

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ПОЛЯ, ДИФРАГИРОВАННОГО ДВОЙНОЙ РЕШЕТКОЙ

В. А. Слюсарский

В последние годы повысился интерес к вопросам дифракции электромагнитных волн на плоских периодических решетках, размеры которых соизмеримы с длиной волны. Это обусловлено широким использованием дифракционных решеток в измерительных приборах, антенной технике и других областях радиофизики и радиотехники.

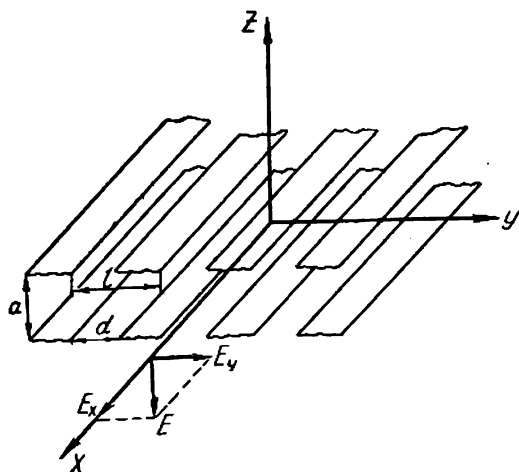


Рис. 1. Двойная решетка.

В работах [1], [2] произведен анализ двойных дифракционных решеток (рис. 1). Эти решетки обладают рядом преимуществ по сравнению с однослойными решетками: 1) они являются более широкодиапазонными и вносят меньшие дифракционные потери; 2) наличие двух легко изменяемых параметров — расстояния между решетками и относительного сдвига их — делает систему в ряде случаев предпочтительной.

Эти и другие особенности двойных решеток используются при освоении более коротких длин волн. По имеющимся в литературе сведениям двойные решетки успешно используются в качестве интерферометров Фабри-Перо, [3]. Возможно использование таких устройств в качестве аттенуаторов поляризационного типа и в качестве согласователей, подобных компенсатору Бабине.

Математический аппарат, приведенный в [1] и [2], позволяет решить задачу о структуре дифрагированных полей, которая имеет значение в связи с указанными возможностями применения. Из выражений поля, данных в упомянутых работах, следует, что если падающая волна имеет E или H поляризацию, то прошедшее поле обладает той же поляризацией (т. е. остается линейно-поляризованным).

Не меньший интерес представляет случай произвольной поляри-

зации падающей волны.

зации при нормальном падении волны. Пусть вектор E составляет некоторый угол γ с осью X (см. рис. 1), тогда

$$E_x = E \cos \gamma; E_y = E \sin \gamma. \quad (1)$$

Используя [2], запишем выражение для нулевой гармоники ортогональных компонент электрического поля

$$E_x = \cos \gamma A_0 e^{-ik(z+a)}; E_y = \sin \gamma a_0 e^{-ik(z+a)}, \quad (2)$$

где k — волновое число.

Коэффициенты прохождения A_0 и a_0 — комплексные величины, поэтому E_x и E_y можно представить как

$$\begin{aligned} E_x &= B_0 (\cos \varphi + i \sin \varphi) [\cos k(z+a) - i \sin k(z+a)]; \\ E_y &= b_0 (\cos \psi + i \sin \psi) [\cos k(z+a) - i \sin k(z+a)], \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} B_0 &= |A_0| \cos \gamma; A_0 = |A_0| e^{i\varphi}; \\ b_0 &= |a_0| \sin \gamma; a_0 = |a_0| e^{i\psi}. \end{aligned} \quad (4)$$

Физический смысл в выражениях (3) имеют только реальные части;

$$\begin{aligned} E_x &= B_0 \cos [\varphi - k(z+a)]; \\ E_y &= b_0 \cos [\psi - k(z+a)]. \end{aligned} \quad (5)$$

Компоненты E_x и E_y в общем случае колеблются с разными амплитудами и фазами. В частном случае, когда $\varphi - \psi = m\pi$, где $m = 0, 1, 2, 3 \dots$ результирующее колебание характеризуется вектором, расположенным в плоскости, проходящей через ось OZ под углом $\alpha = \arctg \pm \frac{B_0}{b_0}$ к оси X , длина этого вектора $-(a^2 + b^2)^{\frac{1}{2}}$. Нетрудно убедиться, что выражения (5) при $\varphi - \psi \neq m\pi$ представляют собой уравнение эллипса в параметрической форме.

Следовательно, поле в результате дифракции стало эллиптически поляризованным. Важными параметрами эллипса, представляющими практический интерес, являются коэффициент эллиптичности K (отношение малой оси к большой) и θ — угол наклона большой оси эллипса к оси Y . Они могут быть найдены с помощью преобразований аналитической геометрии и имеют следующий вид:

$$K = \sqrt{\frac{B_0^2 \mp b_0^2 - \sqrt{(B_0^2 - b_0^2)^2 + 4B_0^2 b_0^2 \cos^2 \delta}}{B_0^2 - b_0^2 \mp \sqrt{(B_0^2 - b_0^2)^2 + 4B_0^2 b_0^2 \cos^2 \delta}}}; \quad (6)$$

$$\operatorname{tg} 2\theta = \frac{2B_0 b_0 \cos \delta}{B_0^2 - b_0^2}, \quad (7)$$

где $\delta = \varphi - \psi$.

При выполнении работы были произведены расчеты коэффициента эллиптичности для следующих параметров решеток и изменений угла поляризации γ :

параметр заполнения

$$u = \cos \frac{\pi d}{l} = 0,4; 0; -0,4;$$

параметр решетки $x = \frac{l}{\lambda} = 0,4 \div 2,4$ (через 0,2); $\gamma = 0^\circ \div 90^\circ$ (через 10°); отношение a/l было выбрано равным 0,5.

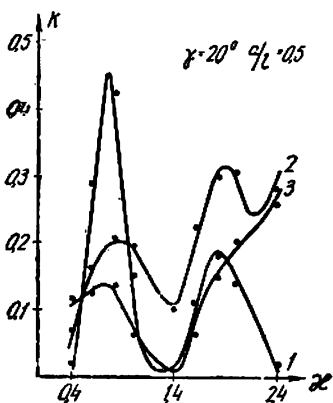


Рис. 2. Зависимость $k = f(x)$ при $\gamma = 20^\circ$:
1 — $U = 0$; 2 — $U = 0,4$; 3 — $U = -0,4$.

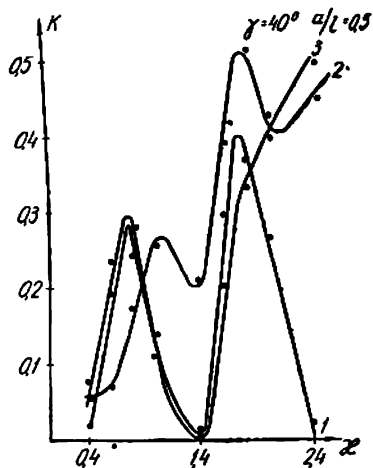


Рис. 3. Зависимость $k = f(x)$ при $\gamma = 40^\circ$:
1 — $U = 0$; 2 — $U = 0,4$; 3 — $U = -0,4$.

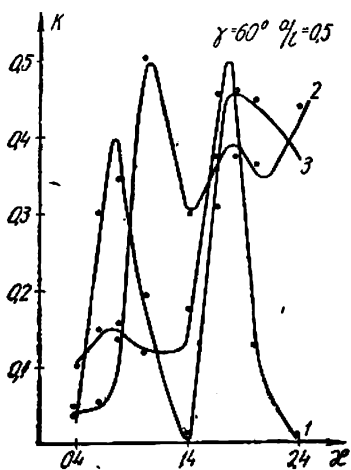


Рис. 4. Зависимость $k = f(x)$ при $\gamma = 60^\circ$:
1 — $U = 0$; 2 — $U = 0,4$; 3 — $U = -0,4$.

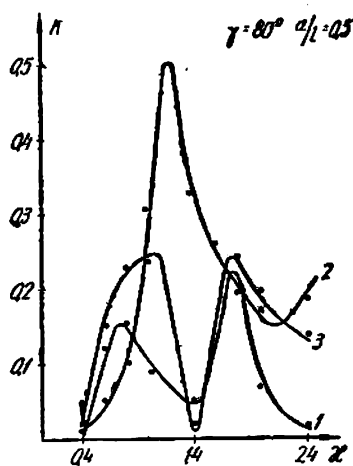


Рис. 5. Зависимость $k = f(x)$ при $\gamma = 80^\circ$:
1 — $U = 0$; 2 — $U = 0,4$; 3 — $U = -0,4$.

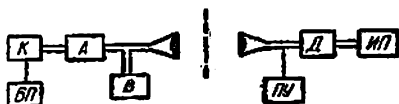


Рис. 6. Блок-схема установки:

К — кластрон; БП — блок питания; А — аттенюатор; В — волномер; ПУ — поворотное устройство; Д — детектор; ИП — индикаторный прибор.

На основании полученных результатов построены зависимости $K = f(x)$. Наиболее характерные из них представлены на рисунках 2, 3, 4, 5.

Отметим, что в случае $\gamma = 0^\circ$ и $\gamma = 90^\circ$, поляризация становится линейной. При изменении γ от 0° до 90° , имеет место эллиптически поляризованная волна.

Общим для графиков, представленных на рис. 2, 3, 4, 5, является максимум коэффициента эллиптичности в интервале $0 < x < 1,4$. Наибольшее значение коэффициента эллиптичности соответствует $u = 0,4$ при $\gamma = 60^\circ$ и $\gamma = 80^\circ$. Для $\gamma = 80^\circ$ максимум смещен вправо по оси x . В интервале изменения x от 1,4 до 2,4 решетки с параметром $u = 0$ имеют максимум K при всех γ . У решеток с $u = 0,4$ максимум коэффициента эллиптичности существует при $\gamma \leq 70^\circ$, а затем с увеличением γ на характеристике в этом месте появляется минимум. Коэффициент эллиптичности решеток с $u = -0,4$ в указанном интервале x имеет экстремум (максимум) только при $\gamma \geq 50^\circ$.

Расчеты поляризации были проверены экспериментально. Для этого использовалась установка, блок-схема которой показана на рис. 6. Высокочастотные колебания, получаемые с помощью клистрона, через развязывающий аттенюатор подводятся к рупорной антенне с высокой направленностью и коррекцией фронта волны. Рупорная антенна облучает дифракционные решетки, укрепленные в поворотном устройстве. Решетки выполнены в виде лент из медной фольги, наклеенных на пенополистироловые пластины ($\epsilon \approx 1, 0,3 \div 1,05$). Размеры решеток выбраны в два раза большие соответствующих размеров диаграммы направленности рупора.

Прошедшая волна попадает в приемное устройство, представляющее собой поляриметр, который состоит из вращающегося рупора, детектора и индикаторного прибора. Методика эксперимента описана в работе [4].

Результаты опытов представлены на рисунках 2—5 в виде точек на соответствующих кривых. Как видно из этих графиков, расхождение между расчетными данными и экспериментом не превышает 12%.

Выполненная работа дает возможность сделать следующие выводы:

- 1) нормально падающая волна произвольной поляризации после прохождения двойной решетки становится эллиптически поляризованной;
- 2) максимальное значение коэффициента поляризации имеет место при $u = +0,4$;
- 3) при $u \leq 0$ коэффициент поляризации достигает значения 0,5;
- 4) двойные решетки могут быть использованы в качестве поляризационных устройств и в качестве анализаторов поляризации.

Автор благодарит проф. В. П. Шестопалова за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. О. А. Третьяков, В. П. Шестопалов. Дифракция электромагнитных волн на двойной плоской равнопериодной разноцелевой решетке. ЖТФ, т. XXXIII, в. 10, 1963.
2. О. А. Третьяков, В. П. Шестопалов. Дифракция электромагнитных волн на плоской двойной металлической решетке. ЖТФ, т. XXXIII, в. 10, 1963.
3. Е. А. Виноградов, Е. М. Дианов, Н. А. Ирисова. Интерферометр Фабри-Перо короткого миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. ЖЭТФ. Письма в редакцию, т. 2, в. 7, 1965.
4. В. А. Слюсарский, В. П. Шестопалов. Исследование дифракции на решетках конечных размеров. ЖТФ, т. XXXIV, в. 9, 1964.