

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ ПОЛЕЙ *H*-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ВОЛН НА ЛЕНТОЧНОЙ РЕШЕТКЕ

С. А. Масалов

Харьков

Данная работа является продолжением работы В. Е. Буданова, С. А. Масалова, В. П. Шестопалова «Исследование дифракционных полей *E*-поляризованных волн на ленточной решетке (сб. «Радиотехника», вып. 4. Изд-во ХГУ, Харьков, 1967). Здесь мы проведем аналогичное исследование для случая *H*-поляризации. Запись поля, метод решения задачи и все обозначения такие же, как и раньше.

На рис. 1, *a* представлено распределение на одном периоде решетки линий постоянной амплитуды, полученных при дифракции нормально падающей *H*-поляризованной волны на бесконечно тонкой решетке половинного заполнения. Безразмерный параметр  $\chi = \frac{l}{\lambda} = 0,8$ .

Рассматриваемый случай (как и случай  $\chi = 0,5$  при *E*-поляризации) можно считать длинноволновым, так как длина волны падающего поля  $\lambda$  больше периода решетки и в спектре дифракционных гармоник лишь одна, нулевая, является незатухающей. Коэффициент прохождения нулевой гармоники велик  $|b_0| = 0,76$  (при *E*-поляризации он мал), однако структура поля вдали от решетки все же напоминает картину поля в *E*-случае. На рис. 1, *a* четко заметны узлы и пучности амплитуды. При *E*-поляризации модуль коэффициента отражения близок к единице, поэтому амплитуда поля периодически спадает до нуля. Здесь же коэффициент отражения не так велик, поэтому «волнистость» амплитуды поля над решеткой менее значительна.

Поле вдали над решеткой имеет вид

$$H^+ = e^{-ikz} + a_0 e^{ikz} = e^{-ikz} + |a_0| e^{ikz + i\varphi}. \quad (1)$$

Квадрат амплитуды поля

$$|H_x^+|^2 = 1 + |a_0|^2 + 2|a_0| \cos(2kz + \varphi)$$

показывает, что распределение пучностей таково, как если бы первая пучность была при  $z = -\frac{\varphi}{2k}$ . При решении задачи знак у  $\varphi$  получается отрицательным, поэтому пучности смещены на величину  $\Delta z = \frac{\varphi}{2k}$  в сторону от решетки по сравнению с тем, как если бы вместо решетки была идеально отражающая плоскость. Узлы поля, естественно, расположены на расстоянии  $\frac{\lambda}{4}$  от пучностей.

Вдали от решетки линии равной фазы и амплитуды параллельны плоскости решетки, и последнюю, с точки зрения наблюдателя, находя-



Как и раньше, вблизи решетки за счет влияния нераспространяющихся гармоник образовались «холмы» и «впадины». С удалением от решетки они экспоненциально убывают.

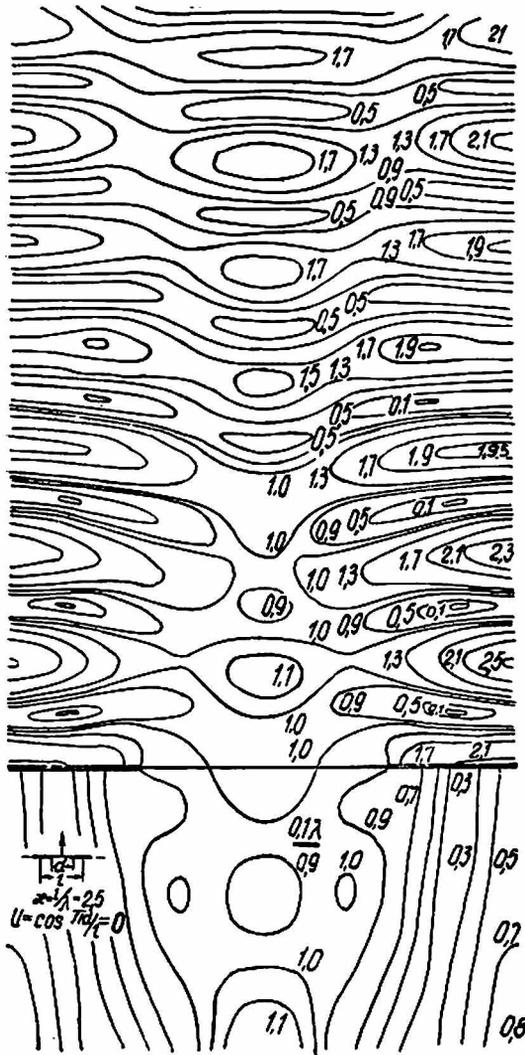


Рис. 1, б

Распределение поля в случае поверхностного резонанса при  $\chi = 1$  приведено на рис. 1, б. При  $H$ -поляризации резонанс характеризуется тем, что коэффициент прохождения резко уменьшается, несмотря на то, что при этом величина амплитуды поля под решеткой в максимальных точках довольно велика.

Характер поля при  $z > 0$  имеет вид такого при сложении четырех попарно перпендикулярных волн единичной амплитуды

$$H = e^{-iz} + e^{iz} - e^{-iy} - e^{iy} = 4 \sin \frac{z+iy}{2} \sin \frac{z-y}{2}.$$

Такое идеализированное поле имеет периодическую структуру с квадратными ячейками, модуль амплитуды поля в максимумах равен четы-

рем, на линиях  $z = \pm y + 2n\pi$  ( $n = 0, \pm 1, \dots$ ) поле равно нулю. Рассматриваемый случай близок к идеализированной картине, так как коэффициент отражения высок ( $|a_0| = 0.95$ ), и амплитуда скользящих волн так же велика ( $|a_1| = 0.71$ ).

Как и в  $E$ -случае, под решеткой при  $\chi < 2$  своеобразные границы между «холмами» и «впадинами» расположены на линиях  $y = \frac{\pi}{2} + n\pi$ . Значение амплитуды поля на этих линиях равно  $|b_0|$ .

При всех  $\chi$  в  $H$ -случае амплитуда поля в раскрыве щели равна единице, а фаза — нулю. Это следует из принципа действительности. Для бесконечно тонкой решетки (только в этом случае применим принцип двойственности) выполняются соотношения

$$b_n = \tilde{a}_n; \quad a_n = -\tilde{b}_n \quad (2)$$

Здесь  $b_n$  и  $a_n$  — коэффициенты прохождения и отражения при дифракции  $E$ -волны, а  $\tilde{b}_n$  и  $\tilde{a}_n$  те же коэффициенты в  $H$ -случае. При этом нужно помнить, что щелям при  $E$ -поляризации соответствуют ленты при  $H$ -поляризации, и наоборот. Для  $E$ - и  $H$ -случаев при  $z = 0$

$$E_x^+ = 1 + \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n e^{iny}; \quad (3)$$

$$H_x^- = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{b}_n e^{iny}. \quad (4)$$

На металле  $E_x^+$  должно быть равным нулю, т. е. из (3)

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n e^{iny} = -1.$$

Воспользовавшись (2), получим из (4) выражение для поля в щели при  $H$ -поляризации

$$H_x^- = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{b}_n e^{iny} = - \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n e^{iny} = 1.$$

Отсюда ясно, что в раскрыве щели амплитуда равна единице, а фаза равна нулю.

На рис. 1, в приведено распределение на одном периоде решетки линий постоянной амплитуды магнитного поля для  $\chi = 2,5$ . При  $\chi > 1$  общий вид поля напоминает соответствующую картину при  $E$ -поляризации. Однако имеются существенные различия в непосредственной окрестности решеток. Эти различия вытекают из того, что в  $E$ -случае на поверхности лент обращается в нуль электрическое поле, а в  $H$ -случае — производная магнитного поля по нормали к контуру брусьев. Отсюда следует, что на поверхности брусьев должны иметь место максимумы или минимумы по отношению к нормальному относительно контура брусьев распределению магнитного поля. Однако это не ограничивает характера изменения поля в направлении, касательном к поверхности брусьев. Линии равной амплитуды замыкаются на лентах, в  $E$ -случае они окружают ленты.

Амплитудное распределение в любом сечении, параллельном оси  $oz$ , имеет вид стоячей волны.

Под центрами щелей и лент образовались максимумы поля. Этот факт хорошо согласуется с теорией Френеля.