

Лекция 7.

ВЛИЯНИЕ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЛИНЕЙНОЙ РЕШЁТКИ НА ДИАГРАММУ НАПРАВЛЕННОСТИ. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ФУРЬЕ. АНТЕННЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ.

7.1. Влияние амплитудного и фазового распределения

Преобразуем выражение для электрического поля линейной антенной решётки, состоящей из большого числа равноотстоящих одинаковых и одинаково ориентированных элементов, в интегральную форму.

$$E = \left(\sum_{-(N-1)/2}^{(N-1)/2} I_n e^{inkd \cos \vartheta} \right) F_{el}(\vartheta, \varphi); \quad N - \text{odd number},$$

$$E = \left(\sum_{-(N-1)/2}^{(N-1)/2} I(z_n) e^{ikz_n \cos \vartheta} \right) F_{el}(\vartheta, \varphi); \quad (N-1)kd = L; \quad nd = z_n;$$

$$\begin{matrix} N \rightarrow \infty \\ \vartheta = \pi/2 - \alpha \end{matrix} \quad E \approx \left(\int_{-L/2}^{L/2} I(z) e^{ikz \sin \alpha} dz \right) F_{el}(\pi/2 - \alpha, \varphi);$$

Угол диаграммы направленности для решётки обычно отсчитывается от нормали к решётке, что естественно для синфазных решёток. Функция распределения тока в решётке за пределы решётки продолжается нулём. Множитель решётки при этом имеет форму преобразования Фурье с бесконечными пределами.

7.2. Преобразование Фурье

$$F(f(x)) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{2\pi i x u} dx = \hat{f}(u)$$

$$F^{-1}(\hat{f}(u)) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}(u) e^{-2\pi i x u} du = f(x)$$

$$u = \frac{\sin \alpha}{\lambda}$$

Некоторые свойства преобразования Фурье:

$$F(f(x/a)) = |a| \hat{f}(au)$$

$$F(f(x) \exp(-2\pi i x u_0)) = \hat{f}(u - u_0);$$

$$F(f(x - x_0)) = \exp(2\pi i x_0 u) \hat{f}(u);$$

$$F(f(x) * g(x)) \equiv F\left(\int_{-\infty}^{\infty} f(t) g(x-t) dt\right) = \hat{f}(u) \hat{g}(u)$$

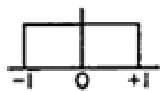


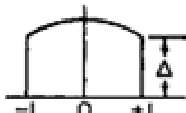

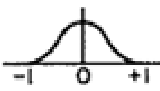
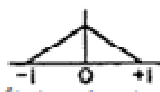
$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \overline{g(x)} dx = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}(u) \overline{\hat{g}(u)} du$$

Приведём таблицу вычисления множителя решётки для некоторых случаев распределения амплитуды в решётках. В третьем и четвертом столбцах приведены выражения для ширины главного лепестка множителя решётки по половинной мощности и

по нулям. В пятом столбце приведены значения коэффициента использования излучающей апертуры решётки. Полное эффективное использование получается при равномерном распределении амплитуд возбуждающих токов в элементах. В шестом столбце помещены величины уровня первых боковых лепестков. По мере уменьшения амплитуды токов на краях решётки, возрастает ширина диаграммы направленности и уменьшается уровень боковых лепестков.

Таблица 1.

Влияние амплитудного распределения поля на характеристики диаграммы направленности

Тип распределения $-1 \leq x \leq 1$	Диаграмма направленности $E(u)$	Ширина ДН по половинной мощности (градусы)	Угол от максимума до 1-го нуля	Уровень боковых лепестков (дБ)	КНП
 $f(x) = 1$	$l \frac{\sin u}{u}$				
		$50.8 \frac{\lambda}{l}$	$57.3 \frac{\lambda}{l}$	13.2	1.0
 $f(x) = 1 - (1 - \Delta)x^2$	$l(1 + L) \frac{\sin u}{u}$	$\Delta = 1.0$	$50.8 \frac{\lambda}{l}$	$57.3 \frac{\lambda}{l}$	13.2
		$\Delta = .8$	$52.7 \frac{\lambda}{l}$	$60.7 \frac{\lambda}{l}$	15.8
		$\Delta = .5$	$55.6 \frac{\lambda}{l}$	$65.3 \frac{\lambda}{l}$	17.1
	$L = (1 - \Delta) \frac{d^2}{du^2}$	$\Delta = 0$	$65.9 \frac{\lambda}{l}$	$81.9 \frac{\lambda}{l}$	20.6
 $\cos \frac{\pi x}{2}$	$\frac{\pi l}{2} \frac{\cos u}{\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 - u^2}$	$68.8 \frac{\lambda}{l}$	$85.9 \frac{\lambda}{l}$	23	0.810
 $\cos^2 \frac{\pi x}{2}$	$\frac{l}{2} \frac{\sin u}{u} \frac{\pi^2}{\pi^2 - u^2}$	$83.2 \frac{\lambda}{l}$	$114.6 \frac{\lambda}{l}$	32	0.667
 $f(x) = 1 - x $	$\frac{l}{2} \left(\frac{\sin \frac{u}{2}}{\frac{u}{2}} \right)^2$	$73.4 \frac{\lambda}{l}$	$114.6 \frac{\lambda}{l}$	26.4	0.75

7.3. Линейные антенны бегущей волны.

Линейные антенны бегущей волны – это диэлектрические, спиральные и импедансные антенны. Основной излучающий элемент в них – отрезок открытого волновода с замедленной волной поверхностного типа. Из-за конечности отрезка волновода волна не только распространяется вдоль него, но, одновременно, отражаясь от концов и неоднородностей, возбуждает высшие типы волн и излучается в пространство.

При описании свойств антенн бегущей волны мы пользуемся развитой теорией дискретных линейных антенных решёток, устремляя число отдельных излучателей к бесконечности, а расстояние между ними к нулю. При этом мы считаем, что длина антенны определяется предельным соотношением: $Nd \xrightarrow[d \rightarrow 0]{N \rightarrow \infty} L$.

Поскольку поверхностная волна в волноводе замедленная, коэффициент замедления больше единицы: $\xi > 1$. При этом главный лепесток диаграммы направленности множителя решётки больше, чем наполовину, обрезается правым концом зоны видимости. От этого реальный главный лепесток сужается, а боковые лепестки возрастают. При сужении главного лепестка КНД антенны увеличивается, достигая максимума $D \approx 7.2L/\lambda$ при $|\xi| = 1 + \lambda/2L$. Если коэффициент замедления задан, то это соотношение позволяет рассчитать оптимальную длину антенны бегущей волны:

$$L_{opt} = \frac{0.5\lambda}{|\xi| - 1};$$

Результаты приближённого расчёта ширин диаграммы направленности (тем же методом, как в прошлой лекции) для линейных антенн с непрерывным распределением излучающих элементов, с постоянной амплитудой и замедленной фазовой скоростью приведены во второй и третьей строках таблицы:

Влияние положения границы зоны видимости на характеристики диаграммы направленности

Таблица 2.

$\Psi_{\text{макс}}$	$M(\Psi)$	ξ	$\Delta\theta_{0.5}$	$\Delta\theta_0$	КНД
$\geq \pi$	$\sin \Psi / \Psi$	$\leq 1 - \lambda/L$	$\frac{51^\circ \lambda}{L\sqrt{1-\xi^2}}$	$\frac{115^\circ \lambda}{L\sqrt{1-\xi^2}}$	$2L/\lambda$
0	$\sin \Psi / \Psi$	1	$108^\circ \sqrt{\lambda/L}$	$162^\circ \sqrt{\lambda/L}$	$4L/\lambda$
$-\pi/2$	$\frac{\pi}{\sqrt{2}} \sin \Psi / \Psi$	$1 + \lambda/2L$	$61^\circ \sqrt{\lambda/L}$	$115^\circ \sqrt{\lambda/L}$	$7.2L/\lambda$

Параметры реальных антенн бегущей волны обычно принимают промежуточные значения между рассмотренными крайними случаями. Диаграммы направленности антенн бегущей волны отличаются повышенным уровнем боковых лепестков.

7.4. Диэлектрические антенны.

Применим полученные соотношения к диэлектрическим антеннам. Коэффициент замедления в диэлектрическом волноводе зависит от диэлектрической проницаемости диэлектрика и от соотношения диаметра волновода с длиной волны. Эта зависимость представлена на рис.7.1.

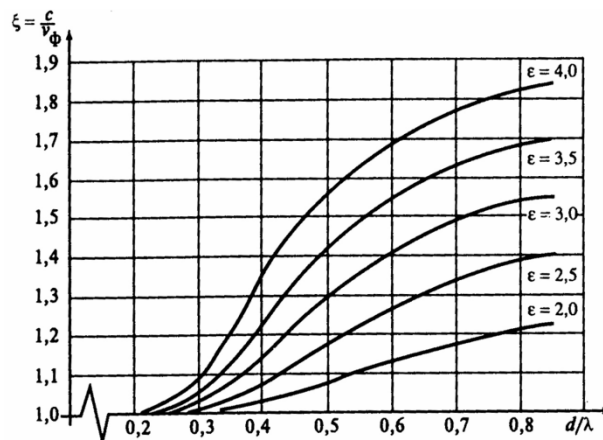


Рис.7.1. Коэффициент замедления в диэлектрическом волноводе

Величина замедления определяется соотношением долей волны (по мощности), распространяющихся внутри и вне диэлектрика. При маленьком диаметре волна

распространяется вне диэлектрика, влияние диэлектрика мало сказывается на скорости распространения. При большом отношении d/λ волна вся сосредотачивается в диэлектрике, и в пределе её скорость уменьшается в $\sqrt{\epsilon}$ раз. При промежуточных значениях d/λ коэффициент замедления принимает промежуточные значения в соответствии с рис. 7.1.

Диэлектрическая антенна образуется добавлением к отрезку диэлектрического волновода устройства электромагнитного возбуждения, как показано на рис. 7.2.

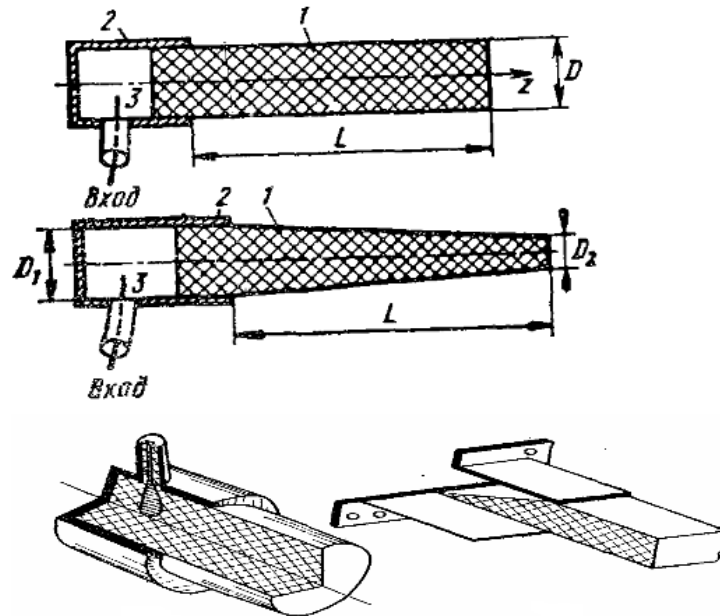


Рис.7.2. Диэлектрические антенны и варианты их возбуждения

Вверху на рисунке показана цилиндрическая диэлектрическая антенна (1), возбуждаемая штырём (3), соединённым с центральной жилой коаксиального кабеля на входе. Промежуточное звено между коаксиалом и диэлектрическим волноводом – отрезок полого металлического волновода, закороченного с одной стороны. Внизу показаны варианты устройства возбуждения.

Из каких соображений выбираются параметры антенны? Чтобы максимум излучения антенны находился впереди на оси, в возбуждающем волноводе должна распространяться волна основного типа (для круглого волновода волна H_{11} , для прямоугольного или квадратного H_{10}). Для более широкополосного согласования желательно, чтобы волны высших типов были запредельными. Это определяет выбор диаметра возбуждающего волновода. Как видно из приведённой таблицы 2, для уменьшения ширины диаграммы направленности отношение L/λ должно быть как можно больше. Но в этом случае замедление ξ близко к единице. Таких соотношений можно достигнуть либо выбором тонкого цилиндрического стержня, либо выбором диэлектрика с низким ϵ . Для снижения среднего ϵ иногда выбирают диэлектрик в форме полый трубки. При выборе тонкого диэлектрического стержня с диаметром меньшим диаметра возбуждающего волновода выходящая из него волна не "перехватится" диэлектрическим волноводом, а излучится непосредственно из сечения стыка. Чтобы большая часть выходящей мощности перехватывалась бы диэлектрическим волноводом, нужно, чтобы диэлектрик заполнил всё выходное сечение. Но в этом случае может оказаться величина замедления слишком большой, при этом оптимальная длина антенны слишком маленькой, что приведёт к расширению диаграммы направленности. Кроме того, в волноводе с большим замедлением большая часть мощности сосредоточена внутри диэлектрика и слабо излучается из диэлектрического волновода. Возникнет сильное отражение от конца волновода, из-за чего будет нарушен эффект бегущей волны и ухудшено согласование антенны. Чтобы воспрепятствовать этому, диэлектрический волновод выполняют не цилиндрическим, а коническим, как показано на рис. 7.2. Конусная форма приведёт к более интенсивному

излучению при прохождении волны вдоль стержня, и, как следствие, к уменьшению отражения от конца. При расчёте геометрии такой антенны нужно ориентироваться на средний диаметр стержня.

7.5. Ребристо-стержневая (импедансная) антенна

Вместо диэлектрического волновода для создания антенны бегущей волны применяют ребристо-стержневую структуру показанную на рис.10.3. Для обеспечения режима поверхностной волны импеданс структуры по боковой поверхности охватывающего цилиндра должен быть индуктивным.. Преимущество металлических ребристо-стержневых структур перед использованием диэлектрика состоит в том, что металл в существенно меньшей степени подвержен старению материала, связанному с изменением параметров, приводящему к расстройке антенны.

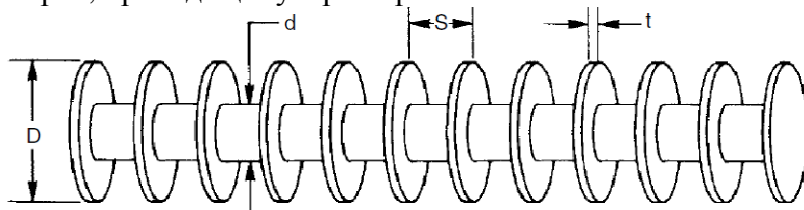


Рис.7.3. Ребристо-стержневой волновод

Принципы расчёта таких антенн аналогичны принципам расчёта диэлектрических. Для проектирования необходимо знать зависимость коэффициента замедления от геометрических размеров (D, d, S, t , показанных на рис.7.3).

7.6. Спиральные антенны.

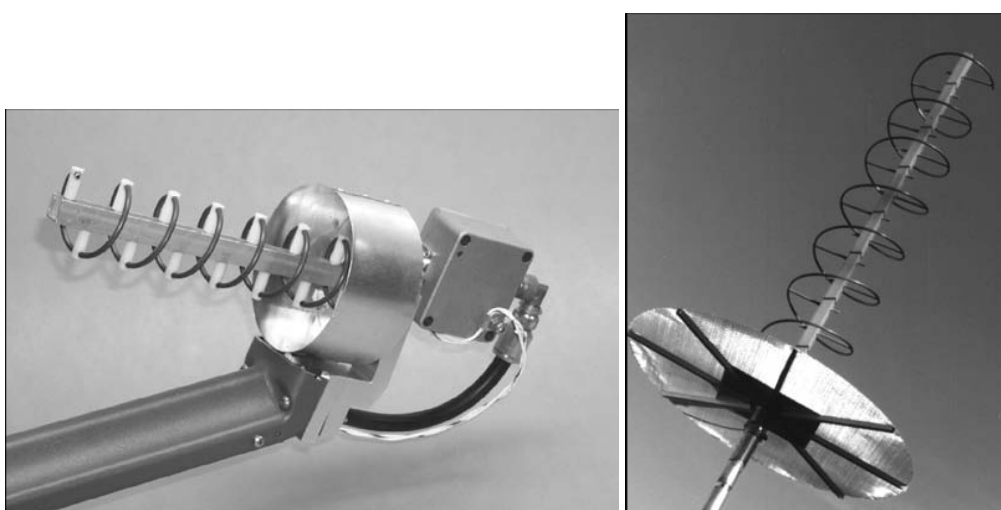


Рис. 7.4. Разновидности цилиндрических однозаходных спиральных антенн (слева – с левой намоткой, справа – с правой)

Ещё один тип широко используемых антенн бегущей волны – это спиральные антенны. Цилиндрическая спиральная структура также является волноводом с замедленными поверхностными волнами.

Рассматривая проволочную спиральную антенну как линейную антенную решётку, в качестве единичного элемента следует выбрать один виток спирали. Будем предполагать, что диаметр d провода на порядок меньше диаметра D цилиндра, на который намотана спираль.

Приближённо можно считать, что электромагнитная волна распространяется вдоль провода со скоростью света. Если $\pi D/\lambda \ll 1$, излучение одного витка подобно излучению малой рамки, с синфазным током вдоль провода рамки. Диаграмма направленности такая же, как у магнитного диполя, ориентированного вдоль оси спирали, и, следовательно, с нулём излучения вдоль оси. Поляризация излучения такого витка спирали линейная, с силовыми линиями вектора E , замыкающимися вокруг оси спирали. Естественно,

диаграмма направленности всей спирали при $\pi D/\lambda \ll 1$ тоже будет иметь нуль излучения, совпадающий с нулём излучения одного элемента.

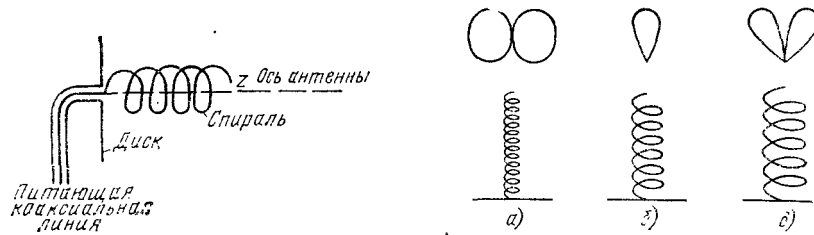


Рис.7.5. Диаграммы направленности спиральных антенн при разных соотношениях диаметра спирали и длины волны; а) $\pi D/\lambda \ll 1$, б) $\pi D \sim \lambda$, в) $\pi D \sim 2\lambda$

Если $\pi D \sim \lambda$, то есть, по длине витка укладывается примерно одна волна, картина излучения витка спирали будет совсем другой. При $\pi D \sim \lambda$ в противоположных точках витка фазы токов будут отличаться на 180° , значит, токи будут направлены в одну сторону, и их излучение будет складываться вдоль оси спирали. В направлениях, перпендикулярных оси, излучение токов в противоположных точках витка будет частично вычитаться, за счёт разности хода между противоположными точками. Максимум излучения витка спирали будет направлен вдоль оси спирали. Излучение витка будет похоже на излучение турникетной антенны, с электрическими диполями, ориентированными перпендикулярно оси спирали и запитанными в квадратуре. Поляризация излучения вдоль оси спирали будет близка к круговой, а в направлениях, перпендикулярных оси, поляризация излучения витка спирали будет близка к линейной. Если наша спираль правой намотки, то излучение в направлении бегущей волны будет право-поляризованным, а осевое излучение в обратном направлении будет лево-поляризованным.

В целом, по спирали будет бежать волна тока немного быстрее света, если $\pi D < \lambda$, и немного медленнее, если $\pi D > \lambda$. Главный лепесток множителя решётки будет ориентирован вдоль оси спирали в сторону бегущей волны. Главный лепесток полной диаграммы направленности будет обужаться за счёт направленности излучения одного витка и будет иметь правую круговую поляризацию.

Излучение от волны, бегущей по спирали в обратную сторону, поляризовано по кругу в левом направлении. Диаграмма направленности этого излучения промодулирована задними лепестками множителя решётки. Оно отразится от экрана в начале спирали, и после отражения направление вращения круговой поляризации изменится на противоположное. После отражения это излучение будет право-вращающимся и будет интерферировать с главным лепестком. Кроме основной волны, бегущей по спирали, в ней возникнет волна, отражённая от конца спирали и бегущая в сторону экрана. Амплитуда этой волны будет меньше основной. Главный лепесток излучения этой волны, (бегущей по спирали с правой намоткой), будет поляризовано с правым вращением. Однако, после отражения от экрана, поляризация этого излучения сменится на противоположную, и, при интерференции с главным основным лепестком будет уменьшать коэффициент эллиптичности в главном направлении.

Однозаходная цилиндрическая спиральная антенна довольно широкополосна, может работать в полосе частот, определяемой неравенством:

$$0.75 < \pi D/\lambda < 1.33,$$

при этом, усиление этой антенны может быть больше, чем определено формулами в таблице, за счёт обужения главного лепестка при интерференции с задним лепестком, отражённым от экрана, и диаграммой направленности одного витка. Входное сопротивление такой антенны, ориентировочно, близко к 140 Омам. Оптимальный угол намотки спирали берётся в пределах (12° - 14°). Обычно диаметр экрана берётся в пределах: $(0.6 - 1)\lambda$. На рис.10.6 показаны типичные диаграммы направленности однозаходной цилиндрической антенны с металлическим экраном, меняющиеся в

диапазоне частот $\pi D/\lambda=[0.8 \ 1.0 \ 1.2]$. Изрезанность диаграммы направленности свидетельствует об интерференции в ней при излучении разных типов волн.

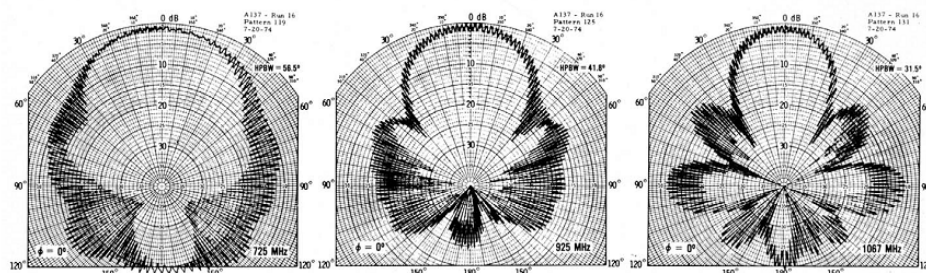


Рис.7.6 Типичные диаграммы направленности 10-витковой цилиндрической спиральной антенны при угле намотки 12.8° и отношении $\pi D/\lambda=[0.8 \ 1.0 \ 1.2]$

Широкополосность спиральной антенны может быть увеличена, также, как и диэлектрической, за счёт перехода от цилиндрической формы к конической (рис. 7.7). При этом также уменьшается отражение от конца спирали, и от этого коэффициент эллиптичности в главном направлении возрастает.

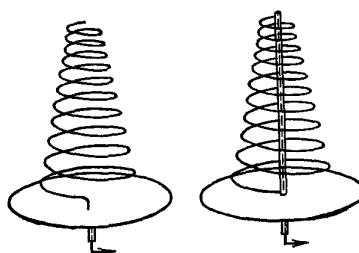


Рис. 7.7. Однозаходные конические спирали с разными вариантами питания. Слева – спираль внизу соединена с внутренним проводником коаксиала, наружный проводник коаксиала соединён с экраном, справа – спираль с верхним питанием