

УДК 621.315.592

В.В. ЛИТВИН¹, Н.Д. КОЛБУН², С.Н. КУЛИШ¹, В.П. ОЛЕЙНИК¹, АЛЬ ОТТИ САМИ¹¹ *Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Украина*² *Институт информационно-волновых технологий, Киев, Украина*

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИЗЛУЧАТЕЛЯ НА НЕСИММЕТРИЧНЫХ ВОЛНАХ В КРУГЛОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

Проведена расчетная оценка геометрических и излучательных параметров антенны для медицинских технологий информационного воздействия на биологические объекты электромагнитных полей диапазона крайне высоких частот. В качестве объекта моделирования выбран круглый диэлектрический волновод. Показано, что, длина диэлектрической стержневой антенны должна в 5...8 раз превышать длину волны электромагнитного излучения, а участку на конце стержня необходимо придать коническую форму. Диаметр антенны следует выбирать в зависимости от диапазона частот излучения, которому соответствует прогнозируемый медицинский эффект. Если такой диапазон не конкретизируется, то рационально иметь набор излучателей для интервала частот 30...300 ГГц. Рассчитанные диаграммы направленности излучения обеспечивают требуемую локализацию воздействия в соответствии с медицинскими методиками.

Ключевые слова: миллиметровые волны, излучатели, круглые волноводы, диэлектрическая стержневая антенна, медицинские информационные технологии.

Введение

Заканчивающееся первое десятилетие XXI века полностью подтверждает присвоенное ему название «века информации». Бурное развитие информационных технологий находит свое отражение не только в областях телекоммуникаций, компьютерной техники, программной инженерии и других сферах техники, но и в такой области человеческой деятельности, как биология и медицина. Сегодня практически не оспаривается положение, что стабильность функционирования живого организма является балансом трех потоков – вещества, энергии и информации. По результатам ряда независимых научных исследований [1, 2] можно предполагать, что одной из важнейших составляющих форм обмена и хранения информации в биообъектах является электромагнитное поле. Исследование количественных характеристик собственного электромагнитного излучения биообъектов привело к разработке ряда радиоэлектронных медицинских аппаратов [3], предназначенных для восстановления информационного баланса на уровне клеточных структур. Однако, остались актуальными вопросы об оптимальных параметрах воздействующего электромагнитного поля, способах его доставки к биообъекту и как следствие – достижение прогнозируемого лечебного эффекта.

Постановка задачи исследования

Данное исследование выполнено в рамках поиска оптимальной конструкции излучателя для устройств,

использующих информационное воздействие электромагнитных полей.

Действующим фактором в этих технологиях является электромагнитное шумоподобное излучение сверхмалой интенсивности ($10^{-15} \dots 10^{-20}$ Вт/см²), полосой частот до 300 ГГц и специфическими динамическими параметрами. Причем основные биологические эффекты связывают с излучением в миллиметровом диапазоне волн.

Независимо от конкретного способа генерирования электрических колебаний, возникает проблема их трансформации в электромагнитное излучение с требуемыми пространственными параметрами. Транспортирование сигналов со столь широким спектром также требует теоретического анализа. Необходимо еще учитывать и специфику реализации этих методов в биологии и медицине, а именно непосредственную близость излучателя к области воздействия и даже его контакт с биотканями. Поэтому необходимость обеспечения гальванической изоляции аппаратных средств от биообъекта определяет выбор в качестве излучателя диэлектрического волновода. Рассмотрим в качестве анализируемой модели излучателя круглый диэлектрический волновод.

Возбуждение круглых волноводов

Исходя из принципа взаимности, полагаем, что конструкции устройств, предназначенные для возбуждения в волноводе волны определенного типа

или для извлечения энергии из волновода с волной того же типа, должны быть одинаковыми.

Существуют следующие способы извлечения максимальной энергии из волновода:

а) в волноводе необходимо поместить прямой провод так, чтобы он находился в точке, где напряженность электрического поля имеет максимальное значение, и ориентировать провод так, чтобы его ось совпала с направлением напряженности электрического поля. При такой ориентации провода индуцируемая в нем ЭДС будет максимальна;

б) в волноводе необходимо поместить рамочную антенну (виток), ориентируя ее так, чтобы нормаль к плоскости рамки совпала с направлением вектора напряженности магнитного поля. При этом рамку следует располагать там, где нормальная к ее плоскости напряженность магнитного поля имеет максимальное значение.

Приведенные способы обеспечат извлечение из волновода максимальной мощности, если сопротивление нагрузки, кроме того, согласовано с волноводом.

Исходя из изложенного и основываясь на принципе взаимности, приходим к следующим правилам возбуждения в волноводе волны того или иного типа:

а) необходимо установить структуру поля волны, которую желательно возбудить;

б) для возбуждения волны в волновод можно поместить проводник или систему проводников с током, расположив их вдоль направления вектора напряженности электрического поля в тех точках, где это поле должно иметь максимальное значение;

в) при возбуждении рамкой последнюю следует поместить в волноводе там, где напряженность магнитного поля должна быть максимальна. Плоскость рамки необходимо ориентировать перпендикулярно силовым линиям магнитного поля H .

На рис. 1 приведены примеры возбуждения волны типа H_{11} (TE_{11}) в круглом волноводе с помощью штыря (рис. 1, а) и с помощью рамки (рис. 1, б).

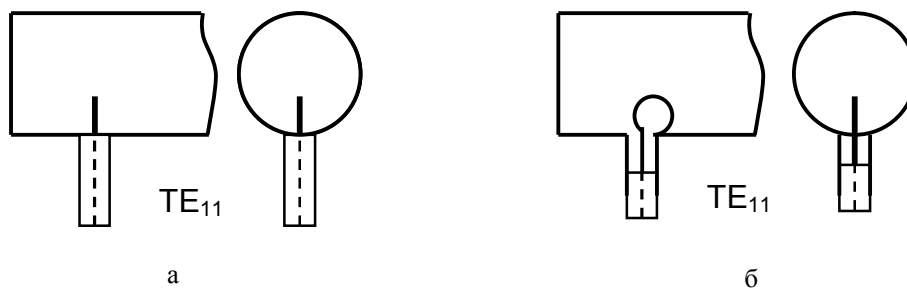


Рис. 1. Возбуждение несимметричных волн в круглом волноводе

Такие поля в переносе энергии по волноводу не участвуют, ибо они имеют чисто колебательный

Обычно волновод на одном конце закрывается проводящей стенкой, которая располагается от источника возбуждения на расстоянии $\lambda_b/4$, где λ_b – длина волны данного типа в волноводе, определяемая из выражения

$$\lambda_b = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}}, \quad (1)$$

где $\lambda_{кр}$ – критическая длина волны, разная для каждого типа волны (за исключением волн H_{01} и E_{11}). Для волны типа H_{11} $\lambda_{кр} = 3,413a$, где a – радиус волновода, а для волны E_{11} $\lambda_{кр} = 1,64a$.

Такое расстояние выбирается для того, чтобы отраженная от закорачивающей стенки волна складывалась в фазе с прямой волной, распространяющейся по волноводу:

$$\psi_{i\partial\partial} = \frac{2\pi}{\lambda_a} \cdot \frac{\lambda_a}{4} \Big|_{\text{e}^{\text{p}0\text{a}i\text{e}a}} + \frac{2\pi}{\lambda_a} \cdot \frac{\lambda_a}{4} \Big|_{\text{e}^{\text{e}n\text{o}i\text{e}i\text{e}o}} + \pi \Big|_{\text{i}\partial\text{e}\text{i}\partial\text{a}a\text{a}i\text{e}e} = 2\pi.$$

Возбуждающий элемент создает в волноводе множество полей различных типов. Более того, можно утверждать, что возбудить в волноводе поле только одного типа нельзя.

Действительно, возбуждение поля связано с введением в волновод источника. Значит, поле в волноводе должно удовлетворять граничным условиям не только на стенках волновода, но и в точках, где находится источник, а поле одного типа удовлетворить последнему требованию не может. Для этого потребуется совокупность множества типов полей, которые и образуют в волноводе поле сложной конфигурации.

Если размеры поперечного сечения волновода таковы, что из множества типов полей лишь одно, с наименьшей критической частотой (наибольшей критической длиной волны), может распространяться в нем, то все остальные поля будут затухающими.

По мере удаления от источника напряженности затухающих полей убывают. Значит, на-

чая с некоторого расстояния от источника, будет существовать фактически одна незатухающая волна [4].

В тех случаях, когда в волноводе возбуждаются волны, имеющие не наименьшие критические частоты, необходимо принимать меры, исключая появление других типов волн. Так, например, при возбуждении волны H_{21} необходимо подавить волны H_{11} и E_{01} .

Структура поля несимметричной волны H_{11} , возникающей в круглом волноводе при способе возбуждения, приведенном на рис. 1, показана на рис. 2. Несимметричную волну E_{11} в таком волноводе можно возбудить с торца двумя противофазными штырями, параллельными оси волновода [5]. Структура поля такой волны показана на рис. 3.

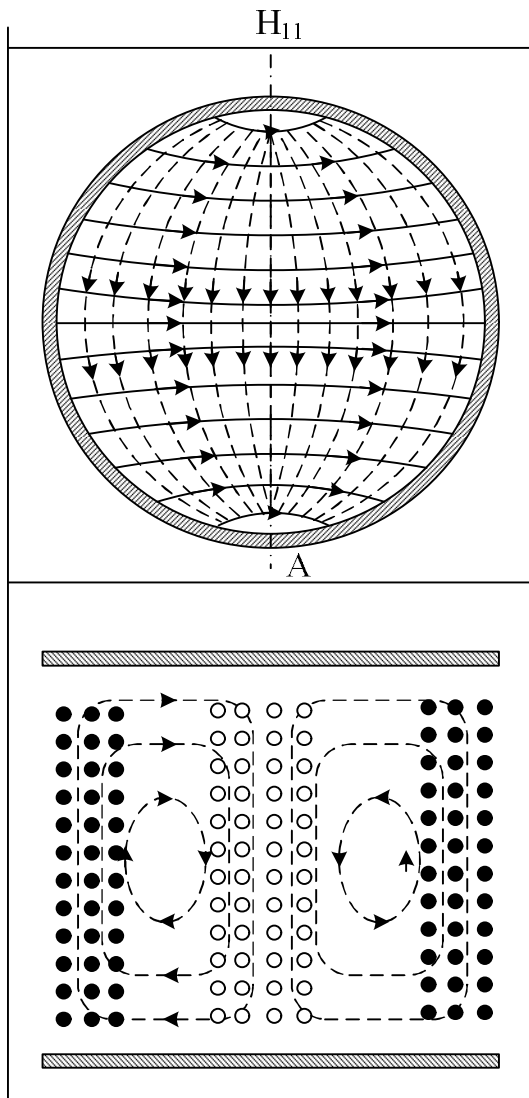


Рис. 2. Структура поля волны H_{11} в круглом волноводе

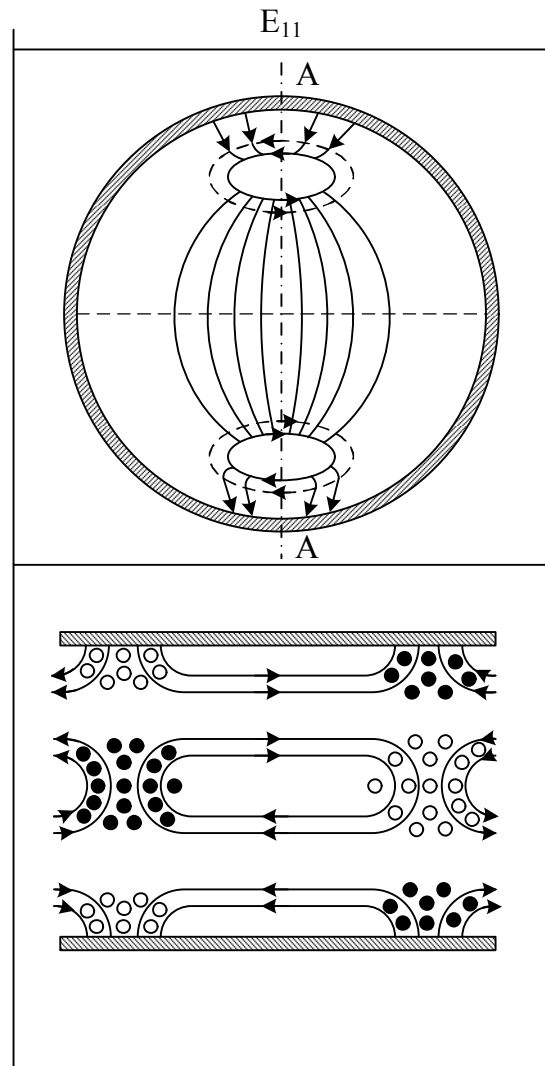
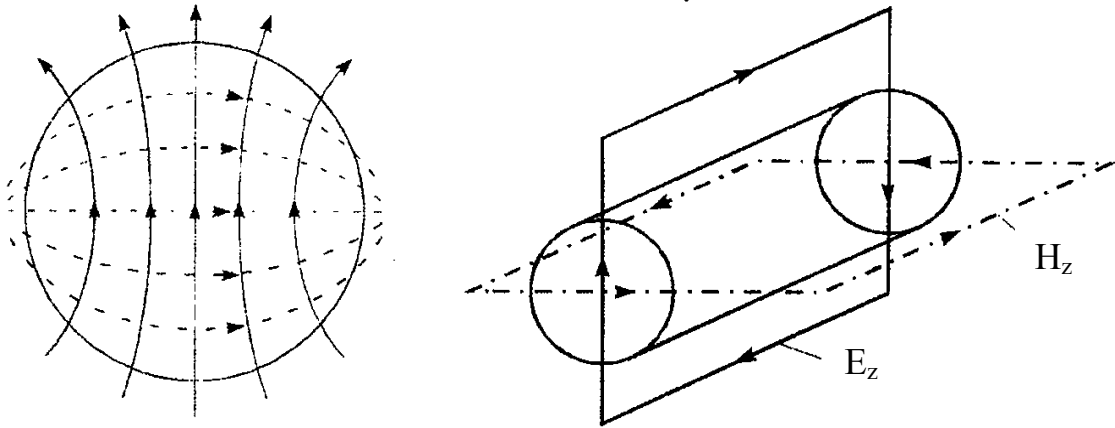


Рис. 3. Структура поля волны E_{11} в круглом волноводе

При заполнении круглых волноводов однородным изотропным диэлектриком структура поля в них не нарушается. В диэлектрических же волноводах, возбуждаемых круглыми с тем или иным типом несимметричной волны, ситуация резко осложняется тем обстоятельством, что в отличие от металлического волновода составляющие поля на границах раздела "диэлектрик-воздух" не ограничиваются стенками волновода, а непрерывны. Другими словами, силовые линии электрического поля в диэлектрическом волноводе выходят наружу и замыкаются через половину длины волны. Так появляется продольная составляющая E_z , что свидетельствует о возникновении волны типа E_{11} (рис. 4) [6]. Такие волны называются гибридными (смешанными) и обозначаются как HE_{11} . Первая буква обозначает первичную волну, вызвавшую гибридную. При первичном возбуждении в диэлектрическом волноводе волны E_{11} в ней будет существовать поле волны HE_{11} .

Рис. 4. Возникновение в диэлектрическом волноводе гибридной волны HE₁₁

Амплитудное распределение в раскрыве диэлектрического волновода с волной HE₁₁

Выражения для продольных составляющих электрического поля волны E₁₁ и магнитного поля волны H₁₁, полученные в результате решения волновых уравнений в цилиндрической системе координат, имеют вид [4]:

$$E_z = B_1 J_1(\alpha_1 r) e^{i\varphi} e^{-\gamma z}, \quad (2)$$

$$H_z = A_1 J_1(\alpha_1 r) e^{i\varphi} e^{-\gamma z}, \quad (3)$$

где $J_1(\alpha_1 r)$ – функция Бесселя первого порядка;

A_1, B_1 – постоянные, определяемые из граничных условий; их можно представить как интенсивности волн E₁₁ и H₁₁ в месте возбуждения;

$$\alpha_1^2 = \gamma^2 + \omega^2 \varepsilon_1 \mu_1 = \gamma^2 + k_1^2, \quad (4)$$

где $k_1 = \omega \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}$ – поперечное волновое число в стержне;

$\gamma = \alpha + i\beta$ – постоянная распространения в стержне;

α – коэффициент затухания;

$\beta = 2\pi/\lambda_{\text{ст}}$ – продольное волновое число в стержне.

Отметим, что продольное волновое число в соответствии с (4) для распространяющихся волн равно

$$\beta = \sqrt{\omega^2 \varepsilon_1 \mu_1 - \alpha_1^2}, \quad (5)$$

а критическое волновое число α_1 определяется из граничного условия для волны E₁₁ в круглом металлическом волноводе:

$$\begin{aligned} E_z|_{r=a} = 0 &\Rightarrow J_1(\alpha_1 a) = 0 \\ \Rightarrow \alpha_1 a = 3,83 &\Rightarrow \alpha_1 = \frac{3,83}{a}. \end{aligned} \quad (6)$$

Поле волны HE₁₁ в раскрыве диэлектрического волновода имеет составляющие обоих типов волн:

$$E_r = -\frac{1}{\alpha_1^2} \left\{ B_1 i\beta \alpha_1 J_1'(\alpha_1 r) - A_1 \frac{\omega \mu_1}{r} J_1(\alpha_1 r) \right\} \cdot e^{i\varphi} e^{-i\beta z}, \quad (7)$$

$$E_\varphi = \frac{1}{\alpha_1^2} \left\{ -B_1 \frac{i\beta}{r} J_1(\alpha_1 r) + A_1 i\omega \mu_1 \alpha_1 J_1'(\alpha_1 r) \right\} \cdot e^{i\varphi} e^{-i\beta z}, \quad (8)$$

$$H_r = \frac{1}{\alpha_1^2} \left\{ -B_1 \frac{\omega \varepsilon_1}{r} J_1(\alpha_1 r) - A_1 i\beta \alpha_1 J_1'(\alpha_1 r) \right\} \cdot e^{i\varphi} e^{-i\beta z}, \quad (9)$$

$$H_\varphi = -\frac{1}{\alpha_1^2} \left\{ B_1 i\omega \varepsilon_1 \alpha_1 J_1'(\alpha_1 r) - A_1 \frac{\beta}{r} J_1(\alpha_1 r) \right\} \cdot e^{i\varphi} e^{-i\beta z}. \quad (10)$$

Как следует из (7)...(10) амплитудное распределение в раскрыве такого излучателя представляет собой линейную комбинацию функции Бесселя и ее первой производной:

$$f(r, \varphi) = \left\{ A \frac{J_1(\alpha_1 r)}{r} - B J_1'(\alpha_1 r) \right\} e^{i\varphi}, \quad (11)$$

где $A = A_1 \frac{\omega \mu_1}{\alpha_1^2}$, $B = B_1 \frac{i\beta}{\alpha_1}$, причем первое слагаемое определяет влияние волны H₁₁, а второе – E₁₁.

Если представить диэлектрическую стержневую антенну в виде набора тонких дисков, вдоль которых распространяется бегущая волна, то выражение (11) будет определять амплитудное распределение в раскрыве элемента этой антенны – диска.

Диаграмма направленности диэлектрической стержневой антенны (ДСА)

Найдем поле излучения диэлектрической стержневой антенны (диэлектрического волновода) в виде цилиндра длиной ℓ , диаметром $d = 2a$ и $\epsilon = \text{const}$ (рис. 5).

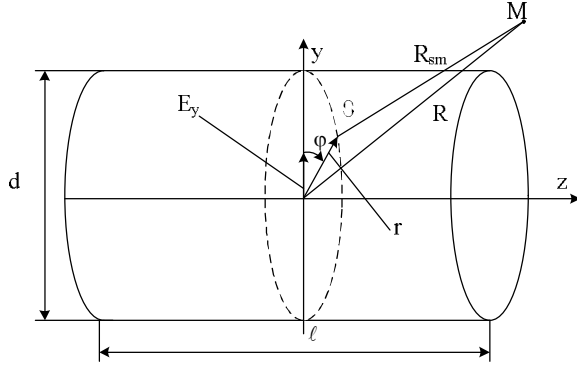


Рис. 5. К определению ДН ДСА

Будем предполагать, что цилиндр возбуждается круглым волноводом с несимметричной волной H_{11} , следовательно, в цилиндре будет распространяться бегущая волна HE_{11} .

Напряженность поля ДСА в дальней зоне может быть определена как

$$E(\theta) = \int_v E_y \frac{e^{-ikR_{sm}}}{R_{sm}} dv, \quad (12)$$

где E_y – проекция электрического вектора внутри стержня на ось Oy ; R_{sm} – расстояние от точки наблюдения M до произвольной точки на поперечном сечении стержня (рис. 5).

Из рисунка видно, что расстояние к дальней зоне, которое необходимо учитывать при вычислении фаз поля, будет иметь вид

$$R_{sm} = R - z \cos \theta - r \sin \theta, \quad (13)$$

где R – расстояние от точки наблюдения до начальной точки O на оси стержня;

θ – угол между осью стержня и направлением от точки наблюдения до начала координат;

r – продольная координата в поперечном сечении стержня.

Тогда, учитывая, что для дальней зоны при вычислении амплитуд выполняется условие

$$\frac{1}{R_1} = \frac{1}{R_2} = \dots = \frac{1}{R_{sm}} = \frac{1}{R},$$

можем записать

$$E(\theta) = \frac{1}{R} \int_v E_y e^{-ikR_{sm}} dv. \quad (14)$$

Представим E_y в виде амплитудно-фазового распределения

$$E_y = f(r, \varphi) e^{\alpha z} e^{-i\beta z}, \quad (15)$$

где $f(r, \varphi)$ – функция, определяющая распределение поля в поперечном сечении цилиндра (11); α – коэффициент затухания, определяющий уменьшение амплитуды бегущей вдоль цилиндра волны; $\beta = \omega/v_\phi$ – фазовая постоянная волны HE_{11} в стержне.

Подставив (15) и (13) в (14), получим

$$E(\theta) = \frac{1}{R} \int_0^{d/2} f(r, \varphi) e^{ikr \sin \theta} r dr d\varphi \cdot \int_0^\ell e^{-\alpha z} e^{i\beta z} e^{ikz \cos \theta} dz. \quad (16)$$

Первый интеграл в (16) может быть определен после подстановки в него выражения (11). В [7] приведено выражение для ненормированной диаграммы направленности (ДН) диска, полученной с использованием (11). Оно очень громоздко и неудобно в практическом использовании. Обычно пользуются тем фактом, что картина поля волны HE_{11} в поперечном сечении диэлектрического цилиндра (рис. 4) очень похожа на картину поля волны H_{11} в раскрыве круглого волновода (рис. 2) и полагают, что

$$f(r, \varphi) = A \frac{J_1(\alpha_1 r)}{r} e^{i\varphi}. \quad (17)$$

Тогда первый интеграл в (16) будет равен:

а) в плоскости H :

$$\int_0^{d/2} f(r, \varphi) e^{ikr \sin \theta} r dr d\varphi = \Lambda_1 \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta \right); \quad (18)$$

б) в плоскости E :

$$\int_0^{d/2} f(r, \varphi) e^{ikr \sin \theta} r dr d\varphi = \cos \theta \cdot \Lambda_1 \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta \right), \quad (19)$$

где $\Lambda_1 \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta \right) = \frac{2J_1 \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta \right)}{\frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta}$ – лямбда-функция.

Второй интеграл подробно рассмотрен в [8].

При наличии затухания он равен

$$e^{-\alpha \ell} e^{-i\beta \ell} e^{ikz \cos \theta} dz = \int_0^\ell \frac{\text{sh} \left[\frac{\alpha \ell}{2} + i \frac{\pi \ell}{\lambda} (\xi - \cos \theta) \right]}{\frac{\alpha \ell}{2} + i \frac{\pi \ell}{\lambda} (\xi - \cos \theta)} dz, \quad (20)$$

где $\xi = \frac{\beta}{k} = \frac{\lambda}{\lambda_{ст}} = \frac{c}{v_\phi}$ – коэффициент укорочения (замедления) волны;

$\lambda_{ст}$ – длина волны в диэлектрическом стержне.

Из (20) видно, что напряженность электрического поля, определяемая выражением (16), при наличии затухания будет комплексной. Следовательно, ДСА фазового центра иметь не будет, т.е. той точки, из которой происходит излучение и производится отсчет расстояния к дальней зоне.

В отсутствие затухания (качественный диэлектрик, тщательное изготовление, разумные длины стержня) выражение (20) примет вид

$$\int_0^{\ell} e^{-\alpha z} e^{-i\beta z} e^{ikz \cos \theta} dz = \ell \frac{\sin \left[\frac{\pi \ell}{\lambda} (\xi - \cos \theta) \right]}{\frac{\pi \ell}{\lambda} (\xi - \cos \theta)}, \quad (21)$$

тогда нормированное относительно главного максимума выражение для его ДН можно записать как:

а) в плоскости Н:

$$F_H(\theta) = \Lambda_1 \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta \right) \cdot \frac{\sin \left[\frac{\pi \ell}{\lambda} (\xi - \cos \theta) \right]}{(\xi - \cos \theta)} \frac{(\xi - 1)}{\sin \left[\frac{\pi \ell}{\lambda} (\xi - 1) \right]}; \quad (22)$$

б) в плоскости Е:

$$F_E(\theta) = \cos \theta \cdot \Lambda_1 \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta \right) \cdot \frac{\sin \left[\frac{\pi \ell}{\lambda} (\xi - \cos \theta) \right]}{(\xi - \cos \theta)} \frac{(\xi - 1)}{\sin \left[\frac{\pi \ell}{\lambda} (\xi - 1) \right]}. \quad (23)$$

Таким образом, в обеих плоскостях ДН СДА представляет собой произведение ДН одиночного излучателя (тонкого диска) (18) и (19) на ДН множителя системы (решетки) из таких дисков (21). Это правило в теории и технике антенн получило название правила Бонч-Бруевича или теоремы перемножения ДН.

Из (22) и (23) видно, что выражения для ДН вещественны. Это означает, что фаза поля (16) от направления не зависит, фазовой характеристикой диэлектрического излучателя будет сфера с центром в начале координат, т.е. в середине цилиндра. Оно и будет фазовым центром ДСА.

Поведение лямбда-функции иллюстрируется рис. 6. Из него видно, что при малых диаметрах стержня ($d/\lambda = 0,3 \dots 0,5$) эта функция мало меняется с изменением θ в пределах от -90° до $+90^\circ$. Следовательно, при таких относительных диаметрах лямбда-функция будет влиять только на уровень боковых лепестков, но не на их количество. При значительных диаметрах стержня ($d/\lambda = 2$) эта функция резко меняется с изменением θ , т.е. при таких диаметрах стержня и его небольшой длине лямбда-функция может оказаться определяющей в ДН ДСА.

В случае стержня постоянного диаметра будет значительное отражение энергии от конца стержня, что приводит к росту интенсивности излучения в заднем полупространстве и уменьшению КНД. Для уменьшения отражения применяют стержни переменного сечения.

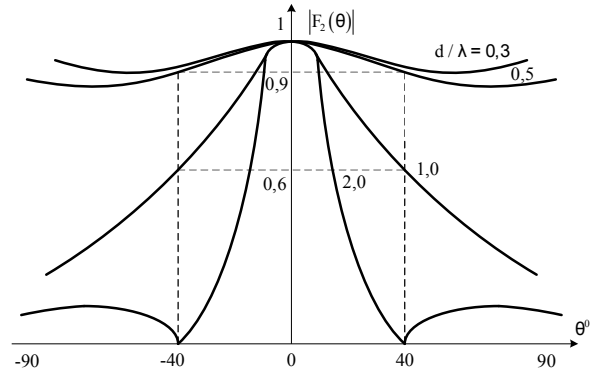


Рис. 6. Поведение лямбда-функции при различных диаметрах ДСА

Необходимость применения конических стержней может быть объяснена так. У возбуждателя диаметр стержня должен быть достаточным для того, чтобы мощность в основном направлялась по стержню, а не излучалась непосредственно с раскрыва патрона, т.е. диаметр должен быть таким, при котором отношение P_r/P_e (рис. 8) было не меньше 1,0. Однако при этом мала фазовая скорость волны в стержне (велико значение коэффициента замедления).

Для увеличения фазовой скорости (приближения ее к скорости света) стержень и срезается на конус [9].

Чтобы несимметричные волны высших типов E_{11} и H_{12} не возбуждались, диаметр стержня надо выбирать из условия [10]:

$$d < \frac{1,22\lambda}{\sqrt{\epsilon - 1}}.$$

При выполнении этого условия не будут также возбуждаться симметричные волны низших типов E_{02} , H_{01} и несимметричная волна E_{12} .

На практике установлены такие оптимальные размеры конических стержней:

а) максимальный диаметр

$$d_{\max} \approx \frac{\lambda}{\sqrt{\pi(\epsilon - 1)}}; \quad (24)$$

б) минимальный диаметр

$$d_{\min} \approx \frac{\lambda}{\sqrt{2,5\pi(\epsilon - 1)}}, \quad (25)$$

тогда средний диаметр будет равен

$$d = \frac{d_{\max} + d_{\min}}{2}.$$

Например, для стержней, изготовленных из полистирола ($\epsilon = 2,5$), $d_{\max} \approx 0,5\lambda$, $d_{\min} \approx 0,3\lambda$, а средний $d = 0,4\lambda$.

Если длина стержневой антенны большая ($\ell > (4\dots 5)\lambda$), ее сечение, найденное по (24), можно оставлять постоянным по всей длине, кроме участка длиной порядка 2λ на конце стержня, которому нужно придать коническую форму.

Для стержней длиной $\ell \gg \lambda$ максимальный коэффициент направленного действия (КНД) ДСА определяется из условия Хансена-Вудьярда в [8]:

$$k_C \ell - k\ell = \beta\ell - k\ell = \pi, \quad (26)$$

откуда оптимальный коэффициент замедления, входящий в выражения (22) и (23), согласно (26), будет равен

$$\xi_{\text{опт}} = 1 + \frac{\lambda}{2\ell}. \quad (27)$$

Для структур бегущей волны с осевым излучением длина имеет весьма существенное значение при расчете оптимального усиления. Эреншпек и Поулер [11] обнаружили, что для антенн длиной $\ell < 20\lambda$ дополнительный фазовый сдвиг, необходимый по условию Хансена-Вудьярда, слишком велик.

Поэтому для стержней длиной $\ell = (4\dots 8)\lambda$ оптимальный коэффициент замедления определяют из условия Эреншпека [11]:

$$k_C \ell - k\ell = \beta\ell - k\ell = \frac{2}{3}\pi, \quad (28)$$

откуда

$$\xi_{\text{опт}} = 1 + \frac{\lambda}{3\ell}. \quad (29)$$

С уменьшением длины ДСА дополнительный фазовый сдвиг тоже уменьшается и при $\ell = \lambda$ равен $\pi/3$. Для таких стержней оптимальный коэффициент замедления определяется по формуле

$$\xi_{\text{опт}} = 1 + \frac{\lambda}{6\ell}.$$

При реальном конструировании необходимо корректировать найденные значения коэффициента замедления, пользуясь рис. 7, на котором приведены зависимости от относительного среднего радиуса (a/λ) величины, обратной коэффициенту замедления ($1/\xi$) для различных значений относительной диэлектрической проницаемости стержня.

Например, для стержня с $d_{\max} = 0,5\lambda$ и $d_{\min} = 0,3\lambda$ средний относительный радиус $a/\lambda = 0,2$.

Тогда для полистирола ($\epsilon = 2,5$) из рис. 7 имеем $1/\xi \approx 0,94$, откуда $\xi = 1/0,94 = 1,06$. Такой коэффициент замедления соответствует длине стержня $\ell = 8,3\lambda$ при использовании формулы (27) и $\ell = 5,6\lambda$ – формулы (29).

Мощность, распространяющаяся вдоль диэлектрического волновода (стержня), состоит из двух частей, из которых одна распространяется во внешнем пространстве, а другая – во внутреннем.

На рис. 8 приведена серия кривых [7], характеризующих зависимость отношения P_i/P_e от a/λ для различных значений относительной диэлектрической проницаемости стержня ϵ , где P_i – мощность, распространяющаяся внутри стержня, P_e – мощность, распространяющаяся вне стержня, a/λ – относительный радиус стержня (относительная толщина).

Тип волны, возбуждаемый в стержне, – HE_{11} .

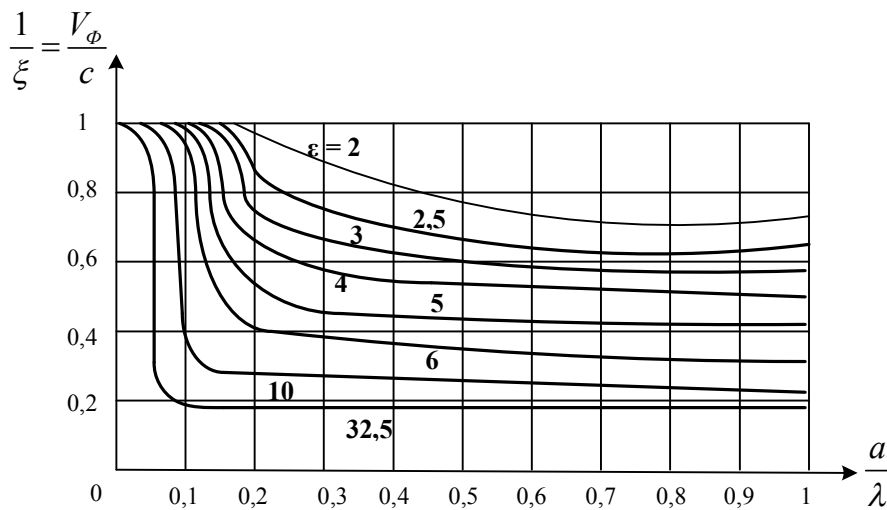


Рис. 7. К определению коэффициента замедления ДСА

Как видно из рисунка, с увеличением относительной толщины стержня отношение P_i/P_e увеличивается. Следовательно, для того, чтобы увеличить мощность, переносимую внешней поверхностью стержня, нужно уменьшать его толщину.

С уменьшением диэлектрической проницаемости стержня при одной и той же его толщине P_i/P_e уменьшается. Следовательно, для того, чтобы увеличить мощность, переносимую внешней поверхностью стержня, его диэлектрическая проницаемость не должна значительно отличаться от диэлектрической проницаемости свободного пространства (условие согласования волновых сопротивлений).

Для расчета ДН разобьем миллиметровый диапазон, как наиболее важный для биологических проявлений, на поддиапазоны (табл. 1). Тогда геометрические параметры ДСА будут такими, как в табл. 2.

Примечание: при определении количества поддиапазонов предполагалось, что полоса пропускания стандартного круглого волновода, возбуждающего ДСА, составляет

$$N = \frac{2\Delta\lambda}{\lambda_0} 100\% = \frac{2\Delta f}{f_0} 100\% = 40\%.$$

Примечание: максимальный, минимальный и средний диаметры ДСА определялись по формулам (24)...(26) для $\epsilon = 2,2$ – относительной диэлектрической проницаемости фторопласта.

Длина диэлектрических стержней определялась как $\ell = 7\lambda_0$.

Коэффициенты замедления, полученные для таких параметров ДСА, будут равны:

- а) по Эреншпеку: $\xi = 1,04762$;
- б) по Хансену-Вудъярду: $\xi = 1,071$;
- в) по рис. 7 (для фторопласта): $\xi \approx 1,04$.

Расчетными ДН для каждого из поддиапазонов в плоскостях Е и Н будут:

- а) для средней длины волны:

$$F_E(\theta) = \cos\theta \frac{2J_1\left(\frac{\pi d_{cp}}{\lambda_0} \sin\theta\right)}{\frac{\pi d_{cp}}{\lambda_0} \sin\theta} \cdot \frac{\sin\left[\frac{\ell\pi}{\lambda_0}(\xi - \cos\theta)\right]}{(\xi - \cos\theta)} \frac{(\xi - 1)}{\sin\left[\frac{\ell\pi}{\lambda_0}(\xi - 1)\right]}, \quad (30)$$

$$F_H(\theta) = \frac{2J_1\left(\frac{\pi d_{cp}}{\lambda_0} \sin\theta\right)}{\frac{\pi d_{cp}}{\lambda_0} \sin\theta} \cdot \frac{\sin\left[\frac{\ell\pi}{\lambda_0}(\xi - \cos\theta)\right]}{(\xi - \cos\theta)} \frac{(\xi - 1)}{\sin\left[\frac{\ell\pi}{\lambda_0}(\xi - 1)\right]}, \quad (31)$$

где значения d_{cp} и λ_0 необходимо брать из табл. 3;

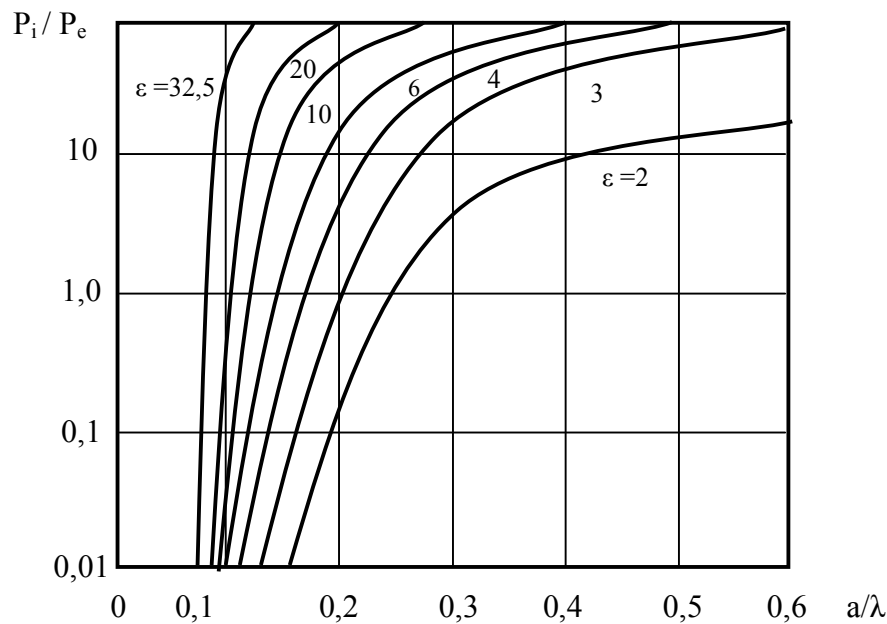


Рис. 8. Распределение мощности между внутренним и внешним пространством ДСА

Таблица 1

Распределение средних и крайних длин волн и частот поддиапазонов в миллиметровом диапазоне от 1 до 10 мм (от 30 до 300 ГГц)

№	Средняя длина волны, λ_0 , мм	Минимальная длина волны λ_{\min} , мм	Максимальная длина волны λ_{\max} , мм	Средняя частота f_0 , ГГц	Минимальная частота f_{\min} , ГГц	Максимальная частота f_{\max} , ГГц
1	8,5	6,8	10,2	35	28	42
2	6,0	4,8	7,2	50	40	60
3	4,5	3,6	5,4	66,7	53,4	80
4	3,0	2,4	3,6	100	80	120
5	2,0	1,6	2,4	150	120	180
6	1,5	1,2	1,8	200	160	240
7	1,0	0,8	1,2	300	240	360

Таблица 2

Геометрические параметры ДСА для поддиапазонов табл. 1 при длине ДСА $\ell = 7\lambda_0$

№	Средняя длина волны λ_0 , мм	Максимальный диаметр стержня d_{\max} , мм	Минимальный диаметр стержня d_{\min} , мм	Средний диаметр стержня $d_{\text{ср}}$, мм	Длина стержня ℓ , мм
1	8,5	4,4	2,77	3,585	59,5
2	6,0	3,1	1,95	2,525	42
3	4,5	2,32	1,47	1,895	31,5
4	3,0	1,55	0,98	1,265	21
5	2,0	1,03	0,65	0,84	14
6	1,5	0,77	0,49	0,63	11,25
7	1,0	0,52	0,33	0,425	7

б) для максимальной длины волны

$$F_E(\theta) = \cos \theta \frac{2J_1\left(\frac{\pi d_{\text{ср}} \sin \theta}{\lambda_{\max}}\right)}{\frac{\pi d_{\text{ср}} \sin \theta}{\lambda_{\max}}}. \quad (32)$$

$$\frac{\sin\left[\frac{\ell\pi}{\lambda_{\max}}(\xi - \cos \theta)\right]}{(\xi - \cos \theta)} \frac{(\xi - 1)}{\sin\left[\frac{\ell\pi}{\lambda_{\max}}(\xi - 1)\right]}$$

$$\frac{\sin\left[\frac{\ell\pi}{\lambda_{\max}}(\xi - \cos \theta)\right]}{(\xi - \cos \theta)} \frac{(\xi - 1)}{\sin\left[\frac{\ell\pi}{\lambda_{\max}}(\xi - 1)\right]}, \quad (33)$$

где значения $d_{\text{ср}}$ и λ_{\max} необходимо брать из табл. 2;

в) для минимальной длины волны

$$F_E(\theta) = \cos \theta \frac{2J_1\left(\frac{\pi d_{\text{ср}} \sin \theta}{\lambda_{\min}}\right)}{\frac{\pi d_{\text{ср}} \sin \theta}{\lambda_{\min}}}. \quad (34)$$

$$\frac{\sin\left[\frac{\ell\pi}{\lambda_{\min}}(\xi - \cos \theta)\right]}{(\xi - \cos \theta)} \frac{(\xi - 1)}{\sin\left[\frac{\ell\pi}{\lambda_{\min}}(\xi - 1)\right]}$$

$$F_H(\theta) = \frac{2J_1\left(\frac{\pi d_{cp}}{\lambda_{min}} \sin \theta\right)}{\frac{\pi d_{cp}}{\lambda_{min}} \sin \theta}$$

$$\frac{\sin\left[\frac{\ell\pi}{\lambda_{min}}(\xi - \cos \theta)\right]}{(\xi - \cos \theta)} \frac{(\xi - 1)}{\sin\left[\frac{\ell\pi}{\lambda_{min}}(\xi - 1)\right]}, \quad (35)$$

где значения d_{cp} , и λ_{min} необходимо брать из табл. 2.

Примечание: построение ДН в полярной системе координат по формулам (30)...(35) должно быть организовано так, чтобы для каждого ξ ($\xi = 1,04762$, $\xi = 1,071$ и $\xi = 1,04$) на одной координатной сетке строились для λ_0 , λ_{min} и λ_{max} три ДН в плоскости Е, а на другой координатной сетке – три ДН в плоскости Н.

В качестве примера, расчетные ДН для ДСА приведены на рис. 9, 10.

Были проведены расчеты ДН для ДСА с длинами $\ell = 7\lambda_0$, $\ell = 8\lambda_0$ и $\ell = 10\lambda_0$ "По Эреншпеку", "По Хансену-Вудьярду", "По рис. 7". Результаты расчетов сведены в табл. 3, 4.

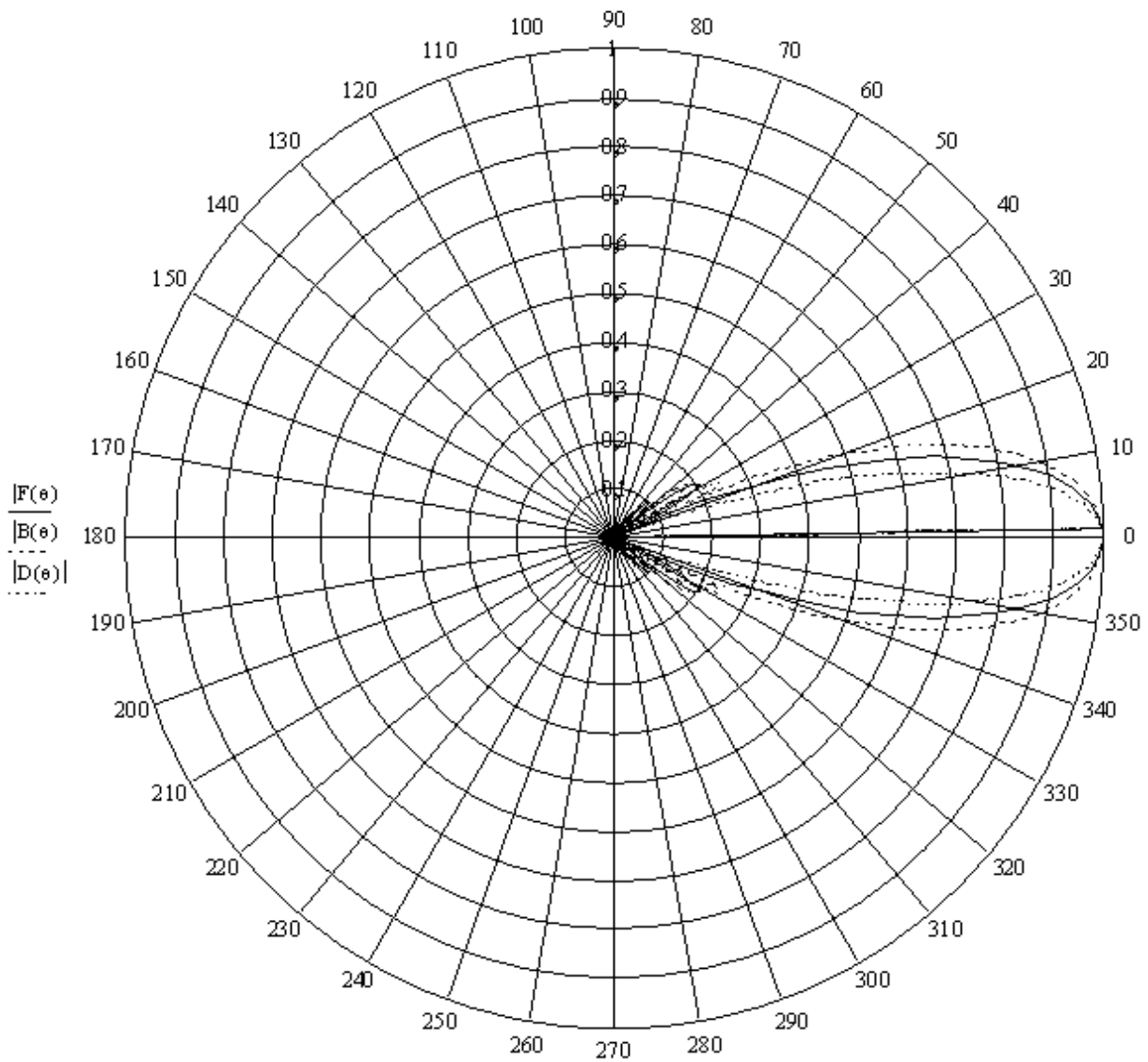


Рис. 9. Диаграмма направленности ДСА в плоскости Е: $\ell = 7\lambda_0$; $\xi = 1,04762$; $\lambda_0 = 8,5$ мм; $\lambda_{max} = 10,2$ мм; $\lambda_{min} = 6,8$ мм; $|F(\theta)| - \lambda_0$; $|B(\theta)| - \lambda_{max}$; $|D(\theta)| - \lambda_{min}$

Таблица 3

Ширина главного лепестка ДН, рассчитанного по половине мощности на средней длине волны первого поддиапазона

Оптимальная длина ДСА	$2\theta_{0,5}^{\circ}$					
	По Эренштеку		По Вудьярду		По рис. 7	
	Е	Н	Е	Н	Е	Н
$\ell = 7\lambda_0$	25	27	22	23	28	30
$\ell = 8\lambda_0$	24	25	20	22	24	25
$\ell = 10\lambda_0$	22	23	18	19	21	22

Таблица 4

Уровень боковых лепестков ДН, рассчитанных ДСА на средней длине волны первого поддиапазона

Оптимальная длина ДСА	Уровень боковых лепестков					
	По Эренштеку		По Вудьярду		По рис. 7	
	Е	Н	Е	Н	Е	Н
$\ell = 7\lambda_0$	0,21	0,24	0,27	0,32	0,19	0,23
$\ell = 8\lambda_0$	0,215	0,245	0,28	0,33	0,21	0,23
$\ell = 10\lambda_0$	0,22	0,25	0,30	0,33	0,24	0,27

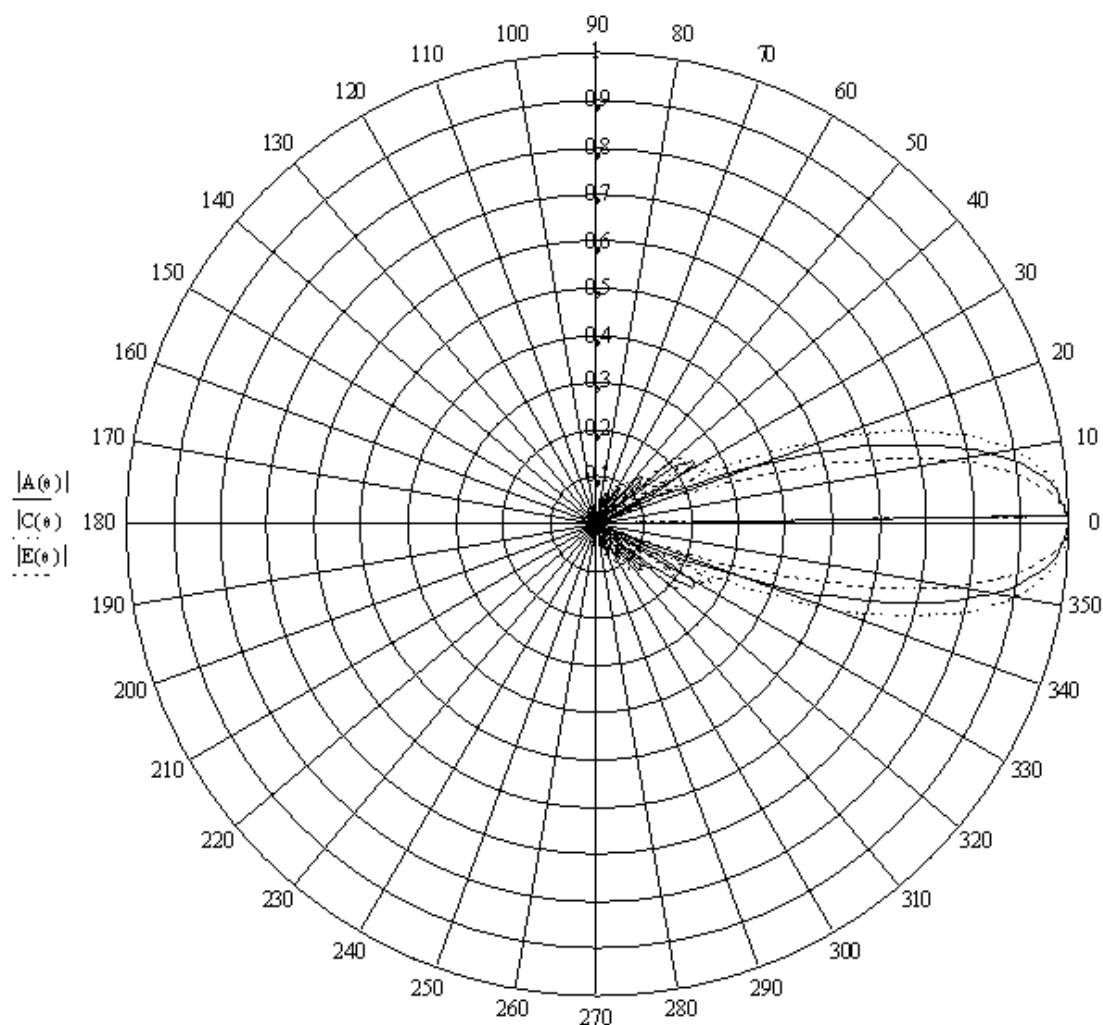


Рис. 10. Диаграмма направленности ДСА в плоскости Н: $\ell = 7\lambda_0$; $\xi = 1,04762$; $\lambda_0 = 8,5$ мм; $\lambda_{\max} = 10,2$ мм; $\lambda_{\min} = 6,8$ мм; $|A(\theta)| - \lambda_0$; $|C(\theta)| - \lambda_{\max}$; $|E(\theta)| - \lambda_{\min}$

Выводы

В результате проведенной расчетной оценки геометрических и излучательных параметров антенны получены следующие результаты:

1) для ДСА любой длины ДН в плоскости Н шире, чем в плоскости Е. Это обусловлено наличием в выражении для ДН в плоскости Е множителя $\cos\theta$, что, в свою очередь, обусловлено неравномерностью распределения электрического поля в плоскости Е (рис. 4);

2) для ДСА любой длины уровень боковых лепестков (УБЛ) в плоскости Е меньше, чем в плоскости Н, что тоже обусловлено спаданием амплитуды вектора Е от центра к краям раскрыва в плоскости Е;

3) с увеличением длины ДСА ДН в обеих плоскостях сужаются;

4) для ДСА любой длины главный лепесток ДН "По Хансену-Вудьярду" уже, чем "По Эреншпеку";

5) для ДСА любой длины главный лепесток ДН "По Хансену-Вудьярду" уже, чем "По рис. 7";

6) для ДСА любой длины главный лепесток ДН "По рис. 7" несколько уже, чем "По Эреншпеку";

7) наибольшее совпадение по ширине главного лепестка имеют ДН "По Эреншпеку" и "По рис.7";

8) самые узкие ДН имеют ДН "По Хансену-Вудьярду" (табл.4);

9) для ДСА любой длины самые высокие УБЛ имеют ДН "По Хансену-Вудьярду";

10) самые низкие УБЛ для ДСА длиной $\ell = (7-8)\lambda$ имеют ДН "По рис. 7";

11) наибольшее совпадение по УБЛ имеют ДН "По Эреншпеку" и "По рис. 7";

12) с точки зрения минимизации УБЛ ДН "По рис. 7" нужно точное значение коэффициента замедления, которое зависит от точного значения отношения v_{ϕ}/c для диэлектрической проницаемости материала при заданном диаметре стержня.

Таким образом, для медицинских технологий информационного воздействия электромагнитных полей диэлектрическая стержневая антенна излучателя устройств миллиметрового диапазона должна иметь длину около $\ell = (5-8)\lambda$ кроме участка длиной порядка 2λ на конце стержня, которому необходимо придать коническую форму. Диаметр антенны следует выбирать в зависимости от диапазона частот излучения с наибольшей биологической активностью. Если такой диапазон не конкретизируется, то рационально иметь набор излучателей с размерами,

приведенными в табл. 1 и 2 для интервала частот 30...300 ГГц. Рассчитанные диаграммы направленности излучения обеспечивают требуемую локализацию воздействия в соответствии с методиками, изложенными в работах [2, 3, 13].

Литература

1. Девятков Н.Д. Миллиметровые волны и их роль в процессах жизнедеятельности / Н.Д. Девятков, М.Б. Голант, О.В. Бецкий. – М.: Радио и связь, 1991. – 168 с.
2. Колбун Н.Д. Курс лекций по информационно-волновой терапии / Н.Д. Колбун, А.Г. Корниенк. – К.: Биополис, 2006. – 143 с.
3. Ситько С.П. Аппаратурное обеспечение современных технологий квантовой медицины / С.П. Ситько, Ю.А. Скрыпник, А.Ф. Яненко. – К.: ФАДА, ЛТД, 1999. – 199 с.
4. Гольдштейн Л.Д. Электромагнитные поля и волны / Л.Д. Гольдштейн, Н.В. Зернов. – М.: Сов. радио, 1971. – 664 с.
5. Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ. В 2-х т. Т.1. / И.В. Лебедев. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1961. – 512 с.
6. Заикин И.П. Проектирование антенных устройств СВЧ / И.П. Заикин, А.В. Тоцкий, С.К. Абрамов, В.В. Лукин. – Х.: "ХАИ", 2005. – 106 с.
7. Айзенберг Г.З. Антенны ультракоротких волн / Г.З. Айзенберг. – М.: Связиздат, 1957. – 700 с.
8. Заикин И.П. Основы теории антенн / И.П. Заикин, А.В. Тоцкий, С.К. Абрамов, В.В. Лукин. – Х.: "ХАИ", 2005. – 100 с.
9. Фрадин А.З. Антенны сверхвысоких частот / А.З. Фрадин. – М.: Сов. радио, 1957. – 648 с.
10. Дорохов А.П. Расчет и конструирование антенно-фидерных устройств / А.П. Дорохов. – Х.: ХГУ, 1960. – 450 с.
11. Уолтер К. Антенны бегущей волны / К. Уолтер. – М.: Энергия, 1970. – 448 с.
12. Заикин И.П. Излучатель на круглых и диэлектрических волноводах с аксиально-симметричными волнами / И.П. Заикин. – Х.: "ХАИ", 2008. – 70 с.
13. Кулиш С.Н. Генерирование электромагнитного излучения сверх слабой интенсивности для медицинского применения / С.Н. Кулиш, В.П. Олейник, В.В. Литвин, Аль Отти Сами // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. – 2008. – Вып. 154. – С. 138-142.

Поступила в редакцию 10.03.2009

Рецензент: д-р физ.-мат. наук, проф. Ф.В. Кивва, Інститут радіофізики і електроніки НАН України ім. А.Я. Усикова, Харків, Україна.

МОДЕЛЮВАННЯ ПАРАМЕТРІВ ВИПРОМІНЮВАЧА НА НЕСИМЕТРИЧНИХ ХВИЛЯХ В КРУГЛОМУ ДІЕЛЕКТРИЧНОМУ ХВИЛЕВОДІ

В.В. Литвин, М.Д. Колбун, С.М. Куліш, В.П. Олійник, Аль Отті Самі

Проведена розрахункова оцінка геометричних та випромінюючих параметрів антени для медичних технологій інформаційного впливу на біологічні об'єкти електромагнітних полів діапазону над високими частот. В якості об'єкту моделювання обрано круглий діелектричний хвилевід. Показано, що, довжина діелектричної стержневої антени повинна в 5...8 раз перевищувати довжину хвилі електромагнітного випромінювання, а відрізка на кінці стержня, необхідно надати конічну форму. Діаметр антени треба обирати в залежності від діапазону частот випромінювання, якому відповідає прогнозований медичний ефект. Якщо такий діапазон не конкретизується, то раціонально мати набір випромінювачів для інтервалу частот 30...300 ГГц. Розраховані діаграми направленості випромінювання забезпечують необхідну локалізацію впливу у відповідності з медичними методиками.

Ключові слова: міліметрові хвилі, випромінювачі, круглі хвилеводи, діелектрична стержнева антена, медичні інформаційні технології.

MODELING OF RADIATORS PARAMETERS ON NONESIMETRICAL WAVES IN ROUNDS DIELECTRICALS WAVE GUIDE

V.V. Litvin, N.D. Kolbun, S.N. Kulish, V.P. Oleynik, All Otti Sami

The settlement estimation of geometrical and radiating parameters of the aerial for medical technologies of information influence on biological objects of electromagnetic fields of a range of the highest frequencies is spent. As object of modelling the round dielectric wave guide is chosen. It is shown, that, the length of the pivots antenna should in 5 ... 8 times exceed length of a wave of electromagnetic radiation, and to a site on the pivot end, it is necessary to give the conic form. Diameter of the antenna should be chosen depending on a range of frequencies of radiation to which there corresponds predicted medical effect. If such range is not concretised, it is rational to have a set of radiators for an interval of frequencies 30 ... 300 GHz. The calculated diagrams of an orientation of radiation provide demanded localisation of influence according to medical techniques.

Key words: waves of millimeters, radiators, rounds wave guide, dielectrically pivots antenna, information's technologies of medicine.

Литвин Вадим Валентинович – аспірант каф. 502, Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «Харьковский авиационный институт», Харьков, Украина. e-mail: rtsla@ai.kharkov.com.

Колбун Николай Дмитриевич – д-р техн. наук, директор Института информационно-волновых технологий, Киев, Украина. e-mail: ixt@biopolis-ixt.com.ua.

Кулиш Сергей Николаевич – канд. техн. наук, доцент, Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «Харьковский авиационный институт», Харьков, Украина. e-mail: rtsla@ai.kharkov.com.

Олейник Владимир Петрович – канд. техн. наук, доцент, Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «Харьковский авиационный институт», Харьков, Украина. e-mail: rtsla@ai.kharkov.com.

Аль Отти Самі – аспірант каф. 502, Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «Харьковский авиационный институт», Харьков, Украина.