

ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЕЙ, ДИФРАГИРОВАННЫХ СТРУКТУРАМИ ВОЛНОВОДНОГО ТИПА

В. М. Буторин, Я. С. Комиссаров, Е. Ф. Кривошеев,
В. А. Павлюк

Харьков

Изучению переизлучательных свойств дифракционных решеток различного типа посвящен ряд работ, в которых, однако, не уделяется внимание анализу их фазовых характеристик, знание которых, помимо чисто научного, представляет и практический интерес, в частности, при создании квазиоптических устройств преобразования электромагнитных волн [1]. Данному вопросу и посвящена настоящая работа, в которой приведены результаты численного решения систем [2]

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \left(1 - i \frac{k \rho_n h}{\sigma_q} \varphi_m \right) \gamma_m^{nq} R_{nq} + e^{ikh} \left(1 - i \frac{kh}{\sigma_q} \varphi_m \right) \gamma_m^{0q} = 0; \quad (1)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} R_{nq} \delta_m^{nq} + \left(\frac{1}{\rho_n} \right)^q e^{ikh} \delta_m^{0q} = 0;$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} (k \rho_n + i \omega_m^2 h \sigma_q \varphi_m) \gamma_m^{nq} S_{nq} + e^{ikh} (k^2 + i \omega_m^2 h \sigma_q \varphi_m) \gamma_m^{0q} = 0; \quad (2)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} S_{nq} \delta_m^{nq} + \left(\frac{1}{\rho_n} \right)^q e^{ikh} \delta_m^{0q} = 0,$$

описывающих дифракционные явления на металлической периодической структуре волноводного типа с магнитодиэлектрическим заполнением в случае нормального падения на нее плоской электромагнитной волны.

В системах (1), (2) значение индекса $q = 0$ соответствует E -поляризации, а $q = 1$ — H -поляризации первичного поля. В них

$$\sigma_q = \begin{cases} \varepsilon; \\ \mu; \end{cases} \quad R_{nq} = \begin{cases} a_n - b_n; \\ c_n - d_n; \end{cases} \quad S_{nq} = \begin{cases} a_n + b_n & \text{при } q = 0; \\ c_n + d_n & \text{при } q = 1; \end{cases}$$

$$\gamma_m^{nq} = \frac{\sin \left(\beta_n + \frac{m\pi}{2d} \right) d}{\beta_n + \frac{m\pi}{2d}} - (-1)^{m+q} \frac{\sin \left(\beta_n - \frac{m\pi}{2d} \right) d}{\beta_n - \frac{m\pi}{2d}};$$

$$\delta_m^{nq} = (-1)^n \left\{ \frac{\sin \left[\beta_n + \frac{m\pi}{2(l-d)} \right] (l-d)}{\beta_n + \frac{m\pi}{2(l-d)}} + \right. \\ \left. + (-1)^{m+q} \frac{\sin \left[\beta_n - \frac{m\pi}{2(l-d)} \right] (l-d)}{\beta_n - \frac{m\pi}{2(l-d)}} \right\};$$

$$\varphi_m = \frac{\text{th} \omega_m h}{\omega_m h}, \quad \omega_m = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{2d}\right)^2 - k^2 \epsilon \mu};$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad \rho_n = \sqrt{k^2 - \beta_n^2}, \quad \beta_n = \frac{n\pi}{l}.$$

Здесь a_n, b_n, c_n, d_n — искомые амплитуды парциальных волн дифракционного спектра; $2l$ — период решетки, $2d$ — ширина щели; $2h$ — толщина брусев; $\theta = d/l$ — коэффициент заполнения; $\lambda = 2l/\lambda$, где λ — длина падающей волны; ϵ, μ — соответственно диэлектрическая и магнитная проницаемости однородного изотропного магнитодиэлектрика.

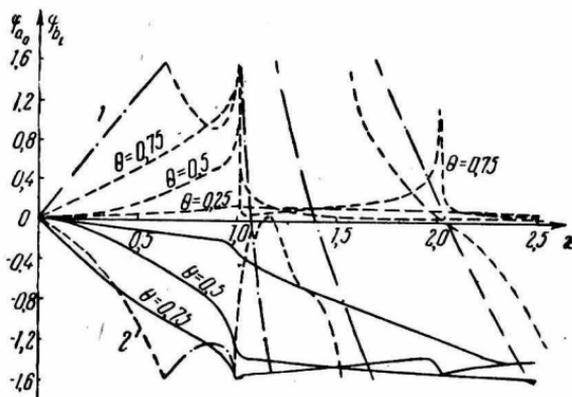


Рис. 1.

Системы (1) и (2), редуцированные до 20-го порядка, решались на ЭВМ по схеме Гаусса с выбором главного элемента. Полученные результаты, часть которых представлена ниже в виде графических зависимостей фазовых набегов как функций соотношений между характерными размерами решетки, а также величиной диэлектрической проницаемости заполнителя и длиной падающей волны, позволяют установить некоторые общие закономерности, которые, по-видимому, присущи периодическим структурам различного типа.

Формирование фазового набега обуславливается волновыми процессами, имеющими место как на внешних поверхностях металлических брусев, так и между ними. В связи с этим целесообразно рассмотреть поведение фазовых характеристик вторичного поля для ленточной решетки, а затем перейти к описанию их при различных заполнениях решетки и толщине ее элементов.

На рис. 1 ($h = 0, \theta = 0,5, \epsilon = \mu = 1$) представлены для случая E -поляризации первичного излучения частотные характеристики фазовых набегов основной волны отраженного (φ_{a_0}) и прошедшего (φ_{b_0}) полей. Выраженные в радианах на данном и следующем рисунках величины φ_n (пунктирные линии) и φ_b (сплошные и

штрихпунктирная линия) вычислялись как главные значения $\arctg \frac{\text{Im}A}{\text{Re}A}$, где A — амплитуда отраженной или прошедшей волны. Из рис. 1 видно, что для малых коэффициентов заполнения ленточной решетки фаза отраженной волны практически остается постоянной во всем исследуемом диапазоне. С увеличением θ фазовые свойства решетки существенно изменяются. При $\chi < 1$ и $\theta < 0,25$ фазы падающей и прошедшей волн мало отличаются друг от друга. По мере роста χ и θ наблюдается отставание

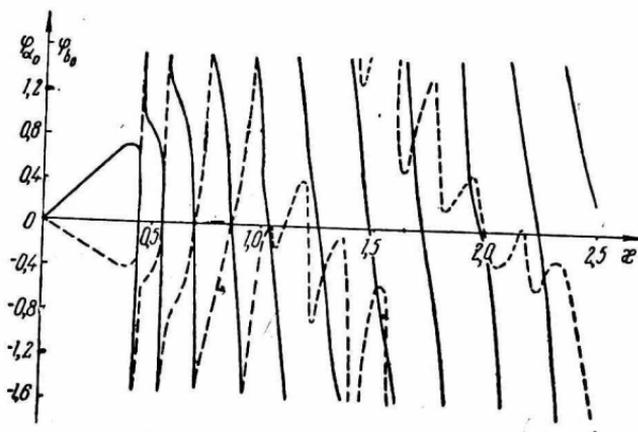


Рис. 2.

фазы прошедшей волны от падающей. В точках возникновения распространяющихся высших типов волн кривые φ_{a_0} , φ_{b_0} имеют характерные особенности: экстремумы в отраженном и изломы в прошедшем полях. Частотные зависимости фаз сохраняют знак при изменении любых геометрических параметров ленточной решетки. Следует отметить, что фазовые характеристики для решетки с $h = 0$, приведенные на рис. 1, с графической точностью совпадают с аналогичными кривыми, полученными при численном решении системы уравнений [3], усеченной до 12-го порядка.

С увеличением толщины элементов рассматриваемая структура приобретает волноводные свойства, и на характер переизлученного поля существенно влияют волновые процессы внутри щелей. В области, где щель решетки является запредельным волноводом, что наблюдается для E -поляризованной падающей волны (рис. 1, кривая 1 и 2), частотная зависимость фазовых набегов в отраженном и прошедшем полях близка к линейной. В окрестности первой точки скольжения $d\varphi_{a_0}$ ($d\chi$ и $d\varphi_{b_0}$) $d\chi$ меняют знак; в дальнейшем фаза прошедшей волны изменяется монотонно. Как для продольной, так и поперечной поляризаций первичного излучения при $0 < \chi < 1$ φ_{a_0} и φ_{b_0} имеют противоположные знаки. При $\chi > 1$ фазовые характеристики нулевой и высших типов волн

ведут себя аналогичным образом. Если волна в щели является распространяющейся, увеличение толщины элементов решетки на величину, равную $\frac{\lambda}{2}$, не изменяет ее фазовых свойств. Заметим, что в точках максимального прохождения волны ее фаза кратна π .

Введение диэлектрика между проводниками приводит к изменению амплитудных и фазовых характеристик парциальных волн дифракционного спектра. При E -поляризации решетка становится прозрачной для некоторого дискретного набора частот в области $0 < x < 1$, причем с ростом ϵ , ввиду укорочения длины волны внутри щели, увеличивается количество частот, при которых структура обладает минимальной отражательной способностью. В этом случае каждому максимальному значению коэффициента прохождения соответствует фазовый набег, равный $n\pi$ (рис. 2), где n — порядковый номер максимума прозрачности. Это же обстоятельство наблюдается и при H -поляризации. Характерно, что при продольно поляризованном излучении с уменьшением диэлектрической проницаемости однородного изотропного диэлектрика расширяется диапазон частот, в котором волны в щелях затухают, а их фазы изменяются линейно. Когда период решетки становится больше длины падающей волны, фазовые набег φ_a и φ_b для обеих поляризаций ведут себя аналогичным образом (рис. 2). (E -поляризация, $h = 1$, $\theta = 0,5$, $c = 6$, φ_b — кривая 1, φ_a — кривая 2). В частности, в прошедшем поле скорость изменения фазового набег пропорциональна ϵ и уменьшается с ростом частоты, а в отраженном, помимо этого, имеют место осцилляции, амплитуды которых возрастают с увеличением диэлектрической проницаемости.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Валитов и др. Техника субмиллиметровых волн. Изд-во «Советское радио», 1969.
 2. В. А. Павлюк. Автореф. канд. дисс., Харьков, 1969.
 3. Э. С. Агранович, В. А. Марченко, В. П. Шестопапов. Дифракция электромагнитных волн на плоских металлических решетках. ЖТФ, XXXI, вып. 4, 1962.
-