

Г.В. Абрамов, А.И. Махов

ВЛИЯНИЕ ДИФРАКЦИИ
НА ДИАГРАММУ НАПРАВЛЕННОСТИ
РЕАЛЬНОГО ЛИНЕЙНОГО ПРИЕМНИКА

В работе [1] для фазовых измерений ультразвуковых полей предложен датчик, выполненный из круглой пьезокерамической пластинки. Пластинка заключена в оправку и задемпфирована. По диаметру она имеет прямоугольные электроды. Ширина электродов меньше, а длина значительно больше длины волны.

Назовем такой приемник реальным линейным (РЛЛ). Если поместить его в ультразвуковое поле, то оно исказится вследствие дифракции. Звуковое давление на поверхности приемника также отличается от давления падающего поля.

Представляет интерес изучение влияния дифракции на диаграмму направленности РЛЛ с целью выбора оптимальных соотношений размеров самого датчика и длины электродов. Точное решение задачи дифракции на круглом податливом диске размерами больше длины волны неизвестно. Для получения приближенного решения примем следующие условия: диаметр диска значительно больше длины волны, волновое сопротивление керамики значительно больше волнового сопротивления среды (вода), преобразователь работает в аперiodическом режиме на холостом ходу. Согласно последнему условию и теории преобразователей [2], напряжение на электродах пропорционально действующей на них истинной силе, которая определяется путем интегрирования давления по площади электродов. В соответствии с двумя условиями задачу дифракции можно решить в приближении Кирхгофа [3], приняв следующие граничные условия: колебательная скорость на поверхности диска равна нулю, скорость вне диска равна скорости падающего поля.

Это распределение скоростей можно интерпретировать как суперпозицию скорости падающего поля и скорости поверхности диска, обратной по знаку и равной по амплитуде скорости падающего поля. Первая состав-

ляющая скорости дает давление падающего поля, равномерно распределенное по поверхности диска, вторая - дифракционное давление, искажающее поле.

Найдем величину сигнала приемника, обусловленную обеими составляющими. Пусть на круглый диск радиусом R_0 , расположенный под углом φ к оси x , в направлении оси z падает плоское поле (рис.1):

$$p = p_0 e^{ikz}, \quad v = \frac{p_0}{\rho c} e^{ikz},$$

где p - давление; v - колебательная скорость; ρ - плотность среды; c - скорость звука в среде.

Возьмем в плоскости диска координаты: ℓ - направление по длине электродов; y - ось вращения диска; $2L$, b - длина и ширина электрода.

Применяя формулу Грина для плоскости, определим дифракционное давление, действующее в произвольной точке O на диаметре диска:

$$p_d = -\frac{i\rho\omega}{2\pi} \int_S v_n \frac{e^{ikz}}{z} dS \dots \quad (I)$$

где S - площадь грани диска, обращенной к полю; z - расстояние между точкой, где определяется давление, и точками грани; ω - круговая частота поля; dS - элемент площади;

v_n - нормальная составляющая скорости в точках грани диска.

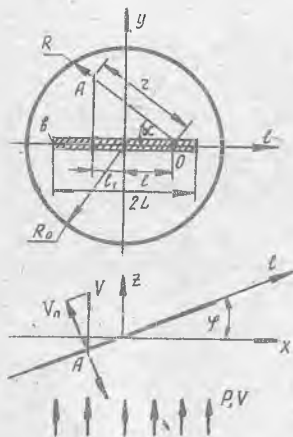


Рис.1. К расчету дифракции на реальном линейном приемнике

Переходя к полярным координатам относительно точки O и подставляя в уравнение (I) соотношения

$$v_n = -\frac{p_0 e^{ikz \sin \varphi}}{\rho c} \cos \varphi; \quad dS = z dz d\alpha; \quad \ell_1 = \ell - z \cos \alpha,$$

получим

$$p_d = -\frac{i\omega p_0}{\pi c} \int_0^\pi d\alpha \int_0^R e^{ikz \sin \varphi} e^{ikz(1 - \cos \alpha \sin \varphi)} \cos \varphi dz \dots, \quad (2)$$

где

$$R = \ell \cos \alpha + \sqrt{R_0^2 - \ell^2 \sin^2 \alpha}.$$

Интегрируя (2) по z , имеем:

$$p_g = \frac{p_0 \cos \psi e^{j\kappa L \sin \psi}}{\pi} \int_0^{\pi} \frac{d\alpha}{1 - \cos \alpha \sin \psi} = \frac{p_0 \cos \psi e^{j\kappa L \sin \psi}}{\pi} \int_0^{\pi} \frac{e^{j\kappa R (1 - \cos \alpha \sin \psi)}}{1 - \cos \alpha \sin \psi} d\alpha \dots \quad (3)$$

Первый интеграл выражения (3) вычисляется в элементарных функциях и при умножении на сомножители, стоящие перед ним, дает величину давления, равную давлению падающего поля на диске. Учитывая падающее поле, имеем полное давление в точках диаметра:

$$p = 2p_0 e^{j\kappa L \sin \psi} - \frac{p_0 \cos \psi e^{j\kappa L \sin \psi}}{\pi} \int_0^{\pi} \frac{e^{j\kappa R (1 - \cos \alpha \sin \psi)}}{1 - \cos \alpha \sin \psi} d\alpha \dots \quad (4)$$

По ширине электрода, ввиду ее малости, давление можно считать равномерным, и сигнал на приемнике выразится следующим соотношением:

$$u = 2v \Delta b p_0 f(\psi),$$

где v - чувствительность приемника по давлению; $f(\psi)$ - диаграмма направленности с учетом дифракции, равная

$$f(\psi) = \frac{1}{L} \int_{-L}^L e^{j\kappa l \sin \psi} dl - \frac{\cos \psi}{2\pi L} \iint_{0-L}^{\pi L} \frac{\exp j\kappa [R(1 - \cos \alpha \sin \psi) + l \sin \psi]}{1 - \cos \alpha \sin \psi} d\alpha dl.$$

Вычисляя первый интеграл, получаем выражение:

$$f(\psi) = \frac{2 \sin(\kappa L \sin \psi)}{\kappa L \sin \psi} - \frac{\cos \psi}{2\pi L} \iint_{0-L}^{\pi L} \frac{\exp j\kappa [R(1 - \cos \alpha \sin \psi) + l \sin \psi]}{1 - \cos \alpha \sin \psi} d\alpha dl. \quad (5)$$

Первое слагаемое выражения (5) есть удвоенная диаграмма направленности идеального линейного приемника длиной, равной длине электрода РЛП; второе слагаемое - дифракционная добавка. Интегралы второго слагаемого выражения (5) не берутся в элементарных функциях.

Был применен численный метод интегрирования с неравномерным шагом по углу α (равномерный шаг по R и l). Величина шага составляла 0,05 длины волны, что дало погрешность вычисления интегралов менее 2%.

Полученные для сигнала кривые приведены на рис.2, где параметры R_0 и L выражены в длинах волн. Из анализа кривых видно, что диаграмма направленности РЛП при определенном соотношении R_0 и L монотонна и форма ее мало отличается от формы диаграммы направленности идеального приемника. Соотношение между R_0 и L при этом можно принять: $L \gg \frac{R_0}{2}$.

Следует заметить, что приближение Кирхгофа является самой не-



Рис.2. Диаграммы направленности реального линейного приемника, вычисленные в приближении Кирхгофа

благоприятной моделью картины дифракции. Следовательно, полученное соотношение для R_0 и L гарантирует правильную форму диаграммы направленности реального линейного приемника.

Л и т е р а т у р а

1. Махов А.И. Датчики ультразвуковых фазометров. Исследования по акустике, электрофизике и радиозлектронике. Межвузовский сборник, вып.3, КуАИ, 1975.
2. Харкевич А.А. Теория преобразователей. Избранные труды, т.1, М., "Наука", 1973.
3. Хенл Х., Мауэ А., Вестпфаль К. Теория дифракции М., "Мир", 1964.

Г.В. Абрамов, В.В. Прокудин

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
ХАРАКТЕРИСТИК РАССЯНИЯ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ЦЕЛЕЙ
ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ

Важной характеристикой любой радиолокационной цели является ее эффективная поверхность рассеяния (ЭПР), являющаяся мерой спо-