эВ, что соответствует атому золота с кратностью ионизации 22 (потенциал $U_{22} = 587.1$ эВ для золота рассчитан методом среднего иона [23]). Точные значения кратности ионизации атомов мишени, а также распределение плотности электронов в мишени могут быть получены при моделировании взаимодействия лазерного импульса с мишенью с учетом кинетики ионизации, что выходит за рамки настоящего исследования. Рассмотрим, тем не менее, вопрос о влиянии кратности ионизации ионов золота на средние энергии электронов и генерируемых ими гамма-квантов, предполагая, что кратность ионизации N одинакова для всех ионов мишени и не меняется во времени, а распределение электронов и ионов по мишени в начальный момент однородно.

На рис.11 показаны зависимости максимальной средней энергии электронов (кривая 1) и средней энергии генерируемых ими гамма-квантов (кривая 2) от кратности ионизации N . Теоретическая зависимость средней энергии гамма-квантов (кривая 3), полученная из кривой 1 пересчетом по формуле (6), достаточно хорошо соответствует кривой 2 (различие не превышает 20 %). Видно, что с ростом кратности ионизации средние энергии электронов и гамма-квантов уменьшаются, выходя на насыщение при $N > 5$. Это объясняется уменьшением длины поглощения лазерного импульса в мишени и, следовательно, уменьшением области взаимодействия излучения с электронами с ростом кратности ионизации плазмы. При этом относительное число ускоренных электронов, а также их средняя энергия уменьшаются. Более подробное исследование процессов многократной ионизации в релятивистской лазерной плазме будет проведено в дальнейшем.

5. Заключение

В настоящей работе выполнено моделирование генерации гамма-квантов тормозного излучения при наклонном падении сверхинтенсивного фемтосекундного лазерного импульса на тонкопленочную мишень из золота. Моделирование проводилось с помощью двумерной xz -версии релятивистского электродинамического PIC-кода КАРАТ с блоком генерации тормозного излучения.

Показано, что в случае тонкопленочных мишеней средняя энергия гамма-квантов в десятки раз меньше средней энергии электронов. Предложена простая аппроксимирующая формула (6), устанавливающая взаимно однозначное соответствие между этими энергиями.

Исследованы угловые распределения электронов и гамма-квантов, достигших границ расчетной области. Получено, что угловые распределения высокоэнергетичных электронов, покидающих мишень, имеют два максимума – в направлениях падения лазерного импульса на мишень и его зеркального отражения. В отличие от электронов, угловое распределение гамма-квантов оказывается симметричным. Это связано с тем, что большинство гамма-квантов генерируются относительно низкоэнергетичными электронами, не покидающими мишени в течение всего времени расчета. Часто меняя направление при движении вдоль мишени, эти электроны имеют вероятность излучать гамма-кванты в различных направлениях. Однако в случае высокоэнергетичных электронов, покидающих мишень, и генерируемых ими высокоэнергетичных гамма-квантов их угловые распределения практически повторяют друг друга.

Проведена оценка возможной кратности ионизации атомов мишени при рассматриваемых параметрах лазерного воздействия. Показано, что с ростом кратности ионизации атомов мишени средние энергии электронов и генерируемых ими гамма-квантов существенно уменьшаются.

Авторы благодарят В.П.Макарова за обсуждение результатов работы и ценные замечания.

1. Edwards R.D. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 2129 (2002).
2. Ewald F. et al. *Plasma Phys. Control. Fusion A*, **45**, 83 (2003).
3. Ledingham K.W.D. et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36**, L79 (2003).
4. Rao B.S., Naik P.A., Arora V., Khan R.A., Gupta P.D. *J. Appl. Phys.*, **102**, 063307 (2007).
5. Courtois C. et al. *Phys. Plasmas*, **16**, 013105 (2009).
6. Key M.H. et al. *Phys. Plasmas*, **5**, 1966 (1998).
7. Schwoerer H., Gibbon P., Dusterer S., Behrens R., Ziener C., Reich C., Sauerbrey R. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 2317 (2001).
8. Chen L.M. et al. *Phys. Plasmas*, **11**, 4439 (2004).
9. Большаков В.В., Воробьев А.А., Урюпина Д.С., Иванов К.А., Моршедиан Н., Волков Р.В., Савельев А.Б. *Квантовая электроника*, **39**, 669 (2009).
10. Беляев В.С. и др. *Ядерная физика*, **71**, 466 (2008).
11. Norreys P.A. et al. *Phys. Plasmas*, **6**, 2150 (1999).
12. Hatchett S.P. et al. *Phys. Plasmas*, **7**, 2076 (2000).
13. Sentoku Y., Mima K., Taguchi T., Miyamoto S., Kishimoto Y. *Phys. Plasmas*, **5**, 4366 (1998).
14. Sentoku Y., Ruhl H., Mima K., Kodama R., Tanaka K.A., Kishimoto Y. *Phys. Plasmas*, **6**, 2855 (1999).
15. Sheng Z.M., Sentoku Y., Mima K., Zhang J., Yu W., Meyer-ter-Vehn J. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 5340 (2000).
16. Tarakanov V.P. *User's Manual for Code KARAT* (Springfield, VA, USA: Berkeley Research Associates, 1992).
17. Gluckstern R.L., Hull M.H. *Phys. Rev.*, **90**, 1030 (1953).
18. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. *Квантовая электродинамика* (М.: Наука, 1980).
19. Ruhl H., Sentoku Y., Mima K., Tanaka K.A., Kodama R. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 743 (1999).
20. Cai D.F. et al. *Phys. Plasmas*, **10**, 3265 (2003).
21. Li Z. et al. *Phys. Plasmas*, **13**, 043104 (2006).
22. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. *ЖЭТФ*, **50**, 1393 (1965).
23. Бельков С.А., Гаспарян П.Д., Кочубей Ю.К., Митрофанов Е.И. *ЖЭТФ*, **111**, 496 (1997).