

УДК 621.3

УСЛОВИЯ ЛОКАЛЬНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗОНАНСНЫХ МОД В ОТКРЫТЫХ ПЛАНАРНЫХ РЕЗОНАТОРАХ

А. В. Снежко^{1,2}, В. Н. Губанков¹, В. В. Павловский¹

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН

²Московский физико-технический институт (Государственный университет)

Статья поступила в редакцию 4 ноября 2016 г.

Аннотация В настоящей работе с помощью математического моделирования исследуются условия локального возбуждения фундаментальных мод в планарных открытых кольцевых резонаторах. Рассматривается электродинамическая система, использовавшаяся в предыдущих работах для частотной характеристики резонаторов с помощью нестационарного эффекта Джозефсона. Вычисления проводятся методом конечных разностей во временной области (TDFD). Показано, что фундаментальная резонансная мода может локально возбуждаться либо электрическим, либо магнитным полем в зависимости от взаимной ориентации электродов джозефсоновского перехода и резонатора.

Ключевые слова: сверхпроводимость, джозефсоновский переход, терагерцовая электроника.

Abstract. Local excitation conditions of fundamental mode in the planar open ring resonators are studied. Electrodynamic system is considered, which consists of planar interconnection structure coupled with microstrip open ring resonator. Similar system was used in previous works on frequency characterization of resonators and antennas by ac Josephson effect in terahertz frequency range. Calculations are performed by time domain finite difference method (TDFD). A real part of electrodynamic structure admittance vs. frequency dependence $\text{Re}Y(f)$ calculated, which is a key factor in Josephson spectroscopy. It is shown, that interconnection structure by itself has flat $\text{Re}Y(f)$ dependence in the frequency range of resonator fundamental mode

excitation. When interconnection structure interacts with the resonator, its $\text{Re}Y(f)$ dependence has a peculiarity, related to fundamental resonance mode excitation. A form of the peculiarity depends on resonator layout. In particular $\text{Re}Y(f)$ shows local maximum or minimum. Basing on equivalent circuit representation of the resonator, these peculiarity forms can be considered by serial or parallel resonance circuit at frequencies in the vicinity of resonance frequency. These cases correspond to different resonator excitation conditions. Resonator fundamental mode can be excited by electric or magnetic field, which depends on the arrangement of resonator and interconnection structure.

Key words: superconductivity, Josephson junction, terahertz electronics.

1. Введение

Микрополосковые открытые кольцевые резонаторы (ОКР) в настоящее время широко используются в электронных устройствах миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн. Они имеют малые размеры по сравнению с длиной волны фундаментальной резонансной моды, низкую стоимость изготовления и легко интегрируются с активными элементами в планарной геометрии. В частности, эти резонаторы применяются для стабилизации частоты генераторов [1], в качестве элементов полосовых фильтров [2] и разветвителей мощности [3]. Особый интерес ОКР представляет в качестве элемента метаповерхностей.

Субволновые размеры ОКР позволяют создавать на их основе квазинепрерывные оптические среды с отрицательной магнитной восприимчивостью в спектральной области резонансов этих элементов. При этом ОКР играет роль “атома” такой среды, а его малые по сравнению с длиной волны размеры обеспечивают макроскопическое усреднение. Отрицательная магнитная восприимчивость связана с существованием в ОКР магнитоактивной резонансной моды, при возбуждении которой резонатор имеет ненулевой магнитный момент. Эта резонансная мода является фундаментальной модой ОКР, при возбуждении которой на периметре резонатора укладывается

половина длины волны электромагнитного излучения. В некоторой области частот вблизи резонанса магнитный момент направлен против магнитной составляющей возбуждающего его электромагнитного поля, причём, в отличие от диамагнитного эффекта, создаваемое им магнитное поле превосходит по величине внешнее магнитное поле.

В ряде работ, посвящённых исследованию электродинамических систем, состоящих из набора ОКР [4]-[6], было показано, что магнитоактивная мода в ОКР может возбуждаться как магнитным, так и электрическим полями. В указанных работах исследовались спектры прошедшего через планарный массив резонаторов и отражённого от него электромагнитного излучения. Ранее [7] было продемонстрировано использование джозефсоновской спектроскопии для локального исследования характеристик отдельного планарного резонатора в субтерагерцовой области частот. В этой методике источником электромагнитного излучения и одновременно анализатором его спектра является планарный бикристаллический джозефсоновский переход (ДП) из высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Взаимодействие ДП с резонатором приводит к появлению на вольт-амперной (ВАХ) характеристики ДП особенностей при напряжении V , связанном с частотой f соотношением Джозефсона

$$V = \frac{hf}{2e}, \quad (1)$$

где h - постоянная Планка, а e – заряд электрона.

В настоящей работе с помощью математического моделирования исследуются условия локального электрического и магнитного возбуждения фундаментальной моды и характер возбуждения резонансной моды, наблюдаемого в [7].

2. Исследуемая электромагнитная структура и методика математического моделирования

Исследуемые электромагнитные структуры представлены на рис. 1,2. Они

состоят из сверхпроводящих электродов бикристаллического джозефсоновского перехода (ДП) и ОКР.

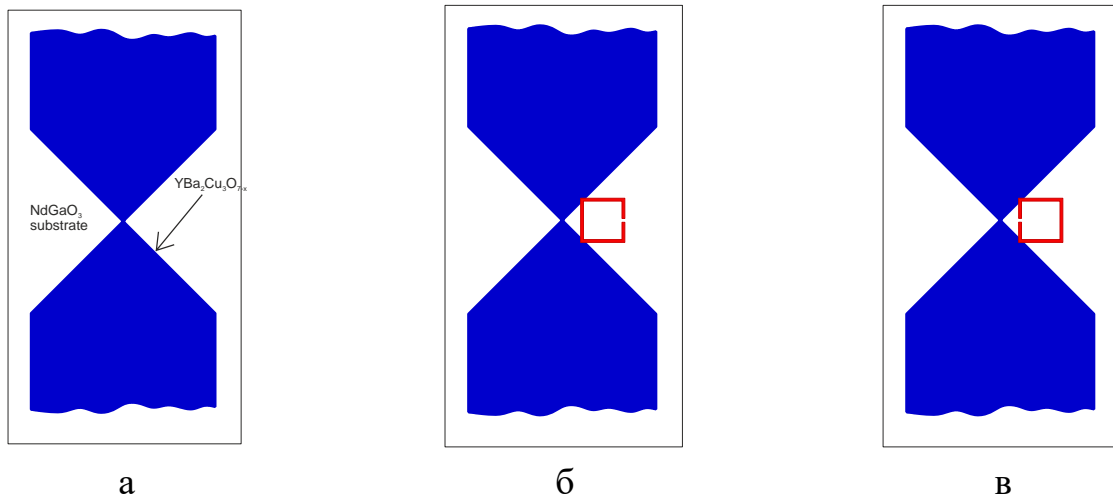


Рис. 1. Электроды джозефсоновского перехода и открытый кольцевой резонатор.

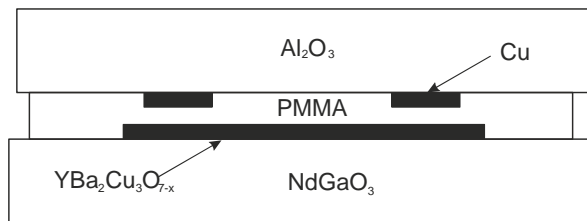


Рис. 2. Металлические и диэлектрические слои.

Сверхпроводящие электроды изготовлены из $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, на подложке из $NdGaO_3$ толщиной 500 мкм. Они имеют треугольную форму, которая обеспечивает максимально гладкую зависимость импеданса электродов от частоты. ОКР изготовлен из меди на подложке из сапфира. Он представляет собой квадрат с длиной внешней стороны 233 мкм, внутренней стороны – 160 мкм и разрезом посередине одной из сторон длиной 5 мкм. Резонатор покрыт слоем полиметилметакрилата (PMMA) толщиной 30 мкм для исключения электрических контактов резонаторов с ДП. В работе исследуются три структуры, представленные на рис. 1: ДП без резонатора (рис. 1 а) и ДП с наложенным на него резонатором в двух конфигурациях (рис. 1 б, в). Электродинамическая структура возбуждается ДП, расположенном между

электродами (рис. 1), что соответствует симметричному порту в точках электродов вблизи бикристаллической границы. Диэлектрическая проницаемость подложки ДП $\varepsilon_{\text{NdGaO}_3} = 22$, подложки резонатора $\varepsilon_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 10.7$ и слоя РММА $\varepsilon_{\text{РММА}} = 2.5$. В работе [8] показано, что, несмотря на относительно высокое значение диэлектрической проницаемости подложки ДП, она не оказывает влияния на резонансную частоту резонатора при толщине слоя РММА более 30 мкм. Поэтому в данном случае резонансная частота определяется эффективной диэлектрической проницаемостью

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \frac{\varepsilon_{\text{Al}_2\text{O}_3} + \varepsilon_{\text{РММА}}}{2} = 6.6 \quad (1)$$

Как было показано в [9], основной вклад в изменение ВАХ ДП вносит действительная часть адмиттанса электродинамической структуры $\text{Re}Y_{\text{ext}}(f)$, с которой ДП взаимодействует:

$$\delta V(I) = R_n (IR_n - V) \text{Re}Y_e(f), \quad (2)$$

где R_n – сопротивление ДП в нормальном состоянии, а невозмущенное напряжение V при заданном токе смещения I связано с частотой f соотношением (1).

Для вычисления $\text{Re}Y_{\text{ext}}(f)$ использовался метод конечных разностей во временной области (TDFD) в пакете трёхмерного электромагнитного моделирования CST Studio. По условиям эксперимента в [7] дифференциальное сопротивление ДП в области напряжений резонансных особенностей изменялось в широких пределах от единиц до сотен Ом для достижения оптимального согласования с исследуемой структурой, поэтому для вычисления использовалось промежуточное значение характеристического сопротивления порта 50 Ом.

2. Обсуждение результатов

Зависимость действительной части адмиттанса ДП от частоты в отсутствие резонатора (Рис. 1а) представлена на рис. 3.

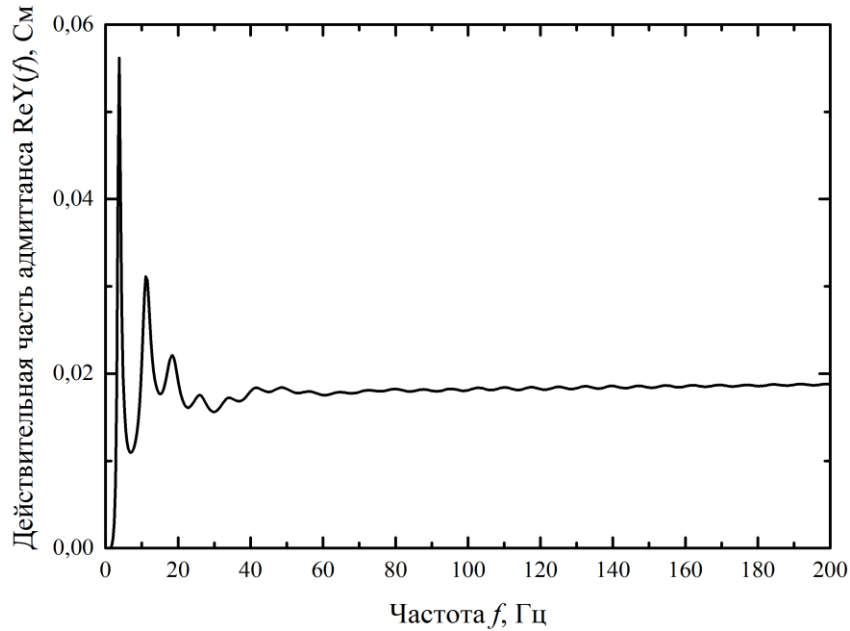


Рис.3. Зависимость действительной части адмиттанса электродинамической системы в отсутствие резонатора.

При частотах ниже 40 ГГц наблюдаются особенности, амплитуда которых уменьшается с увеличением частоты. Эти особенности связаны с дипольными резонансами в электродной системе ДП, которая имеет длину 4 мм. При более высоких частотах электродная система ДП работает как двумерная биконическая антенна (bow-tie) с характеристическим импедансом 57 Ом, и её адмиттанс слабо зависит от частоты.

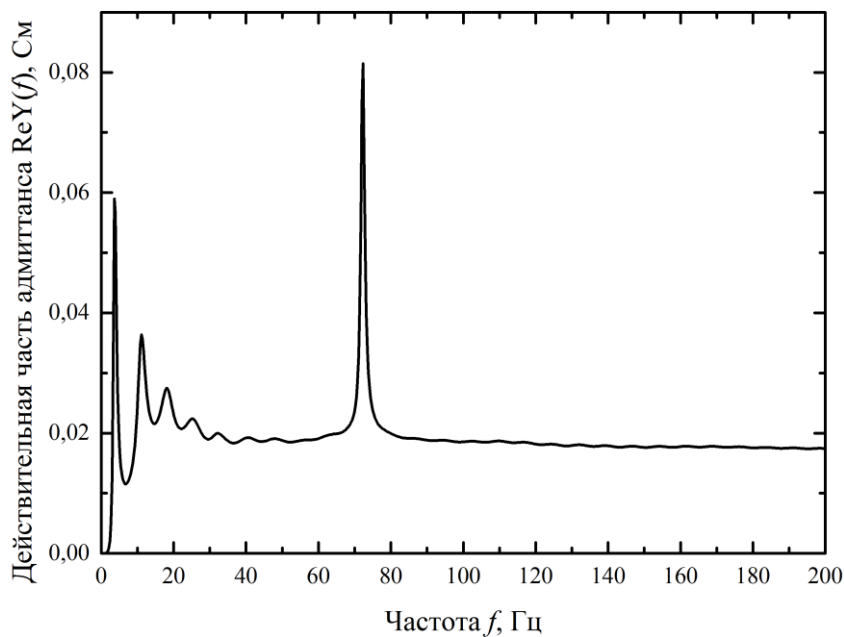


Рис. 4. Зависимость действительной части адмиттанса электродинамической системы в случае возбуждения фундаментальной моды резонатора

электрическим полем.

На рис. 4 представлены результаты расчёта действительной части адмиттанса электромагнитной структуры, представленной на рис. 1 б.

Подобные структуры использовались в работе [7]. Зависимость $\text{Re}Y(f)$ демонстрирует узкий пик при частоте 69.9 ГГц. Длина волны λ , соответствующая этой частоте, составляет, с учётом эффективной диэлектрической проницаемости 1670 мкм. При этом $\lambda/2$ равна периметру квадрата со стороной 202 мкм, что близко к средней длине стороны квадрата исследуемого резонатора, которая составляет 192 мкм. Таким образом, рассматриваемая особенность в зависимости $\text{Re}Y(f)$ соответствует возбуждению фундаментальной резонансной моды. Полученные результаты расчётов согласуются с результатами измерений [7], где, в частности, показано, что рассматриваемая электродинамическая система при частотах вблизи резонанса достаточно хорошо описывается эквивалентной схемой в виде последовательного колебательного контура (рис. 6 а). При этом зависимость действительной части адмиттанса от частоты имеет следующий вид:

$$\text{Re}Y(\tilde{f}) = \frac{1}{R} \frac{(\tilde{f})^2}{(\tilde{f})^2 + Q^2 [\tilde{f}^2 - 1]^2}, \quad (3)$$

где $\tilde{f} = \frac{f}{f_r}$, $f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ - резонансная частота контура, а $Q = \frac{1}{R}\sqrt{\frac{L}{C}}$ - добротность последовательного колебательного контура.

Более естественным для ОКР представляется описание его в виде параллельного колебательного контура [10]. Конверсия параллельного колебательного контура в последовательный свидетельствует о возбуждении резонатора через ёмкостную связь с малой ёмкостью [11]. Ёмкостные связи возникают в областях перекрытия резонатора с электродами ДП. Переменная разность потенциалов этих областей создаёт электрическое поле, возбуждающее фундаментальную моду резонатора.

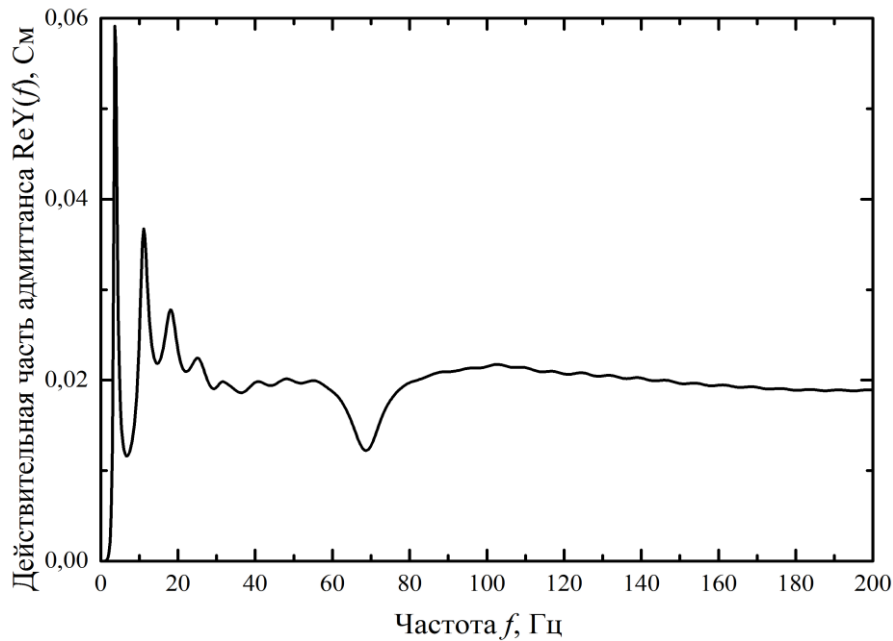


Рис. 5 Зависимость действительной части адмиттанса электродинамической системы в случае возбуждения фундаментальной моды резонатора магнитным полем.

На рис. 5 представлена зависимость действительной части адмиттанса электродинамической системы, представленной на рис. 1 в.

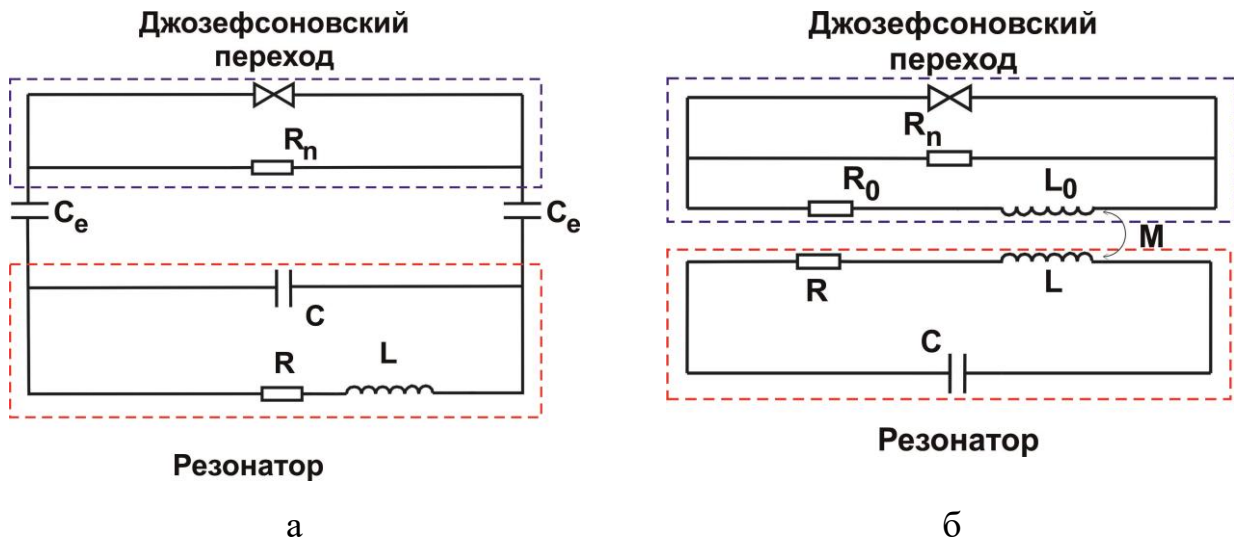


Рис. 6. Эквивалентные схемы электродинамической системы в случае возбуждения резонатора электрическим полем (а) и магнитным полем (б).

На зависимости $ReY(f)$ наблюдается особенность в виде минимума при частотах вблизи резонансной частоты. Особенность такого типа может быть описана с использованием эквивалентной схемы, представленной на рис. 6 б, в которой резонатор представлен в виде параллельного колебательного контура, взаимодействующего с электродами ДП посредством индуктивной связи.

При этом зависимость действительной части адмиттанса от частоты при частотах вблизи резонансной при $Q \gg 1$ и $L_0 \ll L$ имеет следующий вид:

$$\operatorname{Re} Y(\tilde{f}) = \frac{1}{R} \frac{r_0 (1 - \tilde{f}^2)^2 + m^2 \tilde{f}^4}{r_0^2 [1 - \tilde{f}^2 (1 + m)]^2 + \tilde{f}^4 Q^2 m^4}, \quad (4)$$

где $r_0 = R_0/R$, $m = M/L$, M – коэффициент взаимоиндукции.

Таким образом, в рассматриваемой электродинамической системе происходит возбуждение фундаментальной моды резонатора магнитным полем. Электрическое поле, создаваемое разностью потенциалов областей перекрытия, в данном случае может создавать ток вдоль более длинной непрерывной части периметра резонатора. Этот ток направлен противоположно току, наведённому магнитным полем в резонансе и несколько ослабляет резонансный эффект.

Заключение

В работе представлены результаты исследования условий локального возбуждения фундаментальной моды ОКР, взаимодействующего с планарным джозефсоновским переходом. Рассматривались пассивные электродинамические системы, состоящие из ОКР, взаимодействующего с электродами ДП при их различном взаимном расположении. С использованием метода TDFD вычислялась зависимость действительной части адмиттанса электродинамической системы от частоты, которая вносит основной вклад в изменение ВАХ ДП. Показано, что в зависимости от ориентации резонатора относительно электродов перехода фундаментальна резонансная мода возбуждается либо электрическим, либо магнитным полем, создаваемым ДП. От характера возбуждения зависит вид зависимости действительной части адмиттанса электродинамической системы от частоты. Полученные результаты демонстрируют проявление эффекта кроссполяризации [6] при локальном возбуждении ДП.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (Грант № 14-19-01164).

Литература

1. Hsieh L.-H., Chang K.. High-efficiency piezoelectric-transducer tuned feedback microstrip ring-resonator oscillators operating at high resonant frequencies. // IEEE Trans. Microw. Theory Tech., 2003, V. 51, No. 4, P. 1141-1145.
2. Hong J.S. Couplings of Microstrip Square Open-Loop Resonators for Cross-Coupled Planar Microwave Filters. // IEEE Trans. On Microwave Theory and Techniques, 1996, V. 44, P. 2099-2109.
3. Dainkeh A., Nwajana A. O., Yeo K.S.K. Filtered Power Splitter Using Square Open Loop Resonators. // Progress In Electromagnetics Research C, 2016, V 64, P. 133–140.
4. Gundogdu T. F., Tsiapa I., Kostopoulos A., et al. Experimental demonstration of negative magnetic permeability in the far-infrared frequency regime. // Appl. Phys. Lett., 2006, V. 89, P. 084103.
5. Padilla W. J., Taylor A. J., Highstrete C. et al. Dynamical Electric and Magnetic Metamaterial Response at Terahertz Frequencies. // Phys. Rev. Lett., 2006, V.96, P. 107401.
6. Katsarakis N., Koschny T., Kafesaki M., et al. Electric coupling to the magnetic resonance of split ring resonators. // Appl. Phys. Lett., 2004, V.84, P. 2943-2945.
7. Волков О.Ю., Губанков В.Н., Гундарева И.И. и др. Джозефсоновская спектроскопия для локальной диагностики планарных резонаторных систем в миллиметровом диапазоне длин волн. // Радиотехника и электроника, 2015, Т 60 с 1-6.
8. Snezhko A., Pavlovskiy V., Gubankov V., et al. Frequency-Selective Analysis Of THz Photonic Elements By The Ac Josephson Effect. // 41th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, September 25-30, 2016. Copenhagen, Denmark.
9. Волков О. Ю., Губанков В. Н., Гундарева И.И. и др. Джозефсоновская адмиттансная спектроскопия характеристик логопериодической антенны

в субмиллиметровом диапазоне длин волн// Радиотехника и электроника.
2009. Т. 54. С. 1381-1385.

10. Rogla L.J., Carbonell J., Boria V.E. Study of equivalent circuits for open-ring and split-ring resonators in coplanar waveguide technology. // IET Microw. Antennas Propag., 2007, V. 1, P. 170-176.

11. Pozar D. M. Microwave Engineering. J. Wiley & Sons Inc., 2012, 731 с.