

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

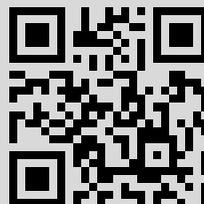
В. А. Епишин, М. В. Неофитный, *Квантовая электроника*, 1982, том 9, номер 4, 718–725

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением  
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 46.201.229.237

12 июня 2018 г., 20:06:14



В. А. Епишин, М. В. Неофитный

## ДИФРАКЦИОННЫЙ ОТВЕТВИТЕЛЬ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*С целью применения дифракционных структур для измерения характеристик лазерного излучения проведено исследование дифракции этого излучения на редких проволочных решетках, включая случаи неперодического расположения проводников. Теоретическое рассмотрение выполнено в приближении однократного рассеяния падающего излучения дифракционно не взаимодействующими элементами редких решеток. Подробно изучена дифракция Френеля, при которой обнаружено новое свойство — отображение при определенных параметрах решеток диаграммы направленности падающего пучка, что позволяет упростить существующие схемы измерения характеристик излучения и увеличить диапазон измеряемых величин. Показано, что неэквидистантная решетка, обладающая указанным свойством, вносит меньше искажений в прошедший пучок при дифракции Френеля, чем периодическая. Исследована поляризационная зависимость рассеянного поля, позволяющая применять данные ответвители для определения направления поляризации.*

1. В настоящее время наблюдается интерес к применению дифракционных структур для контроля характеристик лазерного излучения [1—5]. Наиболее перспективными из этих структур, сочетающими простоту, многофункциональность и диапазон контролируемых характеристик, являются редкие проволочные решетки (РПР) [1—4]. В [1, 2] описано применение РПР для измерения пространственных характеристик лазерных пучков в дальней зоне. Исследуемый пучок проходит через фокусирующее устройство и периодическую решетку. В фокальной плоскости фокусирующего устройства регистрируется угловой спектр дифрагированного на решетке излучения. Распределение интенсивности в каждой составляющей этого спектра совпадает с диаграммой направленности падающего пучка. Применение фокусирующих устройств ограничивает данный метод измерений со стороны высоких плотностей мощности излучения и больших диаметров исследуемых лазерных пучков. Указанные работы основаны на рассмотрении дифракции Фраунгофера в прошедшем через периодическую решетку излучении без учета формы проводников.

В настоящей работе проведено более полное исследование дифракции лазерного излучения на РПР. Подробно исследована дифракция Френеля, при которой обнаружено новое свойство решеток, позволяющее упростить существующие схемы измерений характеристик излучения и увеличить диапазон измеряемых величин. Рассмотрены случаи неперодического расположения проводников в решетке, что дало возможность выбрать геометрию структуры, вносящей минимальное искажение в прошедший пучок. Изучено дифрагированное поле как в прошедшем через решетку излучении, так и в отраженном от нее, благодаря чему выявлена возможность увеличения числа измерительных каналов. С учетом формы проводников изучены полезные для измерений поляризационные свойства решеток.

2. Рассмотрим дифракцию лазерного пучка на проволочной решетке, не ограничиваясь рассмотрением только периодического расположения проводников, а также каким-либо асимптотическим соотношением между их диаметром и длиной волны падающего излучения. Отсутствие таких ограничений не позволяет воспользоваться результатами хорошо разработанных строгих [6] и асимптотических [7, 8] теорий.

Назначение исследуемой структуры для измерения характеристик излучения накладывает на нее требования высокой прозрачности и внесения минимальных искажений в прошедший пучок. Для удовлетворения этим требованиям решетки выполняются редкими — расстояние между проводниками много больше их диаметра и длины волны. При этом можно пренебречь дифракционным взаимодействием между элементами структуры и получить про-

стое и наглядное решение поставленной задачи. Путь решения следующий.

Полное поле дифракции, как обычно, ищется в виде суммы падающего и дифрагированного полей. Последнее найдем как суперпозицию волн, дифрагированных на проводниках, составляющих решетку. Учитывая конечные размеры и скалярный характер [9] лазерных пучков, падающее поле найдем из принципа Гюйгенса — Френеля — Кирхгофа. Принимая во внимание, что в пределах размеров порядка диаметров проводников амплитуды и фазы векторов поля в падающих пучках практически не изменяются, поля, дифрагированные на проводниках, получим из строгого решения задачи о дифракции плоской волны на идеально проводящем цилиндре, приведенного, например, в [8]. Зависимость векторов поля падающего излучения от поперечных координат учтем при суммировании дифрагированных волн. Для данного исследования представляет интерес поле дифракции на расстояниях от решетки, по крайней мере много больших длины волны и диаметров проводников, поэтому в дальнейшем используем асимптотические выражения для комплексных амплитуд поля, дифрагированного на цилиндре.

Для простоты рассмотрим случай нормального падения на решетку со стороны полупространства  $y < 0$  (рис. 1) одномерного, линейно-поляризованного, монохроматического пучка, имеющего вектор электрического поля, параллельный осям проводников ( $E$ -поляризация), и комплексную амплитуду (зависимость от времени  $\exp(i\omega t)$ ), равную

$$E^0 = z_0 U(x) \exp(-iky), \quad (1)$$

где  $z_0$  — орт оси  $Z$ ;  $U(x)$  — функция амплитудно-фазового распределения  $E^0$  в месте расположения решетки;  $k = 2\pi/\lambda$ ;  $\lambda$  — длина волны излучения. Комплексная амплитуда магнитного поля падающего излучения, имеющего характер ТЕМ-волны:

$$H^0 = [x_0 U(x)/W] \exp(-iky), \quad (2)$$

где  $W$  — волновое сопротивление окружающей решетку среды;  $x_0$  — орт оси  $X$ .

В соответствии с [8] при принятых приближениях комплексные амплитуды полей, дифрагированных на отдельных проводниках решетки, будут иметь для электрического поля  $z$ -ю, а для магнитного —  $\varphi$ -ю (азимутальную) составляющие. Тогда при принятых допущениях комплексная амплитуда дифрагированного на решетке поля в точке наблюдения  $\tilde{x}$  есть

$$E^A(\tilde{x}) = \sum_{n=-N}^N U_n E_n^A(\tilde{x}), \quad (3)$$

где  $n$  — номер проводника решетки;  $U_n = U(x_n)$ ;  $x_n$  — координаты центров проводников;  $2N+1$  — число освещенных падающим пучком проводников решетки;  $E_n^A$  — комплексная амплитуда электрического поля волны, дифрагированной на  $n$ -м проводнике:

$$E_n^A(\tilde{x}) = \frac{z_0 A(\varphi_n, d/\lambda)}{\sqrt{r_n}} \exp(-ikr_n), \quad (4)$$

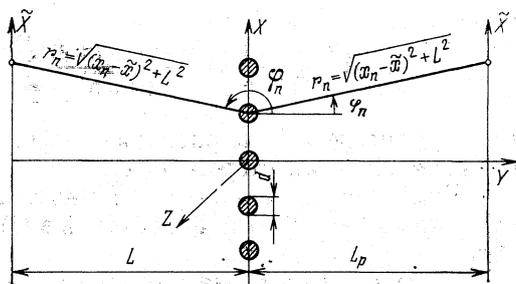


Рис. 1. Сечение решетки и плоскостей наблюдения прошедшего и отраженного полей

где

$$A\left(\varphi_n, \frac{d}{\lambda}\right) = \frac{\exp(-i\pi/4)}{\sqrt{0,5\pi k}} \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{J_l(\pi d/\lambda)}{H_l^2(\pi d/\lambda)} \exp(i l \varphi_n); \quad (5)$$

$r_n, d, \varphi_n$  определены на рис. 1;  $J_l$  — функция Бесселя первого рода;  $H_l^{(2)}$  — функция Ханкеля второго рода.

Комплексная амплитуда магнитного поля дифрагированной волны имеет вид, аналогичный (3) с заменой в (4)  $z_0$  на  $\varphi_0/W$ , где  $\varphi_0$  — азимутальный орт.

В случае  $H$ -поляризации, когда вектор магнитного поля параллелен осям проводников, комплексные амплитуды электрического поля дифрагированных на решетке волн имеют вид (3) с заменой в (5) цилиндрических функций их производными по аргументу. Случай произвольной поляризации может быть рассмотрен на основании результатов для  $E$ - и  $H$ -поляризаций.

Полное поле найдем в виде

$$E(\tilde{x}) = E^{\alpha}(\tilde{x}) + \hat{K}\tilde{E}^0, \quad (6)$$

где с учетом того, что векторы поля имеют только одну пространственную компоненту, применяется принятая ниже скалярная форма записи;  $\hat{K}$  — интегральный оператор Гюйгенса — Френеля — Кирхгофа;  $\tilde{E}^0$  — комплексная амплитуда поля падающей волны в поперечной плоскости пучка, расположенной между выходной апертурой источника падающего излучения и точкой наблюдений (в частности, в плоскости этой апертуры). Для точек наблюдения с  $y > 0$  удобно выбирать плоскость  $y = 0$ .

Ниже мы рассмотрим случай, когда точки наблюдения по отношению к решетке расположены не ближе, чем в зоне Френеля, тогда

$$E^{\alpha}(\tilde{x}) = \frac{1}{\sqrt{L}} \sum_{n=-N}^N A\left(\varphi_n, \frac{d}{\lambda}\right) U_n \exp\left[\frac{-ik(x_n - \tilde{x})^2}{2L}\right], \quad (7)$$

где в  $A(\varphi_n, d/\lambda)$  в отличие от (5) внесен несущественный фазовый множитель  $\exp\{-ikL\}$ .

Рассматривая распределение рассеянного поля на небольших участках плоскости наблюдения, что будет оправдано полученными ниже результатами, и учитывая, что расстояние между проводниками значительно больше длины волны и меньше ширины пучка, можно положить

$$A(\varphi_n, d/\lambda) \approx A(d/\lambda), \quad (8)$$

$$E^{\alpha}(\tilde{x}) \approx \frac{A(d/\lambda)}{\sqrt{L}} \sum_{n=-N}^N U_n \exp\left[\frac{-ik(x_n - \tilde{x})^2}{2L}\right]. \quad (9)$$

Если точка наблюдения расположена в дальней зоне, условие (8) выполняется практически всегда. При этом

$$E^{\alpha}(\tilde{x}) = \frac{A(d/\lambda)}{\sqrt{L}} \left\{ \exp\left[\frac{-ik\tilde{x}^2}{2L}\right] \sum_{n=-N}^N U_n \exp\left[\frac{ikx_n\tilde{x}}{L}\right] \right\}. \quad (10)$$

Для дифракции Френеля в рассеянном «вперед» поле параметры, при которых выполняются (8), (9), в случае  $E$ -поляризации приведены ниже.

3. На основе анализа полученных выражений рассмотрим свойства исследуемых структур. Остановимся на периодических решетках ( $x_n = nT$ ). Для них из (9) следует, что максимумы дифракционных порядков в зоне Френеля расположены в точках наблюдения с координатами

$$|y| = L_p = T^2/(p\lambda), \quad p = 1, 2, 3, \dots, \quad (11)$$

$$\tilde{x} = \tilde{x}_{pl} = T[l + 0,25(1 - (-1)^p)]/p, \quad l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (12)$$

Для исследования распределения поля в этих порядках перепишем (9):

$$E^A(\tilde{x}) = \frac{A(d/\lambda)}{\sqrt{L_p}} \sum_{n=-N}^N U_n \exp \left\{ \frac{-ik[x_n - (\tilde{x} - \tilde{x}_{pl}) - \tilde{x}_{pl}]^2}{2L_p} \right\},$$

откуда с учетом (11), (12) получим

$$E^A(\tilde{x}) = \frac{A(d/\lambda)}{\sqrt{L_p}} \exp \left( \frac{-ik\tilde{x}^2}{2L_p} \right) \sum_{n=-N}^N U_n \exp \left[ ik \frac{x_n (\tilde{x} - \tilde{x}_{pl})}{L_p} \right]. \quad (13)$$

Обозначим через  $\tilde{x}_q$  точки наблюдения в дальней зоне, в которых расположены максимумы дифракционных порядков; тогда комплексная амплитуда рассеянного решеткой поля в дальней зоне из (10) (с учетом того, что  $\tilde{x}_q = qL\lambda/T$ )

$$E^A(\tilde{x}) = \frac{A(d/\lambda)}{\sqrt{L}} \exp \left( \frac{-ik\tilde{x}^2}{2L} \right) \sum_{n=-N}^N U_n \exp \left[ \frac{ikx_n (\tilde{x} - \tilde{x}_q)}{L} \right]. \quad (14)$$

Из сравнения (13) и (14) следует, что в зоне дифракции Френеля на расстояниях от решетки, даваемых (11), распределение комплексной амплитуды в дифракционных порядках такое же, как и в дифракционных порядках в дальней зоне. В то же время, как показано в *Приложении*, если на поперечном сечении падающего пучка размещено достаточное число проводников решетки, то распределение комплексной амплитуды в каждом дальнопольном дифракционном порядке такое же, как и в диаграмме направленности падающего пучка.

На рис. 2 приведены результаты, позволяющие провести сравнение распределений интенсивности излучения в дифракционных порядках, образующихся на расстояниях от решетки, даваемых (11) при  $p=1$ , с диаграммами направленности падающих на решетку пучков вида

$$U(\rho) = \exp \{-(3\rho)^2\}, \quad (15)$$

$$U(\rho) = \sin(\pi\rho), \quad (16)$$

где  $\rho = x/a$ ;  $a$  — характерный размер пучка ( $a = NT$ ). Расчеты выполнены на ЭВМ по формуле

$$E^A(\rho) = \frac{1}{\sqrt{L}} \sum_{n=-N}^N A \left( \varphi_n, \frac{d}{\lambda} \right) U_n \times \exp \left[ -i\pi N^2 \left( \frac{n}{N} - \rho \right)^2 \right], \quad (17)$$

полученной для периодической структуры из (7) с подстановкой (11) и введенных обозначений.

На рис. 2, а, б сплошными кривыми показаны распределения интенсивности дифракционных полей. (Данные распределения одинаковы для отраженного и прошедшего дифрагированных полей.) На первом рисунке в

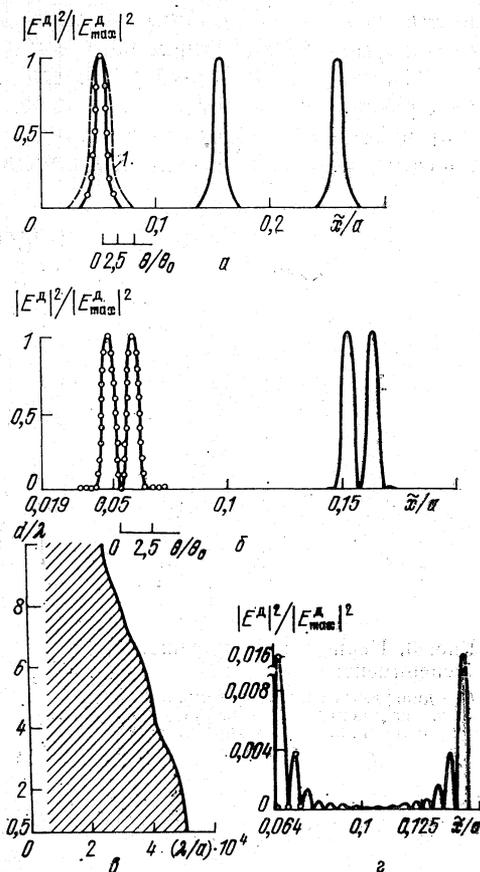


Рис. 2. Периодическая решетка,  $E$ -поляризация:

точки — расчетные диаграммы направленности падающих пучков без решетки;  $\theta = (x - x_{11})/L_1$  (см. (11), (12));  $\theta_0 = \lambda/2a$ ;  $\Delta = 10$ ; 1 — нулевой порядок при  $d/T = 0,22$ , остальные —  $d/T = 0,005$ ; а) пучок (15); б) — в) пучок (16); а), б), в)  $d/\lambda = 4,7$

выбранном масштабе видны три ( $l=0, 1, 2$  по (12)), а на втором — два ( $l=0, 1$ ) дифракционных порядков. Для сравнения с соответствующими диаграммами направленности при нулевых дифракционных порядках приведена угловая координата.

Из полученных результатов следует, что при параметрах, соответствующих сплошной кривой, главные максимумы рассеянного поля расположены в согласии с (12), относительные распределения интенсивности в различных дифракционных порядках совпадают друг с другом и с распределением в главном лепестке диаграммы направленности как в случае простейшего гауссова (15), так и в случае более сложного пучка (16), аппроксимирующего первый высший тип колебаний лазерного резонатора. Это связано с тем, что в данном случае выполняется приближение (8). Конкретные значения параметров, найденные в численном эксперименте, при которых для пучка (16) сравниваемые распределения совпадают, видны на рис. 2, в. В пределах заштрихованной области различие между угловыми размерами этих распределений на уровне 0,5 не превышает 7 %.

Боковые лепестки диаграммы направленности совпадают с распределениями интенсивности во вторичных максимумах дифрагированного поля, что видно из рис. 2, г, где в увеличенном масштабе показан участок распределения интенсивности рассеянного излучения, приведенного на рис. 2, б. Между двумя соседними дифракционными порядками расположено такое же число вторичных максимумов, как и в дальней зоне, что позволяет упростить предложенный в [10] способ измерения диаметра пучка по числу вторичных максимумов перенесением измерений в зону Френеля.

С целью использования осевых дифракционных порядков, образованных рассеянием навстречу падающему пучку, удобно располагать решетку под небольшим углом. Нетрудно понять, что если этот угол образован поворотом оси, расположенной в плоскости решетки перпендикулярно осям

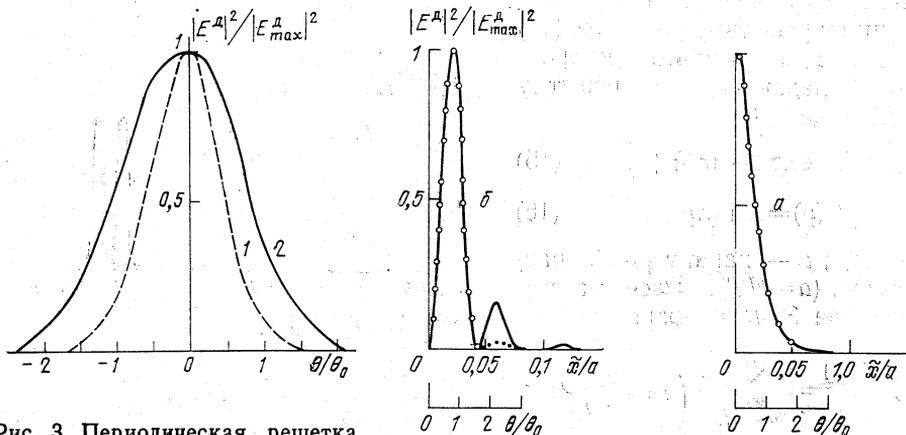


Рис. 3. Периодическая решетка, эксперимент:

1 — диаграмма направленности падающего излучения; 2 — распределение излучения в дифрагированном порядке

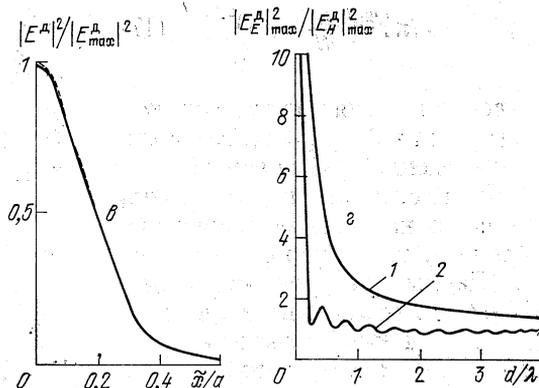


Рис. 4. Неэкви-дистантная решетка:

$N=10$ ;  $d/a=5 \cdot 10^{-4}$ ;  $a$  —  $E$ -поляризация,  $d/\lambda=4,7$ ; 1 — поле, рассеянное «вперед», 2 — отраженное поле

проводников, то полученные выше выражения остаются неизменными. При повороте на небольшой угол вокруг оси, параллельной осям проводников, произойдет очевидное смещение дифракционных порядков без качественного их изменения по сравнению с нормальным падением.

4. Представляет интерес выяснение возможности восстановления диаграммы направленности по дифрагированному полю в случаях, когда условие (8) не выполняется. Исследования показали, что для пучков гауссовой и близкой к ней формы такая возможность имеется. Это следует из сравнения сплошной и штриховой линий на рис. 2, *a* (расчет), а также кривых на рис. 3 (эксперимент), где распределения в дифрагированных порядках совпадают с диаграммами направленности падающих пучков при введении масштабного множителя для угловой координаты одного из сравниваемых распределений.

В эксперименте источником излучения служил непрерывный  $\text{CO}_2$ -лазер с селекцией низшего поперечного типа колебаний при помощи диафрагмы. Диаметр пучка на уровне 0,1 от максимального значения интенсивности — 8,5 мм. Решетка из никелевого микропровода,  $d=50$  мкм,  $T=1,4$  мм, расположенная под углом  $10^\circ$  к пучку, образованным поворотом вокруг оси, параллельной осям проводников, полностью перекрывала падающее излучение. Распределение интенсивности отраженного от решетки поля на расстоянии  $L=18,5$  см (согласно (11) это соответствует  $p=1$ ), а также диаграмма направленности пучка записывались одновременно на двухкоординатных самопишущих потенциометрах ПДС-021 М при помощи сканирования приемником излучения, осуществляемого синхронно с X-разверткой потенциометров. Приемниками служили болометрические преобразователи из никелевого микропровода в стеклянной изоляции с внешним диаметром 5 мкм, что обеспечивало достаточное пространственное разрешение.

5. При применении рассматриваемых структур, работающих на проход, важен вопрос об искажениях, вносимых ими в исследуемый пучок. В [2] исследовано влияние искажений, связанных с нагревом проводников излучения, в [11] — с дифракцией в проводниках. Из [11] следует, что редкая решетка, незначительно возмущающая поле в дальней зоне, может сильно исказить его в зоне дифракции Френеля. В то же время для широкоапертурных пучков зона Френеля может использоваться не только для измерения, но и для применения излучения по основному назначению. В связи с этим нами рассмотрена возможность уменьшения искажений прошедшего пучка в зоне Френеля непериодическим расположением проводников в решетке. Обнаружено, что если расстояние от решетки до плоскости наблюдения в зоне Френеля, длина волны и координаты проводников связаны соотношением

$$x_n = (2\lambda L |n|)^{1/2}, \quad (18)$$

то такая решетка вносит малые искажения и обладает свойством отображения главного лепестка диаграммы направленности пучка в нулевом дифракционном порядке.

На рис. 4, *a*, *b*, *г* приведены результаты расчетов по (7) с подстановкой (18). На рис. 4, *a*, *b* сплошными линиями показаны относительные распределения интенсивностей дифрагированных полей при падении пучков ((15), (16) соответственно). Точками обозначены расчетные диаграммы направленности этих пучков. Видно, что их главные лепестки при данных параметрах решетки хорошо отображаются в нулевых порядках рассеянного поля. При этом искажения, вносимые в прошедший пучок, незначительны, что следует из рис. 4, *в*, где сплошной линией показано рассчитанное по (6) распределение интенсивности полного прошедшего поля в случае падения пучка (15) на расстоянии  $L=a^2/(2\lambda N)$ . Пунктиром показан невозмущенный пучок (без решетки), прошедший то же расстояние.

Наблюдалась значительная зависимость интенсивности в дифракционных порядках от направления поляризации излучения в падающем на ре-

шетку пучке, что следует из рис. 4, з. Отношение интенсивностей в главных максимумах при  $E$ - и  $H$ -поляризациях в случаях, когда  $d/\lambda < 1$ , достигает нескольких единиц. В то же время имеются такие значения параметра  $d/\lambda$ , при которых это отношение близко к единице.

6. Обнаруженное свойство дифракционных решеток — отображение диаграммы направленности пучка в зоне дифракции Френеля — позволяет, выбрав плоскость, расположенную на расстоянии от решетки в соответствии с выражением (11), и измерив распределение интенсивности в любом из дифракционных порядков и ближайших к нему вторичных максимумах, получить диаграмму направленности исследуемого пучка. Измерение числа вторичных максимумов, расположенных между соседними главными, позволяет оценить диаметр этого пучка. В результате появляется возможность упрощения существующих схем измерения характеристик излучения, совместив в одном простом дифракционном элементе функции ответвителя и фокусирующего устройства. Исключение из данных схем традиционного фокусирующего устройства расширяет диапазон их применения в сторону больших диаметров пучков и плотностей мощности.

В случае высоких требований к малости искажений пучка в зоне дифракции Френеля перспективно применение неэквидистантной решетки с параметрами (18). Такая решетка может использоваться также при построении болометрического измерителя энергии лазера [3].

Установленная зависимость рассеянного поля от поляризации дает возможность выбирать параметры ответвителя как с высокой поляризационной чувствительностью для измерения поляризации, так и без нее, например, для исследования пучков с изменяющейся поляризацией.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность В. М. Кузьмичеву, благодаря которому была поставлена данная работа, В. М. Ткаченко за помощь в эксперименте и В. А. Свичу, благодаря поддержке которого эта работа выполнена.

#### Приложение

В дальней зоне при выполнении (8) из (10) следует:

$$E^d(\tilde{x}) \sim \sum_{n=-N}^N U(x_n) \exp\left(\frac{ikx_n \tilde{x}}{L}\right). \quad (\text{П. 1})$$

Учитывая, что углы расходимости реальных лазерных пучков  $\theta \sim \lambda/2a$  невелики, выберем некоторое  $b \ll \lambda/\theta$ , позволяющее представить (П.1) в виде

$$E^d(\tilde{x}) \sim \frac{1}{b} \int_{-NT}^{NT} F(x) U(x) \exp\left(ik \frac{x \tilde{x}}{L}\right) dx, \quad (\text{П. 2})$$

где

$$F(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x_n - b/2 \leq x \leq x_n + b/2, \\ 0 & \text{при остальных значениях } x. \end{cases} \quad (\text{П. 3})$$

Разложим  $F(x)$  в ряд Фурье, тогда

$$E^d(\tilde{x}) \sim \frac{1}{T} \int_{-NT}^{NT} U(x) \exp(ikx\theta) dx + \frac{1}{\pi} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\sin(\pi lb/T)}{l} \times \\ \times \int_{-NT}^{NT} U(x) \left\{ \exp\left[ikx\left(\theta - \frac{l\lambda}{T}\right)\right] + \exp\left[ikx\left(\theta + \frac{l\lambda}{T}\right)\right] \right\} dx, \quad (\text{П. 4})$$

где  $\theta = \tilde{x}/L$ .

В случае  $T \ll 2a$ , когда углы расходимости лазерных пучков значительно меньше углового расстояния между соседними дифракционными порядками, (П.4) доказывает свойство РПП отображать диаграмму направленности пучка в дифракционных порядках.

1. R. W. O'Neil, H. Kleiman, L. C. Marguet, C. W. Kilcline, D. Northam. *Appl. Optics*, 13, 314 (1974).
2. В. И. Купренюк, Л. Д. Смирнова, В. В. Степанов, В. Е. Шерстобитов. *Квантовая электроника*, 3, 1126 (1976).
3. В. М. Кузьмичев, Ю. М. Латынин, И. А. Приз. *ПТЭ*, № 2, 190 (1974).
4. В. А. Епишин, М. В. Неофитный, В. М. Кузьмичев. Тез. докл. III Всесоюз. научно-техн. конф. «Фотометрия и ее метрологическое обеспечение». — М.: 1979, с. 253.
5. В. В. Аполлонов, Е. П. Бочкарь, В. Я. Заславский, В. Ю. Хомич. *Квантовая электроника*, 6, 615 (1979).
6. В. П. Шестопапов, Л. Н. Литвиненко, С. А. Масалов, В. Г. Сологуб. Дифракция волн на решетках. — Харьков, 1973.
7. Е. И. Нефедов, А. Н. Сивов. *Электродинамика периодических структур*. — М.: Наука, 1977.
8. В. В. Никольский. *Электродинамика и распространение радиоволн*. — М.: Наука, 1978, с. 258.
9. Ю. А. Ананьев. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. — М.: Наука, 1979, с. 19.
10. А. В. Хромов. *Оптика и спектроскопия*, 48, 330 (1980).
11. В. А. Епишин, М. П. Перепечай, В. М. Кузьмичев, А. В. Золотайкин, М. В. Неофитный. Материалы Всесоюзного семинара по тепловым приемникам излучения. — Л.; 1978, с. 75.

Харьковский государственный университет им. А. М. Горького

Поступила в редакцию 19 июня 1981 г.

V. A. Epishin, M. V. Neofitnyi. **A Diffraction Coupler to Measure Laser Radiation Characteristics.**

With the aim to use diffraction structures for measuring laser radiation characteristics an investigation has been made of the diffraction of this radiation by widely spaced wire gratings including the cases of the aperiodic arrangement of conductors. The theoretical consideration has been made with the use of the approximation of the single scattering of the incident radiation by diffractively noninteracting elements of widely spaced gratings. The Fresnel diffraction has been studied in detail where a new property has been found — the mapping of the incident beam radiation pattern at certain grating parameters — which makes it possible to simplify the existing schemes for measurement of the radiation characteristics and to expand the range of values to be measured. It is shown that nonequidistant grating possessing the mentioned properties introduces fewer distortions into the transmitted beam under the Fresnel diffraction than the periodic one. Polarization dependence of the scattered field has been investigated which makes it possible to use these couplers to determine the polarization direction.

«Квантовая электроника», 9, № 4 (1982)

УДК 621.373.826

**И. А. Полуэктов, А. В. Назаркин**

**ОБРАЗОВАНИЕ САМОФОКУСИРОВОЧНЫХ НИТЕЙ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ГАРМОНИК В УСЛОВИЯХ КОГЕРЕНТНОГО ДВУХФОТОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ С РЕЗОНАНСНЫМИ СРЕДАМИ**

*Теоретически исследовано влияние поперечной неоднородности плоской волны на генерацию третьей гармоники в условиях когерентного двухквантового взаимодействия с резонансными средами. Показано, что на длине двухфотонного поглощения происходит образование самофокусирующихся нитей, а эффективность генерации гармоники в этих условиях значительно повышается.*

Актуальность исследований преобразования частот в условиях двухфотонного резонанса для расширения диапазона источников когерентного излучения сейчас стала очевидной. В работах [1—6] показано, что эффективность процессов сложения частот значительно повышается, если длительность импульса накачки меньше или порядка времени фазовой релаксации среды (когерентное взаимодействие). Следует отметить, однако, что большинство исследований, посвященных этому вопросу, выполнены в прибли-