Усиление угловой дисперсии лазерных гармоник высокого порядка при взаимодействии с плотными плазменными кластерами

Л.А. Литвинов[1], А.А. Андреев[1, 2]

[1]Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург
[2]Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург

Аннотация

Периодические поверхностные решетки и фотонные кристаллы являются отличными инструментами для дифракции и направления света. Однако этот метод менее эффективен в случае экстремального ультрафиолетового света из-за высокого поглощения любого материала в этом диапазоне частот. В работе исследуется возможность усиления угловой дисперсии излучения XUV-диапазона за счет рассеяния на подходящих сферических кластерах. В рамках работы была разработана аналитическая модель с использованием диэлектрической функции Друде плазмы и теории рассеяния Ми. Модель построена в квазистатическом приближении, так как время ионизации меньше длительности импульса, что значительно меньше времени разлета плазмы. В рамках модели мы используем предельные формы функций Бесселя, поскольку нас интересуют только частицы, размеры которых меньше длины волны падающего излучения. Оценены резонансные параметры мишени для десятой гармоники Ti:Sa лазер, найдено усиление рассеянного поля в резонансном случае по сравнению с лазерной гармоникой. Используя те же условия резонанса для одного кластера, мы моделируем дифракцию на массиве таких кластеров с помощью кода CELES. Полученные результаты показывают значительное усиление рассеянного поля в резонансном случае для больших углов и соответствуют теории дифракции Брэгга-Вульфа. При помощи particle-in-cell моделирования была подтвеждена квазистационарность плотности плазменных кластеров, что дает возможность значительно упростить расчет структур, подходящих для управления высокими гармониками лазерного излучения в XUV-диапазоне с помощью ионизированного кластерного газа.

1 Введение

2 Аналитическая модель

3 Стационарные вычисления

3.1 Одиночный кластер

3.2 Оправдание стационарной модели

В общем случае расчет взаимодействия высокоинтенсивного импульса лазерного излучения с группой плотных сферических кластеров, расположенных в трехмерном пространстве, требует длительных и сложных нестационарных вычислений ввиду того, что распределение электронной плотности кластеров в результате взаимодействия с лазерным импульсом изменяется с течением времени.

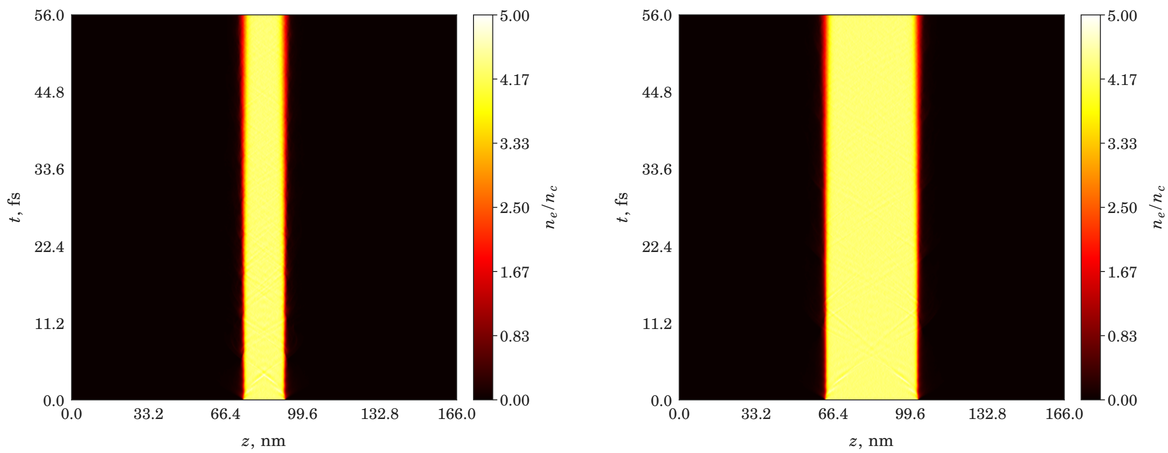
Для проверки масштабов изменения электронной плотности в рассматриваемом случае было проведено моделирование эволюции распределения электронной плотности в одномерном пространстве отдельного кластера. Для моделирования был взят код LPIC++ [1].

В качестве источника был задан фронтальный линейно поляризованный лазерный импульс с длиной волны $\lambda_{10} = 83$ нм и длительностью τ. Период лазерного излучения, соответствующий лазерной гармонике, равен $T = \lambda_L c^{-1} \approx 2.8$ фс, поэтому длина импульса в моделировании была взята $\tau = 10T = 28$ фс, время моделирования $t = 20T = 56$ фс. Плазма представлена 2000 частицами в каждой ячейке, занятой мишенью, расположенной в центре бокса шириной $w_{box} \approx 2\lambda_{10}$; электронная плотность мишени в критических единицах равна $n_{el} = 4.4 n_c$. Относительная амплитуда импульса a_0 равна:

$$I_h \lambda_{10}^2 = a_0^2 \times 1.37 \cdot 10^{14} \text{Вт} \cdot \text{мкм}^2/\text{см}^2 \tag{1}$$

$$a_0 = \frac{\lambda_{10}}{\sqrt{1.37} \cdot 1\text{мкм}} \approx 7 \cdot 10^{-4}$$

В качестве мишеней были взяты одиночные кластеры радиуса $a = 9$ и 20 нм (рис. 1).



а: $a = 9$ нм.

б: $a = 20$ нм.

Рис. 1: Взаимодействие одномерной мишени с 10-ой гармоникой, $\lambda_{10} = 83$ нм.

По полученным результатам была расчитана средняя суммарная толщина переходного слоя в процессе взаимодействия со внешним импульсом, которая оказалась одинаковой для обеих случаев и равна $h_{tr} \approx 3$ нм. Таким образом $h_{tr} \ll \lambda_{10}$, что показывает квазистационарность электронной плотности мишени при взаимодействии с десятой гармоникой.

3.3 Множество кластеров

В рамках в рамках стационарной теории рассеяния Ми было рассмотрено множество кластеров в виде протяженного газового слоя с регулярной и квазирегулярной пространственной конфигурацией для исследования возможности рассеяния такими структурами на большие углы жёсткого ультрафиолетового излучения, в частности соответствующего гармоникам высокого порядка.

В качестве регулярного распределения была выбрана примитивная кубическая решетка с расстоянием между соседними кластерами d. Квазирегулярное распределение было построено при помощи внесения случайных сдвигов координат центров кластеров с произвольной нормой сдвига в диапазоне $0 \le |\Delta d| \le \eta d$, где $0 \le \eta < 0.5$ — степень нерегулярности. При $d = 2\lambda_{10}$ расстояние между соседними кластерами:

$$2(1-\eta)\lambda_{10} \le d_{\text{irreg}} \le 2(1+\eta)\lambda_{10} \tag{2}$$

В квазирегулярном случае моделирование было проведено несколько раз с целью усреднения и получения обобщенной картины рассеянного поля. Для вычислений был использован программный код CELES [2].

3.3.1 Условие дифракции Брэгга-Вульфа

Условие дифракции в случае регулярной решетки:

$$2d\sin(\theta+\varphi) = 4\lambda_{10}\sin(\theta+\varphi) = n\lambda, \qquad n = \frac{4\lambda_{10}}{\lambda}\sin(\theta+\varphi), \tag{3}$$

где θ — угол между направлением падающего излучения и нормалью к поверхности структуры $\vec{n}$, φ — угол между нормалью к поверхности $\vec{n}$ и вектором решетки структуры $\vec{K}$. Для квазирегулярного распределения в слое вместо точного d использовано усредненное расстояние между кластерами, которое за счет использования равномерного распределения (выр. 7) в построении сдвигов будет примерно равно d.

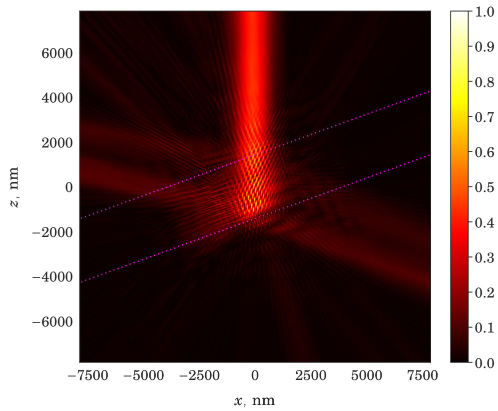


Рис. 2: .

3.3.2 Резонансное рассеяние лазерной гармоники

Для того, чтобы найти оптимальный угол рассеяния при помощи численного моделирования, введена следующая интегральная характеристика:

$$E_{\text{int}}(\eta,\theta,w) = \int\limits_{S_{\theta,w}} dS\,|\mathbf{E}_s|^2_{\eta=\eta} \tag{4}$$

$$S_{\theta,w} = \left\{x,y : x\tan\theta - \frac{w}{2\cos\theta} \le y \le x\tan\theta + \frac{w}{2\cos\theta},\ y > x\tan(\theta+\frac{\pi}{2}) - \frac{F(a,d,e)}{2\sin\theta}\right\}, \tag{5}$$

$$F(a,d,e) = 2a + d(e-1),$$

где интегрирование по сути представляет собой суммирование значений в указанной области $S_{\theta,w}$, $F(a,d,e)$ — полная толщина газового слоя, θ — угол падения излучения, w — параметр ширины гауссова пучка. Варьируя θ, был обнаружен оптимальный для резонансного рассения угол $\theta = 14.324°$, соответствующий наиболее интенсивному рассеянию в направлении минус первого дифракционного максимума при $d = 2\lambda_{10}$. При этом угол $\varphi = 0°$ для простоты, а $w = 1700$ нм (рис. 3).

Рассеянные поля, полученные при моделировании, представлены на рис. 4. В этом случае мишень более реалистична, так как состоит из материала с реалистичной электронной плотностью $n_{el} = 5.7\cdot 10^{23}$ см$^{-3}$ $\approx 4.4 n_c$ для $\lambda_{10} = 83$ нм. В качестве падающего поля был использован гауссов пучок с той же интенсивностью, что и в случае с одиночным кластером $I_L \approx 10^{18}$ Вт/см^2, $I_h = I_{10} \approx 10^{14}$ Вт/см^2, параметром ширины $w = 1700$ нм, направленный вдоль оси z и поляризованный вдоль оси x.

На 4а, 4б видна значительная разница между резонансным и нерезонансным случаем — рассеяное поле 10-ой гармоники четко ограничено, хорошо видно рассеяние в двух направлениях, соответствующих минус первому и первому порядкам дифракции (выр. 3), амплитуда поля превышает таковую в отсутствии резонанса более, чем в 10 раз, что соответствует условию Брэгга-Вульфа при найденном угле.

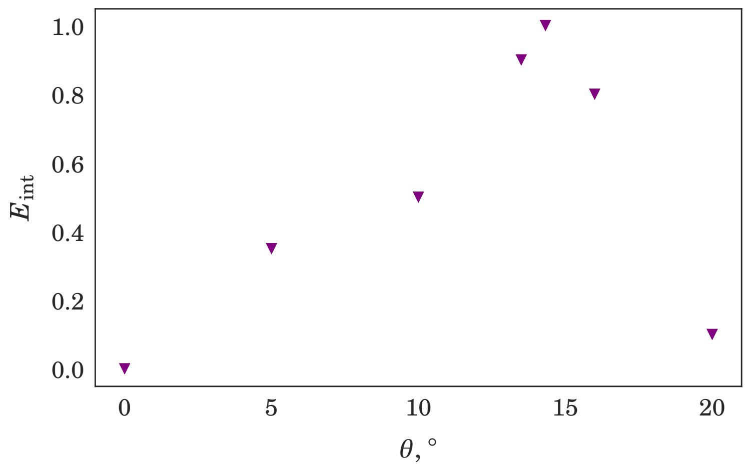


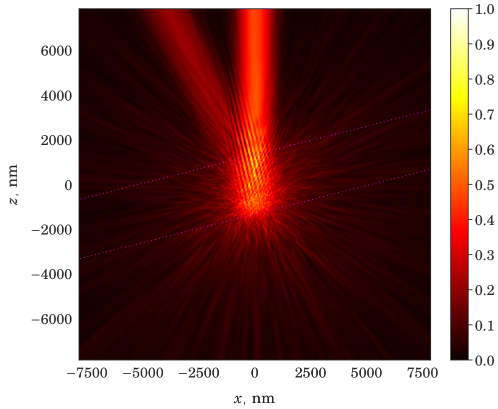
Рис. 3: Зависимость относительной характеристики выр. 6 от угла падения θ при $\eta = 0$.

3.3.3 Направленная энергия в зависимости от нерегулярности расположения кластеров

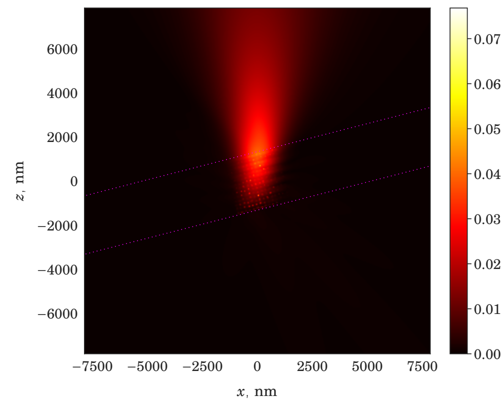
Для того, чтобы определить, как нерегулярность расположения кластеров в слое влияет на количество излучения, отклоненного от направления падения, было смоделировано рассеяние на множествах кластеров с различными диапазонами нормы сдвига Δd в соответствии с выр. 7. Для получения энергетической характеристики, квадрат рассеянного поля был проинтегрирован на прямоугольной области с шириной w, соответствующей ширине падающего пучка, вне газового слоя в направлении минус первого дифракционного максимума θ (выр. 6).

$$E_{\text{int}}^{\text{norm}}(\eta, \theta, w) = \frac{E_{\text{int}}(\eta, \theta, w)}{E_{\text{int}}(0, \theta, w)} \tag{6}$$

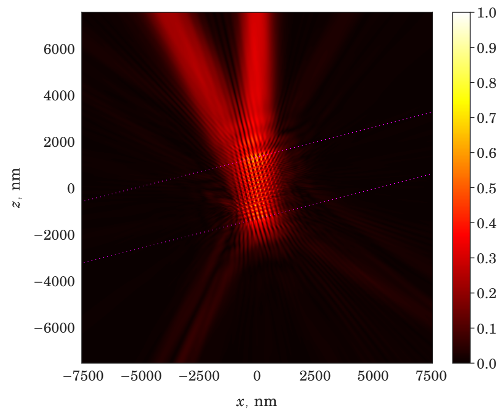
где a — радиус одиночного кластера, d — среднее расстояние между центрами соседних кластеров, e — ширина газового слоя (в количестве кластеров). Интегрирование было проведено при помощи подсчета интегральных сумм с единичным шагом, то есть суммированием значений в области интегрирования. Полученный результат был нормирован на соответствующую интегральную характеристику в случае регулярной структуры расположения кластеров (рис. 4в).



а: Рассеяние 10-ой гармоники, $\lambda_{10} = 83$ нм, $\eta = 0.43$.



б: Рассеяние лазерной гармоники, $\lambda_L = 830$ нм, $\eta = 0.43$.



в: Рассеяние 10-ой гармоники, $\lambda_{10} = 83$ нм, $\eta = 0$.

Рис. 4: Рассеяние гауссового пучка ширины $w = 1700$ нм на слое квазирегулярно расположенных кластеров размера $ka = 0.7$ ($a \approx 8.9$ нм). Угол падения $\theta = 14.324°$. Границы газового слоя обозначены пурпурным цветом. Амплитуда $|\mathbf{E}_s|^2$ построена в плоскости поляризации падающей волны, нормирована на максимальную амплитуду в случае рассеяния 10 гармоники.

Приложение

Случайный сдвиг кластера в пространственной решетке

Процесс вычисления сдвига для отдельного кластера описывается следующим образом:

$$
\begin{gathered}
P_0 = (x_0, y_0, z_0) \\
\Delta_{xyz} = (\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z) = \text{rand.uniform}(-1, 1)|_{size=3} \\
\Delta_{xyz} = \text{rand.uniform}\big(0, \eta d\big)\,\frac{\Delta_{xyz}}{|\Delta_{xyz}|} \\
P_1 = P_0 + \Delta_{xyz}
\end{gathered}
\tag{7}
$$

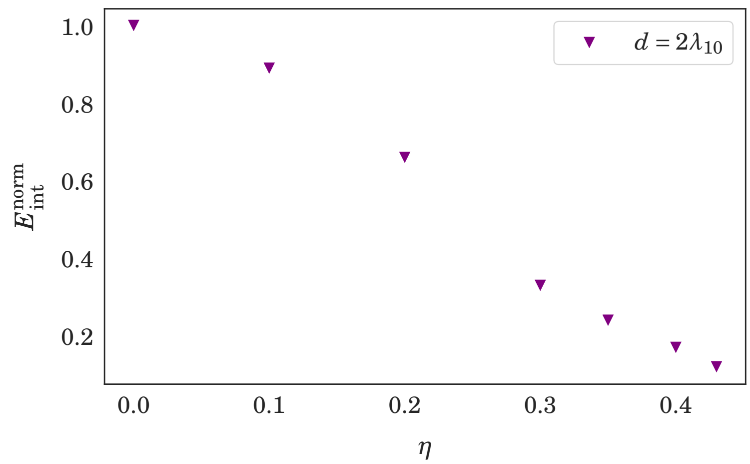


Рис. 5: Зависимость относительной характеристики выр. 6 от нерегулярности η.

Резонансная электронная плотность в первом приближении

В зависимости от нормированного радиуса сферического кластера $x = ka$ и порядка сферической гармоники n:

$$m^2(x,n) = \frac{8n^2(n+1)-(6n+3)x^2+6n}{2nx^2(2n-1)}\left[1+\sqrt{1-\frac{4n(n-3+4n^2(n+2))(x^2+4n-2)x^2}{\left(8n^2(n+1)-(6n+3)x^2+6n\right)^2}}\right] \tag{8}$$

$$\frac{n_e}{n_c} = (1-m^2)(1+i\beta_e) \tag{9}$$

Список литературы

[1] R. E. W. Pfund, R. Lichters, and J. M. ter Vehn, “LPIC++ a parallel one-dimensional relativistic electromagnetic particle-in-cell code for simulating laser-plasma-interaction,” in *AIP Conference Proceedings*, AIP, 1998.

[2] A. Egel, L. Pattelli, G. Mazzamuto, D. Wiersma, and U. Lemmer, “CELES: CUDA-accelerated simulation of electromagnetic scattering by large ensembles of spheres,” *J Quant Spectrosc Radiat*, vol. 199C, pp. 103–110, 2017.