

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СИГНАЛА, ОТРАЖЕННОГО ОТ КАЧАЮЩЕГОСЯ ЦИЛИНДРА

Рассмотрена оценка изменения амплитуды и спектра доплеровских частот сигнала, отраженного от качающегося цилиндра. Даны рекомендации по применению такого сигнала для калибровки динамического диапазона и амплитудно-частотной характеристики приемника доплеровской измерительной установки

Доплеровские измерительные установки отличаются высокой эффективностью выделения полей, рассеянных подвижными объектами на фоне отражений от неподвижных предметов. Кроме того, влияние неоднородности поля, облучающего объект, на погрешность измерения также уменьшается, так как при перемещении объекта поле усредняется. Для обеспечения нормальной работы этих установок необходимо дальнейшее совершенствование методики калибровки параметров их приемных трактов. В [1] разработана методика измерения амплитудно-частотной характеристики приемника доплеровской измерительной системы с помощью сигнала, отраженного от качающейся сферы. Однако, поскольку амплитуда этого сигнала в процессе качки не изменяется, то не обеспечивается возможность калибровки динамического диапазона приемника. Такую возможность могут обеспечить качающиеся отражатели в виде плоской пластины или цилиндра. Цилиндр в данном случае более предпочтителен, так как упрощается задача его фиксирования относительно измерительной установки. Поэтому разработка методики анализа амплитуды и спектра доплеровских частот сигнала, отраженного от качающегося цилиндра, актуальна.

Отраженную от цилиндра волну, распространяющуюся вдоль оси x , можно записать в виде

$$\vec{E}_{omp}(t) = \vec{E}_o \sqrt{\sigma} e^{-j(\omega_o t + kx)}, \quad (1)$$

где $\vec{E}_o$ - постоянный вектор напряженности электрического поля; σ - эффективная отражающая поверхность (ЭПР) цилиндра; ω_o - несущая частота излучаемого сигнала; $k = 2\pi/\lambda$ - волновой коэффициент. Величина kx определяет набег фазы волны в процессе распространения. Эффективная отражающая поверхность цилиндра может быть представлена в виде [2]

$$\sigma(\alpha) = \sigma_o \left| \frac{\sin[kL \sin(\alpha)]}{kL \sin(\alpha)} \right|^2, \quad (2)$$

где $\sigma_o = kbL^2$ - максимальное значение ЭПР цилиндра ($\alpha = 0$); b , L - радиус и длина цилиндра; α - угол, отсчитываемый от плоскости меридиана цилиндра.

С учетом (1) и (2) отраженный сигнал можно представить в виде

$$u_{omp}(t) = A(t) \cos(\omega_o t + kx), \quad (3)$$

где $A(t) = U_o \sqrt{\sigma_o} \left| \frac{\sin[kL \sin(\alpha)]}{kL \sin(\alpha)} \right|$ - амплитуда сигнала.

Известно, что при облучении выпуклых и плоских тел основной вклад в отраженный сигнал вносят «блестящие точки». «Блестящие точки» цилиндра представляют собой линию вдоль образующей. Рассматривая падение плоской волны на маятник в виде качающегося цилиндра (рисунок 1), введем обозначения: R - расстояние от радиолокатора до линии равновесия маятника; ΔR_1 и ΔR_2 - приращения расстояний от радиолокатора до верхней и нижней точек цилиндра соответственно; L - длина цилиндра; l - длина подвеса цилиндра; α - угол отклонения маятника от линии равновесия; O - точка подвеса маятника. Плоскость качания маятника совпадает с линией визирования радиолокатора.

При достаточно малых амплитудах качания угол отклонения маятника изменяется по гармоническому закону [1]

$$\alpha(t) = \alpha_m \sin \Omega t, \quad (4)$$

где α_m и Ω - амплитуда и частота качания маятника. Из (4) следует, что условием прохождения маятником равновесного состояния является равенство $\sin \Omega t = 0$, т.е. $\Omega t = 0, \pi, 2\pi, 3\pi \dots$. Максимальное отклонение маятника наступает при выполнении условия $\sin \Omega t = 1$, т.е. $\Omega t = \frac{\pi}{2}, 2\frac{\pi}{2}, 3\frac{\pi}{2} \dots$

В равновесном состоянии маятника набег фазы от радиолокатора до всех «блестящих точек» цилиндра равен kR . Для качающегося маятника набег фазы до каждой «блестящей точки»

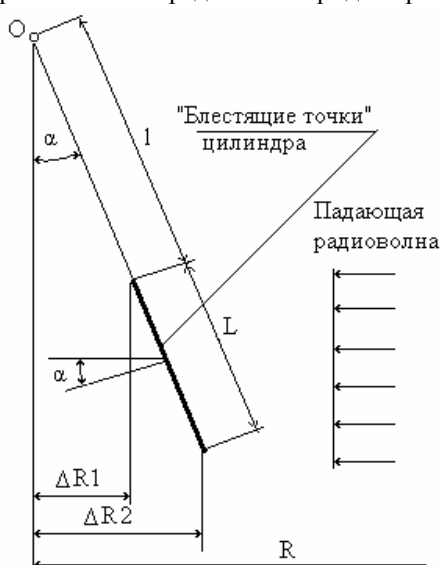


Рисунок 1 – Пояснение процесса формирования отраженного сигнала

будет изменяться по гармоническому закону, вследствие чего частота сигнала, отраженного от каждой «блестящей точки» получит доплеровский сдвиг [2]

$$\omega_d(t) = 2kl_{BT} \alpha_m \Omega \cos(\Omega t),$$

где l_{BT} - расстояние от точки О до рассматриваемой «блестящей точки». Линия «блестящих точек» формирует спектр доплеровских частот, границы которого определяются как

$$\omega_{d_n}(t) = 2kl \alpha_m \Omega \cos(\Omega t); \quad (5)$$

$$\omega_{d_e}(t) = 2k(l + L) \alpha_m \Omega \cos(\Omega t) \quad (6)$$

и являются функцией времени.

Амплитуда отраженного сигнала также является функцией времени, которая после подстановки (4) в (3) принимает вид

$$A(t) = U_o \sqrt{\sigma_o} \left| \frac{\sin[kL \sin(\alpha_m \sin \Omega t)]}{kL \sin(\alpha_m \sin \Omega t)} \right|. \quad (7)$$

Из выражений (6)-(7) видно, что в момент прохождения маятником линии равновесного состояния ($\Omega t = 0, \pi, 2\pi, 3\pi, \dots$), амплитуда и доплеровские сдвиги достигают своего максимума

$$A(t)_{\max} = U_o \sqrt{\sigma_o},$$

$$\omega_{d_n}(t)_{\max} = \pm 2kl \alpha_m \Omega,$$

$$\omega_{d_e}(t)_{\max} = \pm 2k(l + L) \alpha_m \Omega.$$

Таким образом, показано, что отраженный от качающегося цилиндра сигнал представляет собой колебание, модулированное по амплитуде и частоте. Закон амплитудной модуляции определяется формой диаграммы направленности цилиндра в осевой плоскости, а частотная модуляция обусловлена доплеровским сдвигом частоты. Получены формулы расчета огибающей отраженного сигнала и спектра доплеровских частот в зависимости от фазы процесса качания маятника.

Полученные формулы будут использованы при разработке методики контроля динамического диапазона и амплитудно-частотной характеристик приемника измерительной радиолокационной установки, что составит предмет дополнительных исследований в данном направлении.

Библиографический список

1. Краснов Л.М. Анализ спектра доплеровских частот радиолокационного сигнала, отраженного от качающейся сферы / Л.М. Краснов // Вестн. СевГТУ. Сер. Информатика, электроника, связь: Сб. науч. тр. — Севастополь, 2004. — Вып. 60. — С. 164 – 169.

2. Бартон Д. Радиолокационные системы / Д. Бартон. — М.: Воениздат, 1967. — 480 с.

Поступила в редакцию 03.03.2005 г.