

## СЕКЦИЯ 2. ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

### **Электромагнитные волны в магнитоодноосной среде в условиях ориентационного перехода**

*В.И. Щеглов*..... 2

### **Магнитная восприимчивость композиционной среды, состоящей из анизотропных ферритовых частиц**

*В.И. Зубков, В.И. Щеглов* ..... 7

### **Излучение электромагнитных волн при распространении магнитостатической волны в пространственно-периодическом поле**

*В.И. Зубков, В.И. Щеглов* ..... 12

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В МАГНИТООДНООСНОЙ СРЕДЕ В УСЛОВИЯХ ОРИЕНТАЦИОННОГО ПЕРЕХОДА

В.И. Щеглов

Институт радиотехники и электроники РАН, Москва

[vshcheg@cplire.ru](mailto:vshcheg@cplire.ru)

Распространение электромагнитных волн в магнитоанизотропных средах издавна привлекает внимание [1]. Если в такой среде подмагничивающее поле превышает поле анизотропии, то вектор намагниченности ориентируется вблизи направления поля. В обратном случае, когда подмагничивание меньше поля анизотропии, происходит ориентационный переход, причем характер магнитной восприимчивости среды меняется, появляется мягкая мода, частота которой в точке перехода стремится к нулю [2-4]. Настоящая работа посвящена исследованию закона дисперсии электромагнитной волны в таких условиях.

Геометрия задачи иллюстрируется рис.1, где показана ориентации оси магнитной анизотропии (ОМА), вектора постоянного поля  $\vec{H}_0$ , волнового вектора волны  $\vec{k}$  и вектора намагниченности  $\vec{M}$  в двух системах координат:  $Oxyz$ , связанной с постоянным полем и  $Ox'y'z'$ , связанной с равновесной намагниченностью (а), а также ориентация переменных электрического и магнитного полей волны  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  в тех же системах (б).

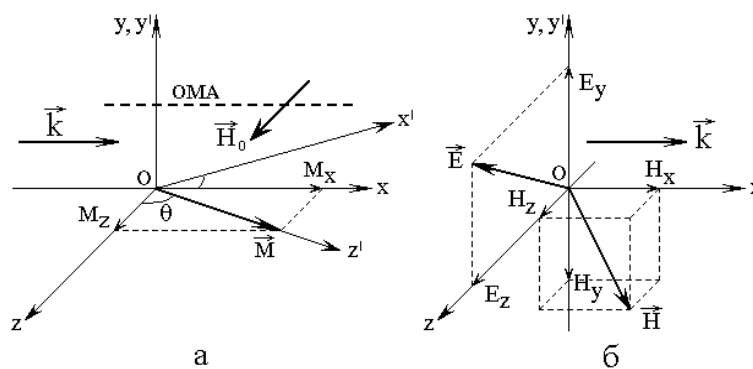


Рис.1. Общая геометрия задачи.

Для рассмотрения распространения волны в среде сначала надо найти тензор восприимчивости среды. Эта задача решается в два этапа:

1) получение уравнений движения намагниченности для вынужденных колебаний в системе, связанной с равновесной намагниченностью  $Ox'y'z'$ , линеаризация уравнений и нахождение в ней тензора восприимчивости;

2) переход к системе координат  $Oxyz$ , связанной с постоянным полем, преобразование тензора восприимчивости к этой системе.

Полагая ОМА вдоль оси  $Ox$ , а также:  $\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{h}$ , где переменная составляющая  $h \ll H_0$ , в системе  $Ox'y'z'$  получаем плотность энергии:

$$W = -\frac{K}{M_0^2} \cdot \cos^2 \theta \cdot M_{x'}^2 - \frac{K}{M_0^2} \cdot \sin^2 \theta \cdot M_{z'}^2 - \frac{2K}{M_0^2} \cdot \sin \theta \cos \theta \cdot M_{x'} M_{z'} + (H_0 \sin \theta - h_{x'}) \cdot M_{x'} - h_{y'} \cdot M_{y'} + (-H_0 \cos \theta - h_{z'}) \cdot M_{z'}, \quad (1)$$

где  $K$  - константа анизотропии,  $M_0$  - намагниченность насыщения, угол  $\theta$  соответствует равновесному положению вектора намагниченности:

$$\theta = \arccos(H_0/H_A), \quad H_A - \text{поле анизотропии } H_A = 2K/M_0.$$

Находя из (1) эффективные поля, записываем уравнения движения вектора намагниченности в системе  $Ox'y'z'$ , откуда после линеаризации получаем систему двух уравнений для компонент  $m_{x'}$  и  $m_{y'}$ :

$$\dot{m}_{x'} = \gamma \cdot (2A_2 M_0 + A_3) \cdot m_{y'} + \gamma M_0 \cdot h_{y'}, \quad (2)$$

$$\dot{m}_{y'} = -\gamma \cdot [2(A_2 - A_1) \cdot M_0 + A_3] \cdot m_{x'} - \gamma M_0 \cdot h_{x'}. \quad (3)$$

где:

$$A_1 = -\frac{H_0^2}{2M_0 H_A}, \quad A_2 = -\frac{H_A^2 - H_0^2}{2M_0 H_A}, \quad A_3 = -\frac{H_0^2}{H_A}. \quad (4)$$

При временной зависимости  $\exp(i\omega t)$ , преобразуем систему (2)-(3) к виду:

$$\vec{m}' = \vec{\chi}' \cdot \vec{h}', \quad (5)$$

где  $\vec{\chi}'$  - искомый тензор магнитной восприимчивости в системе  $Ox'y'z'$ .

Переводим полученный тензор в систему  $Oxyz$  с помощью соотношения:

$$\vec{\chi} = \vec{a} \cdot \vec{\chi}' \cdot \vec{a}^{-1}, \quad (6)$$

где  $\vec{a}$  и  $\vec{a}^{-1}$  - матрицы перехода между системами  $Oxyz$  и  $Ox'y'z'$  [4].

Полученный тензор восприимчивости  $\vec{\chi}$  позволяет найти тензор магнитной проницаемости среды  $\vec{\mu}$ , компоненты которого имеют вид:

$$\mu_{xx} = 1 + \frac{4\pi\gamma^2 M_0 H_0^2}{H_A [\gamma^2 (H_A^2 - H_0^2) - \omega^2]}, \quad (7)$$

$$\mu_{xy} = \frac{i \cdot 4 \pi \omega \gamma M_0 H_0}{H_A [\gamma^2 (H_A^2 - H_0^2) - \omega^2]}, \quad (8)$$

$$\mu_{xz} = - \frac{4 \pi \gamma^2 M_0 H_0 \sqrt{H_A^2 - H_0^2}}{H_A [\gamma^2 (H_A^2 - H_0^2) - \omega^2]}, \quad (9)$$

$$\mu_{yy} = 1 + \frac{4 \pi \gamma^2 M_0 (H_A^2 - H_0^2)}{H_A [\gamma^2 (H_A^2 - H_0^2) - \omega^2]}, \quad (10)$$

$$\mu_{yz} = \frac{i \cdot 4 \pi \omega \gamma M_0 \sqrt{H_A^2 - H_0^2}}{H_A [\gamma^2 (H_A^2 - H_0^2) - \omega^2]}, \quad (11)$$

$$\mu_{zz} = 1 + \frac{4 \pi \gamma^2 M_0 (H_A^2 - H_0^2)}{H_A [\gamma^2 (H_A^2 - H_0^2) - \omega^2]}. \quad (12)$$

Записывая уравнения электродинамики для волны с волновым вектором вдоль  $Ox$ , получаем систему уравнений для амплитуд полей волны  $H_{x,y,z}$  и  $E_{x,y,z}$ . Исключая из нее амплитуды электрического поля и вводя обозначение:  $k_n = k_x/k_0$ , где:  $k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ , получаем систему уравнений относительно  $H_x, H_y, H_z$ :

$$\mu_{xx} H_x + \mu_{xy} H_y + \mu_{xz} H_z = 0, \quad (13)$$

$$-\varepsilon \mu_{xy} H_x + (\varepsilon \mu_{yy} - k_n^2) H_y + \varepsilon \mu_{yz} H_z = 0, \quad (14)$$

$$\varepsilon \mu_{xz} H_x - \varepsilon \mu_{yz} H_y + (\varepsilon \mu_{zz} - k_n^2) H_z = 0. \quad (15)$$

Равенство нулю детерминанта этой системы дает дисперсионное соотношение:

$$\begin{aligned} & \mu_{xx} k_n^4 - \varepsilon [\mu_{xx} (\mu_{yy} + \mu_{zz}) + \mu_{xy}^2 - \mu_{xz}^2] k_n^2 + \\ & + \varepsilon^2 [\mu_{xx} (\mu_{yy} \mu_{zz} + \mu_{yz}^2) + 2 \mu_{xy} \mu_{xz} \mu_{yz} + \mu_{xy}^2 \mu_{zz} - \mu_{xz}^2 \mu_{yy}] = 0. \end{aligned} \quad (16)$$

При заданном электрическом поле  $E_z$  находим амплитуды полей волн:

$$E_x = 0, \quad (17)$$

$$E_y = \frac{\varepsilon \mu_{xx} \mu_{yy} + \varepsilon \mu_{xy}^2 - \mu_{xx} k_n^2}{\varepsilon (\mu_{xx} \mu_{yz} + \mu_{xy} \mu_{xz})} \cdot E_z, \quad (18)$$

$$H_x = \frac{\varepsilon}{\mu_0 k_n} \cdot \frac{\varepsilon \mu_{xy} \mu_{yz} - \varepsilon \mu_{xz} \mu_{yy} + \mu_{xz} k_n^2}{\varepsilon (\mu_{xx} \mu_{yz} + \mu_{xy} \mu_{xz})} \cdot E_z, \quad (19)$$

$$H_y = - \frac{\varepsilon}{\mu_0 k_n} \cdot E_z, \quad (20)$$

$$H_z = \frac{\varepsilon}{\mu_0 k_n} \cdot \frac{\varepsilon \mu_{xx} \mu_{yy} + \varepsilon \mu_{xy}^2 - \mu_{xx} k_n^2}{\varepsilon (\mu_{xx} \mu_{yz} + \mu_{xy} \mu_{xz})} \cdot E_z. \quad (21)$$

Из (17)-(21) видно, что электрическое поле волны перпендикулярно волновому вектору, однако магнитное поле имеет три компоненты  $H_x$ ,  $H_y$  и  $H_z$ , то есть волна по магнитному полю является частично продольной.

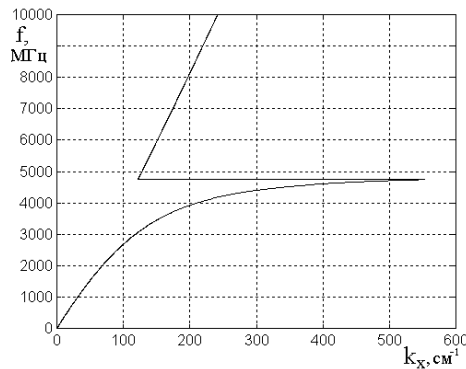


Рис.2. Закон дисперсии.

Дисперсионное соотношение (16) представляет собой биквадратное уравнение относительно  $k_n$ . Закон дисперсии, описываемый (16), показан на рис.2 (при  $H_0 = 437,5$  Э,  $I_A = 1750$  Э,  $M_0 = 140$  Гс). Условие расходимости  $\vec{\mu}: f = \gamma H_A$ , соответствует частоте 4900 МГц. Из рисунка видно, что по мере увеличения частоты до этого значения волновое число стремится к бесконечности, а выше – соответствует линейному закону дисперсии в немагнитной среде. Такое поведение связано с тем, что ниже критического значения частоты поляризация магнитного поля волны является правой и волна со средой взаимодействует сильно, а выше – левой и взаимодействие поля волны со средой отсутствует.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А.Г.Гуревич, Г.А.Мелков “Магнитные колебания и волны” М.: Физматлит. 1994.

2. К.П.Белов, А.К.Звездин, А.М.Кадомцева, Р.З.Левитин  
“Ориентацион-ные переходы в редкоземельных магнетиках” М.: Наука,  
1979.
3. А.В.Вашковский, Э.Г.Локк, В.И.Щеглов // ЖЭТФ. 1997. Т.111. №3.  
С.1016.
4. В.И.Зубков, В.И.Щеглов // РЭ. 2010. Т.55. №4. С.488.

## МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ КОМПОЗИЦИОННОЙ СРЕДЫ, СОСТОЯЩЕЙ ИЗ АНИЗОТРОПНЫХ ФЕРРИТОВЫХ ЧАСТИЦ

В.И. Зубков, В.И. Щеглов

Институт радиотехники и электроники РАН, Москва

[vshcheg@cplire.ru](mailto:vshcheg@cplire.ru)

В связи с развитием работ по электродинамике композиционных сред в диапазоне СВЧ [1,2] представляет интерес рассмотрение среды, состоящей из решетки магнитных частиц, вкрапленных в немагнитную матрицу. В работах [3,4] была рассчитана динамическая восприимчивость среды, состоящей из произвольно ориентированных анизотропных ферритовых сферических частиц. В отсутствие внешнего поля вектор намагниченности в каждой сфере направлен вдоль собственной оси анизотропии. В поле отдельные векторы намагниченности поворачиваются к его направлению и восприимчивость среды меняется. Были получены частотные зависимости восприимчивости без ограничений на ориентацию осей анизотропии частиц путем усреднения по всем возможным направлениям. В рамках такой модели рабочая частота и ширина перекрываемого диапазона зависят друг от друга, что сужает возможности технического применения, поэтому настоящая работа посвящена формированию заданных свойств среды путем частичного упорядочения ориентации осей анизотропии.

Геометрия задачи – та же, что в работах [3,4]. Тензор восприимчивости определяется в декартовой системе координат  $Ox_1x_2x_3$ , ось  $Oz$  которой совпадает с направлением постоянного поля. Ориентация осей анизотропии частиц задается углами  $\theta_a$  и  $\varphi_a$  в сферической системе координат. Как вспомогательная, вводится декартова система координат, связанная с равновесной намагниченностью, задаваемой углами  $\theta_m$  и  $\varphi_m$ .

Началом расчета является определение равновесного положения вектора намагниченности в отдельной частице. В системе координат, связанной с равновесной намагниченностью, находится тензор восприимчивости, который затем преобразуется в систему, связанную с внешним полем.

При равномерном распределении ориентаций осей анизотропии по углу  $\varphi_a$  компоненты тензора восприимчивости отдельной частицы имеют вид:

$$\chi_{xx} = \chi_{yy} = \frac{(\Omega_1 + i\Omega\alpha)\cos^2\theta_m + (\Omega_2 + i\Omega\alpha)}{4[\Omega_1\Omega_2 - (1+\alpha^2)\Omega^2 + i\alpha\Omega(\Omega_1 + \Omega_2)]}; \quad (1)$$

$$\chi_{xy} = -\chi_{yx} = \frac{i\Omega \cos \theta_m}{4\pi[\Omega_1\Omega_2 - (1+\alpha^2)\Omega^2 + i\alpha\Omega(\Omega_1 + \Omega_2)]}; \quad (2)$$

$$\chi_{xz} = \chi_{yz} = \chi_{zx} = \chi_{zy} = 0; \quad (3)$$

$$\chi_{zz} = \frac{(\Omega_1 + i\Omega\alpha) \sin^2 \theta_m}{4\pi[\Omega_1\Omega_2 - (1+\alpha^2)\Omega^2 + i\alpha\Omega(\Omega_1 + \Omega_2)]}. \quad (4)$$

В этом случае свойства симметрии тензора восприимчивости совпадают с таковыми для однородной изотропной среды [5]. Для усреднения используется процедура, предложенная в работе [4]:

$$\chi_{ik} = \frac{2}{3\pi} \left( \frac{r}{d} \right)^3 \cdot \left( \sum_{m=0}^{n_{max}} \left( \sum_{n=0}^{m_{nmax}} \chi_{ik}^{(n,m)} \right) \right) \cdot \left( \sum_{n=0}^{n_{max}} \frac{\sin(n \cdot \theta_0)}{\theta_0} \right)^{-1}, \quad (5)$$

где:  $r$  - радиус ферритовой сферы,  $d$  - расстояние между соседними узлами решетки,  $n$  и  $m$  - угловые номера положений оси анизотропии,  $n_{max} = \pi/2\theta_0$ ,  $m_{nmax} = 2\pi \sin(n \cdot \theta_0)/\theta_0$ ,  $\theta_0$  - шаг усреднения по углу.

Рассмотрим теперь такую среду, в которой ориентация осей анизотропии частиц близка к выделенному направлению. Геометрия структуры показана на рис.1. Сферические частицы расположены в узлах решетки. Линиями внутри них показано расположение осей анизотропии. Рис.1а соответствует произвольной ориентации осей, рис.1б - частично упорядоченной вдоль вертикали по рисунку. Ниже показаны схемы ориентации осей магнитной анизотропии (ОМА) различных частиц для тех же случаев.

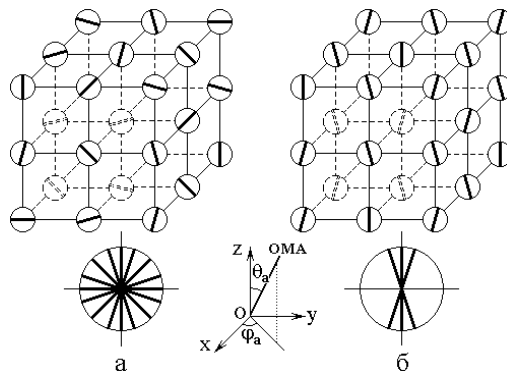


Рис.1. Геометрия структуры композиционной среды. а – произвольная и б – частично упорядоченная ориентация осей анизотропии.

В этом случае надо учитывать оба угла  $\theta_a$  и  $\varphi_a$ , в результате чего, например, компоненты восприимчивости  $\chi_{xx}$  и  $\chi_{xz}$  принимают вид [4]:



$$\chi_{xx} = \frac{(\Omega_1 + i\Omega\alpha)\cos^2\varphi_a \cos^2\theta_m + (\Omega_2 + i\Omega\alpha)\sin^2\varphi_a}{4\pi[\Omega_1\Omega_2 - (1+\alpha^2)\Omega^2 + i\alpha\Omega(\Omega_1 + \Omega_2)]}; \quad (6)$$

$$\chi_{xz} = \frac{-(\Omega_1 + i\Omega\alpha)\cos\varphi_a \sin\theta_m \cos\theta_m - i\Omega \sin\varphi_a \sin\theta_m}{4\pi[\Omega_1\Omega_2 - (1+\alpha^2)\Omega^2 + i\alpha\Omega(\Omega_1 + \Omega_2)]}. \quad (7)$$

Рассмотрим свойства восприимчивости при упорядочении по углу  $\theta_a$  в отсутствие упорядочения по  $\varphi_a$ . Частотные зависимости действительной  $\chi'_{xx}$  и мнимой  $\chi''_{xx}$  частей  $\chi_{xx}$  при различной степени упорядочения  $\theta_a$  иллюстрируется рис.2. Кривые  $1', 1''$  соответствуют неупорядоченному состоянию, кривые  $2', 2''$  – частичному и  $3', 3''$  – полному упорядочению.

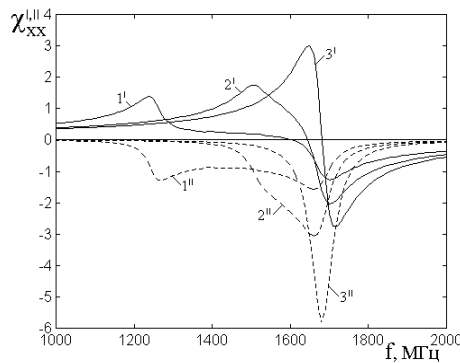


Рис.2. Зависимости действительной  $\chi'_{xx}$  и мнимой  $\chi''_{xx}$  частей  $\chi_{xx}$  от частоты при: 1 -  $0 \leq \theta_a \leq 90^\circ$ ; 2 -  $0 \leq \theta_a \leq 45^\circ$ ; 3 -  $\theta_a = 0$ .

Рис.2 построен при  $M_0 = 140$  Гс,  $H_a = 100$  Э;  $\gamma = 2,8$  МГц Э<sup>-1</sup>;  $\alpha = 0,02$ ;  $H_0 = 500$  Э. Частоты резонансов при ориентации оси анизотропии вдоль и поперек постоянного поля, равны:  $f_1 = 1252$  МГц;  $f_2 = 1680$  МГц. Ширина резонансной линии одной частицы составляет  $\Delta f = 80 \div 100$  МГц.

Из рисунка видно, что в неупорядоченном состоянии ( $1', 1''$ ) граничные выбросы обеих компонент зависимости  $\chi_{xx}(f)$  приходятся на предельные частоты резонансов  $f_1$  и  $f_2$ . По мере увеличения упорядочения ( $2', 2''$ ) частота нижнего выброса повышается, а верхнего остается близкой к  $f_2$ . В полностью упорядоченном состоянии ( $3', 3''$ ) частоты обоих выбросов приближаются к  $f_2$ , отличаясь на ширину линии резонанса  $\Delta f$ .

Зависимости для упорядочения по  $\varphi_a$  показаны на рис.4, из которого видно, что границы частотного интервала, где  $\chi_{xz}$  отличается от нуля, от степени упорядочения по  $\varphi_a$  не зависят. При этом  $\chi'_{xz}$  принимает

максимальные значения  $\pm 0,080$  вблизи краев интервала при максимальном упорядочении ( $1'$ ). По мере уменьшения упорядочения максимальные значения  $\chi'_{xz}$  уменьшаются ( $2' - 4'$ ), а при разупорядочении  $\chi'_{xz} = 0$  ( $5'$ ). Мнимая компонента  $\chi''_{xz}$  ведет себя подобным образом.

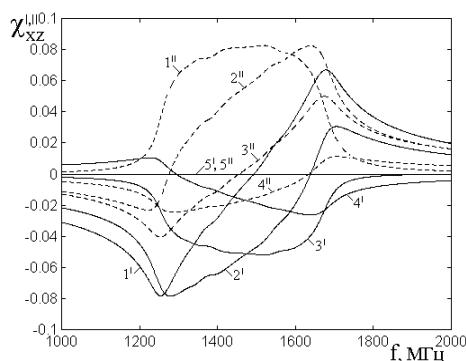


Рис.4. Зависимости  $\chi'_{xz}$  и  $\chi''_{xz}$  от частоты при: 1 -  $\varphi_a = 0$ ; 2 -  $0 \leq \varphi_a \leq 90^\circ$ ; 3 -  $0 \leq \varphi_a \leq 180^\circ$ ; 4 -  $0 \leq \varphi_a \leq 270^\circ$ ; 5 -  $0 \leq \varphi_a \leq 360^\circ$ .

Из проведенного рассмотрения видно, что частичное упорядочение ориентации осей анизотропии отдельных частиц обеспечивает возможность независимого формирования заданных параметров композиционной среды, таких как рабочая частота и перекрываемый частотный интервал. Так изменение величины интервала упорядочения ориентации частиц по полярному углу позволяет менять диапазон частот без изменения верхней рабочей частоты, а изменение углового положения интервала упорядочения по полярному углу позволяет менять рабочую частоту без изменения ширины интервала перекрываемых частот. Изменение упорядочения ориентации частиц по азимутальному углу приводит к появлению дополнительных компонент тензора восприимчивости, что может представлять интерес для расширения функциональных возможностей СВЧ устройств.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.П.Виноградов “Электродинамика композитных материалов” М.: УРСС. 2001.
2. J.V. Pendry, A.J. Holden, W.J. Stewart, I.Youngs // Phys. Rev. Lett. 1996. V.76. №25. P.4773.
3. И.Е.Дикштейн, В.И.Щеглов // XVII межд.шк.-сем. “Новые магнитные материалы микроэлектроники” (НМММ-2000). Москва: МГУ. 2000. С.21.
4. В.И.Зубков, В.И.Щеглов // РЭ. 2010. Т.55. №4. С.488.

5. А.Г.Гуревич, Г.А.Мелков “Магнитные колебания и волны” М.: Физматлит. 1994.

## ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В ПРОСТРАНСТВЕННО-ПЕРИОДИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В.И. Зубков, В.И. Щеглов

Институт радиотехники и электроники РАН, Москва

[vshcheg@cplire.ru](mailto:vshcheg@cplire.ru)

Поверхностные магнитоэлектрические волны (ПМСВ) в ферритовых пленках железоиттриевого граната (ЖИГ) используются для аналоговой обработки информации в диапазоне СВЧ [1]. Намагничивание пленок неоднородным полем значительно расширяет возможности устройств, придавая им новые функции, одной из которых является преобразование ПМСВ в электромагнитные волны (ЭМВ) [2], что может служить основой создания эффективных излучателей СВЧ диапазона. В работе [3] измерена диаграмма направленности такого излучения, а в работах [4,5] предложена модель, позволяющая рассчитать эту диаграмму на основе концепции ускоренного движения магнитных зарядов. Во всех описанных случаях пленка намагничивается линейно возрастающим полем, то есть условия, необходимые для излучения, выполняются только в одной пространственно ограниченной области пленки. В настоящей работе рассмотрено намагничивание пленки полем, периодическим в пространстве, создающим необходимые для излучения условия в нескольких пространственно разнесенных областях пленки.

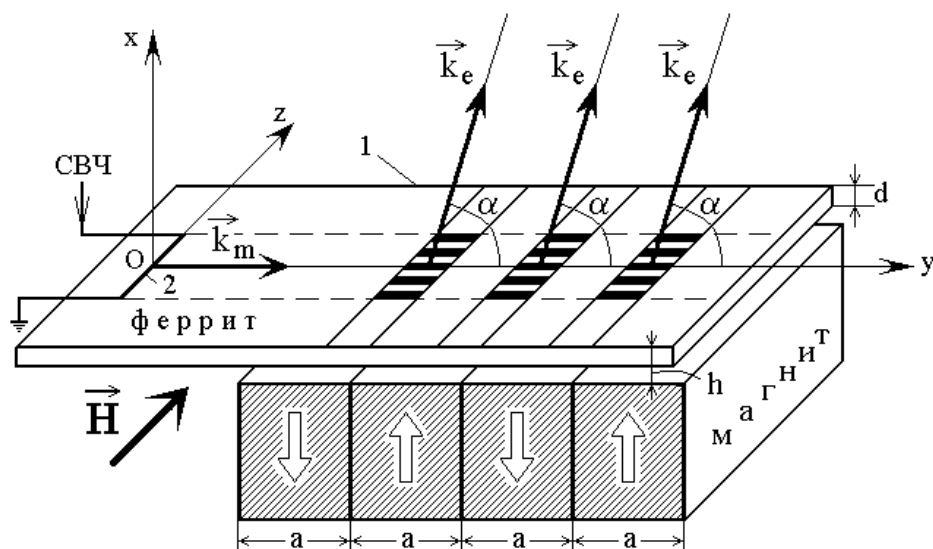


Рис.1. Общая геометрия задачи.

Общая геометрия задачи показана на рис.1. Ферритовая пленка 1 толщиной  $d$  намагничена в плоскости постоянным однородным полем  $\vec{H}$ . Плоскость  $Oyz$  декартовой системы координат совпадает с плоскостью

ферритовой пленки, ось  $Oz$  параллельна направлению постоянного поля  $\vec{H}$ , ось  $Oy$  ему перпендикулярна. Пленка дополнительно подмагничена магнитной системой из периодически расположенных постоянных магнитов толщиной  $a$ , широкие грани которых перпендикулярны плоскости пленки, а узкие торцевые грани, параллельны ей. Эта система отстоит от плоскости пленки на расстояние  $h$  (где  $h \gg d$ ). Полюса магнитов расположены в чередующемся порядке, в результате чего в плоскости пленки образуется периодическое поле, параллельное оси  $Oy$ . На поверхности пленки располагается антенна 2, возбуждающая ПМСВ с волновым вектором  $\vec{k}_m$ . В процессе распространения длина ПМСВ меняется в соответствии с периодом магнитной системы, увеличиваясь в областях, соответствующих максимальному значению суммарного поля. При этом, если длина волны ПМСВ приближается к длине ЭМВ в свободном пространстве, то из ферритовой пленки происходит излучение ЭМВ с волновым вектором  $\vec{k}_e$  под углом  $\alpha$  к плоскости пленки [5]. Благодаря периодичности поля излучение ЭМВ происходит из нескольких областей излучения. Суммарная диаграмма направленности формируется за счет интерференционного сложения диаграмм, образуемых каждой областью излучения в отдельности.

Так как протяженность областей излучения значительно меньше расстояния между ними, то можно считать области излучения точечными источниками, периодически расположенными на поверхности ферритовой пленки. Расчет, аналогичный проведенному в работе [5], с учетом интерференции ЭМВ, излучаемых отдельными источниками, показывает, что для  $N$  источников амплитуда суммарной ЭМВ в направлении, определяемом углом  $\alpha$ , имеет вид:

$$A = \sqrt{\sum_{n,p=1}^N A_{n0} A_{p0} \cos[a(n-p) \cdot (k_m - k_e \cos \alpha)]}, \quad (1)$$

где  $A_{n0}$ ,  $A_{p0}$  - амплитуды волн, излучаемых отдельными источниками.

Учтем далее, что по ходу распространения амплитуда ПМСВ спадает за счет двух механизмов: естественного затухания и излучения части энергии в пространство. Для описания первого механизма предположим, что при распространении между источниками амплитуда ПМСВ спадает по экспоненте с показателем  $\beta > 0$ , то есть:

$$B(y) = B_0 \cdot e^{-\beta y}, \quad (2)$$

где  $B_0$  - амплитуда излучения одного источника в начале распространения ПМСВ. Для второго механизма введем «коэффициент излучения»  $\eta$ :

$$A_n = B_n \cdot \eta, \quad (3)$$

где  $B_n$  - амплитуда ПМСВ на подходе к области излучения с номером  $n$ . Полагая  $\eta$  постоянным, получаем амплитуду излучаемой ЭМВ в виде:

$$A = B_0 \eta \sqrt{\sum_{n,p=1}^N (1-\eta)^{n+p-2} \cdot e^{-(n+p)\beta a} \cos[a(n-p) \cdot (k_m - k_e \cos \alpha)]}. \quad (4)$$

С использованием введенной в работе [5] модели ускоренного движения магнитных зарядов, нормируя на начальную амплитуду волны, получаем диаграмму направленности излучения из периодической структуры в виде:

$$A_N = \frac{\eta \cdot |\sin \alpha| \cdot \sqrt{\sum_{n,p=1}^N (1-\eta)^{n+p-2} \cdot e^{-(n+p)\beta a} \cos[a(n-p) \cdot (k_m - k_e \cos \alpha)]}}{(1 - v \cos \alpha / c)^2} \quad (5)$$

где  $v$  – фазовая скорость ПМСВ,  $c$  – скорость света. Из (5) видно, что увеличение затухания волны  $\beta$  приводит к уменьшению амплитуды излучения. Зависимость  $A_N$  от коэффициента  $\eta$  имеет максимум между нулем и единицей. При увеличении числа источников диаграмма направленности расщепляется на отдельные лепестки.

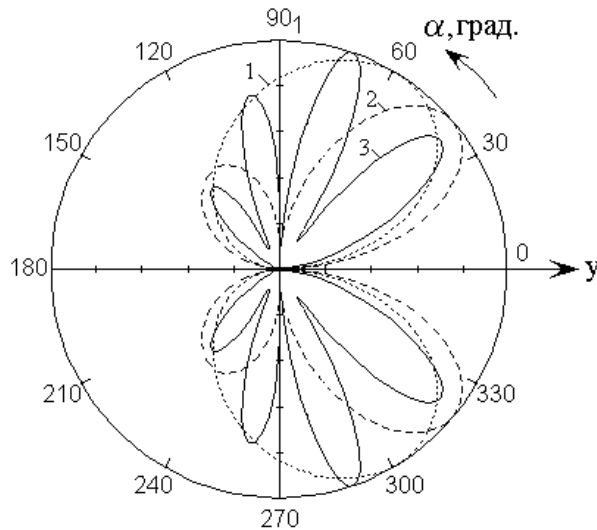


Рис.2. Диаграммы направленности излучения одного и двух источников.

В качестве иллюстрации рассмотрим диаграммы направленности излучения, показанные на рис.2. Кривая 1 соответствует одному источнику, кривая 2 – двум источникам при  $a = 1$  см, кривая 3 - двум источникам при  $a = 5$  см. Кривые построены при:  $v/c = 0,3$ ;  $F = 12110$

МГц;  $H_{0z} = 3500,0$  Э;  $k_e = 2,5363$  см<sup>-1</sup>;  $k_m = 9,6000$  см<sup>-1</sup>;  $\beta = 0$ ; для кривой 1 -  $\eta = 1$ , для кривых 2 и 3 -  $\eta = 0,2$ ; параметры ферритовой пленки –  $4\pi M_0 = 1750$  Гс,  $d = 15$  мкм. Для приведения максимального значения амплитуды к единице введены нормировочные коэффициенты: для кривой 1 – 0,8333, для кривой 2 – 3,3003, для кривой 3 - 0,416.

Из рисунка видно, что все диаграммы симметричны относительно оси  $Oy$ . Часть диаграммы направленности в верхней полуплоскости в случае одного источника (1) представляет собой один лепесток, ширина которого по уровню 0,5 составляет около  $90^\circ$ . Максимум этого лепестка наклонен вперед по ходу волны на  $58^\circ$ . В случае двух источников при малом расстоянии между ними (2) этот лепесток расщепляется на два шириной  $28^\circ$  и  $15^\circ$ , из которых первый лепесток наклонен вперед по ходу волны на  $43^\circ$ , а второй - назад под углом  $120^\circ$  к оси  $Oy$ , причем амплитуда его составляет 0,48 от амплитуды первого. При большом расстоянии между двумя источниками (3) верхняя часть диаграммы расщепляется на четыре лепестка, имеющие ширину  $12^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $8^\circ$  и  $6^\circ$ , составляющие с осью  $Oy$  углы  $37^\circ$ ,  $72^\circ$ ,  $100^\circ$ ,  $129^\circ$ , и имеющие амплитуды 0,83, 1,00, 0,76 и 0,40.

Таким образом, увеличение расстояния между источниками приводит к расщеплению широкой однолепестковой диаграммы на несколько более узких лепестков, причем при любой степени расщепления эти лепестки как по ориентации, так и по амплитуде остаются в пределах единого широкого первичного лепестка от одного источника.

Дополнительное исследование показало, что увеличение волнового числа в феррите примерно в два раза (с  $9,6$  см<sup>-1</sup>, до  $19,2$  см<sup>-1</sup>) приводит к расширению диаграммы направленности также приблизительно в два раза (для кривой типа 2 - с  $22^\circ$  до  $46^\circ$ ). Отметим, что для такого изменения волнового числа с соответствующим изменением ширины диаграммы направленности достаточно изменить поле с  $3500,0$  Э до  $3504,4$  Э, то есть всего на  $4,4$  Э, что составляет 0,13% от основной величины. К такому же изменению диаграммы приводит изменение частоты с  $12110$  МГц до  $12117$  МГц, то есть всего на  $7$  МГц, что составляет 0,058%. Такие числа ярко показывают возможность изменения ширины лепестка диаграммы направленности более чем в два раза путем изменения постоянного поля или частоты на сотые доли процента от основной величины.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Adam J.D., Davis L.E., Dionne G.F., Schloemann E.F., Stitzer S.N. // IEEE Trans. on MTT. 2002. V.50. №3. P.721.
2. А.В.Вашковский, В.И.Зубков, Э.Г.Локк, В.И.Щеглов. // РЭ. 1993. Т.38. №5. С.818.

3. А.В.Вашковский, Э.Г.Локк // РЭ. 1995. Т.40. №7. С.1030.
4. В.И.Зубков, В.И.Щеглов // Письма в ЖТФ. 2000. Т.26. №13. С.106.
5. В.И.Зубков, В.И.Щеглов // РЭ. 2001. Т.46. №4. С.433.