

( - - 1 - - )

Здравствуйте, меня зовут Литвинов Лев, и я хотел бы представить вам свою работу под названием «Эффективное направленное рассеяние жесткого ультрафиолетового излучения при помощи высокоплотных сферических кластеров». Мой научный руководитель — Андреев Александр Алексеевич.

( - - 2 - - )

## 1 Introduction

( - - 3 - - )

Мишени ограниченного размера, взаимодействующие с мощным когерентным излучением, представляют собой хорошо изученное явление линейных возбужденных поверхностных плазмонных колебаний. Поглощение и рассеяние падающего света в таком случае хорошо описывается теорией Ми, предсказывающей существование резонанса, соответствующего мультипольным колебаниям части свободных электронов мишени относительно положительно заряженных ионов. В резонансном режиме эффективное возбуждение поверхностных плазмонов может привести к значительному увеличению внутреннего и внешнего поля на основной частоте кластера (собственной частоте). В свою очередь, это может вызвать усиление поля, рассеянного на большие углы относительно направления падающей волны.

( - - 4 - - )

В микрометровых длинах волн фотонные кристаллы и решетки могут использоваться для направления или дифракции электромагнитных волн, в то время как для рентгеновского излучения можно использовать реальные кристаллы с регулярно расположенными центрами рассеяния (атомами) на расстоянии нескольких нанометров. В то же время большим интервалом между этими порядками длин волн, называемым XUV (жесткий или экстремальный ультрафиолет), достаточно трудно управлять.

( - - 5 - - )

В рамках данной работы мы рассматриваем возможность направленного рассеяния коротковолнового излучения в XUV-диапазоне за счет рассеяния на сферических кластерах. Подобный случай с цилиндрической симметрией (массивы наноцилиндров в качестве рассеивателей) исследовался ранее. Конечно, наноцилиндры лучше подходят для управления параметрами размера и расстояния на стадии изготовления мишени, но массивы сферических кластеров могут позволить управлять направлением света в трехмерном пространстве и обеспечить более оптимальную пространственную конфигурацию за счет своей геометрии.

( - - 6 - - )

Известно, что короткий интенсивный лазерный импульс может генерировать гармоники высокого порядка, взаимодействуя с плотными твердыми поверхностями. Но интенсивность высоких гармоник, генерируемых в газах, как минимум на 4 порядка меньше, что недостаточно для ионизации

мишени и генерации плазмы с полностью мнимым показателем преломления, который нам нужен - в нашем случае сферические кластеры - это ионизированный кластерный газ (рисунок 1). Для решения этой проблемы мы предлагаем использовать интенсивный предимпульс для предварительной ионизации мишени и достижения необходимых условий генерации.

( - - 7 - - )

Общая схема взаимодействия представлена на рисунке 2. Гармоники в основном импульсе имеют разную интенсивность в зависимости от угла, что приводит к угловой зависимости формы выходного излучения. Рассеяние на отдельном кластере можно полностью описать в сферической симметрии, а взаимодействие можно легко смоделировать с помощью particle-in-cell метода. Мы предлагаем использовать линейное приближение в рамках теории Ми в качестве оценки для дальнейшего моделирования. В частности, мы концентрируемся на теоретическом исследовании, подкрепленном компьютерным моделированием, и указываем на применимость для экспериментальной реализации.

( - - 8 - - )

## 2 Base model

( - - 9 - - )

Рассмотрим одиночный кластер радиусом  $a$ , облученный интенсивным фемтосекундным импульсом. Предположим, что падающая плоская волна распространяется вдоль оси  $z$  декартовой системы координат и поляризована вдоль оси  $x$ .

Модель Друде дает диэлектрическую функцию плазмы с соответствующими параметрами. Теория Ми может быть использована для описания рассеяния упругих электромагнитных волн в случае линейных взаимодействий и позволяет получить рассеянное и внутреннее поля. Основной шаг - решение скалярного уравнения Гельмгольца и получение векторных решений. Для сферического кластера решение соответствующего уравнения можно записать в виде сферических функций Бесселя и Ганкеля  $n$ -го порядка с соответствующими коэффициентами.

( - - 10 - - )

Рассматривая отдельный кластер, мы можем использовать нулевое приближение функций Бесселя, если радиус кластера намного меньше длины волны. Для значений нормированного радиуса около 0.5 такое приближение все еще применимо, но для  $ka \sim 1$  приближение уже перестает быть разумным, особенно для больших порядков векторных гармоник.

( - - 11 - - )

Вместо этого в этом случае лучше подходит приближение первого порядка (получается с учетом первого члена в разложениях функций Бесселя). Здесь мы можем увидеть, насколько лучше это разложение — кривые первого приближения намного ближе к кривым точных решений, в отличие от нулевого.

( - - 12 - - )

Такие аппроксимации позволяют оценить случаи резонанса для материала с заранее заданным показателем преломления  $m$ , а также оценить показатель преломления, соответствующий требуемой длине волны.

### 3 Single cluster

( - - 13 - - )

Далее мы рассмотрим несколько вычислительных экспериментов.

( - - 14 - - )

В рамках теории Ми хорошо известно, что мы можем значительно увеличить амплитуду поля вблизи мишени. Для проверки рассмотрим первую и десятую гармоники лазера в двух случаях радиуса кластера: 0.5 и 0.7.

( - - 15 - - )

Было рассчитано полное ближнее и дальнее поле для сравнения их амплитуд и профилей рассеяния. Мы видим, что рассеяние лазерной гармоники (первой гармоники) очень близко к рэлеевскому рассеянию - профиль падающей плоской волны практически не меняется. Максимальное значение амплитуды ближнего поля составляет около четырнадцати.

( - - 16 - - )

Совершенно другая ситуация для 10-й гармоники - профиль падающей плоской волны искажается в результате рассеяния и становится похожим на расходящуюся сферическую волну. Амплитуда ближнего поля примерно в 5 раз выше, чем у первой гармоники.

( - - 17 - - )

Здесь ситуация аналогична рассмотренному ранее случаю с первой гармоникой - почти рэлеевское рассеяние без искажения профиля, лишь меньший максимум амплитуды поля.

( - - 18 - - )

Данный случай дополнительно был сравнён с аналогичной ситуацией для рассеяния на одиночном наноцилиндре. Мы можем видеть, что распределения поля похожи, включая сферическую расходящуюся волну в дальней зоне и локализованную область ближнего поля в направлении рассеяния на  $0^\circ$  относительно направления распространения падающей волны.

## 4 Multiple clusters

( - - 19 - - )

Также у нас есть результаты для рассеяния на простой кубической решетке в рамках случая нескольких сферических кластеров.

( - - 20 - - )

Пространственная решетка описывается следующими параметрами: радиус узла  $a$ , количество узлов на ребре и длина ребра элементарной ячейки  $b$ . Параметры падающего поля такие же, как для одиночного кластера.

( - - 21 - - )

Были рассмотрены два случая: с  $b$ , равным одной длине волны, и с  $b$ , равным утроенной длине волны.

В случае одной длины волны наблюдается эффективное рассеяние на гранях пространственной решетки. Большая часть поля локализована в области мишени.

( - - 22 - - )

Для утроенной длины волны повышенное разрежение между кластерами позволяет избавиться от сильного рассеяния назад, которое видно из дальнего поля.

Таким образом, было показано, что с помощью линейной теории Ми можно количественно оценить параметры резонанса отдельного кластера и предсказать потенциальные направления рассеяния для нескольких кластеров.

Результаты показывают возможность управления высокими гармониками лазерного излучения в XUV-диапазоне с помощью ионизированного кластерного газа.

( - - 24 - - )

Спасибо за внимание.