

ИССЛЕДОВАНИЕ КОММУТАЦИОННЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК С ДИСКРЕТОМ π

В последнее время в антенной технике широко распространены антенные решетки, качание луча в которых осуществляется дискретным изменением фазы поля в излучателях [1, 2]. Особого внимания заслуживают решетки с излучателями, фаза поля в которых принимает только два дискретных значения — 0 или π . Такие решетки могут быть построены из простейших управляемых излучателей и для качания луча требуют наиболее простых управляющих устройств. В данной статье рассматриваются предельные возможности коммутационного метода качания луча с дискретом π .

1. Характеристики антенной решетки при коммутационном методе качания луча с дискретом π

Рассмотрим решетку излучателей с шагом d (рис. 1). Поместим начало координат в центре решетки. Отсчет углов θ будем

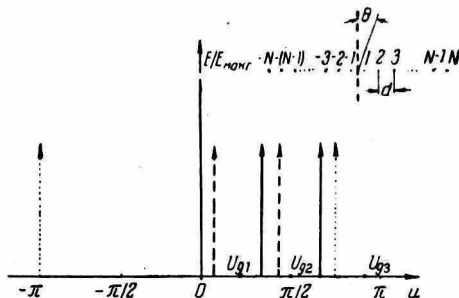


Рис. 1. Положение главных максимумов диаграммы направленности коммутационной антенны с дискретом π для
 ——— $u_g = \pi/2$; — — — — $u_g < \pi/2$;
 $u_g > \pi/2$.

вести от нормали к решетке. Пусть между соседними излучателями имеется одинаковый начальный фазовый сдвиг u_g . Возможны два случая: нечетное и четное число излучателей. Тогда диаграмма направленности соответственно запишется так:

$$\dot{F}_{2N+1}(u) = a_0 + \sum_{n=1}^N a_n e^{jn(u-u_g)} + \sum_{n=1}^N a_{-n} e^{-jn(u-u_g)};$$

$$F_{2N}(u) = \sum_{n=1}^N b_n e^{j\frac{1}{2}(2n-1)(u-u_g)} + \sum_{n=1}^N b_{-n} e^{-j\frac{1}{2}(2n-1)(u-u_g)}, \quad (1)$$

где

$$u = kd \sin \Theta, \quad k = 2\pi/\lambda;$$

λ — длина волны в свободном пространстве;

$2N+1, 2N$ — число излучателей;

$a_n; b_n$ — амплитуда поля n -го излучателя.

Будем считать, что амплитудное распределение симметрично относительно середины решетки, т. е.

$$|a_n| = |a_{-n}|, \quad |b_n| = |b_{-n}| \quad (2)$$

и амплитуды a_n, b_n — действительные числа.

При коммутационном методе качания луча требуемый фазовый сдвиг набирается дискретно. Обычно излучатели, симметричные относительно середины решетки, имеют фазовый сдвиг, равный по амплитуде и обратный по знаку. В рассматриваемом случае фаза волны в соседних излучателях изменяется через π . Так как фазовый сдвиг $m\pi$ ($m=0, 1, 2, \dots$) эквивалентен фазовому сдвигу $-m\pi$, амплитуды и фазы полей в симметричных излучателях у решетки с дискретным π равны. Поэтому формулы (1) преобразуются к виду

$$F_{2N+1}(u) = a_0 + 2 \sum_{n=1}^N a_n \cos n(u - u_g); \quad (3)$$

$$F_{2N}(u) = 2 \sum_{n=1}^N b_n \cos \left[\frac{1}{2}(2n-1)(u - u_g) \right].$$

Таким образом, качание луча в решетке с дискретом π осуществляется только за счет изменения фазы комплексных коэффициентов a_n и b_n на π . Так как в направлении максимального излучения u_1 сигналы от всех пар источников должны складываться в фазе, то между множителями, стоящими под знаками суммирования в формуле (3), выполняются следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \text{sign } a_n &= \text{sign} [\cos n(u_1 - u_g)], \\ \text{sign } b_n &= \text{sign} \left[\cos \frac{1}{2}(2n-1)(u_1 - u_g) \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Окончательно формулы для диаграммы направленности примут вид

$$F_{2N+1}(u) = \hat{a}_0 + 2 \sum_{n=1}^N \hat{a}_n \operatorname{sign} [\cos n (u_1 - u_g)] \cos [n (u - u_g)];$$

$$F_{2N}(u) = 2 \sum_{n=1}^N \hat{b}_n \operatorname{sign} \left[\cos \frac{1}{2} (2n - 1) (u_1 - u_g) \right] \times$$

$$\times \cos \left[\frac{1}{2} (2n - 1) (u - u_g) \right], \quad (5)$$

где \hat{a}_n , \hat{b}_n — всегда положительны.

Таким образом, изменение фазы поля в излучателях на π должно осуществляться в соответствии с выражением (4), причем у двух симметричных излучателей синхронно, т. е. они могут управляться одним элементом, а общее число управляющих элементов сократится вдвое.

Коммутационная решетка с дискретом π формирует два луча, симметрично расположенных относительно направления u_g (воронкообразная диаграмма направленности), что непосредственно следует из формулы (5). Регулируя u_g , можно смещать сектор качания, не изменяя его величины в координатах u ; изменяя в определенных пределах $u_0 = kd$, можно увеличивать сектор качания без возникновения вторичной воронки.

Следует отметить, что из-за периодичности (период 2π) косинусоидального множителя в уравнении (5) добиться подавления одной из воронок диаграммы направленности коммутационной решетки с дискретом π можно только за счет применения элементарных излучателей, имеющих направленность в плоскости качания, т. е. возникающий второй максимум должен подавляться диаграммой направленности отдельного излучателя.

Коэффициент направленного действия линейной решетки G с точностью до постоянного множителя, который не имеет значения для последующего изложения, равен

$$G = \frac{F^2(u_1)}{S}, \quad (6)$$

где

$$S = \frac{1}{2u_0} \int_{-u_0}^{+u_0} |F(u)|^2 du;$$

$$u_0 = kd. \quad (6a)$$

После вычисления интеграла получим

$$S_{2N+1} = \frac{1}{2} \sum_{p=0}^N \epsilon_p a_p \sum_{n=p}^N \epsilon_n \epsilon_{n,p} a_n \left[\frac{\sin u_0 (p+n) \cos u_g (p+n)}{u_0 (p+n)} + \frac{\sin u_0 (p-n) \cos u_g (p-n)}{u_0 (p-n)} \right]; \quad (7)$$

$$S_{2N} = 2 \sum_{p=1}^N b_p \sum_{n=p}^N \epsilon_{n,p} b_n \left[\frac{\sin u_0 (p+n-1) \cos u_g (p+n-1)}{u_0 (p+n-1)} + \frac{\sin u_0 (p-n) \cos u_g (p-n)}{u_0 (p-n)} \right],$$

где

$$\epsilon_p, \epsilon_n = \begin{cases} 2 & \text{при } n \neq 0 \\ 1 & \text{при } n = 0 \end{cases};$$

$$\epsilon_{n,p} = \begin{cases} 2 & \text{при } n \neq p \\ 1 & \text{при } n = p. \end{cases}$$

В частном случае при $u_0 = \pi$ ($d = \lambda/2$) формулы (7) примут вид

$$S_{2N+1} = a_0^2 + \sum_{n=1}^N a_n^2; \quad (8)$$

$$S_{2N} = 2 \sum_{n=1}^N b_n^2.$$

Во всех предыдущих случаях предполагалось, что амплитуды a_n , b_n — действительные числа. Справедливость этого предположения легко доказать для случая $u_0 = \pi$. Доказательство проведем для четного числа излучателей. Предположим, что каждая пара излучателей имеет фазовый сдвиг Ψ_n , тогда формула для квадрата модуля диаграммы направленности

$$\left| F_{2N}(u) \right|^2 = \left[2 \sum_{n=1}^N b_n \cos \Psi_n \cos \frac{1}{2} (2n-1) (u - u_g) \right]^2 + \left[2 \sum_{n=1}^N b_n \sin \Psi_n \cos \frac{1}{2} (2n-1) (u - u_g) \right]^2. \quad (9)$$

Из (8) следует, что площадь диаграммы направленности по мощности не зависит от фазового сдвига Ψ_n . Поэтому КНД

решетки определяется значением выражения (9) в направлении u_1 . Потребуем, чтобы оно было максимальным, для чего продифференцируем по Ψ_n и приравняем производные нулю. В результате получим систему уравнений

$$\sum_{n=1}^N b_n \sin(\Psi_m - \Psi_n) \cos \frac{1}{2} (2n - 1)(u_1 - u_g) \cos \frac{1}{2} (2m - 1) \times \\ \times (u_1 - u_g) = 0$$

($m=1, 2, \dots, N$), решением которой будет $\Psi_m - \Psi_n = q\pi$ ($q=0, 1, 2, \dots$).

Начальная фаза излученного поля не представляет интереса, поэтому

$$\Psi_n = n\pi, \quad (10)$$

т. е. максимум КНД в направлении u_1 достигается при действительных амплитудах полей в излучателях изменением только знака амплитуды. Тогда из физических соображений следует условие (4).

Аналогичное доказательство можно провести для общего случая $u_0 \neq \pi$.

Выражение для площади диаграммы в предположении, что каждая пара излучателей имеет фазовый сдвиг Ψ_n с учетом (6а) и (9) запишется так:

$$S_{2N} = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^N b_n \sum_{i=n}^N \varepsilon_{n,i} b_i \cos(\Psi_n - \Psi_i) \times \\ \times \left[\frac{\sin(n+i-1)u_0 \cos(n+i-1)u_g}{(n+i-1)u_0} + \right. \\ \left. + \frac{\sin(n-i)u_0 \cos(n-i)u_g}{(n-i)u_0} \right]. \quad (11)$$

Так как минимум площади S определяется экстремумом ее производной по Ψ_p , должно соблюдаться равенство

$$\frac{\partial S}{\partial \Psi_p} = \frac{1}{2} \sum_{p=1}^N b_p \sum_{n=p}^N b_n \varepsilon_{n,p} \sin(\Psi_p - \Psi_n) \times \\ \times \left[\frac{\sin(p+n-1)u_0 \cos(p+n-1)u_g}{(p+n-1)u_0} + \right. \\ \left. + \frac{\sin(p-n)u_0 \cos(p-n)u_g}{(p-n)u_0} \right] = 0. \quad (12)$$

В общем случае u_0, u_g, b_n, b_p отличны от нуля и решением уравнения (12) по аналогии с предыдущим будет

$$\Psi_p = p\pi \quad (p = 0, 1, 2, \dots).$$

Таким образом, и в общем случае максимум КНД достигается при действительных значениях амплитуд полей в излучателях, следовательно, предположение, сделанное в начале статьи, справедливо.

Подробные исследования выражения (11) показали, что изменения площади диаграммы направленности в зависимости от u_0, u_g, u_1 носят периодический характер, а его производные по тем же переменным многократно обращаются в нуль. Поэтому вопрос о том, когда достигается абсолютный максимум КНД, требует исследования полного выражения (6) для КНД, так как положение максимума числителя в этой формуле в общем случае не совпадает с положением минимума знаменателя. Из-за громоздкости выражений для производных КНД по переменным u_0, u_g, u_1 , которые здесь не приводятся, нами было проделано численное исследование формулы (6), результаты которого изложены в п. 4.

2. Улучшение характеристик излучения коммутационной решетки с дискретом π регулировкой амплитуд полей в излучателях

Расчеты по полученным формулам показывают (п. 4), что коммутационные решетки с дискретом π имеют достаточно высокий уровень боковых лепестков и пониженный коэффициент усиления по сравнению с решеткой, где качание луча осуществляется непрерывным изменением фазы между излучателями (фазовый метод качания луча). Характеристики коммутационной антенны могут быть улучшены, если наряду с изменением знака амплитуд полей в излучателях менять и их величину. Закон изменения амплитуд в зависимости от положения максимума диаграммы направленности может быть получен, например, из условия достижения максимального КНД решетки при дополнительных ограничениях на диаграмму направленности по методике работы [3].

При задании диаграммы в τ точках после преобразований, аналогичных выполненным в [3], получим систему уравнений для неизвестных коэффициентов a_n, b_n , обеспечивающих максимальный КНД решетки:

$$\sum_{n=0}^N a_n \varepsilon_n \left[\frac{\sin(m+n)u_0 \cos(m+n)u_g}{(m+n)u_0} + \frac{\sin(m-n)u_0 \cos(m-n)u_g}{(m-n)u_0} \right] + \sum_{p=1}^{\tau} \lambda_p \cos[m(u_p - u_g)] = 0; \quad (13)$$

$$F_{2N+1}(u_p) = \omega_p; \quad p = 1, 2, \dots, \tau; \quad m = 0, 1, 2, \dots, N$$

для нечетного числа элементов и

$$2 \sum_{n=1}^N b_n \left[\frac{\sin(m+n-1)u_0 \cos(m+n-1)u_g}{(m+n-1)u_0} + \frac{\sin(m-n)u_0 \cos(m-n)u_g}{(m-n)u_0} \right] + \sum_{p=1}^{\tau} \lambda_p \cos \left[\frac{1}{2} (2m-1)(u_p - u_g) \right] = 0; \quad (14)$$

$$F_{2N}(u_p) = \omega_p; \quad p = 1, 2, \dots, \tau; \quad m = 1, 2, \dots, N$$

для четного числа.

В случае $u_0 = \pi(d = \frac{1}{2} \lambda)$ система примет вид

$$2a_m + \sum_{p=1}^{\tau} \lambda_p \cos [m(u_p - u_g)] = 0; \quad (15)$$

$$F_{2N+1}(u_p) = \omega_p; \\ m = 0, 1, 2, \dots, N$$

для нечетного числа элементов и

$$2b_m + \sum_{p=1}^{\tau} \lambda_p \cos \left[\frac{1}{2} (2m-1)(u_p - u_g) \right] = 0; \quad (16)$$

$$F_{2N}(u_p) = \omega_p; \quad m = 1, 2, \dots, N$$

для четного числа.

Здесь λ_p — неопределенные множители Лагранжа.

При задании диаграммы направленности в одной точке ($F(u_1) = 1$) закон распределения амплитуд, обеспечивающий максимум КНД в решетке с четным числом элементов, имеет вид

$$\begin{aligned} a_0 &= -\lambda; \\ a_1 &= -\lambda \cos(u_1 - u_g); \\ &\dots \dots \dots \\ a_n &= -\lambda \cos n(u_1 - u_g). \end{aligned} \quad (17)$$

Формулы для нормированной диаграммы направленности:

$$F_{2N+1}(u) = \frac{1 + 2 \sum_{n=1}^N \cos n(u_1 - u_g) \cos n(u - u_g)}{1 + 2 \sum_{n=1}^N \cos^2 n(u_1 - u_g)}; \quad (18)$$

$$F_{2N}(u) = \frac{\sum_{n=1}^N \cos \frac{1}{2}(2n-1)(u_1 - u_g) \cos \frac{1}{2}(2n-1)(u - u_g)}{\sum_{n=1}^N \cos^2 \frac{1}{2}(2n-1)(u_1 - u_g)}. \quad (19)$$

При этом КНД такой решетки ($u_0 = \pi$, $\tau = 1$) равен

$$G_{2N+1} = 1 + 2 \sum_{n=1}^N \cos^2 n(u_1 - u_g) = 1 + N \times \left[1 + \frac{\sin N(u_1 - u_g) \cos(N+1)(u_1 - u_g)}{N \sin(u_1 - u_g)} \right]; \quad (20)$$

$$G_{2N} = 2 \sum_{n=1}^N \cos^2 \frac{1}{2}(2n-1)(u_1 - u_g) = N \left[1 + \frac{\sin 2N(u_1 - u_g)}{2N \sin(u_1 - u_g)} \right]. \quad (21)$$

3. Исследование антенной решетки с коммутационным (дискрет π) методом качания луча, расположенной на идеально проводящей бесконечной плоскости

При рассмотрении характеристик решетки с коммутационным методом качания луча и дискретом π было определено, что два излучателя, симметричные относительно середины решетки, имеют амплитуды, равные по величине и знаку. Из этого следует, что половину излучателей в решетке с четным числом элементов можно заменить их зеркальным изображением, установив между первым и минус-первым излучателями бесконечный идеально проводящий экран (рис. 1, пунктир). При этом можно воспользоваться приведенными выше формулами для четного числа излучателей, если в них положить $u_g = 0$ и полученный по ним КНД увеличить, а площадь S уменьшить в два раза при условии, что применены излучатели, обеспечивающие вертикальную по отношению к экрану поляризацию поля.

Дополнительный фазовый сдвиг u_g здесь можно положить равным нулю, так как симметричный луч оказывается фиктивным: он находится «за экраном», чем и обеспечивается однолучевая работа.

В такой антенне также может быть использована регулировка амплитуд излучателей, описанная в предыдущем разделе. Полученные выше формулы для диаграммы направленности и КНД антенны в данном случае значительно упрощаются при $u_0 = \pi$, т. е. при $d = \lambda/2$. После выполнения перечисленных поправок в формулах (5) и (7) для коммутационного метода ка-

чания луча и в формулах (19) и (21) для коммутационного метода с регулировкой амплитуд излучателей соответственно получим

$$F_{2N}(u) = \frac{\sum_{n=1}^N \widehat{b}_n \operatorname{sign} \left[\cos \frac{1}{2} (2n-1) u_1 \right] \cos \frac{1}{2} (2n-1) u}{\sum_{n=1}^N \widehat{b}_n \left| \cos \frac{1}{2} (2n-1) u_1 \right|}; \quad (22)$$

$$G_{2N} = \frac{\left(2 \sum_{n=1}^N \left| \cos \frac{1}{2} (2n-1) u_1 \right| \right)^2}{\sum_{n=1}^N \widehat{b}_n^2};$$

$$F_{2N}(u) = \frac{\sum_{n=1}^N \cos \frac{1}{2} (2n-1) u_1 \cos \frac{1}{2} (2n-1) u}{\sum_{n=1}^N \cos^2 \frac{1}{2} (2n-1) u_1}; \quad (23)$$

$$G_{2N} = 4 \sum_{n=1}^N \cos^2 \frac{1}{2} (2n-1) u_1 = 2N \left(1 + \frac{\sin 2Nu_1}{2N \sin u_1} \right).$$

В формулах (22), (23) дана запись для нормированной диаграммы направленности.

Если поляризация поля излучения параллельна экрану, излучатель и его зеркальное изображение будут противофазны. Тогда выражение для нормированной диаграммы направленности и ее площади запишутся так:

$$F_{2N}(u) = \frac{\sum_{n=1}^N \widehat{b}_n \left[\operatorname{sign} \frac{1}{2} (2n-1) u_1 \right] \sin \frac{1}{2} (2n-1) u}{\sum_{n=1}^N \widehat{b}_n \left| \sin \frac{1}{2} (2n-1) u_1 \right|}; \quad (24)$$

$$S_{2N} = \sum_{p=1}^N b_p \sum_{n=p}^N \epsilon_{n,p} b_n \left[\frac{\sin (p+n-1) u_0}{(p+n-1) u_0} - \frac{\sin (p-n) u_0}{(p-n) u_0} \right]. \quad (25)$$

Коэффициент направленного действия определяется по формуле (6), куда подставляются выражения (24) и (25).

Для $u_0 = \pi$ имеем

$$G_{2N} = \frac{\left[2 \sum_{n=1}^N \widehat{b}_n \left| \sin \frac{1}{2} (2n-1) u_1 \right| \right]^2}{\sum_{n=1}^N \widehat{b}_n^2}. \quad (26)$$

Отметим, что в этом случае, так же как и при вертикальной поляризации, коэффициенты b_n должны быть действительными.

При использовании регулировки амплитуд излучателей в коммутационном методе качания луча и задании $\tau < N$ дополнительных условий на диаграмму направленности в случае вертикальной поляризации поля имеем следующую систему уравнений для определения коэффициентов b_n :

$$\begin{aligned}
 & - \sum_{n=1}^N b_n \left[\frac{\sin(m+n-1)u_0}{(m+n-1)u_0} + \frac{\sin(m-n)u_0}{(m-n)u_0} \right] + \\
 & \quad + \sum_{p=1}^{\tau} \lambda_p \sin \frac{1}{2} (2m-1) u_p = 0; \\
 & \quad 2 \sum_{n=1}^N b_n \sin \frac{1}{2} (2n-1) u_p = \omega_p; \\
 & \quad m = 1, 2, \dots, N; \quad p = 1, 2, \dots, \tau.
 \end{aligned} \tag{27}$$

Решение этой системы для одного дополнительного условия $F_{2N}(u_1) = 1$ при $u_0 = \pi$ дает

$$F_{2N}(u) = \frac{\sum_{n=1}^N \sin \frac{1}{2} (2n-1) u_1 \sin \frac{1}{2} (2n-1) u}{\sum_{n=1}^N \sin^2 \frac{1}{2} (2n-1) u_1}; \tag{28}$$

$$G_{2N} = 4 \sum_{n=1}^N \sin^2 \frac{1}{2} (2n-1) u_1 = 2N \left(1 - \frac{\sin 2Nu_1}{2N \sin u_1} \right). \tag{29}$$

4. Результаты численного расчета

Громоздкость выражений для dS/du_0 , dS/du_g , неоднозначность переменных u_0 , u_g , при которых эти производные обращаются в нуль, а также необходимость дополнительного исследования экстремумов данных функций на минимум — максимум делает аналитическое исследование функции КНД с целью определения ее абсолютного максимума чрезвычайно затруднительным. Поэтому, как указано в п. 1, был проделан численный анализ поведения КНД, результаты которого представлены на рис. 2, 3.

На рис. 2 изображены зависимости КНД антенной решетки с дискретом π от шага излучателя u_0 для $u_g = \pi/2$, рассчитанные по формулам (5), (6), (7). Число излучателей принято равным 12 ($N=6$), распределение амплитуд излучателей — равномерным. Параметром в каждом из семейств кривых принято направление главного максимума u_1 , которое изменялось в пределах от 0 до

$\pi/2$. Полученные зависимости показывают, что КНД достигает абсолютного максимума при определенном соотношении величин u_0, u_g, u_1 , причем для любого u_0 наибольшее значение КНД имеет место при соблюдении равенства

$$u_g = u_1. \quad (30)$$

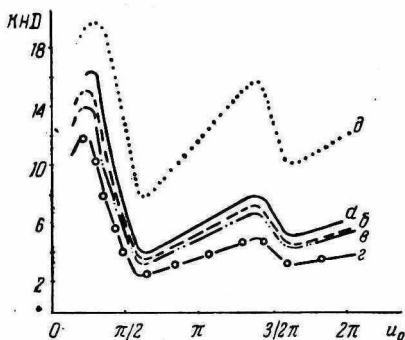


Рис. 2. Зависимость КНД коммутационной решетки с дискретом π от шага излучателей для $u_g = \pi/2$ а— $u_1=0$; б— $u_1=0,1\pi$; в— $u_1=0,25\pi$; г— $u_1=0,4\pi$; д— $u_1=0,5\pi$.

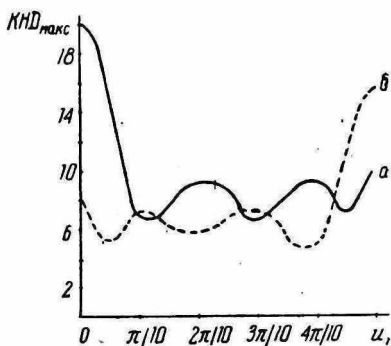


Рис. 3. Зависимость максимального КНД от направления главного максимума коммутационной решетки с дискретом π для $u_{0 \text{ опт}}$: а— $u_g=0$; б— $u_g=0,5\pi$.

С увеличением u_0 КНД решетки возрастает до определенного значения; соответствующего $u_{0 \text{ опт}}$, после чего увеличение шага излучателей приводит к падению КНД. Каждому u_g соответствуют собственные значения $\text{КНД}_{\text{макс}}$ и $u_{0 \text{ опт}}$, при этом последнее не зависит от направления главного максимума u_1 .

С ростом u_g значение $u_0 = u_{0 \text{ опт}}$, при котором имеет место максимум КНД, уменьшается. В таблице для выбранных значений u_g приведены значения $u_{0 \text{ опт}}$ [$\pi/2 \leq u_0 \leq 2\pi$] и соответствующие им величины $\text{КНД}_{\text{макс}}$ при некоторых направлениях u_1 .

Цифры, отмеченные жирным шрифтом, определяют $\text{КНД}_{\text{макс}}$ при соблюдении условия (30). Величина $\text{КНД}_{\text{макс}}$ при этом падает с приближением направления главного максимума к оси антенны. Точность, с которой определен оптимальное значение u_0 в таблице, соответствует шагу счета кривых $\text{КНД} = f(u_0)$, который принят равным $\pi/50$. Зависимости $\text{КНД}_{\text{макс}}$ от направления главного максимума u_1 можно получить из кривых рис. 2 рассеиванием их по вертикали. Эти зависимости имеют осциллирующий характер и достигают абсолютного максимума при $u_1 = u_g$ (рис. 3).

u_g	$u_0 \text{ опт}$	КНД _{max}										
		$u_1 = 0$	$\frac{\pi}{20}$	$\frac{\pi}{2 \cdot 20}$	$\frac{\pi}{3 \cdot 20}$	$\frac{\pi}{4 \cdot 20}$	$\frac{\pi}{5 \cdot 20}$	$\frac{\pi}{6 \cdot 20}$	$\frac{\pi}{7 \cdot 20}$	$\frac{\pi}{8 \cdot 20}$	$\frac{\pi}{9 \cdot 20}$	$\frac{\pi}{2}$
0	1,85	20,1	15	6,35	7,2	9,15	8,7	7,5	8,25	9,15	7	10,05
$\frac{\pi}{8}$	1,75	6	9,6	18,1	18,1	9,6	6	8,5	9,3	6,7	6,7	9,05
$\frac{\pi}{4}$	1,63	7,8	8,3	6,5	5,75	13,5	18,3	13,5	5,75	6,5	8,3	7,8
$\frac{3\pi}{8}$	1,5	8	6	5,8	8	7,4	5,2	8,35	15,8	15,8	8,35	5,2
$\frac{\pi}{2}$	1,4	7,85	5,3	7,1	6,35	5,8	6,15	7	5,5	4,85	11,5	15,7
$\frac{5\pi}{8}$	1,25	5,1	5,9	7,2	6,1	5,3	6,7	5,4	5	5,4	6,2	4,4
$\frac{3\pi}{4}$	1,15	5,65	6,05	5,15	4,9	5,6	6,55	4,5	5,95	5,3	4,85	5,65

Численный анализ КНД как функции u_g лишь подтвердил сделанные выводы и поэтому его результаты здесь не приводятся.

Зависимости КНД в направлении u_1 от заданного положения главного максимума диаграммы направленности для различных вариантов решеток с коммутационным и методом качания главного максимума, состоящих из 20 ненаправленных элементов (10 элементов для системы с экраном) при расстоянии между излучателями $d = \lambda/2$, приведены на рис. 4.

Характеристики коммутационной решетки с регулировкой амплитуд излучателей приведены для обеспечения максимума КНД при одном дополнительном условии $F(u_1) = 1$ (28). Наложение условия такого рода избавляет от ошибки в установке главного максимума, характерной для коммутационного метода, так как из условия обеспечения наибольшего КНД диаграмма направленности при $u = u_1$ должна иметь максимум.

Следует отметить, что эффект уменьшения уровня боковых лепестков, имеющий место при применении регулировки амплитуд излучателей, может быть усилен, если использовать не одно, а несколько дополнительных условий. Однако уменьшение уровня боковых лепестков диаграммы направленности приводит к увеличению ее ширины и падению КНД.

Следует также отметить, что значение u_1 для антенны с экраном при приближении u_1 к нулю (горизонтальная поляризация) и π (вертикальная поляризация) не совпадает с направлением главного максимума. Например, в случае $u_1 = 0$ при горизонтальной поляризации КНД, определяемый по формуле:

$$G_{2N} = \frac{\left[\sum_{n=1}^N \hat{b}_n \sin \frac{1}{2} (2n-1) u \right]^2}{\sum_{n=1}^N \hat{b}_n^2},$$

имеет максимум в направлении $u \approx 0,17\pi$.

Все значения КНД нормированы таким образом, что КНД решетки с фазовым методом качания равен единице. Характеристики решеток при коммутационном и фазовом методах рассчитаны в предположении, что диаграммы направленности отдельных излучателей изотропны, амплитудное распределение

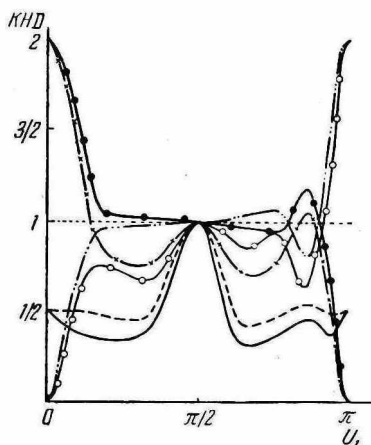


Рис. 4. Зависимость относительного КНД от угла наклона главного максимума: решетка с фазовым методом качания; коммутационная решетка с дискретом π ; ————— без регулировки амплитуд ($u_g = \pi/2$), ———— с регулировкой амплитуд ($u_g = \pi/2$), коммутационная решетка над экраном, вертикальная поляризация: —×— без регулировки амплитуд, —·— с регулировкой амплитуд; коммутационная решетка над экраном, горизонтальная поляризация: —○— без регулировки амплитуд, —··— с регулировкой амплитуд..

вдоль раскрыва постоянно, число излучателей фиксировано и $u_0 = \pi$. Как видно из рис. 4, амплитудная регулировка при одном дополнительном условии, действительно, улучшает КНД коммутационной решетки. Это характерно для всех положений главного максимума. При $u_1 = u_g$ КНД коммутационной решетки без экрана достигает значения, равного КНД решетки с фазовым методом качания. При фиксированном числе излучателей предельное значение КНД решеток, снабженных экраном, удваивается по сравнению с КНД антенн без экрана.

ВЫВОДЫ

1. Проанализирована антенная решетка с симметричным амплитудным распределением при коммутационном методе качания луча с дискретом π , симметричные элементы которой имеют амплитуды излучаемого поля, равные по величине и знаку.

Удалось получить простые аналитические выражения для закона переключения знаков амплитуд при качании луча.

2. Характеристики коммутационной решетки с дискретом π могут быть улучшены, если при качании луча менять не только знак, но и величину амплитуд полей излучателей.

3. Полученные при анализе коммутационных антенн с дискретом π формулы пригодны также для случая расположения такого рода антенн над идеально проводящим экраном.

4. Минимальное значение КНД коммутационной решетки без регулировки амплитуд в 3,5 раза ниже, чем у антенны с фазовым методом качания луча, и в 2,4 раза ниже для коммутационной решетки с регулировкой амплитуд излучателей, оговоренной в тексте.

5. КНД решетки с дискретом π достигает абсолютного максимума при определенном соотношении величин шага излучателей, дополнительного фазового сдвига и направления главного максимума диаграммы направленности; причем для любого шага наибольшее значение КНД наблюдается при соблюдении условия (30).

ЛИТЕРАТУРА

1. Дерюгин Л. Н. Способ электрического управления лучом остронаправленных линейных и поверхностных антенных решеток. Авт. свид. № 662448 от 11 апреля 1960, — «Бюл. изобрет.», 1960, № 568. 10 с.
2. Дерюгин Л. Н., Зимин Д. Б. Коммутационный метод управления лучом антенных решеток. Сб. статей под ред. Л. Н. Дерюгина. М., «Машиностроение», 1964, с. 38—44.
3. Евстропов Б. А., Евстропов Г. А., Коротков В. Д. Об одном методе синтеза линейных решеток с максимальным КНД.— «Радиотехника и электроника», 1968, т. XII, № 4, с. 131—135.