

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.396.67

ДИАГРАММООБРАЗУЮЩАЯ СХЕМА НА СВЯЗАННЫХ ЛИНИЯХ ПЕРЕДАЧИ С НЕОДИНАКОВЫМИ СВЯЗЯМИ

© 2025 г. С. Е. Банков

*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация*

E-mail: sbankov@yandex.ru

Поступила в редакцию 05.03.2024 г.

После доработки 02.05.2024 г.

Принята к публикации 10.05.2024 г.

Предложена диаграммообразующая схема в виде периодической структуры из параллельных связанных линий передачи с неодинаковыми коэффициентами связи, предназначенная для формирования секторной диаграммы направленности линейной антенной решетки. В рамках теории связанных волн решена задача о собственных волнах системы бесконечных связанных линий передачи, а также решена задача о возбуждении системы из линий передачи конечной длины внешним источником. Получены соотношения, описывающие амплитуды волн в линиях передачи в выходной плоскости. Рассмотрен множитель направленности излучающей решетки, возбуждаемой волнами в выходной плоскости. Показано, что применение диаграммообразующей схемы нового типа позволяет улучшить форму множителя направленности решетки по сравнению с множителем направленности решетки, возбуждаемой схемой на линиях передачи с одинаковыми связями.

Ключевые слова: диаграммообразующая схема, теория связанных волн, секторная диаграмма направленности, множитель направленности

DOI: 10.31857/S0033849425010013, **EDN:** HJXBKI

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Задача создания решеток, элементы которых имеют секторные диаграммы направленности (ДН), давно известна в теории и технике антенн. Многие результаты, полученные в данной области, обобщены в монографии [1]. Решетки с секторными ДН могут иметь различное применение: с их помощью возможно уменьшить число элементов решеток, сканирующих в ограниченном секторе углов; они используются при создании антенн с контурными ДН; применяются также в качестве облучателей квазиоптических (зеркальных и линзовых) многолучевых антенн (МА).

Актуальной задачей является поиск в данной области технических решений, сочетающих простоту конструкции и приемлемые технические характеристики. К числу таких решений относятся диаграммообразующие схемы (ДОС) на связанных линиях передачи (СЛП). Впервые такая ДОС была описана в работе [2]. Она содержит систему одинаковых СЛП и фазосдвигатели на 90° . При этом уровень распределенной связи между соседними СЛП одинаковый для всех линий передачи, формирующих ДОС. Такая схема имеет ограниченные возможности в части приближения формируемого

амплитудно-фазового распределения (АФР) к идеальному. Тем не менее, как показано в работе [2], ее применение дает заметное увеличение крутизны скатов ДН и приближение ее формы к секторной. При этом ДОС на СЛП имеет весьма простую структуру, в частности, в ней отсутствуют пересечения линий передачи.

Метод синтеза ДОС, представленный в работе [2], не зависит от типа линии передачи. Экспериментальные результаты были получены для связанных двухсторонних щелевых линий [2] и ЕВГ-волноводов [3]. В рамках электродинамического моделирования анализировалась ДОС на связанных диэлектрических волноводах [4].

Отметим, что открытые волноводы в максимальной степени подходят для реализации ДОС на СЛП, так как создание между ними распределенной связи не требует применения каких-либо специальных средств. Например, в случае диэлектрических волноводов их необходимо просто расположить на достаточно близком расстоянии. Отметим также, что ДОС на СЛП не имеют ограничений на число каналов и могут быть как одномерными, так и двумерными [5].

Данная работа посвящена исследованию нового варианта ДОС на СЛП. Его отличие от рассмотренного в работе [2] варианта состоит в том, что в нем используются линии передачи с разным уровнем распределенной связи между соседними каналами. При этом, как показано ниже, для получения секторной ДН необходимо возбуждать одновременно два канала ДОС. Также отличительной особенностью исследуемого устройства является отсутствие фазосдвигателей, о которых мы говорили выше, поскольку требуемое АФР в каналах ДОС формируется исключительно за счет распределенной связи.

Наиболее близкой к рассматриваемой в статье ДОС является однокаскадная шахматная схема [1], в которой также одновременно возбуждаются два канала. Предлагаемая схема отличается тем, что в ней используется регулярный в продольном направлении участок распределенной связи, тогда как в шахматной схеме чередуются участки с изолированными друг от друга линиями передачи и участки со СЛП в виде направленных ответвителей. Наличие регулярного участка связи в ряде случаев оказывается более удобным. Например, когда для построения ДОС используются прямолинейные открытые линии передачи, такие как диэлектрические, спиральные, ЕВГ волноводы и т.д., в которых весьма сложно создать распределенную связь переменной интенсивности.

2. ИССЛЕДУЕМАЯ СТРУКТУРА И РЕШАЕМЫЕ ЗАДАЧИ

Исследуемая структура схематично показана на рис. 1.

Она представляет собой линейную решетку — блок излучателей, которая связана с ДОС, включающей две составные части: блок делителей мощности и блок СЛП. Связь между соседними линиями, имеющими длину L , характеризуется коэффициентами связи $C_{1,2}$. Возбуждение ДОС осуществляется делителями мощности. Далее мы будем полагать, что это идеальные делители мощности, осуществляющие

деление мощности пополам и имеющие согласованные и развязанные входы. Их центральные входы образуют входы ДОС и всей решетки в целом.

Из рис. 1 видно, что в силу того, что $C_1 \neq C_2$, вся структура имеет период $2P$, несмотря на то, что излучатели в решетке и линии передачи расположены с периодом P .

Наша задача состоит в построении математической модели устройства, которая позволит определить амплитуды волн в выходной плоскости ДОС при $z = L$ при возбуждении одного из ее входов. Для определенности пусть это будет нулевой вход. Найденные амплитуды мы будем использовать для вычисления множителя направленности решетки, который с точностью до ДН элементарного излучателя (ЭИ) определяет ДН решетки. Далее мы рассмотрим выбор параметров ДОС $C_{1,2}$ и L , обеспечивающий форму ДН решетки максимально близкую к прямоугольной.

Поставленные выше задачи мы будем решать в приближении теории связанных волн [6], которая с успехом использовалась ранее для анализа ДОС на СЛП с одинаковой связью [2–5]. При этом мы выделим три этапа решения. На первом этапе мы проведем анализ собственных волн бесконечной системы из бесконечных СЛП. Этот анализ будет проводиться для квазипериодического режима, в котором амплитуды волн в линиях передачи в разных периодах связаны известным условием периодичности [7].

На втором этапе решается задача возбуждения блока СЛП конечной длины. Особенностью рассматриваемого случая является то, что система СЛП одновременно возбуждается по двум каналам синфазными волнами. Полученное решение позволяет найти амплитуды волн в выходной плоскости и определить множитель направленности решетки, анализ которого составляет основное содержание третьего этапа исследования.

3. СОБСТВЕННЫЕ ВОЛНЫ СИСТЕМЫ СЛП

Бесконечная по осям $0x$ и $0z$ система СЛП показана на рис. 2.

В рамках теории связанных волн [8] предполагается, что поле в каждой линии передачи имеет вид волны, бегущей вдоль оси $0z$ с неизвестной постоянной распространения γ . При этом амплитуда волны U_n в линии с номером n зависит от координаты z и подчиняется следующей системе дифференциальных уравнений:

$$\frac{dU_n}{dz} + i\beta_0 U_n + i \sum_{m=-\infty}^{\infty} {}^{(n)}U_m C_{nm} = 0, \quad (1)$$

где β_0 — постоянная распространения уединенной линии передачи, то есть в отсутствие связи, C_{nm} — коэффициент связи между линиями с номерами n, m .

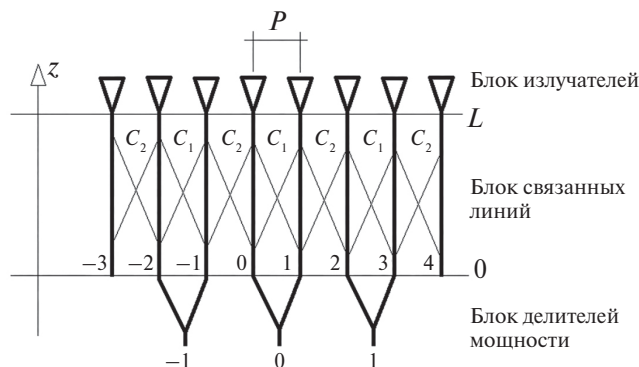


Рис. 1. Исследуемая структура.

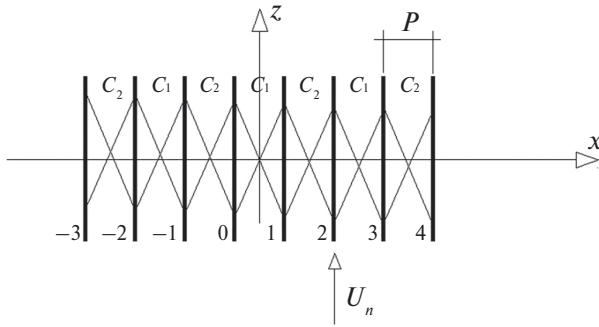


Рис. 2. Система СЛП.

Полагаем далее, что распределенная связь существует только между соседними каналами. Кроме того, учтем упомянутое выше условие периодичности, которое в нашем случае имеет следующий вид:

$$U_{n+2} = U_n \exp(-2ikP), \quad n = \dots -1, 0, 1, \dots, \quad (2)$$

где k – параметр периодичности, изменяющийся в пределах:

$$|k| \leq \pi/2P. \quad (3)$$

Условие (2) позволяет нам редуцировать бесконечную систему (1) к системе двух уравнений относительно амплитуд $U_{0,1}$

$$\begin{aligned} \frac{dU_0}{dz} + i\beta_0 U_0 + i(C_1 + C_2 \exp(2ikP))U_1 &= 0, \\ \frac{dU_1}{dz} + i\beta_0 U_1 + i(C_1 + C_2 \exp(-2ikP))U_0 &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Ищем решение (4) в следующем виде:

$$U_{0,1} = A_{0,1} \exp(-i\gamma z). \quad (5)$$

Подставим выражение (5) в (4) и получим систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) относительно неизвестных $A_{0,1}$:

$$(\beta_0 - \gamma)A_0 + (C_1 + C_2 \exp(2ikP))A_1 = 0, \quad (6)$$

$$(\beta_0 - \gamma)A_1 + (C_1 + C_2 \exp(-2ikP))A_0 = 0.$$

Решение системы (6) позволяет найти искомую постоянную распространения γ , а также соотношение между параметрами $A_{0,1}$. Приравняв определитель СЛАУ (6) нулю, находим постоянную распространения:

$$\gamma^{(1,2)} = \beta_0 \pm \sqrt{C_1^2 + C_2^2 + 2C_1C_2 \cos 2kP}. \quad (7)$$

Из формулы (7) следует, что СЛАУ (6) имеет два решения, которым соответствуют верхние индексы 1,2. Наличие двух решений означает, что в системе

СЛП распространяются две собственные волны с разными постоянными распространения $\gamma^{(1,2)}$.

Из системы (6) также можно получить соотношение, связывающее амплитуды $A_{0,1}$:

$$A_1^{(1,2)} = A_0^{(1,2)} \frac{C_1 + C_2 \exp(-2ikP)}{\gamma^{(1,2)} - \beta_0}. \quad (8)$$

Отметим, что поле в линии передачи в квазипериодическом режиме представляется суммой двух найденных выше собственных волн:

$$\begin{aligned} U_{2n}(z) &= A_0^{(1)} \exp(-i\gamma^{(1)}z - 2iknP) + \\ &+ A_0^{(2)} \exp(-i\gamma^{(2)}z - 2iknP), \\ U_{2n+1}(z) &= A_1^{(1)} \exp(-i\gamma^{(1)}z - 2iknP) + \\ &+ A_1^{(2)} \exp(-i\gamma^{(2)}z - 2iknP). \end{aligned} \quad (9)$$

Соотношения (9) записаны с учетом условия периодичности (2).

4. ВОЗБУЖДЕНИЕ СИСТЕМЫ СЛП

Схема возбуждения системы СЛП конечной длины показана на рис. 3.

Мы предполагаем, что волны с амплитудами $1/\sqrt{2}$ подаются на линии с номерами 0, 1. Остальные линии не возбуждаются. Амплитуды возбуждающих волн определены из условия, что на центральный вход делителя мощности поступает волна единичной амплитуды. В этом случае в его боковых плечах распространяются волны с амплитудами $1/\sqrt{2}$ и одинаковыми фазами.

Нетрудно заметить, что описанный выше режим возбуждения системы СЛП отличается от квазипериодического. Однако, мы имеем возможность представить поле в линиях передачи как суперпозицию квазипериодических полей с разными параметрами периодичности k :

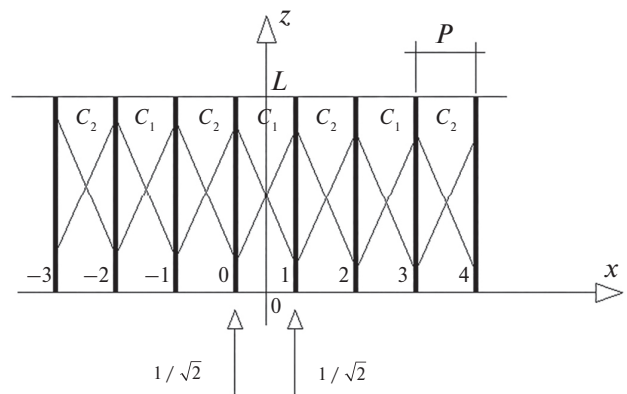


Рис. 3. Возбуждение системы СЛП.

$$\begin{aligned}
U_{2n}(z) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \left(A_0^{(1)} \exp(-i\gamma^{(1)}z - in\varphi) + \right. \\
&\quad \left. + A_0^{(2)} \exp(-i\gamma^{(2)}z - in\varphi) \right) d\varphi, \\
U_{2n+1}(z) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \left(A_1^{(1)} \exp(-i\gamma^{(1)}z - in\varphi) + \right. \\
&\quad \left. + A_1^{(2)} \exp(-i\gamma^{(2)}z - in\varphi) \right) d\varphi, \\
\varphi &= 2\kappa P.
\end{aligned} \tag{10}$$

Поле в линиях передачи должно быть непрерывно при $z = 0$. Тогда из условий возбуждения системы СЛП мы можем получить:

$$\begin{aligned}
U_{2n}(0) &= \begin{cases} 1/\sqrt{2}, & n = 0, \\ 0, & n \neq 0, \end{cases} \\
U_{2n+1}(0) &= \begin{cases} 1/\sqrt{2}, & n = 0, \\ 0, & n \neq 0. \end{cases}
\end{aligned} \tag{11}$$

Концевые условия (11) позволяют нам найти амплитуды $A_0^{(1,2)}$. Отметим, что амплитуды $A_1^{(1,2)}$ связаны с ними соотношением (8). Для компактной его записи введем обозначение:

$$B^{(1,2)} = \frac{C_1 + C_2 \exp(-2i\kappa P)}{\gamma^{(1,2)} - \beta_0}. \tag{12}$$

С учетом выражения (12) можно получить:

$$\begin{aligned}
A_0^{(1)} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1 - B^{(2)}}{B^{(1)} - B^{(2)}}, \\
A_0^{(2)} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{B^{(1)} - 1}{B^{(1)} - B^{(2)}}.
\end{aligned} \tag{13}$$

Отметим, что найденные величины $A_0^{(1,2)}$ являются функциями параметра периодичности κ . Непосредственная их подстановка в выражения (10) и выполнение интегрирования позволяет убедиться, что условия (11) выполняются.

Далее находим амплитуды волн в выходной плоскости при $z = L$:

$$\begin{aligned}
U_{2n}(L) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \left(A_0^{(1)} \exp(-i\gamma^{(1)}L - in\varphi) + \right. \\
&\quad \left. + A_0^{(2)} \exp(-i\gamma^{(2)}L - in\varphi) \right) d\varphi, \\
U_{2n+1}(L) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \left(A_0^{(1)} B^{(1)} \exp(-i\gamma^{(1)}L - in\varphi) + \right. \\
&\quad \left. + A_0^{(2)} B^{(2)} \exp(-i\gamma^{(2)}L - in\varphi) \right) d\varphi.
\end{aligned} \tag{14}$$

5. МНОЖИТЕЛЬ НАПРАВЛЕННОСТИ РЕШЕТКИ

Для записи множителя направленности решетки допустим, что амплитуды возбуждения ее ЭИ пропорциональны амплитудам волн в выходной плоскости (14). Введем в плоскости XOZ угол θ изменяющийся от $-\pi/2$ до $\pi/2$. Отсчитываем его от оси Oz. Тогда множитель направленности $M(\theta)$ имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
M(\theta) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} U_{2n}(L) \exp(ik2nP \sin \theta) + \\
&+ \sum_{n=-\infty}^{\infty} U_{2n+1}(L) \exp(ik(2n+1)P \sin \theta).
\end{aligned} \tag{15}$$

Здесь k – волновое число свободного пространства. Строго говоря, суммирование в соотношении (15) должно проводиться в бесконечных пределах. Однако, коэффициенты $U_n(L)$ быстро убывают при $|n| \rightarrow \infty$. Поэтому без потери точности ряды в (15) можно заменить конечными суммами.

Типичный пример распределения нормированных амплитуд волн в каналах ДОС при $z = L$ показан на рис. 4.

Амплитуды нормированы таким образом, что максимальное их значение равно единице. Оно достигается в двух центральных каналах. Распределение на рис. 4 получено при $C_1 L = 1.65$, $C_2 L = 0.91$, $\kappa P = 3.6$. Численные расчеты показали, что относительная погрешность вычисления модуля множителя направленности при $\theta = 0$, не превышающая 10^{-3} достигается при учете в каждой конечной сумме (15) семи и более слагаемых.

Алгоритм расчета множителя на направленности по формулам (14), (15) реализован в системе Маткад. Поскольку подынтегральные функции в (14) не содержат особенностей, то интегрирование осуществляется с помощью встроенных операторов

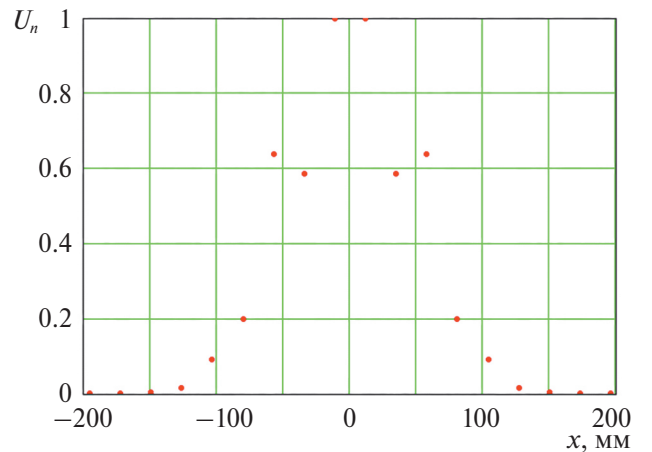


Рис. 4. Распределение амплитуд волн в каналах ДОС.

Маткада. Расчет характеристик ДОС в десяти частотных точках занимает не более одной секунды.

Формально амплитуды $U_n(L)$ и, следовательно, множитель направленности $M(\theta)$ являются функциями шести переменных: β_0 , C_1 , C_2 , L , P , частоты f . Однако, анализ соотношений (14) и (15), а также численные расчеты показывают, что постоянная распространения уединенной линии передачи β_0 существенно не влияет на АФР в выходной плоскости. От нее зависит только лишь общий фазовый множитель. Поэтому при оптимизации рассматриваемой структуры ее можно не учитывать.

Также следует отметить, что независимыми переменными являются произведения: $C_1 L$, $C_2 L$, kP . Таким образом, мы видим, что число варьируемых при оптимизации параметров сократилось до трех. Введем безразмерные параметры $\tilde{C}_1, \tilde{C}_2, \tilde{P}$:

$$\tilde{C}_{1,2} = C_{1,2} L, \tilde{P} = kP. \quad (16)$$

Введем также параметры, описывающие качество формируемого множителя направленности. Они поясняются на рис. 5. На нем представлена типичная зависимость нормированного на значение при $\theta = 0$ множителя направленности от угла θ . Множитель направленности приводится в децибелах.

Будем описывать его при помощи следующих параметров: уровень боковых лепестков (УБЛ), ширина главного луча по уровню -10 дБ: θ_{-10} , ширина главного луча по уровню -1 дБ: θ_{-1} . С помощью этих углов определим крутизну ската главного луча S :

$$S = \frac{9}{\theta_{-10} - \theta_{-1}}, [\text{дБ/град}]. \quad (17)$$

Рассмотрим влияние на множитель направленности коэффициента связи \tilde{C}_1 . При этом положим $\tilde{C}_2 = 0.5\tilde{C}_1$. Как будет показано ниже, такое соотношение между коэффициентами связи близко к оптимальному. Также зафиксируем параметр $\tilde{P} = \pi$.

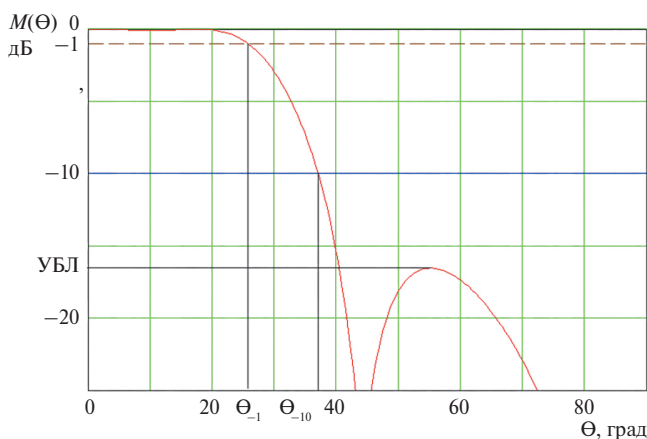


Рис. 5. Определение показателей качества.

На рис. 6–8 представлены зависимости показателей качества решетки как функции параметра \tilde{C}_1 . На рис. 6 показана зависимость УБЛ, на рис. 6 угла θ_{-10} , на рис. 8 крутизны ската. Отметим, что крутизна скатов непосредственно характеризует степень приближения реализованной ДН к идеальной прямоугольной ДН, имеющей бесконечную крутизну.

Как видно из рис. 8, с ростом коэффициента \tilde{C}_1 главный луч множителя направленности сужается, а его крутизна увеличивается, причем весьма существенно. Предел увеличению крутизны ставит рост УБЛ (см. рис. 6), который монотонно увеличивается при увеличении \tilde{C}_1 . Из рис. 6–8 можно сделать вывод, что выбирать коэффициент связи \tilde{C}_1 следует в диапазоне 1.6–1.8, в котором УБЛ не превышает -14 дБ, а крутизна скатов находится в пределах 0.6–0.8 дБ/град.

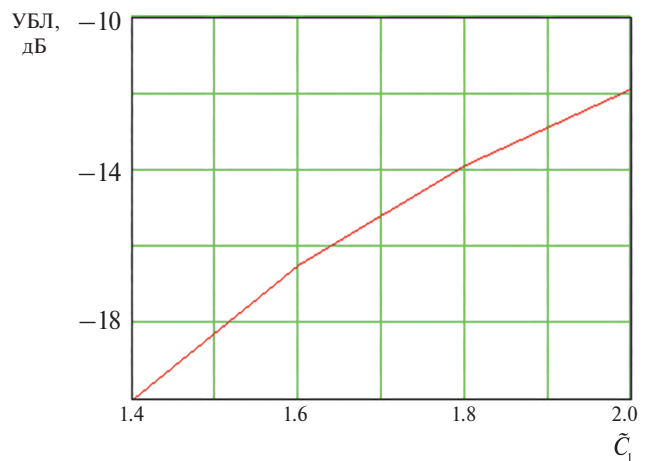


Рис. 6. Зависимость УБЛ от безразмерного коэффициента связи \tilde{C}_1 .

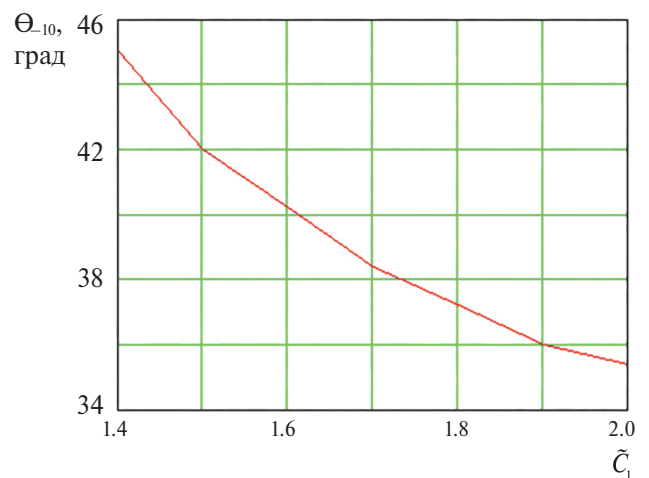


Рис. 7. Зависимость полуширины главного луча от безразмерного коэффициента связи \tilde{C}_1 .

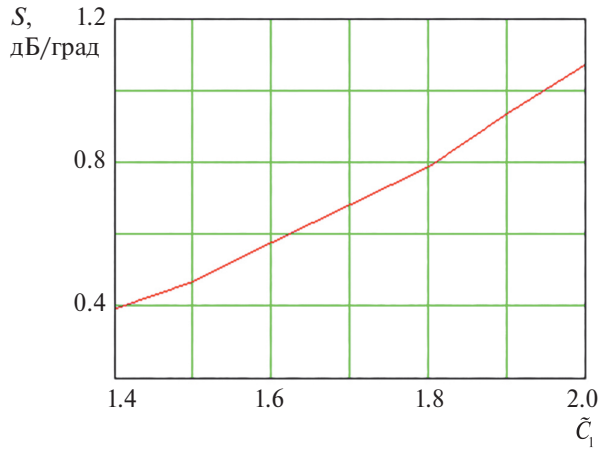


Рис. 8. Зависимость крутизны ската множителя направленности S от безразмерного коэффициента связи \tilde{C}_1 .

Интересно проанализировать поведение показателей качества при изменении параметра \tilde{C}_2 . Для этого положим $\tilde{C}_1 = 1.6$, $\tilde{P} = \pi$. На рис. 9–11 показаны зависимости показателей качества от отношения коэффициентов связи $b = \tilde{C}_2 / \tilde{C}_1$.

Из рис. 10, 11 следует существование экстремума для угла θ_{-10} и крутизны S , который достигается в диапазоне 0.5–0.6. При этом следует сказать, что выбор $b > 0.6$ не имеет смысла, так как при увеличении этого коэффициента связи все показатели качества только ухудшаются. Уменьшение данного параметра ($b < 0.5$) снижает УБЛ в обмен на снижение крутизны скатов.

Далее рассмотрим поведение множителя направленности при изменении параметра \tilde{P} . На рис. 12–14 представлены зависимости показателей качества от безразмерного периода решетки \tilde{P} . Они получены для $\tilde{C}_1 = 1.6$, $b = 0.5$.

Как видно из рис. 12, на котором изображена зависимость УБЛ от параметра \tilde{P} , в диапазоне

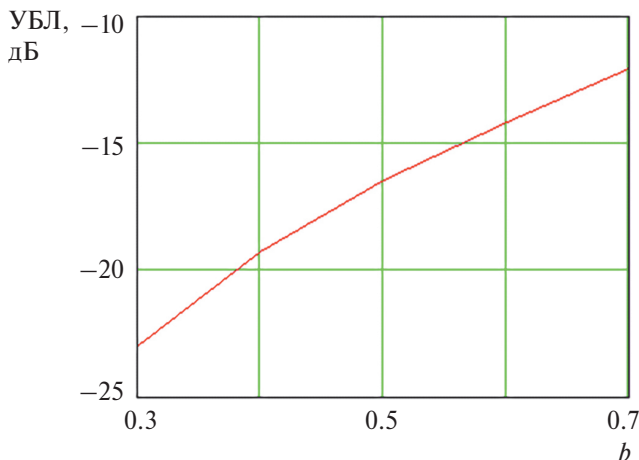


Рис. 9. Зависимость УБЛ от параметра b .

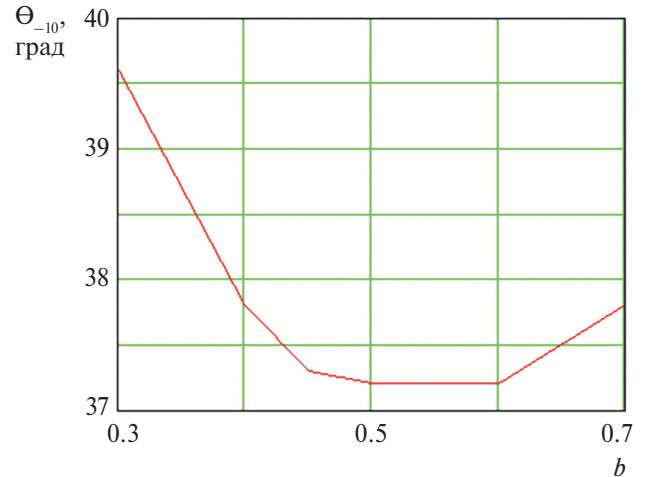


Рис. 10. Зависимость полуширины главного луча от параметра b .

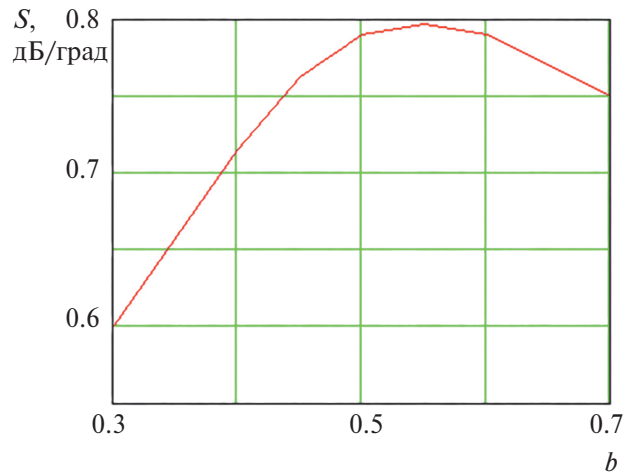


Рис. 11. Зависимость крутизны ската множителя направленности S от параметра b .

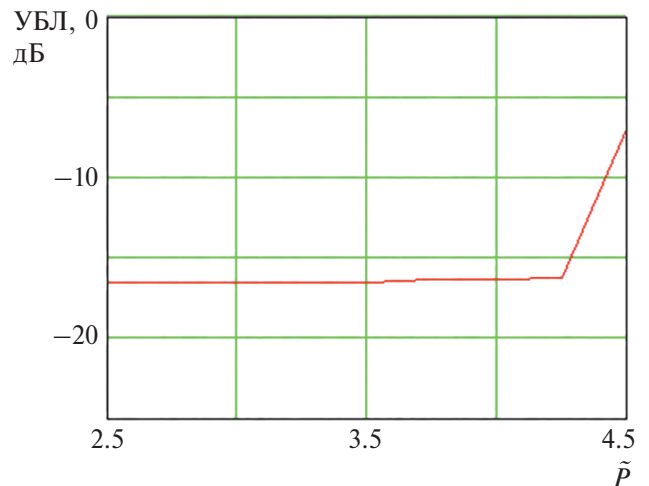


Рис. 12. Зависимость УБЛ от безразмерного периода решетки.

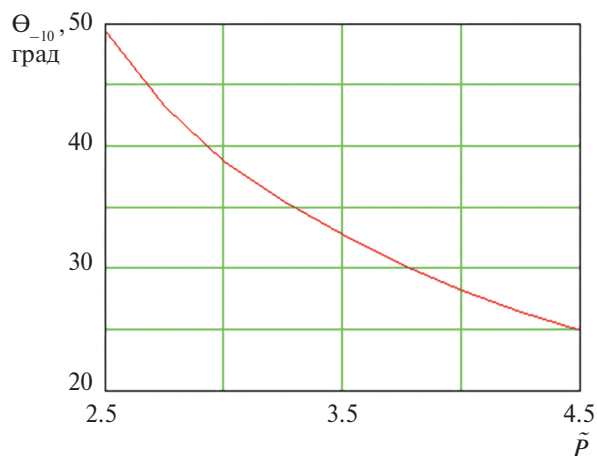


Рис. 13. Зависимость полуширины главного луча от безразмерного коэффициента периода \tilde{P} .

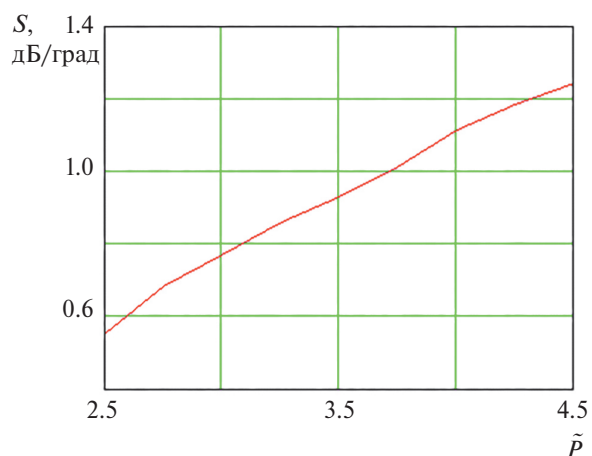


Рис. 14. Зависимость крутизны ската множителя направленности S от безразмерного коэффициента периода \tilde{P} .

$2.5 < \tilde{P} < 3.75$ УБЛ остается практически неизменным, однако дальнейшее увеличение периода приводит к скачкообразному росту УБЛ. Такое поведение объясняется появлением побочного дифракционного максимума, который быстро приближается по амплитуде к главному лепестку.

Сужение основного лепестка ДН при росте параметра \tilde{P} , а также рост крутизны ДН, которые видны из рис. 13, 14 являются ожидаемыми эффектами, характерными для всех линейных излучателей.

В заключение данного раздела сравним рассмотренную решетку с наиболее близким аналогом в виде ДОС на СЛП с одинаковыми связями. Сравнимые решетки имеют один и тот же период $\tilde{P} = 3$. ДОС с одинаковыми связями характеризуется одним безразмерным коэффициентом связи \tilde{C} . В работах [2–5] показано, что его оптимальное значение лежит в диапазоне 0.9–1.0. Для сравнения мы приняли $\tilde{C} = 0.95$. ДОС с неодинаковыми связями имеет параметры $\tilde{C}_1 = 1.6$, $b = 0.5$.

На рис. 15 показаны рассчитанные нормированные множители направленности.

Кривые 1, 2 получены соответственно для неодинаковых и одинаковых связей. Кривая 3 взята из книги [1] для шахматной однокаскадной схемы. Нетрудно заметить, что при близком УБЛ степень прямоугольности ДН, которую обеспечивает ДОС с неодинаковыми связями существенно выше, чем у ее аналога с одинаковыми связями. Кроме того, мы можем также отметить сужение главного луча множителя направленности.

В области главного луча множитель направленности ДОС с неодинаковыми связями незначительно отличается от множителя направленности однокаскадной шахматной схемы. Уровень первого бокового лепестка, формируемого шахматной схемой примерно на 3 дБ ниже бокового лепестка исследуемой ДОС.

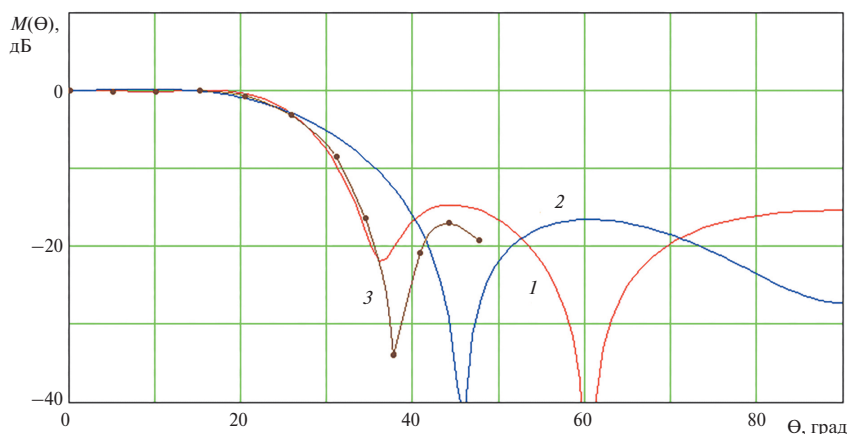


Рис. 15. Множители направленности ДОС с неодинаковыми (1) и одинаковыми (2) связями и шахматной однокаскадной ДОС (3).

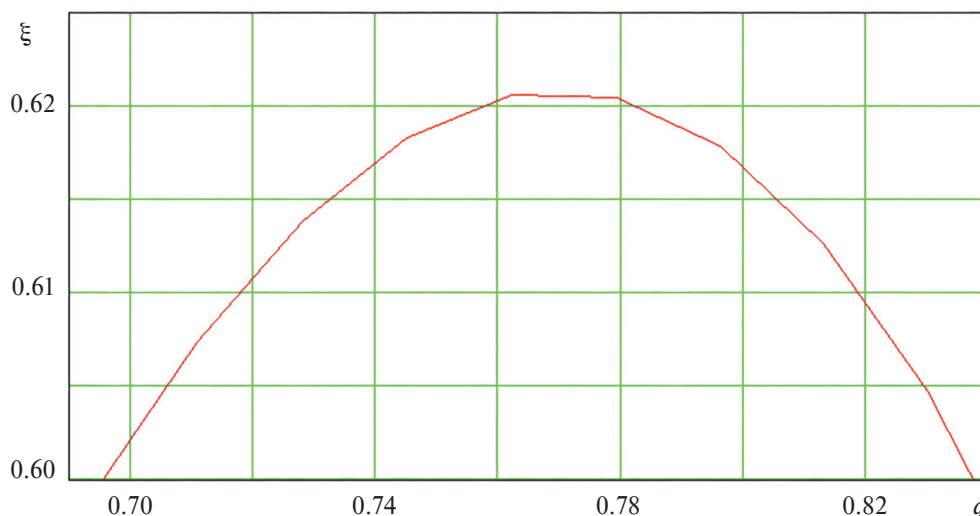


Рис. 16. Коэффициент использования элемента решетки.

Интересно сравнить шахматную схему и ДОС с неодинаковыми связями по коэффициенту использования элемента решетки ξ , определение которого для одномерной решетки можно найти в [9]. Этот параметр является отношением минимально возможного числа элементов идеальной решетки, сканирующей в заданном секторе углов к числу элементов реальной решетки, сканирующей в том же секторе. На рис. 16 показана зависимость коэффициента ξ от параметра q :

$$q = b/b_{\max},$$

где $b = 2P$, b_{\max} — максимальный период решетки при заданном секторе сканирования.

Видно, что коэффициент использования достигает максимума при $q = 0.77$. В точке максимума он близок к 0.62. В работе [9] показано, что однокаскадная шахматная схема в точке максимума ($q \approx 0.745$) имеет $\xi \approx 0.613$. Таким образом, видно, что сравниваемые ДОС имеют весьма близкие коэффициенты использования, что является следствием близких ДН, которые они формируют.

Следует отметить, что улучшение формы множителя направленности достигается увеличением уровня связи между линиями передачи. Чтобы убедиться в этом достаточно сравнить безразмерные коэффициенты связи \tilde{C} и \tilde{C}_1 , равные соответственно 0.95 и 1.6. Увеличение коэффициента связи между линиями может быть достигнуто либо повышением уровня их электромагнитного взаимодействия, либо увеличением длины участка связи. Первый вариант имеет негативные последствия в виде ухудшения согласования устройства, а второй в виде увеличения его размеров.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложена новая схема построения ДОС и решетки на ее основе для формирования ДН секторной формы. Рассматриваемая ДОС относится к классу ДОС на связанных линиях передачи. Ее отличительной чертой является использование СЛП с разными коэффициентами связи. В рамках теории связанных построена приближенная модель устройства и показано, что с ее помощью можно обеспечить улучшение основных показателей качества ДОС данного типа.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке бюджетного финансирования в рамках государственного задания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Скобелев С.П. Фазированные антенные решетки с секторными парциальными диаграммами направленности. М.: Физматлит, 2010.
2. Bankov S.E., Bugrova T.I. // Microwave and Optical Technology Lett. 1993. V. 6. P. 782.
3. Банков С.Е., Калошин В.А., Фролова Е.В. // Журн. радиоэлектроники. 2009. № 3. <http://jre.cplire.ru/jre/mar09/1/text.html>
4. Банков С.Е., Грачев Г.Г., Дупленкова М.Д. // РЭ. 2012. Т. 57. № 6. С. 613.
5. Банков С.Е. // РЭ. 2009. Т. 54. № 10. С. 1157.
6. Унгер Г.Г. Оптическая связь. М.: Связь. 1979.
7. Амтей Н., Галиндо В., Ву Ч. Теория и анализ фазированных антенных решеток. М.: Мир. 1974.
8. Унгер Х.Г. Планарные и волоконные оптические волноводы. М.: Мир, 1980. С. 231.
9. Скобелев С.П. // Радиотехника. 2013. № 5. С. 74.

BEAM FORMING NETWORK ON THE BASE OF NON-IDENTICALLY COUPLED TRANSMISSION LINES

© 2025 S. E. Bankov

*Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS,
Mokhovaya St., 11, build. 7, Moscow, 125009 Russian Federation
E-mail: sbanlkov@yandex.ru*

Received March 3, 2024; revised May 2, 2024; accepted May 10, 2024

Beam forming network as a system of parallel coupled transmission lines with different coupling coefficients is proposed. The beam forming network feeds linear array that in its turn forms radiation pattern with sector shape. An eigenwave problem for an infinite system of infinite transmission lines is solved in frame of coupled wave theory. Also a problem of eigenwave excitation is solved in frame of the same theory. Relations describing wave amplitudes in output plane are obtained. Directivity multiplier of a linear radiating array that excited by the waves in the output plane is considered. The analysis demonstrates that application of new type beam forming network sufficiently improves radiation pattern shape in compare with radiation pattern of the array with beam forming network with identically coupled transmission lines.

Keywords: beam forming network, coupled wave theory, sector shape radiation pattern, directivity multiplier