

Эффективное направленное рассеяние XUV излучения при помощи сферических кластеров

22 декабря 2021 г.

1 Введение

Мишени конечного размера, взаимодействующие с высокоинтенсивным когерентным излучением представляют собой хорошо изученное явление линейно возбужденных поверхностных плазмонных колебаний. Поглощение и рассеяние падающего света в таком случае с хорошей точностью могут быть описаны при помощи теории Ми, которая предсказывает существование резонанса, соответствующего мультипольным колебаниям части свободных электронов мишени относительно положительно заряженных ионов. В режиме резонанса эффективное возбуждение поверхностных плазмонов может привести к значительному усилению внутреннего и внешнего поля на собственной частоте кластера. Что может привести к усилению поля, рассеянного на большие углы относительно исходного направления падающей волны [1].

Известно, что при помощи короткого интенсивного лазерного импульса можно генерировать лазерные гармоники высокого порядка при взаимодействии с плотными твердыми поверхностями [2]. Эффективность такой генерации... *(нужно ли писать это? т.к. конкретного материала ещё нет...)*. В случае гармоник высокого порядка, генерируемых в газах, интенсивность излучения как минимум на 4 порядка ниже, чего недостаточно для ионизации мишени и генерации плазмы с полностью мнимым показателем преломления. Для решения подобной проблемы предлагается использовать предимпульс с целью предварительной ионизации мишени и достижения генерации в заданных условиях.

В пределах длин волн порядка микронметра могут быть использованы фотонные кристаллы и решетки для направления или дифракции электромагнитных волн [3], в то время как для подобных манипуляций с рентгеновским излучением могут быть использованы кристаллы с атомами, регулярно *(периодически?)* расположенными на расстоянии нескольких нанометров, в качестве рассеивающих центров [4]. При этом большой промежуток между этими диапазонами длин волн, называемый XUV (extreme-ultraviolet), оказывается трудно манипулируемым.

В данной работе предлагается использование массивов сферических нанокластеров для направленного рассеяния излучения в XUV диапазоне. Обобщенная схема взаимодействия приведена на рис. 1. Гармоники, которые содержит основной импульс, обладают различной интенсивностью под различными углами, что приводит к угловой зависимости формы выходного излучения.

Рассеяние одиночным сферическим кластером с хорошей точностью описывается в рамках теории Ми, поэтому такое линейное приближение предлагается использовать и в случае множества кластеров с целью качественной оценки и дальнейшего уточнения при помощи particle-in-cell (PIC) моделирования.

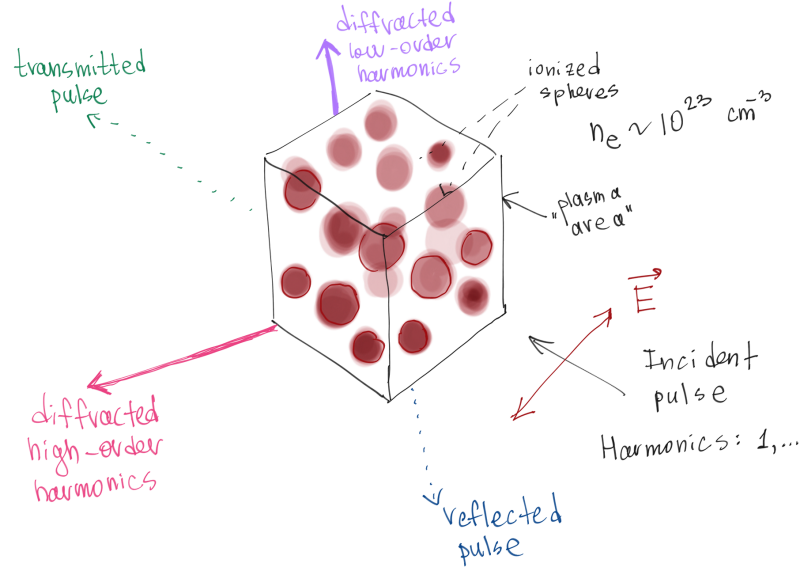


Рис. 1: Схема взаимодействия. Плоскость поляризации параллельна одной из граней кубической области. Размеры сферических кластеров порядка единиц нанометров, расстояния между ними не менее сотни нанометров. Распределение кластеров внутри кубической области в общем случае произвольно, кластеры не пересекают грани области.

2 Базовая модель

Рассмотрим одиночный сферический кластер радиуса a , облученный коротким импульсом длительностью $\tau \approx 20$ фс и интенсивностью $I_h \approx 10^{14}$ Вт/см². Модель Друде даёт представление диэлектрической функции плазмы:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 \frac{1}{1 + i\beta_e}, \quad \omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}} \quad (1)$$

Здесь ω – рассматриваемая гармоническая частота, ω_{pe} – электронная плазменная частота, e и m_e – заряд и масса электрона, $n_e = Zn_i$ – электронная плотность, где Z – средняя степень ионизации, $n_i = 2 \cdot 10^{22}$ см⁻³ – ионная плотность (*материал не выбран*). $\beta_e = v_e/\omega$ и v_e коэффициент электрон-ионных столкновений в приближении Спитцера. Так как предполагается рассмотрение рассеяния, плотность кластера должна быть выше критической для заданной частоты $n_c = \omega^2 m_e / 4\pi e^2$. Тогда, например, для 10 гармоники лазерного излучения с длиной волны $\lambda_L = 830$ нм мы получаем условие $n_e > 1.3 \cdot 10^{23}$ см⁻³.

Теория Ми может быть использована для описания упругого рассеяния электромагнитных волн частицами произвольного в случае линейных взаимодействий, а также позволяет получить описание рассеянного поля и поля внутри рассеивающего объекта. Основной шаг – решение скалярного уравнения Гельмгольца в правильной системе координат (в данном случае сферической) и получение векторных решений. Для сферического кластера можем записать решение соответствующего уравнения, используя сферические функции Бесселя и Ханкеля n -ого порядка [?].

Возьмем плоскую волну, распространяющуюся вдоль оси z декартовой системы координат, поляризованную вдоль оси x , что может быть записано как

$$\vec{E}_i = E_0 e^{i\omega t - ikz} \vec{e}_x, \quad (2)$$

где $k = \omega/c$ - волновое число, \vec{e}_x - единичный вектор оси x , также являющийся вектором поляризации (рис. 2).

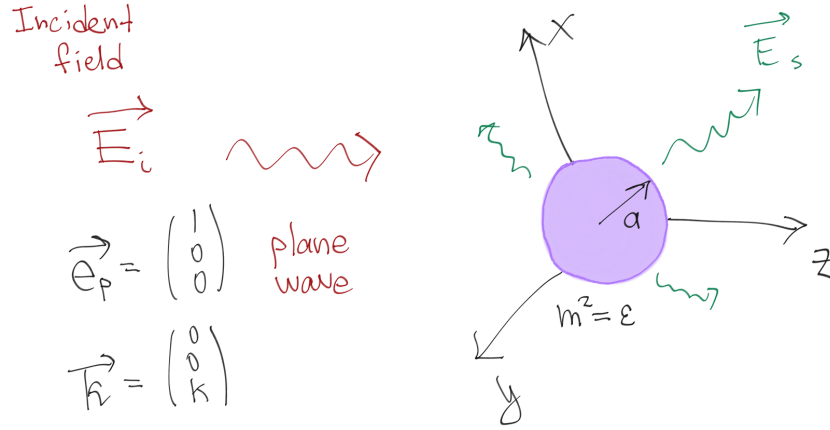


Рис. 2: Схема базовой модели. ...

Далее эту плоскую можно разложить в ряд, используя обобщённое разложение Фурье. В случае изотропной среды имеем следующий вид рассеянного поля [5]:

$$\vec{E}_s = \sum_{n=1}^{\infty} E_n \left[i a_n(ka, m) \vec{N}_{e1n}^{(3)} - b_n(ka, m) \vec{M}_{o1n}^{(3)} \right], \quad E_n = i^n E_0 \frac{2n+1}{n(n+1)} \quad (3)$$

Здесь n - номер векторной гармоники, полученный после трансформации из декартовой системы координат в сферическую, $m = \sqrt{\epsilon(\omega)}$ - коэффициент преломления мишени. Коэффициенты векторных гармоник имеют следующий вид:

$$a_n(x, m) = \frac{m \psi'_n(x) \psi_n(mx) - \psi'_n(mx) \psi_n(x)}{m \xi'_n(x) \psi_n(mx) - \psi'_n(mx) \xi_n(x)}, \quad (4)$$

$$b_n(x, m) = \frac{\psi'_n(x) \psi_n(mx) - m \psi'_n(mx) \psi_n(x)}{\xi'_n(x) \psi_n(mx) - m \psi'_n(mx) \xi_n(x)}, \quad (5)$$

где $\psi_n(z) = z j_n(z)$, $\xi_n(z) = z h_n(z)$ - функции Риккати-Бесселя, $h_n = j_n + i \gamma_n$ - сферические функции Ханкеля первого рода.

В случае сферической симметрии амплитуда рассеянного поля максимальна для $m^2 = -(n+1)/n$ при $ka \ll 1$, что даёт соответствующий набор резонансных плотностей в бесстолкновительном случае $n_e = n_c(2n+1)/n$. Это можно получить, используя нулевое асимптотическое приближение функций Бесселя, в результате чего коэффициенты (4, 5) значительно упрощаются:

$$a_n(x \rightarrow 0, m) = \left(1 + 2i \frac{(2n-1)!(2n+1)!}{4^n n!(n+1)!} \frac{(m^2 + \frac{n+1}{n})}{(m^2 - 1)} \frac{1}{x^{2n+1}} \right)^{-1}, \quad b_n(x \rightarrow 0, m) = 0 \quad (6)$$

Такое приближение можно использовать вместо (4, 5) для объектов достаточно маленького радиуса, но уже при $ka \sim 1$ оно перестаёт быть разумным, особенно для больших n . Вместо него в таком случае лучше подходит аппроксимация первого порядка:

$$a_n(x, m) = \left(1 + i \frac{C_n x^{-1-2n} \left((4(1+n+m^2n)(-3+4n(1+n)) - 2(m^2-1)(3+n(5+2n+m^2(2n-1)))x^2 \right)}{\pi(m^2-1)(2n+3)(n+1)(4(2n+3)-2(m^2+1)x^2)} \right)^{-1} \quad (7)$$

$$C_n = 2^{1+2n} \Gamma\left(n - \frac{1}{2}\right) \Gamma\left(n + \frac{5}{2}\right)$$

На рис. 3 показана зависимость коэффициента рассеяния от электронной плотности для двух различных значений радиуса в рамках нулевого асимптотического приближения. Видно, что с ростом n ширина резонансного пика быстро уменьшается, а также бóльшим радиусам (безразмерным) ka соответствует бóльшая их ширина. Помимо этого, с ростом радиуса растет и значение резонансной плотности, что видно на рис. 4.

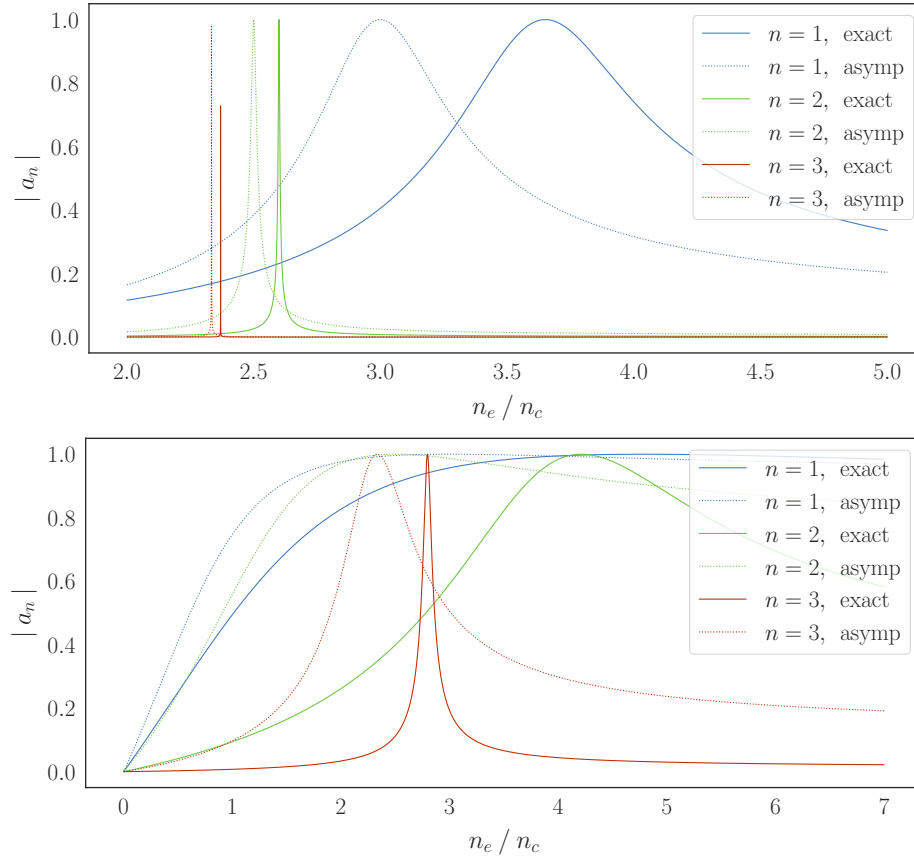


Рис. 3: Коэффициенты сферических гармоник. Верхний рисунок для $ka = 0.5$, нижний для $ka = 1.5$. Коэффициенты отвечают гармоникам $\vec{N}_{e1n}^{(3)}$, $\beta_e = 0$.

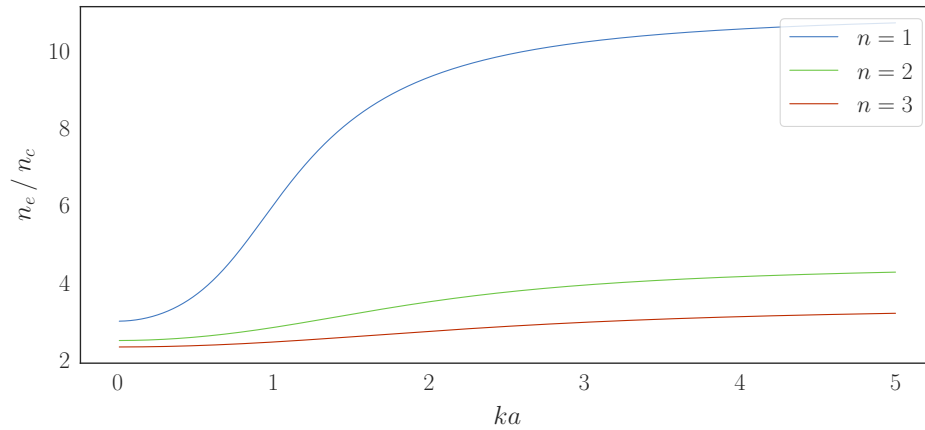


Рис. 4: Резонансная электронная плотность в зависимости от радиуса. Кривые посчитаны в точках максимума коэффициента (7), $\beta_e = 0$.

Для того, чтобы обеспечить качественное рассеяние для $\lambda_{10} = \lambda_L/10 = 83$ нм, необходимо взять электронную плотность около $n_e \approx \dots$ в случае $ka \approx 0.5$.

3 Одиночный кластер

4 Множество кластеров в рамках кубической области

Список литературы

- [1] Z. Léczy and A. Andreev, “Angular dispersion boost of high order laser harmonics with carbon nano-rods,” *Optics Express*, vol. 28(4), pp. 5355–5366, 2020.
- [2] U. Teubner and P. Gibbon, “High-order harmonics from laser-irradiated plasma surfaces,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 81(2), pp. 445–479, 2009.
- [3] X. Lin, X. Zhang, K. Yao, and X. Jiang, “Wide-range and tunable diffraction management using 2d rectangular lattice photonic crystals,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 31(5), pp. 1145–1149, 2014.
- [4] B. W. Batterman and H. Cole, “Dynamical diffraction of x rays by perfect crystals,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 36(3), pp. 681–717, 1964.
- [5] C. Bohren and D. Huffman, *Absorption and scattering of light by small particles*. Moscow, Mir, 1986.