

Вопрос о слаботочной эмиссии, видимо, нуждается в дальнейшем изучении, т.к. в принципе не исключена возможность, что существует еще и третий, стационарный слаботочный режим работы ЭГД-эмиттера, который в данной работе получить не удалось.

Автор выражает благодарность В.Г. Дудникову за полезные обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] W a r d A., H a l l T.M. // J. Vac. Sci. Techn. 1979. V. 16. N 6. P. 1871-1874.
- [2] M a r r i o t t P. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1986. V. 19. N 6. P. L115-L119.
- [3] К о в а л е н к о В.П., Ш а б а л и н А.Л. // Письма в ЖТФ, 1989. В печати.
- [4] B e l l A.E., R a o K., S c k w i n d G.A., S w a n s o n L.W. // J. Vac. Sci. Techn. 1988. V. B6. N 3. P. 927-930.
- [5] Д у д н и к о в В.Г., Ш а б а л и н А.Л. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. № 3. С. 808-812.
- [6] Д у д н и к о в В.Г., Ш а б а л и н А.Л. // ЖТФ. 1987. Т. 57. № 1. С. 185-187.

Институт ядерной физики
АН СССР, Сибирское отделение,
Новосибирск

Поступило в Редакцию
25 апреля 1989 г.
В окончательной редакции
18 сентября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 23 12 декабря 1989 г.

07

ОПТИМИЗАЦИЯ ФОКУСИРУЮЩИХ СВОЙСТВ ДИФРАКЦИОННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

И.В. М и н и н , О.В. М и н и н

Впервые, по-видимому, дифракционный элемент, фокусирующий когерентное монохроматическое излучение в кольцо (ДКЭ), описан в работе [1]. Он предназначался для получения кольцевых отпечатков на металле. Позднее в работах [2, 3] в приближении Френеля рассмотрена структура поля в области фокусировки такого дифракционного элемента. При этом в работе [2] показано, что существует два решения задачи фокусировки излучения в кольцо: лучи пересекают оптическую ось или не пересекают. Аналогичный анализ дифракционных элементов с кольцевым импульсным откликом проведен в работе [4] применительно к системам геометрического пре-

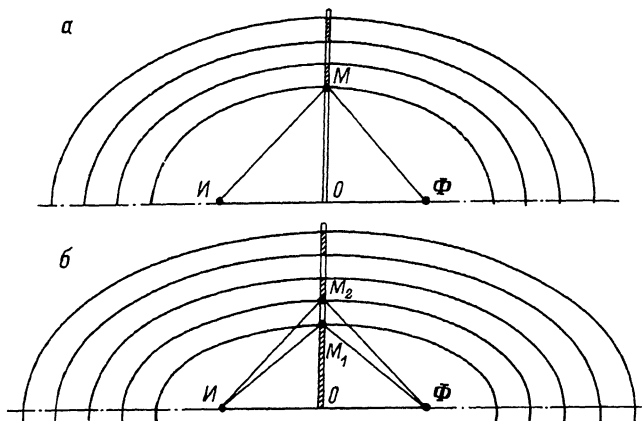


Рис. 1. Принцип построения дифракционного элемента. Линии равных фаз.

образования изображения. Кроме того, в [4] показано, что на оптической оси ДКЭ в фокальной плоскости имеется максимум интенсивности поля, а его наличие объясняется слабой паразитной засветкой вдоль оптической оси.

В работе [5] в параксиальном приближении показано, что увеличивая число уровней квантования фазы фазоинверсного ДКЭ до значения $m \sim 16$, можно существенно уменьшить интенсивность поля на его оптической оси. Однако при этом растет сложность изготовления ДКЭ, требуется большее число масок для получения требуемого фазового профиля.

В настоящей работе показано, что существует еще один свободный параметр ДКЭ, выбором которого можно регулировать функцию распределения интенсивности поля в заданной области пространства. Исследования проведены для светосильных ДКЭ с меньшим относительным диаметром D / λ , чем известно из литературы. Последнее обстоятельство ярче демонстрирует новые возможности.

Для простоты пояснения рассмотрим задачу фокусировки излучения от точечного источника в точку с помощью бинарного дифракционного элемента. Структуру зон на его поверхности легко получить из рассмотрения линий равных фаз, представляющих собой эллипсы (рис. 1,а). Очевидно, что для обеспечения фокусировки излучения в точке Φ необходимо, чтобы разность эйконолов между падающим и дифрагировавшим лучами $|ИОФ|$ и $|ИМ + МФ|$ была кратна $\lambda / 2$. Поскольку фазовый сдвиг между соседними зонами противоположен по знаку, то зоны через одну выполняются непрозрачными. На основе этого принципа до сих пор строились практически все известные бинарные дифракционные фокусирующие элементы.

С другой стороны, центральную зону ДКЭ можно выполнять как прозрачной, так и непрозрачной. В последнем случае условие синфазности излучения в точке Φ можно записать по-другому (рис. 1,б): разность эйконолов между падающим и дифрагировавшим лучами $|IM_2 + M_2\Phi|$ и $|IM_1 + M_1\Phi|$ должна быть кратна $\lambda/2$. Из рис. 1,б очевидно, что в этом случае размер центральной непрозрачной зоны может быть выбран произвольным. Легко видеть, что эту величину $R_0 = |OM_1|$ целесообразно выбирать не более $R_0 \leq |OM|$, поскольку иначе будут наблюдаться эффекты типа аподизации.

Аналогичные рассуждения легко провести для других типов дифракционных фокусирующих элементов, в частности, при фокусировке в кольцо.

Влияние величины R_0 (для бинарного элемента, фокусирующего излучение от точечного источника в кольцо радиуса R_K) на качество функции распределения интенсивности поля в фокальной плоскости ДКЭ определялось методом вычислительного эксперимента. Использовалось приближение скалярных волн. Исследования проводились на разработанном интерактивном программном комплексе [6] с использованием быстродействующего алгоритма вычисления дифракционного интеграла Френеля-Кирхгофа [7].

Параметры фокусирующего элемента были выбраны следующими: расстояние от точечного источника излучения до плоскости ДКЭ и расстояние от него до фокальной плоскости составляли $A = B = 2D$, диаметр ДКЭ $D = 200\lambda$, радиус кольца фокусировки $R_K = 0.1D$, длина волны излучения $\lambda = 2$ мм.

Результаты вычислительного эксперимента приведены на рис. 2. Сплошной линией показано распределение интенсивности поля в фокальной плоскости ДКЭ вдоль радиуса кольца для известного ($R_0 = 0$) решения, штриховой — результат оптимизации бинарного элемента. Оптимизация заключалась в минимизации интенсивности поля на оптической оси ДКЭ за счет выбора значения R_0 :

$$U \sim \min_{R_0} |V(x=0, y=0, z=B) \cdot V^*(0, 0, B)|,$$

где $V(x, y, z)$ — поле в точке наблюдения. В обоих случаях, показанных на рис. 2, центральная зона ДКЭ была непрозрачной, а общее число зон на поверхности ДКЭ было неизменным.

Из приведенных на рис. 2 результатов следует, что выбором величины R_0 можно даже для бинарных ДКЭ осуществить коррекцию функции распределения интенсивности поля в области фокусировки. Сущность наблюдаемого эффекта заключается в следующем. Граница каждой зоны на поверхности ДКЭ является источником граничных сходящихся тороидальных волн. Поэтому не только в заданной области пространства (точке R_K) может наблюдаться синфазное сложение этих волн, но и в некоторой другой, в частности, расположенной на оптической оси, где эффект максимален. Осуществляя перераспределение структуры зон на поверхности ДКЭ за счет выбора значения R_0 , можно менять условие синфазности граничных волн

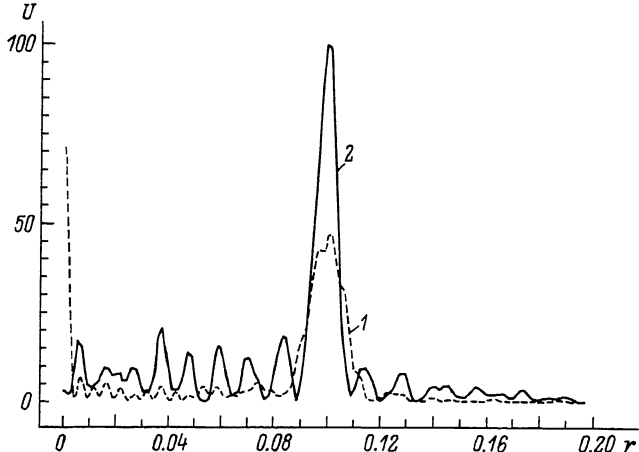


Рис. 2. Распределение интенсивности поля вдоль радиуса кольца. 1 - исходный элемент, 2 - результат оптимизации.

в некоторой заданной области. Поэтому и возможно даже для бинарного элемента значительно ослабить паразитный центральный максимум и за счет перераспределения энергии в пространстве увеличить интенсивность поля непосредственно в кольце. Последнее и продемонстрировано на рис. 2.

Дополнительные вычислительные эксперименты показали, что аналогичного эффекта можно добиться и для длиннофокусных элементов, а также для фазоинверсных ДКЭ.

Таким образом, в работе показано, что задача синтеза структуры дифракционного фокусирующего элемента не имеет единственного решения и выбором свободного параметра R_0 можно осуществить корректировку функции распределения интенсивности поля в фокальной плоскости, что важно при решении практических задач.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Engel A. et al. // Appl. Opt. 1974. V. 13. P. 269.
- [2] Fedotowsky A., Lehovesc K. // Appl. Opt. 1974. V. 13. P. 2635.
- [3] Fedotowsky A., Lehovesc K. // Appl. Opt. 1974. V. 13. P. 2919.
- [4] Коронкевич В.П., Пальчикова И.Г., Плещук А.Г., Юрлов Ю.И. Препринт ИАиЭ СО АН СССР № 265, Новосибирск. 1985. 19 с.
- [5] Голуб М.А., Казанский Н.Л., Сисакян И.Н., Соيفер В.А. // Автометрия. 1988. № 1. С. 70-82.

- [6] Минин И.В., Минин О.В. Тез. докл. 4 Всес. конф. по проблемам машинной графики. Серпухов. 1987. С. 160.
- [7] Байбулатов Ф.Х., Минин И.В., Минин О.В. // Радиотехника и электроника. 1985. Т. 30. № 9. С. 372-380.

Поступило в Редакцию
12 июня 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 23

12 декабря 1989 г.

11

СТРУКТУРА ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНОК, ИМПЛАНТИРОВАННЫХ ИОНАМИ БОРА

В.В. Немошкаленко, Б.К. Остафийчук,
В.А. Олейник, В.Д. Федорив

В настоящей работе исследовано влияние дозы имплантированных ионов бора на степень структурного и магнитного разупорядочения и обменное взаимодействие в феррит-гранатовых пленках состава $Pb_{0.04}Lu_{0.25}Sm_{0.17}Y_{1.76}Ca_{0.78}Fe_{4.24}Ge_{0.76}O_{12}$. Пленки выращены методом жидкофазной эпитаксии на подложке $Gd_3Ga_5O_{12}$ с кристаллографической плоскостью среза (111). Ионная имплантация (ИИ) проводилась на одной ФПП ионами бора с энергией 80 кэВ и дозами $1 \cdot 10^{14}$ – $1 \cdot 10^{16}$ см⁻² при комнатной температуре в режиме, исключающем каналирование. Исследование структурных и магнитных параметров неимплантированных и имплантированных ФПП были выполнены методами резерфордского обратного рассеивания (РОР) ионов гелия [1], рентгеноструктурного анализа, конверсионной мессбауэровской спектроскопии [2] и электронографии.

Из результатов рентгеноструктурных исследований следует, что увеличение дозы внедренных ионов вызывает первоначальное увеличение постоянной решетки с достижением максимума при $\sim 8 \cdot 10^{14}$ см⁻² и ее дальнейшее уменьшение, обуславливая аналогичные изменения напряжений сжатия. Наличие максимума напряжений и их спад с дальнейшим ростом дозы имплантируемых ионов объясняется кинетикой образования дефектов в нарушенном слое и зарождением аморфных областей, что подтверждается результатами электронографии и РОР.

На электронограммах, полученных от неимплантированной ФПП, наблюдаются контрастные кикучи-линии и правильная сетка точечных дифракционных рефлексов, что свидетельствует о довольно высоком структурном совершенстве неимплантированного приповерхностного слоя. По мере увеличения дозы ИИ интенсивность и контрастность кикучи-линий и дифракционных рефлексов на электронограммах, полученных от имплантированных пленок, уменьшается, а интенсив-