

К ВОПРОСУ О РАССЕЯНИИ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ПЕРИОДИЧЕСКИМИ ЭКРАНАМИ

Исследование задачи дифракции амплитудно-модулированного (АМ) импульса с гауссовой огибающей на плоской ленточной решетке, состоящей из бесконечно тонких и идеально проводящих лент, проведено в строгой математической постановке [1]. Использование метода комплексных амплитуд позволило свести рассматриваемую задачу к ключевой задаче о рассеянии монохроматической плоской волны периодическими препятствиями, математически строго обоснованное решение которой можно получить с помощью развитого аппарата теории дифракции плоских волн [2].

Рассеянное периодической решеткой поле представляет собой бесконечный набор пространственных гармоник, амплитудные и фазовые характеристики которых определяются спектральной функцией первичного сигнала и частотной зависимостью передаточных функций решетки $C(\omega)$. При этом компоненты рассеянного поля, удовлетворяющие однородному волновому уравнению, условию излучения, граничным условиям на поверхности периодической структуры, а также условию конечности энергии в любой ограниченной области пространства, имеют вид [1]

$$U^{(j)}(y, z, t) = \sum_{s=-\infty}^{\infty} A_s^{(j)} \exp \left[-\frac{(t - t_0 - z_s/c)^2}{2T_s^2} \right] e^{-i\Psi_s^{(j)}}, \quad (1)$$

где

$$U^{(j)}(y, z, t) = \begin{cases} E_x^{(j)} & \text{— для } E\text{-поляризации,} \\ H_x^{(j)} & \text{— для } H\text{-поляризации,} \end{cases}$$

$j = 1, 2$ — номер области (рис. 1, а);

$$A_s^{(j)} = (T_0/T)^{1/2} |C_s^{(j)}(x_0)|; \quad (2)$$

$$T_s = T_0 [1 + (\tilde{a}_s/T_0)^4]^{1/2}; \quad (3)$$

$$\Psi_s^{(j)} = \omega_0 \left(t - t_0 - \frac{z_s}{c} \right) - \frac{1}{2} \beta_s \left(t - t_0 - \frac{z_s}{c} \right)^2 + \delta_s^{(j)}; \quad (4)$$

$$\beta_s = [\alpha_s^2 + (T_0^2/\tilde{a}_s^2)]^{-1}; \quad (5)$$

$$\delta_s^{(j)} = \frac{1}{2} \arctg \frac{\tilde{a}_s^2}{T_0^2} - \arg C_s^{(j)}(x_0); \quad (6)$$

$$\tilde{a}_s^2 = \operatorname{tg}^2 \theta_s \frac{z_s}{\omega_0 c}; \quad z = z_s \cos \theta_s; \quad (7)$$

$$\theta_s = \operatorname{arctg} \frac{s}{\sqrt{\kappa_0^2 - s^2}}; \quad \kappa_0 = \frac{\omega_0 l}{2\pi c} = \frac{l}{\lambda_0}. \quad (8)$$

Здесь l — период решетки; λ_0 — длина волны падающего поля.
В работе [1] проведено аналитическое и численное изучение

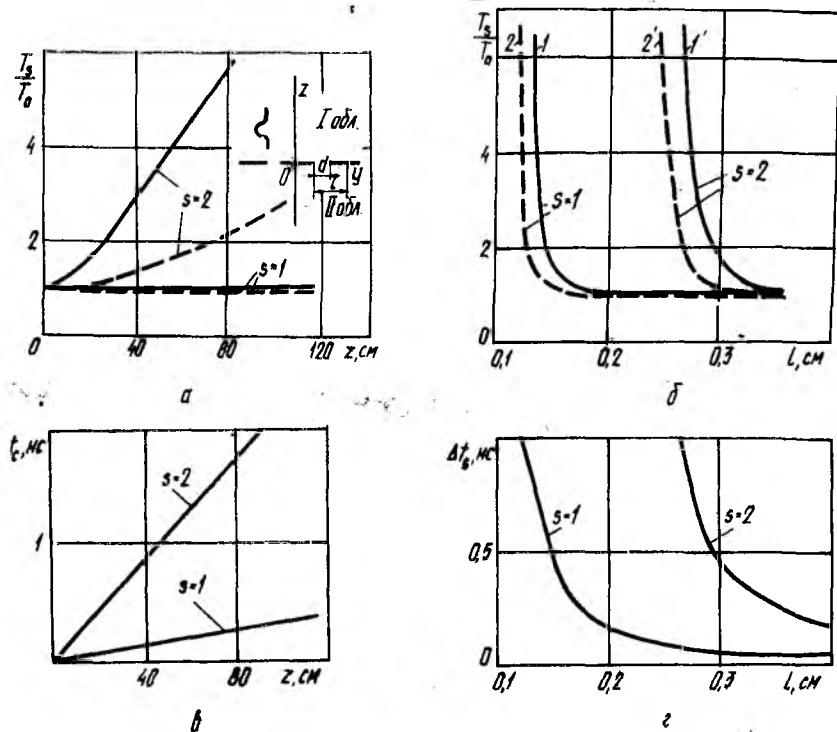


Рис. 1

параметров АМ рассеянных полей в узкополосном случае ($\omega_0 T_0 \ll 1$, ω_0 — несущая частота; T_0 — эффективная длительность первичного импульса), когда основной вклад в рассеянное поле вносит только одна распространяющаяся гармоника с $s=0$.

Проанализируем основные распространяющиеся гармоники $s \neq 0$, определенные согласно (2) — (8), и установим влияние ленточной решетки на их изменение. Из (1) — (8) следует, что распространяющаяся вдоль лучевой координаты z_s гармоника — амплитудно-модулированный импульс с гауссовой огибающей и линейной модуляцией частоты. Изменение с расстоянием таких характеристик, как пиковая амплитуда A_s^j , эффективная длительность T_s , а также появление скорости качания частоты β_s и фазового набег δ_s^j , приводящие к деформации пространственной

гармоники при распространении, связано с непостоянством z -й составляющей групповой скорости в пределах полосы частот, занятой первичным сигналом [3].

Пиковая амплитуда A_s^l , определенная выражением (2), пропорциональна модулю передаточного коэффициента $C_s^l(x_0)$, а следовательно [2], есть функция номера гармоники s , периода ленточной решетки l и ширины ее щелей d . По мере увеличения номера гармоники пиковая амплитуда уменьшается. При распространении гармоники ее пиковая амплитуда изменяется прямо пропорционально длительности первичного импульса T_0 . В случае больших z_s , если выполняется условие $\tilde{a}_s^2/T_0^2 \gg 1$ (9), амплитуда гармоники уменьшается с ростом расстояния пропорционально $1/\sqrt{z_s}$.

Эффективная длительность распространяющейся гармоники, описываемая выражением (3), увеличивается с ростом координаты z_s , причем тем быстрее, чем больше номер гармоники и меньше длительность первичного импульса. На больших расстояниях от решетки, когда справедливо условие (9), эффективная длительность s -й гармоники растет с расстоянием практически линейно:

$$T_s = \frac{\text{tg}^2 \theta_s}{\omega_0 c T_0} z_s. \quad (10)$$

На рис. 1, а показана зависимость эффективной длительности гармоник с $s=1$ и $s=2$ от расстояния при различных длительностях первичного импульса. В выбранном диапазоне изменения z эффективная длительность первой гармоники практически не меняется, тогда как гармоника с $s=2$ уширяется значительно. Отметим, что эффективная длительность пространственной гармоники — функция только одного параметра периодической структуры l , не зависящая от коэффициента заполнения d/l . Зависимости T_1, T_2 от периода l приведены на рис. 1, б. Области значительного увеличения длительности гармоник соответствуют значениям периода решетки, при котором выполняется условие $\kappa_0 = s$, т. е. областям точек «скольжения».

Скорость, с которой перемещается огибающая s -й гармоники вдоль лучевой координаты z_s , постоянна и равна скорости света c для любой гармоники. Однако, если рассматривать произвольную плоскость $z = \text{const}$ и следить за временем прихода к ней максимума огибающих пространственных гармоник, то оказывается, что к данной плоскости первой приходит основная пространственная гармоника, а все остальные — с запаздыванием на величину Δt_s , которая обусловлена различием z -х составляющих групповых скоростей пространственных гармоник.

Проекция групповой скорости на ось z s -й гармоники определяется выражением

$$v_{z,s}^{\text{гп}} = c \sqrt{1 - (s/\kappa_0)^2}, \quad (11)$$

следовательно, групповое запаздывание получим из выражения [4]

$$\Delta t_s = \frac{z}{c} \left[\left(1 - \frac{s^2}{\kappa_0^2} \right)^{-1/2} - 1 \right]. \quad (12)$$

С увеличением номера гармоники и уменьшением несущей частоты первичного сигнала время группового запаздывания возрастает. Как и эффективная длительность, величина Δt_s не зависит от коэффициента заполнения решетки и обусловлена только ее периодом.

На рис. 1, в, г даны зависимости времени группового запаздывания Δt_s первой и второй пространственных гармоник от расстояния z и периода структуры l соответственно (кривые 1, 1' получены при $T_0 = 0,03$ нс, 2, 2' — 0,05 нс).

Фазовый набег пространственной гармоники, определяемый (6), состоит из двух слагаемых. Одно из них — аргумент передаточной функции ленточной решетки, зависящий от ее периода и коэффициента заполнения, а второе обусловлено дисперсией продольного волнового числа и является дополнительным по сравнению со случаем рассеяния плоской монохроматической волны. Дополнительный фазовый набег зависит от периода l , расстояния z , его значение прямо пропорционально номеру гармоники и обратно пропорционально первоначальной длительности сигнала T_0 . Пространственные гармоники рассеянного поля есть частотно-модулированные сигналы, мгновенную частоту которых в каждой точке пространства находим из выражения

$$\omega_{ts} = \omega_0 - \beta_s (t - t_0 - z_s/c). \quad (13)$$

Таким образом, с течением времени мгновенная частота сигнала убывает со скоростью β_s , определяемой (5). Из данной формулы следует, что скорость качания частоты уменьшается с ростом T_0 , стремясь при $T_0 \rightarrow \infty$ к нулю.

При малых расстояниях z_s скорость качания частоты невелика, максимальное значение имеет при определенном для каждой гармоники расстоянии $z_s^0 = \omega_0 c T_0^2 / \text{tg}^2 \theta_s$ (14) и с дальнейшим ростом координаты z_s при выполнении условия (9) стремится к нулю в соответствии с выражением $\beta_s \approx \omega_0 c / (\text{tg}^2 \theta_s z_s)$ (15). Максимальное значение девиации частоты

$$\omega_{gs}^{\text{макс}} = T_s \beta_s^{\text{макс}} = \frac{1}{2T_0} \quad (16)$$

следует из выражения (15), если в него подставить значение z_s^0 из (14). Очевидно, что $\omega_{gs}^{\text{макс}}$ имеет одинаковое значение для всех пространственных гармоник, которое увеличивается с уменьшением длительности первичного сигнала.

Значение координаты z_s^0 (14) тем больше, чем меньше номер пространственной гармоники,

Варьируя параметры первичного сигнала и дифракционной решетки, получаем в заданной точке пространства ЧМ-сигнал с определенной девиацией частоты.

На рис. 2 представлены зависимости β_s от координаты z ($l=0,3$ см, $\kappa_0=2,5$) и периода решетки l ($\lambda_0=0,12$ см, $z=20$), ил-

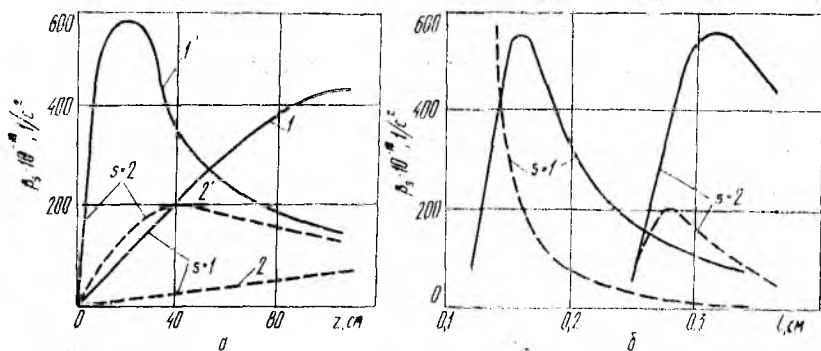


Рис. 2

люстрирующие поведение этой характеристики при различных значениях длительности первичного импульса (кривые 1, 1' получены при $T_0=0,03$ нс, 2, 2' — 0,05 нс).

Максимальная относительная девиация частоты при указанных параметрах

$$\omega_g^{\text{макс}}/\omega_0 = 1 \dots 2 \%,$$

однако для узкополосных сигналов она может достигать примерно 5...6 % при уменьшении длительности первичного сигнала.

Большая девиация частоты, вероятно, присуща более широкополосным сигналам, которые, как известно, менее устойчивы при распространении.

Из приведенных результатов следует, что ленточная дифракционная решетка при рассеянии на ней АМ сигналов может служить линейно-частотным модулятором с плавно регулируемыми параметрами. Девиацию частоты, а также геометрические параметры такого устройства легко найти из соотношений (5), (14), (16). Коэффициент заполнения решетки для соответствующей поляризации должен отвечать максимальной амплитуде прошедшего сигнала. Согласно принципу взаимности такое устройство можно использовать в качестве обратного преобразователя. Итак, если ЛЧМ-сигнал будет падать под углом θ_s , найденным из (8), на решетку, прошедший дифракционный сигнал будет получен на несущей частоте. Данные устройства могут широко применяться в радиолокации, радиоспектроскопии.

Список литературы: 1. Гаврилова Т. В. Особенности рассеяния модулированных сигналов периодическими препятствиями//Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23, № 9. С. 1067—1074. 2. Шестопалов В. П. Метод задачи Римана—Гильберта в теории дифракции и распространения электромагнитных волн. Х., 1971.

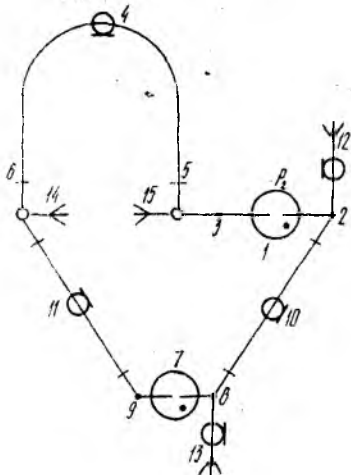
Поступила в редколлегию. 13.11.86

УДК 621.396

Б. С. ДУДНИК, О. В. ПРЮГИ

АНТЕННЫЙ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЬ РЛС

Антенные переключатели используются в РЛС, имеющих общую антенну для подключения ее к передатчику на время передачи и к приемнику на время приема. Если передатчик работает в импульсном режиме, то в момент его работы приемник должен быть отключен от антенны и от передатчика, а передатчик подключается к антенне. В режиме приема к антенне подключается приемник, а передатчик отключается от антенны во избежание потерь принимаемого сигнала. Обычно в радиолокационных станциях используются антенные переключатели, в которых применяется одна из четырех разновидностей параллельного и последовательного включений ключевых элементов защиты приемника и блокировки передатчика [1]. Первый и второй ключевые элементы включены соответственно параллельно и последовательно в отрезки линий передачи длиной $\lambda/4$, где λ — длина волны передатчика, концы которых являются входами для подключения передатчика и приемника.



Однако такие устройства имеют невысокую скорость переключения, что обусловлено влиянием переотражений радиоимпульса передатчика в отрезках линий передачи длиной $\lambda/4$. Здесь имеет место переходный процесс в короткозамкнутой линии длиной $\lambda/4$, согласованной на входе с источником гармонического напряжения [2]. В такой линии происходит однократное отражение волн в конце линии и переходный процесс ограничен во времени. Это проявляется в «изломе» крутизны фронта импульса.

Для увеличения скорости переключения путем повышения крутизны фронта радиоимпульса передатчика разработан антенный переключатель [3], принципиальная схема которого представлена на рисунке.

Антенный переключатель содержит первый ключевой элемент 1 с первой и второй клеммами 2 и 3, первый отрезок линии 4