

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ЗУБЧАТЫХ ДИАФРАГМ АПОДИЗАЦИИ МОЩНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

*Золотавин М. А. Научный руководитель: доцент кафедры общей физики
ННГУ им. Лобачевского, д.ф.-м.н. Соловьев А. А.*

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Введение

Апертурное разделение лазерного импульса является удобным приемом для обеспечения требуемых экспериментальных условий, в частности, для диагностики спектрально-временных параметров лазерного импульса, обеспечения оптически синхронизованной диагностики накачка-зондирование или разбиения пучка на несколько пучков с одинаковой энергетикой. Однако, дифракционные эффекты, возникающие на резких границах пучка, способны существенным образом повлиять на пространственное распределение оптического поля на некотором удалении от диафрагмы. В случае с импульсами больших мощностей крайне важна минимизация эффекта конструктивной интерференции, в результате которого на профиле интенсивности могут возникать «горячие точки» с локальным четырехкратным увеличением интенсивности, приводящие к оптическим пробоям элементов схемы. Кроме того, в результате влияния дифракционных эффектов распределение интенсивности на интерференционной картине зачастую крайне неоднородно, что также затрудняет её анализ. Отчасти решить эту проблему могут помочь специальные зубчатые аподизирующие диафрагмы, снижающие амплитуду пространственных неоднородностей пучка. В сочетании с пространственным фильтром, можно добиться значительной гомогенизации пространственного профиля лазерного пучка. В данной работе при помощи численных методов исследуется вопрос эффективности применения зубчатой аподизирующей диафрагмы при апертурном разделении мощных фемтосекундных импульсов. Особое внимание уделено влиянию геометрических параметров диафрагмы (числа зубцов, их длины и пр.) на однородность спектрально временных параметров пучков после разделения.

Теоретическая часть

Скалярное приближение теории дифракции позволяет успешно описывать распространение пространственно-модулированных световых волн без учета их временной структуры. В скалярном приближении электромагнитное поле в вакууме $E(\mathbf{r}, t)$ удовлетворяет волновому уравнению

$$\Delta E - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0, \quad (1.1)$$

где v – фазовая скорость. В рамках данной работы наиболее важными заключениями о характере распространения электромагнитной волны на основании (1.1) являются единственность решения волнового уравнения (1.1) и его линейность. На данном этапе работы мы не касались нелинейных явлений, полагая, что распространение пучка происходит полностью в вакууме.

Одна из важнейших задач, решение которой необходимо найти, состоит в следующем: в плоскости $z = 0$ задано волновое поле $E(x, y, t)$. Требуется найти волну (решение волнового уравнения) $E(\mathbf{r}, t)$ в области $z > 0$; в частности, ответить на вопрос: какое поле создаётся этой волной в некоторой плоскости $z = \text{const} > 0$?

Используя свойство линейности волнового уравнения и его следствие – принцип суперпозиции – можно предложить следующую схему решения сформулированной выше задачи. Представим заданное волновое поле $E(x, y, t)$ в плоскости $z = 0$ (по аналогии с входным сигналом линейного фильтра) в виде линейной суперпозиции некоторых более простых волновых полей и найдём реше-

ния волнового уравнения, соответствующие каждому слагаемому в этой суперпозиции. Искомое решение (по аналогии с выходным сигналом фильтра) находится как линейная суперпозиция решений, соответствующих каждому слагаемому «входного сигнала». Действительно, рассматриваемая волновая задача может быть сформулирована и решена так же как задача возбуждения колебаний в механических или электрических системах. Так же, как в задаче фильтрации колебаний, необходимо «правильно» выбрать базис – те элементарные волновые поля в плоскости $z = 0$, для которых решение волнового уравнения найти проще всего и суперпозиция которых даёт заданное «входное» поле. Таким образом, пространство между двумя плоскостями $z = 0$ и $z = \text{const} > 0$ – это простейший линейный пространственный фильтр, изображённый на рис. 1а. Входным сигналом фильтра является поле $f(x, y)$ в плоскости $z = 0$, а выходной сигнал фильтра – поле $g(x, y)$ в фиксированной плоскости $z = \text{const} > 0$. Эквивалентная блок-схема фильтра изображена на рис. 1б.

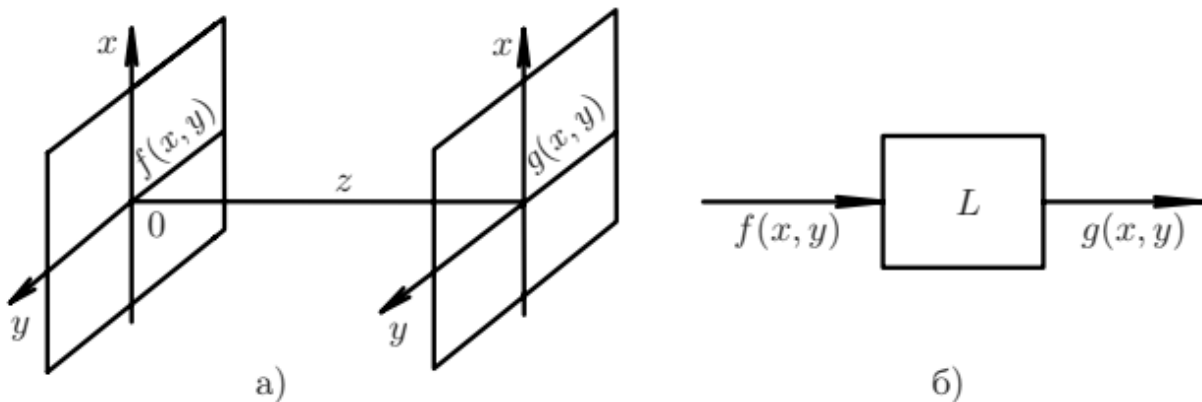


Рис. 1. Аналогия задачи о нахождении поля в плоскости $z > 0$ с откликом линейного фильтра на входной сигнал

Операцию преобразования входного сигнала $f(x, y)$ в выходной $g(x, y)$ линейным фильтром можно записать в виде равенства

$$L[f(x, y)] = g(x, y). \quad (1.2)$$

Рассмотрим теперь случай, когда между плоскостями $z = 0$ и $z > 0$ распространяется плоская волна:

$$V(\mathbf{r}, t) = a \exp(-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})). \quad (1.3)$$

Ясно, что в области $z > 0$ плоская волна (1.3) «убегает» от границы $z = 0$, если $k_z > 0$, и, наоборот, «бежит» к плоскости $z = 0$ при $k_z < 0$. На самой плоскости $z = 0$ две волны, отличающиеся только знаком k_z , создают одно и то же поле, т. е. удовлетворяют одному и тому же краевому условию

$$V|_{z=0} = a \exp(-i\omega t) \cdot \exp(i(k_x x + k_y y))$$

Комплексная амплитуда плоской волны есть

$$f(x, y, z) = a \exp\left(i\left(k_x x + k_y y + \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} z\right)\right). \quad (1.4)$$

Непосредственной подстановкой можно убедиться, что (1.4) есть решение уравнения Гельмгольца, которое на плоскости $z = 0$ удовлетворяет условию

$$f(x, y, z)|_{z=0} = f(x, y) = a \exp(i(k_x x + k_y y)). \quad (1.5)$$

Сравнивая (1.4) и (1.5), мы видим, что поле плоской волны в некоторой плоскости $z = \text{const} > 0$ связано с полем этой волны в плоскости $z = 0$ равенством

$$g(x, y) = f(x, y, z)|_{z=\text{const}} = f(x, y) \cdot \exp\left(i\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} z\right), \quad (1.6)$$

т. е. поля отличаются множителем $\exp\left(i\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} z\right)$, определяющим набег фазы при распространении волны от одной плоскости до другой.

Простой факт, заключённый в равенстве (1.6), имеет важнейшие следствия, если вновь обратиться к колебательно-волновым аналогиям. Воздействие пространственного фильтра на плоскую волну сводится, согласно (1.6), к умножению «входного поля» $\exp(i(k_x x + k_y y))$ на комплексное число

$$H(k_x, k_y) = \exp\left(i\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} z\right) \quad (1.7)$$

(при фиксированном z это число зависит от проекций волнового вектора плоской волны k_x, k_y). Следовательно, если входной сигнал фильтра есть плоская волна, то равенство (1.2) имеет вид

$$L[\exp(i(k_x x + k_y y))] = H(k_x, k_y) \exp(i(k_x x + k_y y)). \quad (1.8)$$

Соотношения (1.6) и (1.8) выражают один и тот же факт: плоские волны являются собственными функциями пространственного фильтра.

Функция (1.7) является аналогом частотной характеристики $H(\omega)$ линейной колебательной системы и может быть названа частотной характеристикой свободного пространства.

Поле плоской волны в плоскости $z = 0$: $\exp(i(k_x x + k_y y))$ является аналогом гармонического колебания $\exp(i\omega t)$. Это одна из причин, по которой пару чисел k_x, k_y называют пространственными частотами.

Модуль функции $|H(k_x, k_y)| = 1$ можно называть амплитудной характеристикой, а $\arg H = \left(\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} z\right)$ – фазовой характеристикой свободного пространства.

Таким образом, изложенный выше метод расчёта распределения интенсивности в произвольной плоскости $z = \text{const}$ при заданном распределении в плоскости $z = 0$ фактически соответствует применению преобразования Фурье к известному распределению с последующим восстановлением дифракционной картины в другой плоскости, что и было сделано в данной работе.

Практическая часть

Для численного моделирования дифракции лазерного излучения на отверстиях произвольной формы был написан программный код на языке Python. Алгоритм работы кода следующий: программа получает на вход все необходимые данные (распределение амплитуды излучения в плоскости диафрагмы, расстояние от диафрагмы до экрана и длина волны излучения) и при помощи алгоритма быстрого преобразования Фурье (далее – БПФ) «пересчитывает» заданное распределение амплитуды в нужную плоскость. Использование алгоритма БПФ обусловлено более высокой скоростью работы (по сравнению с обычным преобразованием Фурье) и его наличием в библиотеке Python, что избавляет от необходимости создавать соответствующий код вдобавок к основному.

В целях подтверждения корректности работы программного кода были проведены экспериментальные измерения с использованием лазерного диода и диафрагмы переменного диаметра (см. рис. 2), результаты которых затем были сравнены с результатами, полученными численными методами. На рис. 3 представлено сравнение дифракционных картин для 9-ти и 12-ти мм апертур при различных расстояниях до экрана, полученных экспериментальным и теоретическими путями.

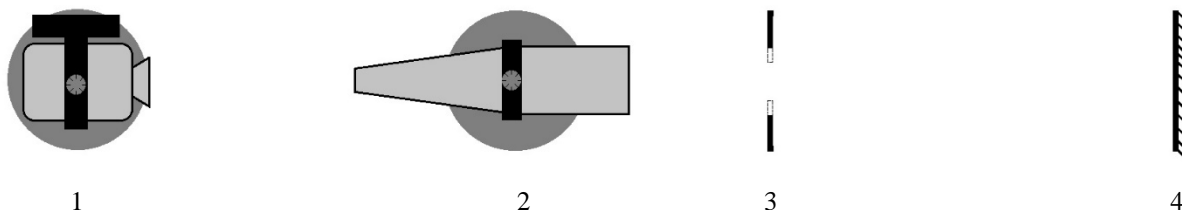


Рис. 2. Схематическое изображение экспериментальной установки (1 – лазерный диод, 2 – телескоп, 3 – круглая диафрагма переменного диаметра, 4 – экран)

Некоторые визуальные расхождения экспериментально и теоретически полученных картин могут быть объяснены влиянием нескольких факторов: во-первых, дифракционные картины от лазерного излучения фиксировались обыкновенной фотокамерой, возможности которой ограничива-

ются сравнительно небольшим набором режимов съёмки, из-за чего некоторые детали картин могут быть зафиксированы не в полной мере, или же вообще остаться незамеченными на снимках (например, некоторые интерференционные кольца расположены достаточно близко друг к другу, вследствие чего на снимке могут визуальнo «слиться» в одно). Во-вторых, играет роль возможная неточность при измерениях расстояния до экрана и диаметра апертуры, что влечет за собой невозможность абсолютно точного задания входных параметров при численном моделировании распространения луча.

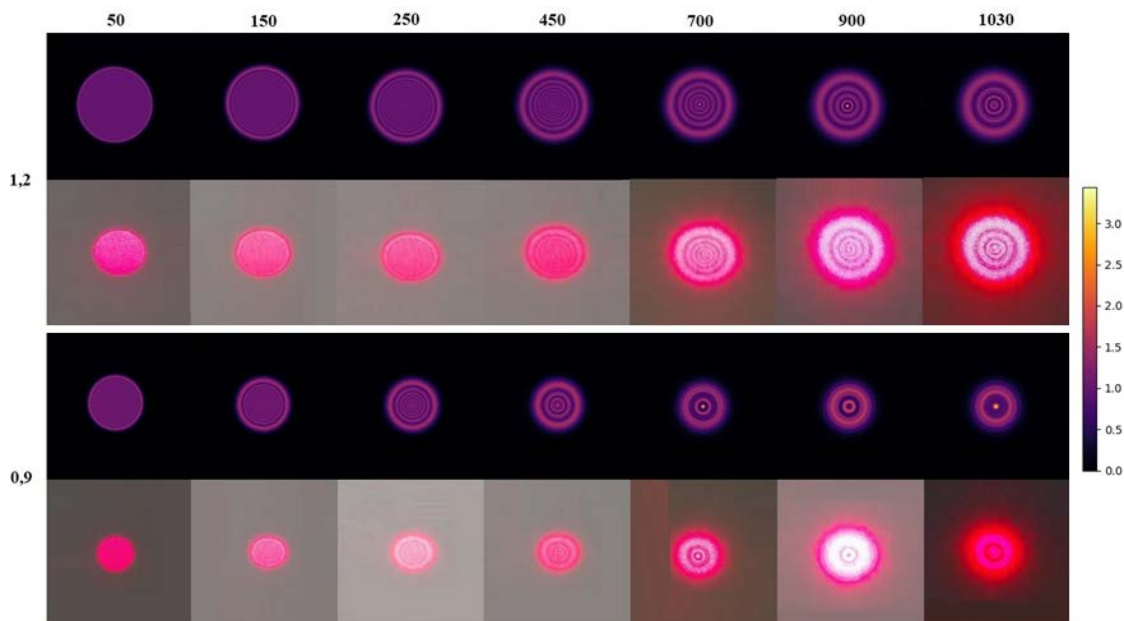


Рис. 3. Сравнение дифракционных картин (нижние ряды соответствуют экспериментальным данным, верхние – численному моделированию). Сверху указаны соответствующие расстояния до экрана (в см), слева – диаметры апертур (в см), справа – шкала амплитуд для картин из правых колонок)

Таким образом, численное моделирование с использованием созданного программного кода на основе БПФ позволяет удовлетворительно описывать распространение лазерного излучения через диафрагмы различного диаметра, поэтому его можно использовать также и для случая более сложной геометрии апертуры.

На рис. 4 показаны аподизирующие диафрагмы с различным количеством зубцов по краям, которые могут быть использованы для минимизации эффекта конструктивной интерференции при прохождении лазерного излучения через диафрагму и для получения более однородной дифракционной картины.

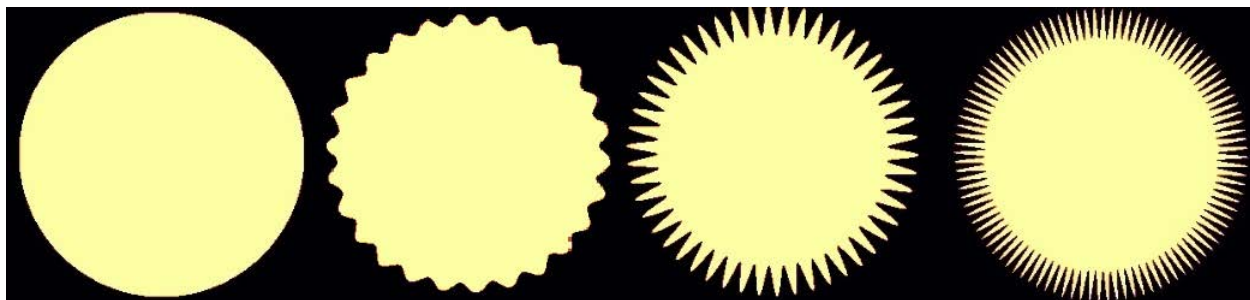


Рис. 4. Диафрагмы с различным количеством зубцов и их длиной (слева направо: без зубцов, 26 зубцов, 50 и 100)

Варьируя число зубцов и их длину, можно добиться различных структурных изменений дифракционной картины. Для моделирования данной ситуации воспользуемся данными о дифракцион-

ных картинах после 9 мм апертуры. Будем рассматривать случай с 26, 50 и 100 зубцами при их длине в 0,2, 0,6 и 1 мм для каждого из числа зубцов. Результаты моделирования можно наблюдать на рис. 5.

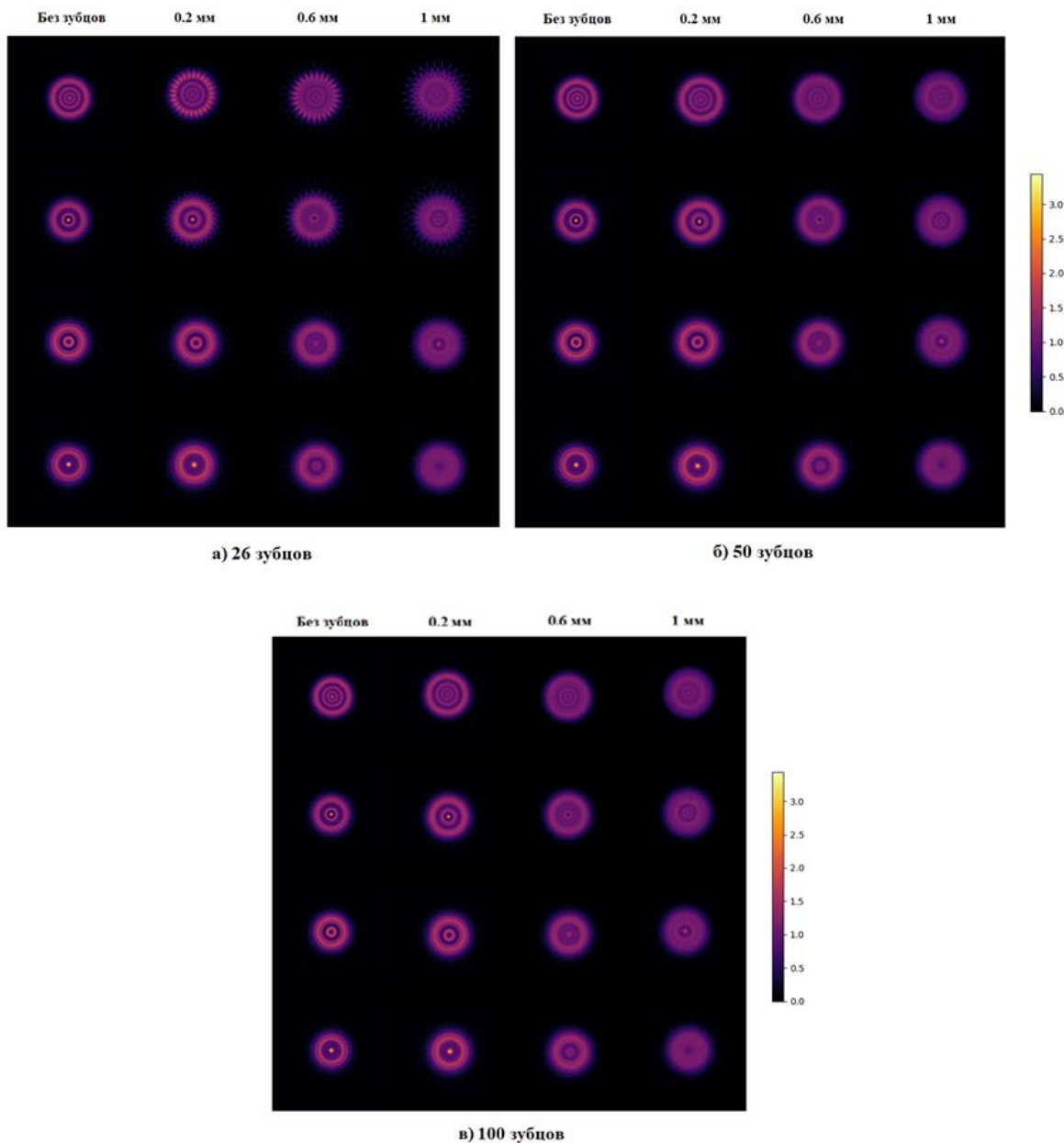


Рис. 5. Структурные изменения в дифракционных картинах при разных числах и длинах зубцов. Расстояния до экрана (в см) для каждого из трёх случаев, сверху вниз: 450, 700, 900, 1030. Справа изображена шкала интенсивности излучения

Как видно из полученных картин, увеличение длины зубцов влечёт за собой “сглаживание” профиля интенсивности и снижение средней яркости картины, а увеличение числа зубцов способствует снижению числа нежелательных объектов на изображении (например, тусклых вторичных колец по периметру, образованных в результате дифракции на зубцах). Кроме того, в процессе реальных измерений по краям дифракционной картины могут возникать нежелательные детали, делающие изображение менее сфокусированным. Они обусловлены дифракцией на краях апертуры и в процессе эксперимента могут быть подавлены установкой на пути луча специальных оптических приборов, работающих как пространственный фильтр низких частот (например, телескопа). Добавление в тест кода фрагмента, который будет «отсекать» высокие пространственные частоты,

фактически соответствующие установке телескопа в схему экспериментальной установки. Пример работы такого фильтра для случая 9 мм апертуры с 26 зубцами показан на рис. 6:

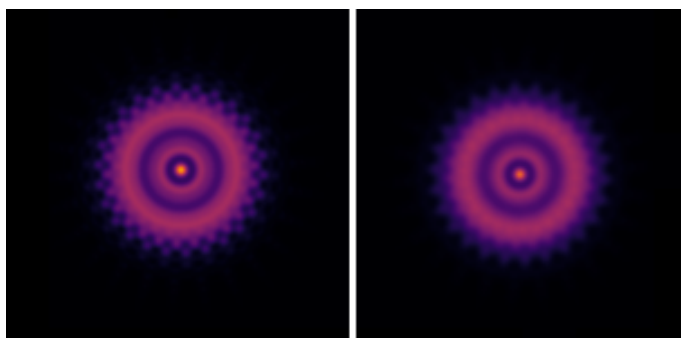


Рис. 6. Слева направо: дифракционная картина при неактивном фильтре и при активном (параметры измерений: диаметр апертуры 9 мм, расстояние до экрана 7 м, число зубцов 26, длина зубцов 0.2 мм)

Более корректная работа части кода, отвечающей за пространственный фильтр, может быть гарантирована только после проведения реальных экспериментальных измерений с использованием зубчатых диафрагм.

Выводы

Полученные результаты могут быть легко объяснены, если учесть, что величина волнового параметра $p = \frac{\sqrt{\lambda z}}{d}$ ($\lambda = 650$ нм – длина волны, d – диаметр апертуры, z – расстояние до экрана)

в условиях проведенных измерений во всех случаях была порядка 1. Следовательно, справедливо приближение теории дифракции Френеля. Действительно, наличие зубцов по краям апертуры способствует частичному перекрытию зон Френеля (для 9 мм апертуры на расстоянии в 9 м от экрана их число составляет примерно 47, наличие зубцов длиной 1 мм способствует частичному перекрытию примерно 10 зон), находящихся по краям отверстия, при чем чем ближе зона расположена к краю, тем большая её часть перекрывается зубцами. Это влечет за собой уменьшение количества колебаний, приходящих в произвольную точку экрана и, как следствие, уменьшение интенсивности излучения в данной точке. Неравномерность перекрытия зон Френеля приводит к «размытию» дифракционной картины.

Результаты моделирования распространения лазерного излучения через зубчатые диафрагмы подтверждает целесообразность их использования при проведении измерений с использованием мощных источников излучения (например, фемтосекундных лазеров), так как они позволяют получать более однородные дифракционные картины в сочетании с более низким профилем интенсивности, что, кроме прочего, снижает вероятность повреждения лабораторного оборудования в процессе измерений. Кроме того, данная работа в перспективе может быть обобщена на случай наличия не только пространственных, но и временных частот, так как в процессе реальных измерений картина распределения амплитуды поля на апертуре изменяется во времени (например, при прохождении через неё лазерного импульса с несколькими периодами колебаний оптического поля).

Список литературы

1. Sizova I., Moskalev T., Mikheev L. Laser beam shaping with circular serrated apertures. I. Spatial filtering. – Moscow, Russia: Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, 2019.
2. Лошкин Г. Р. Дифракция. Пространственная фильтрация. – учебное пособие по курсу Общая физика. Изд. 2-е, испр. и доп. – М. : МФТИ, 2016. – 156 с.
3. Бельков С. А., Воронич И. Н., Гаранин С. Г., Зималин Б. Г. Зубчатые аподизирующие диафрагмы с высокой лучевой прочностью // Оптический журнал. – 2016. – Т. 83. – № 2. – С. 49–56.