

АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ УСТРОЙСТВА

УДК 621.396.677

ЧАСТОТНЫЕ СВОЙСТВА СВЯЗНЫХ МИКРОПОЛОСКОВЫХ СПИРАЛЬНЫХ АНТЕНН НА МНОГОСЛОЙНОЙ ПОДЛОЖКЕ

В.В. Чебышев, заведующий кафедрой технической электродинамики и антенн МТУСИ, д.т.н., профессор; tedia@mtuci.ru

О.И. Ястребцова, магистр МТУСИ; yastrebtsova@rambler.ru

Предлагается метод численного решения интегральных уравнений первого рода для проектирования широкополосных связанных микрополосковых антенн в виде плоских двухзаходных спиралей. Метод заключается в переходе от строгой электродинамической задачи к интегральным уравнениям первого рода для поверхностных токов антенн и последующих их решений на основе принципа саморегуляции. Приведены примеры численного анализа спиральных антенн в виде эквиугольных и архимедовой спиралей. Показано влияние нагруженных экранов на частотные свойства спиральных антенн; произведено сравнение указанных спиралей при одинаковых параметрах слоистой системы.

Ключевые слова: интегральные уравнения, микрополосковые антенны, алгоритм численного исследования, метод саморегуляции.

Введение. При создании систем мобильной связи наиболее перспективным представляется использование микрополосковых антенных устройств (АУ), которые при известных преимуществах по массогабаритным характеристикам позволяют изготавливать конструкции в виде законченных модулей или функциональных узлов по технологии интегральных схем. Помимо жестких требований к виду и габаритам АУ весьма существенным является требование их устойчивой работы в достаточно широком диапазоне частот (превышающем октаву). В статье исследуются диапазонные свойства микрополосковой спиральной антенны как антенны вращающейся поляризации, обеспечивающей устойчивую связь для мобильных объектов в условиях города в широкой полосе частот (рис. 1).

Особенность построения широкополосных микрополосковых АУ заключается в том, что при использовании

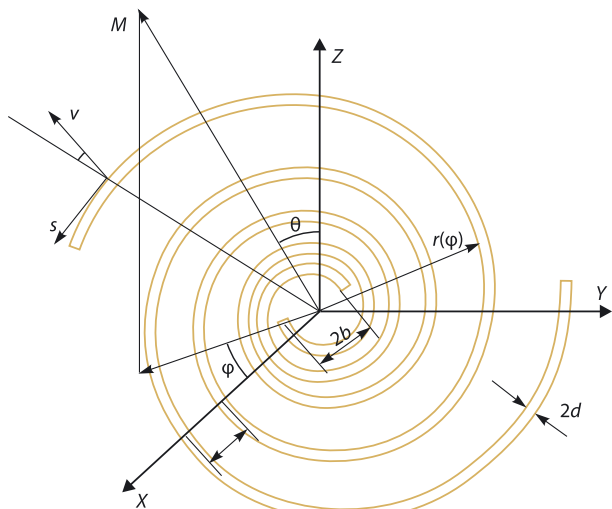


Рис. 1. Геометрия двухзаходной спирали

слоистой среды (подложки и укрытия антенны) возможно возникновение поверхностных волн, существенно влияющих на диапазонные свойства антенны. Поэтому целесообразно использование многослойных подложек и нагруженных экранов, позволяющих изменять указанные свойства.

Рассмотрим случай спирального излучателя, расположенного в слоистой среде (рис. 2), состоящей из двухслойной подложки, укрытия и нагруженного экрана. Анализ основан на численном решении интегральных уравнений первого рода для тока спирали в слоистой среде. Показана возможность изменения частотных свойств спиралей различной топологии, а именно в виде архимедовой и эквиугольной спиралей, по входному импедансу, диаграмме направленности и коэффициенту эллиптичности в зависимости от выбора параметров двухслойной подложки и нагруженного экрана. Указанные параметры существенны для получения диапазонных микрополосковых антенн вращающейся поляризации.



Рис. 2. Слоистая среда

Основные соотношения. Рассматривается следующая задача электродинамики. В области с плоским слоистым заполнением на одной из границ среды расположена планарная полосковая структура S_{np} из тонких ленточных проводников. Среда моделирует свойства подложек и укрытий для S_{np} и характеризуется параметрами $\epsilon(z)$, μ_0 . Среда может содержать в качестве граничного слоя экран с поверхностным импедансом Z_s . Ленточные проводники S_{np} характеризуются образующей в виде кусочно-гладкой кривой Γ и имеют ширину $2d$, $kd \ll 1$, $k = 2\pi/\lambda$, λ — рабочая длина волны, и длину $2L$, $kL > 1$. Для описания геометрии Γ используется ортогональная криволинейная система координат (s, v) с коэффициентами Ламе h_1 и h_2 и элементами длины $dl = h_1 ds$, $dt = h_2 dv$. Вход излучателя представляется в виде щели в полосковой структуре S_{np} с размером $2b$, $kb \ll 1$. К краям щели приложена разность потенциалов U , при которой в щели устанавливается первичное поле E^0 . Предполагая эффективное возбуждение излучателя, расчёт поля E^0 можно провести в квазистатическом приближении [1]:

$$E^0(l, t) = \frac{Ud}{\pi\sqrt{d^2 - t^2}\sqrt{b^2 - l^2}}, |l| \leq b, |t| < d. \quad (1)$$

Под действием первичного поля на ленточном проводнике S_{np} наводится поверхностный ток $\vec{j}(M_0)$, $M_0 \in S_{np}$. Поле (\vec{E}, \vec{H}) , создаваемое этим током, будем характеризовать векторным \vec{A} и скалярным Φ потенциалами. По аналогии с решением задач для однородной среды, векторный потенциал \vec{A} для слоистой среды можно представить в виде

$$\vec{A}(M) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iint_{S_{np}} \vec{j}(M_0) \hat{G}(M, M_0) d\sigma_{M_0}, \quad (2)$$

где M, M_0 — точки наблюдения и истока, $\hat{G}(M, M_0)$ — тензорная функция Грина слоистой среды [1] с элементами G_0, g, G_1 .

Скалярный потенциал Φ связан с векторным потенциалом \vec{A} условием калибровки

$$\text{div} \vec{A} + i\omega\epsilon\mu_0\Phi = 0. \quad (3)$$

Тогда для векторов поля имеем

$$\vec{E} = -\text{grad} \Phi - i\omega\vec{A}, \quad \vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \text{rot} \vec{A}. \quad (4)$$

Подставим (2) в (4) и при $M \rightarrow S_{np}$

$$\Phi(M) = \frac{i}{4\pi\omega\epsilon} \iint_{S_{np}} \text{div}_M (\vec{j}(M_0) \tilde{G}(M, M_0)) d\sigma_{M_0}, \quad (5)$$

где $\tilde{G}(M, M_0) = G_0(M, M_0) + \frac{\partial g}{\partial z}(M, M_0)$.

Используем соотношение $\text{div}_M (\vec{j}\tilde{G}) = \vec{j}\text{grad}_M \tilde{G}$. Тогда из (5) получим представление

$$\Phi(M) = \frac{i}{4\pi\omega\epsilon} \iint_{S_{np}} \vec{j}(M_0) \text{grad}_{\perp M} \tilde{G}(M, M_0) d\sigma_{M_0}, \quad (6)$$

где grad_{\perp} — операция для координат в плоскости S_{np} .

Другое представление потенциала Φ следует из соотношения $\text{grad}_M \tilde{G}(M, M_0) = -\text{grad}_{M_0} \tilde{G}(M, M_0)$ и имеет вид

$$\Phi(M) = -\frac{i}{4\pi\omega\epsilon} \iint_{S_{np}} \vec{j}(M_0) \text{grad}_{\perp M_0} \tilde{G}(M, M_0) d\sigma_{M_0}. \quad (7)$$

Поле (\vec{E}, \vec{H}) , определяемое соотношениями (2), (4), (6), (7), удовлетворяет системе уравнений Максвелла, граничным условиям на границах раздела сред и условию излучения на бесконечности. Условие на проводнике S_{np} выполняется далее при выводе интегральных уравнений задачи.

Интегральные уравнения задачи. Для узкого полоскового проводника S_{np} при $k_0d \ll 1$ можно ограничиться представлением поверхностного тока $\vec{j}(M_0) = \vec{s}^0 j_s(M_0)$, $M_0 \in S_{np}$ и потребовать выполнения граничного условия на проводнике в виде

$$(\vec{E} + \vec{E}^0, \vec{s}^0) = 0, M \in \Gamma, \quad (8)$$

где \vec{s}^0 — единичный вектор, касательный контуру Γ .

Подставим (2) и (6) с учётом (3) в (8). Из непрерывности функции \vec{E} следует, что при $M \rightarrow S_{np}$ составляющая поля (\vec{E}^0, \vec{s}^0) должна стремиться к своему предельному значению. Тогда для указанной составляющей получим уравнение

$$\lim_{M \rightarrow S_{np}} \frac{\partial}{h_1 \partial s_M} \left\{ \iint_{S_{np}} (\vec{s}^0, \vec{s}_0^0) j_s(M_0) \frac{\partial}{h_1 \partial s_M} \tilde{G}(M, M_0) d\sigma_{M_0} + \iint_{S_{np}} (\vec{v}^0, \vec{s}_0^0) j_s(M_0) \frac{\partial}{h_2 \partial v_M} \tilde{G}(M, M_0) d\sigma_{M_0} \right\} + \quad (9)$$

$$+ k^2 \iint_{S_{np}} (\vec{s}^0, \vec{s}_0^0) j_s(M_0) G_0(M, M_0) d\sigma_{M_0} = -i4\pi\omega\epsilon (\vec{E}_0, \vec{s}_0^0),$$

которое является сингулярным интегродифференциальным уравнением первого рода относительно тока $j_s(M_0)$, $M_0 \in S_{np}$.

Рассмотрим случай кривых Γ постоянной кривизны ($h_1, h_2 = \text{const}$). Используя свойства непрерывности интегралов типа потенциала и переходя к пределу в (9) при обозначениях $dl = h_1 ds, dt = h_2 dv$, выделим дифференциальный

оператор $\left(\frac{\partial^2}{\partial l^2} + k^2 \right)$. Рассматривая полученное уравнение

при $M \in \Gamma$, имеем обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка. Его решение можно получить, используя известную формулу обращения для выделенного дифференциального оператора. В результате получим интегральное уравнение

$$\iint_{S_{np}} j_s(M_0) K(M, M_0) d\sigma_{M_0} = i \frac{k}{2\omega} \int_{\Gamma} E^0(u) \sin k|l - u| du + C_1 \sin kl + C_2 \cos kl, M \in \Gamma, M_0 \in S_{np}, \quad (10)$$

где ядро уравнения имеет вид

$$K(M, M_0) = (\vec{s}^0, \vec{s}_0^0) \left[G_0(M, M_0) + \frac{\partial g(M, M_0)}{\partial z} \right] - \frac{k}{2} \int_{\Gamma} (\vec{s}^0, \vec{s}_0^0) \frac{\partial g(M_u, M_0, z)}{\partial z} \sin k|l - u| du - Q_{ocm}(0(t^2)). \quad (11)$$

Особенность элементов $G_0(M, M_0), \frac{\partial g(M, M_0)}{\partial z}$, входящих в ядро (11) и зависящих от расстояния ρ_{MM_0} , имеет порядок $0(1/\rho_{MM_0})$, $\rho_{MM_0} \rightarrow 0$, что определяет уравнение (10) как интегральное уравнение Фредгольма первого рода. Коэффициенты C_1, C_2 в (10) определяются из дополнительных условий для тока на концах проводников S_{np} . Отметим, что интегральное уравнение (10) используется для анализа микрополосковых структур с кривыми Γ постоянной кривизны, к которым относятся линейные, кольцевые и эквиугольные кривые. В данном случае это интегральное уравнение используется для анализа эквиугольной двухзаходной спирали.

Указанные интегральные уравнения можно преобразовать к одномерным уравнениям в приближении узкого проводника S_{np} . В распределении тока j_s характерна его особенность на ребре ленточного проводника. Введём понятие полного тока как интегральной характеристики поверхностного тока j_s :

$$I(l) = \frac{1}{\pi} \int_{-d}^d j_s(l, t) dt.$$

Учитывая условие на ребре, получаем

$$j_s(l, t) = \frac{I(l)}{\sqrt{d^2 - t^2}}.$$

В указанных интегральных уравнениях можно провести интегрирование ядер по одной из переменных t с весом $1/\sqrt{d^2 - t^2}$, как в [1]. При этом возможны дополнительные упрощения ядер за счёт членов более высокого порядка малости при $t \rightarrow 0$. Для случая кривых Γ постоянной кривизны, к которым относится эквиугольная спираль, одномерное интегральное уравнение для полного тока $I(l)$ из (10), (11) с учётом (1) запишем как

$$\int_{-L}^L I(l_0) K(l, l_0) dl_0 = -j \frac{2\pi}{W} U J_0(b) \sin|l| + C_1 \sin l + C_2 \cos l \quad (12)$$

с ядром

$$K(l, l_0) = (\vec{s}^0, \vec{s}_0^0) \left[G_0(\rho) + \frac{\partial g(R)}{\partial z} \Big|_{z=0} \right] - \frac{1}{2} \int_{-L}^L (\vec{s}_u^0, \vec{s}_0^0) \frac{\partial g(R)}{\partial z} \Big|_{z=0} \sin|l - u| du,$$

где $W = \sqrt{\mu_0/\epsilon}$; $\rho = \rho_{MM_0}$; $R = \sqrt{\rho^2 + z^2}$; $M, M_0 \in \Gamma$.

Алгоритм численного решения интегрального уравнения (12) приведен в [1] и основан на принципе саморегуляции [2] с использованием квадратичной интерполяции тока на шаге дискретизации.

Для случая кривых переменной кривизны, к которым относится архимедова спираль, одномерное интегродифференциальное уравнение для полного тока спирали $I(l)$ с учётом (1) имеет вид [3]:

$$\lim_{t \rightarrow 0} \frac{\partial}{\partial l} \int_{-L}^L (\vec{s}^0, \vec{s}_0^0) I(l_0) \frac{\partial \tilde{G}}{\partial l_0}(l, l_0, t) dl_0 - k^2 \int_{-L}^L (\vec{s}^0, \vec{s}_0^0) I(l_0) G_0(l, l_0) dl_0 = -i \frac{2\pi}{bW} U. \quad (13)$$

Предельный переход в (13) осуществляется на шаге дискретизации уравнения при его численном решении. При этом применяется кусочно-постоянная аппроксимация тока на шаге дискретизации.

Вычислив распределение тока спирали из численного решения интегральных уравнений (12), (13), можно определить входной импеданс, диаграммы направленности и поляризионные характеристики поля эквиугольной и архимедовой спиралей.

Результаты численного исследования. Геометрия двухзаходной эквиугольной спирали описывается соотношениями [1], $r_1(\varphi) = b \exp(a\varphi)$; $r_2(\varphi) = b \exp a(\varphi + \pi)$; $\operatorname{tg} \psi = \frac{1}{a}$; $t = r(\varphi)(\exp 2\pi a - 1)$; $R_{cn} = b \exp 2N\pi a$. Для ленточного проводника спирали выполняются условия $4d < [t = b(\exp 2\pi a - 1)]$, где a, b — параметры спирали, ψ — угол намотки, t — шаг спирали, N — число витков, R_{cn} — радиус спирали, $2d$ — ширина ленточного проводника, $2b$ — размер щели на входе.

Численный анализ спирали проводится на основе уравнения (12).

Ниже приведены результаты расчета (рис. 3–5) входного импеданса, коэффициента эллиптичности и диаграмм направленности микрополосковой двухзаходной эквиугольной спирали в слоистой среде с параметрами $H_1 = 0,13\lambda$, $H_2 = 0,03\lambda$, $H_3 = 0,03\lambda$, $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 6$, $\epsilon_3 = 1$ (f_0 соответствует частоте, определяющей размер наибольшего излучающего кольца спирали). Следует отметить некоторое улучшение час-

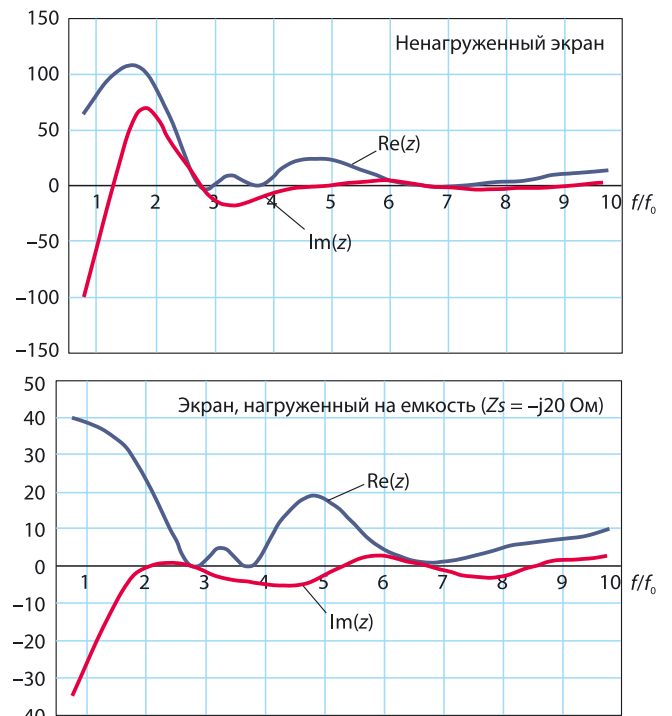


Рис. 3. Зависимость входного импеданса эквиугольной спирали от частоты

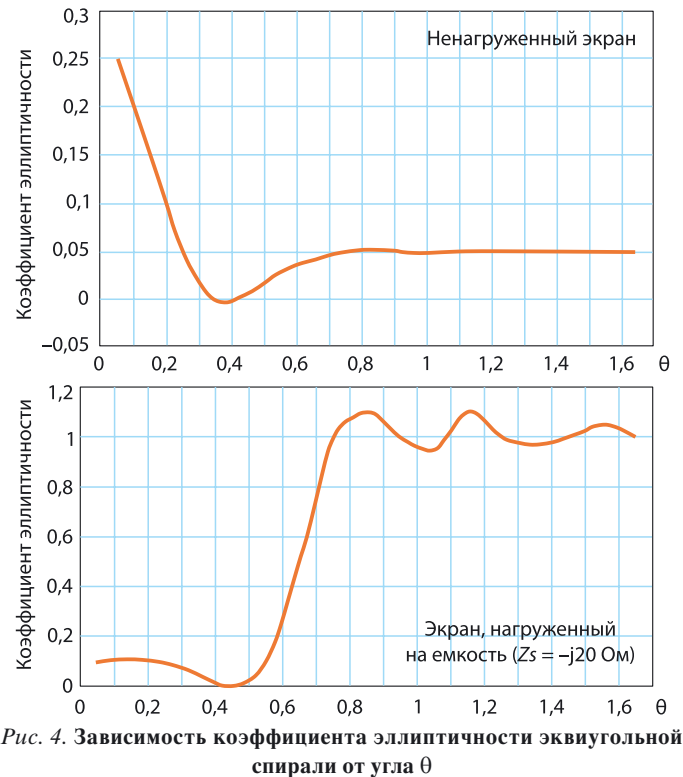


Рис. 4. Зависимость коэффициента эллиптичности эквиугольной спирали от угла θ

тотных свойств спирали и уменьшение входного импеданса при использовании экрана с чисто емкостным поверхностным импедансом, реализация которого предполагает построение дополнительной микрополосковой структуры.

Геометрия двухзаходной архимедовой спирали описывается соотношениями [1]:

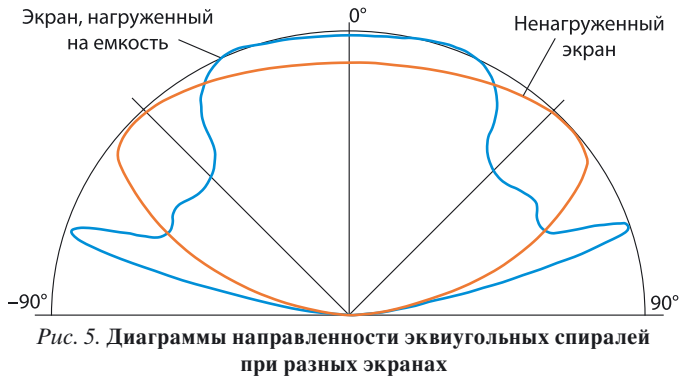


Рис. 5. Диаграммы направленности эквиугольных спиралей при разных экранах

$$r_1(\varphi) = a\varphi + b; r_2(\varphi) = a(\varphi + \pi) + b; \tan \psi = \frac{r(\varphi)}{a};$$

$$t = 2\pi a; R_{\text{ср}} = b + 2N\pi a.$$

Для ленточного проводника спирали $S_{\text{пр}}$ выполняется условие. Численный анализ спирали проводится на основе уравнения (13).

На рис. 6–8 приведены результаты расчета входного импеданса, коэффициента эллиптичности и диаграмм направленности микрополосковой двухзаходной архимедовой спирали в слоистой среде с такими же параметрами, как и у эквиугольной спирали ($H_1 = 0,13\lambda, H_2 = 0,03\lambda, H_3 = 0,03\lambda, \epsilon_1 = \epsilon_2 = 6, \epsilon_3 = 1$). Здесь также необходимо отметить некоторое улучшение частотных свойств спирали и уменьшение входного импеданса при использовании экрана с емкостным импедансом.

Заключение. Показано, что использование многослойных сред, образующих подложку и укрытие микрополосковых спиралей, позволяет получить широкополосные спиральные излучатели и изменять их частотные свойства вве-

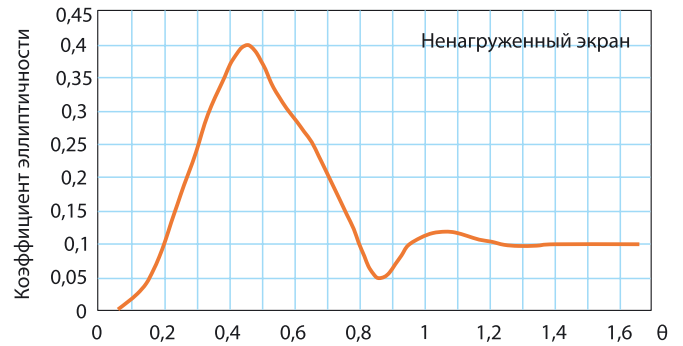


Рис. 7. Зависимость коэффициента эллиптичности архимедовой спирали от угла θ

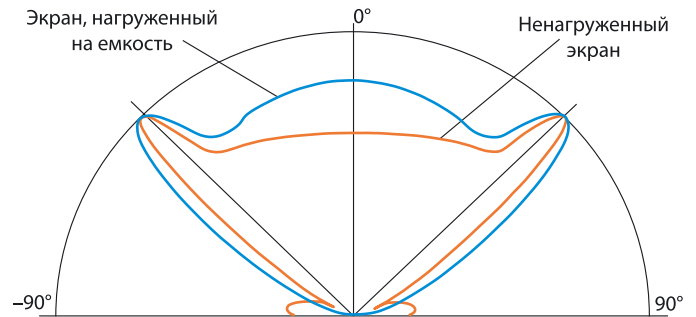


Рис. 8. Диаграммы направленности архимедовых спиралей при разных экранах

дением импедансного экрана с реактивным поверхностным импедансом, причем использование емкостного импеданса приводит к наилучшим результатам.

Сравнение характеристик эквиугольной спирали и архимедовой спирали как спирали с более простой топологией при одинаковой плотности намотки приводит к выводу о большей частотной стабильности характеристик эквиугольных спиралей.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Чебышев В.В.** Микрополосковые антенны в многослойных средах. — М.: Радиотехника, 2007.
2. **Дмитриев В.И., Захаров Е.Н.** О численном решении интегральных уравнений Фредгольма первого рода //Вычислительные методы и программирование. — 1987. — № 10. — С. 49–54.
3. **Чебышев В.В.** Численный анализ излучающей полосковой спирали // Радиотехника. — 1994. — № 2.

Получено 06.10.14

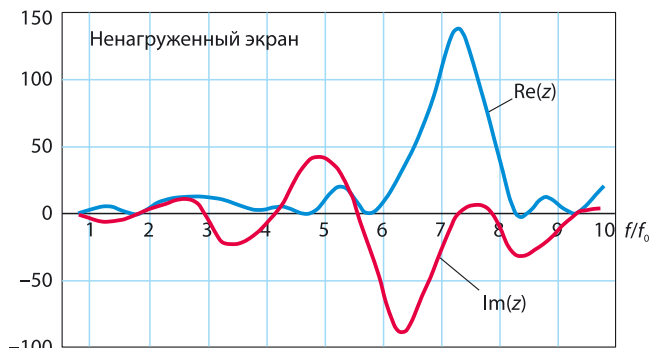


Рис. 6. Зависимость входного импеданса архимедовой спирали от частоты