Авторы выражают благодарность члену-корреспонденту НАН Беларуси Ф. Ф. Комарову за полезные обсуждения полученных результатов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Stolterfoht N., Bremer J.-H., Hoffmann V., Hellhammer R., Fink D., Petrov A., Sulik B. Transmission of 3 keV Ne7+ Ions through Nanocapillaries Etched in Polymer Foils: Evidence for Capillary Guiding // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 88. P. 133201.

2. Nebiki T., Yamamoto T., Narusawa T., Breese M. B. H., Teo E. J., Watt F. Focusing of MeV ion beams by means of tapered glass capillary optics // J. Vac. Sci. Technol. 2003. Sept./oct. A 21(5). P. 1671.

3. Комаров Ф. Ф., Камышан А. С., Лагутин А. Е. Угловые распределения протонов с энергией 240 кэВ, прошедших диэлектрические капилляры // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. № 5. С. 680–682.

4. Hasegawa J., Jaiyen S., Pollee C., Oguri Y. Development of a micro-PIXE system using tapered glass capillary optics // Nucl. Instr. and Meth. B. 2011. doi: 10.1016/ j.nimb. 2011.04.073.

5. Урбанович А. И. Температурные поля, возникающие в диэлектрических капиллярах при транспортировке ионных пучков // Вестн. БГУ. Сер. 1. 2012. № 2. С. 37–39.

Поступила в редакцию 24.04.13.

Александр Иосифович Урбанович – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры математического моделирования и управления.

Наталья Сергеевна Шлапакова – студентка 5-го курса физического факультета.

УДК 621.396.67

В. И. ДЕМИДЧИК

ИЗЛУЧЕНИЕ ПРОИЗВОЛЬНОЙ СИСТЕМЫ ИСТОЧНИКОВ В КИРАЛЬНОЙ СРЕДЕ

В известной литературе проблема излучения электромагнитных волн в киральной среде освещена слабо. В основном рассматриваются лишь вопросы излучения расположенных в киральной среде элементарных источников и прямолинейных вибраторных антенн.

Целью данной работы является рассмотрение особенностей излучения произвольной системы источников, расположенных в биизотропной киральной среде.

Если в безграничной киральной среде находятся источники тока с объемной плотностью $\vec{j}$, то из уравнений Максвелла можно получить несвязанные неоднородные дифференциальные уравнения второго порядка для векторов напряженности электрического поля волн правой и левой круговой поляризации. Для решения полученных уравнений вводятся электродинамические потенциалы, которые можно представить через функцию Грина свободного пространства.

В итоге в случае известного амплитудно-фазового распределения токов системы источников получены соотношения, которые позволяют рассчитать поле излучения.

При решении задач антенной техники практический интерес представляет поле, создаваемое антенной в дальней зоне, когда расстояние от источника до точки приема много больше длины волны электромагнитного поля.

На основании общих соотношений для поля излучения системы источников в рамках известных приближений дальней зоны получены выражения для полей правой и левой круговой поляризации, анализ которых показывает, что векторы поля не имеют составляющих вдоль направления распространения.

Проведен также расчет поля излучения элементарного электрического вибратора (диполя). Установлено, что направленные свойства элементарного электрического вибратора в киральной и некиральной средах одинаковы. Поскольку амплитуды и фазовые скорости волн правой и левой поляризации различны, суммарное поле – поле эллиптической поляризации и эллипс поляризации в процессе распространения волны поворачивается. При малых значениях параметра киральности поле излучения обладает поляризацией, близкой к линейной.

Ключевые слова: излучение; система источников; киральная среда; электродинамические потенциалы; функция Грина; дальняя зона; поляризация волн.

The problem of electromagnetic wave radiation in chiral medium is poorly covered in publications. In general, only the problems of radiation of elementary sources and rectilinear vibrator antennas, located in chiral media, are investigated.

The purpose of this paper is to consider the radiation peculiarities of the system of arbitrary sources, located in bi-isotropic chiral medium.

If sources of current with volumetric density $\vec{j}$ are located in infinite chiral medium, then from Maxwell equations it is possible to derive unbound heterogeneous differential equations of second order for the vectors of electric field for the waves of left and right circular polarization. To solve the obtained equations electromagnetic potentials are introduced, that can be represented by Green's function in free space.

As a result, the relations are obtained for the case of known phase-amplitude current distribution for the system of sources. These relations allow calculating the field of radiation.

When solving the tasks of antenna technics, the practical interest focuses on the field that is created by antenna in far-field region, when the distance between the source and receiving point is much bigger than the wavelength of electromagnetic field.

On the basis of common relations for the radiation field of the source system and within the frames of the known approximations for far-field region, the expressions are obtained for the fields of left and right circular polarization. Their analysis shows, that field vectors do not have the components along the direction of propagation.

The calculation of radiation field of an elementary electric vibrator (dipole) is carried out. It was ascertained, that directional properties of elementary electric vibrator in chiral and non-chiral media are identical. Since the amplitude and phase velocity of left-polarized and right-polarized waves are different, the summarized field is of elliptical polarization and the polarization ellipse rotates in the process of wave propagation. When the value of chiral parameter is small, the radiation field possesses polarization close to linear.

Key words: radiation; source system; chiral media; electromagnetic potentials; Green's function; far-field region; waves polarization.

Проблема излучения электромагнитных волн антеннами, расположенными в различных естественных и искусственных неоднородных средах, а также создание адекватных теоретических моделей расчета характеристик таких антенн остается одной из актуальных задач радиофизики. Особый интерес к исследованиям электромагнитных свойств киральных структур связан главным образом с возможностью их использования в СВЧ-технике. Явление кросс-поляризации в киральной среде дает возможность создания частотно- и поляризационно-селективных фильтров, преобразователей поляризации, частотно-селективных защитных экранов и т. д. Известно также, что киральность приводит к увеличению поглощения и уменьшению уровня прямого и обратного рассеяния электромагнитных волн по сравнению с некиральной средой. С этим свойством связывают перспективы создания малоотражающих и маскирующих покрытий в СВЧ-диапазоне. В литературе указывается на возможность использования киральных структур в качестве элементов интегральных схем, линзовых, рупорных и печатных антенн. При этом проблема излучения электромагнитных волн в киральной среде в известной литературе освещена слабо. В основном рассматриваются лишь вопросы излучения расположенных в киральной среде элементарных источников [1–2] и прямолинейных вибраторных антенн [3].

Целью данной работы является рассмотрение особенностей излучения произвольной системы источников, расположенных в биизотропной киральной среде.

Рассмотрим киральную среду, в которой имеют место закономерности, выражаемые следующими материальными уравнениями:

$$\vec{D} = \varepsilon_0\varepsilon\vec{E} - i\chi\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}\,\vec{H}, \tag{1}$$

$$\vec{B} = i\chi\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}\,\vec{E} + \mu_0\mu\vec{H}. \tag{2}$$

Известно, что электромагнитное поле в киральной среде, описываемой уравнениями (1), (2), определяется в виде суперпозиции полей [1]:

$$\vec{E} = \vec{E}_R + \vec{E}_L, \tag{3}$$

$$\vec{H} = i\eta^{-1}\left(\vec{E}_R - \vec{E}_L\right), \tag{4}$$

где характеристический импеданс среды $\eta = \eta_0\sqrt{\mu/\varepsilon}$, $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$; $\vec{E}_R$ – вектор напряженности электрического поля волны правой круговой поляризации; $\vec{E}_L$ – вектор напряженности электрического поля волны левой круговой поляризации.

Если в безграничной киральной среде, описываемой материальными уравнениями (1), (2), находятся источники тока с объемной плотностью $\vec{j}$, то, используя соотношения (3), (4) из уравнений Максвелла, можно получить несвязанные неоднородные дифференциальные уравнения второго порядка [2–3]:

$$\nabla^2\vec{E}_R + k_R^2\vec{E}_R = \frac{i\eta}{2}\left[\frac{\nabla\mathrm{div}\vec{j}}{k_R} + k_R\vec{j} + \mathrm{rot}\vec{j}\right],$$

$$\nabla^2\vec{E}_L + k_L^2\vec{E}_L = \frac{i\eta}{2}\left[\frac{\nabla\mathrm{div}\vec{j}}{k_L} + k_L\vec{j} - \mathrm{rot}\vec{j}\right].$$

Для решения полученных уравнений вводятся электродинамические потенциалы $\vec{A}_R$, $\vec{A}_L$ следующим образом:

$$\vec{E}_R = -\frac{i\eta}{2}\left[\frac{\nabla\mathrm{div}\vec{A}_R}{k_R} + k_R\vec{A}_R + \mathrm{rot}\vec{A}_R\right],$$

$$\vec{E}_L = -\frac{i\eta}{2}\left[\frac{\nabla\mathrm{div}\vec{A}_L}{k_L} + k_L\vec{A}_L - \mathrm{rot}\vec{A}_L\right].$$

Согласно [4] векторный потенциал можно представить через функцию Грина $G_{R,L}$:

$$\vec{A}_{R,L} = \int_V \vec{j}G_{R,L}dv, \quad G_{R,L} = e^{-ik_{R,L}}\Big/4\pi r, \quad k_{R,L} = k_0(\sqrt{\varepsilon\mu} \pm \chi), \quad k_0 = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0},$$

$$r = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2},$$

r – расстояние между точкой источника и точкой наблюдения.

И следовательно,

$$\vec{E}_R = -\frac{i\eta}{2}\left[\frac{\nabla\mathrm{div}\int_V \vec{j}G_R dv}{k_R} + k_R\int_V \vec{j}G_R dv + \mathrm{rot}\int_V \vec{j}G_R dv\right], \tag{5}$$

$$\vec{E}_L = -\frac{i\eta}{2}[\frac{\nabla \text{div} \int_V \vec{j} G_L dv}{k_L} + k_L \int_V \vec{j} G_L dv - \text{rot} \int_V \vec{j} G_L dv]. \quad (6)$$

Таким образом, в случае известного амплитудно-фазового распределения токов системы источников соотношения (5), (6) позволяют рассчитать поле излучения. При решении задач антенной техники практический интерес представляет поле, создаваемое антенной в дальней зоне, когда расстояние r от источника до точки приема много больше длины волны электромагнитного поля. В этом случае [5]

$$\nabla \text{div} \vec{j} G \approx -k^2 G(\vec{j}\vec{e}_r)\vec{e}_r, \quad \text{rot} \vec{j} G \approx ik[\vec{j} \times \vec{e}_r]G.$$

Соотношения (5), (6) примут вид

$$\vec{E}_R \approx -\frac{i\eta}{2}[\frac{-\int_V k_R^2 G_R (\vec{j}\vec{e}_r)\vec{e}_r dv}{k_R} + k_R \int_V \vec{j} G_R dv + i\int_V k_R [\vec{j} \times \vec{e}_r] G_R dv], \quad (7)$$

$$\vec{E}_L \approx -\frac{i\eta}{2}[\frac{-\int_V k_L^2 G_L (\vec{j}\vec{e}_r)\vec{e}_r dv}{k_L} + k_L \int_V \vec{j} G_L dv - i\int_V k_L [\vec{j} \times \vec{e}_r] G_L dv], \quad (8)$$

где $\vec{e}_r$ – единичный вектор, указывающий направление от точки источника до точки наблюдения.

Исходя из приближения дальней зоны $\frac{1}{r} \approx \frac{1}{r_0}$, $\vec{e}_r \approx \vec{e}_{r_0}$, где r_0 – расстояние от начала координат до точки наблюдения, а $\vec{e}_{r_0}$ – единичный вектор, указывающий направление от начала координат до точки наблюдения,

$$G = \frac{e^{-ikr}}{4\pi r} = \frac{e^{-ikr_0}}{4\pi r_0} e^{i\vec{k}\vec{r}},$$

$$\vec{k}\vec{r} = k(x' \sin\theta \cos\varphi + y' \sin\theta \sin\varphi + z' \cos\theta).$$

Тогда соотношения (7), (8) можно записать как

$$\vec{E}_R \approx -\frac{i\eta}{2}\frac{e^{-ik_R r_0}}{4\pi r_0}[\frac{-\int_V k_R^2 e^{i\vec{k}_R\vec{r}} (\vec{j}\vec{e}_{r_0})\vec{e}_{r_0} dv}{k_R} + k_R \int_V \vec{j} e^{i\vec{k}_R\vec{r}} dv + i\int_V k_R [\vec{j} \times \vec{e}_{r_0}] e^{i\vec{k}_R\vec{r}} dv], \quad (9)$$

$$\vec{E}_L \approx -\frac{i\eta}{2}\frac{e^{-ik_L r_0}}{4\pi r_0}[\frac{-\int_V k_R^2 e^{i\vec{k}_L\vec{r}} (\vec{j}\vec{e}_{r_0})\vec{e}_{r_0} dv}{k_L} + k_L \int_V \vec{j} e^{i\vec{k}_L\vec{r}} dv - i\int_V k_L [\vec{j} \times \vec{e}_{r_0}] e^{i\vec{k}_L\vec{r}} dv]. \quad (10)$$

Анализ выражений (9), (10) показывает, что векторы $\vec{E}_R$ и $\vec{E}_L$ не имеют составляющей вдоль направления распространения, следовательно, в сферической системе координат отличны от нуля только компоненты E_θ и E_φ:

$$E_{R\theta} = \vec{E}_R \vec{e}_\theta = -\frac{i\eta}{2}\frac{e^{-ik_R r_0}}{4\pi r_0}[k_R \int_V (\vec{j}\vec{e}_\theta) e^{i\vec{k}_R\vec{r}} dv + i\int_V k_R (\vec{j}\vec{e}_\varphi) e^{i\vec{k}_R\vec{r}} dv], \quad (11)$$

$$E_{R\varphi} = \vec{E}_R \vec{e}_\varphi = -\frac{i\eta}{2}\frac{e^{-ik_R r_0}}{4\pi r_0}[k_R \int_V (\vec{j}\vec{e}_\varphi) e^{i\vec{k}_R\vec{r}} dv - i\int_V k_R (\vec{j}\vec{e}_\theta) e^{i\vec{k}_R\vec{r}} dv], \quad (12)$$

$$E_{L\theta} = \vec{E}_L \vec{e}_\theta = -\frac{i\eta}{2}\frac{e^{-ik_L r_0}}{4\pi r_0}[k_L \int_V (\vec{j}\vec{e}_\theta) e^{i\vec{k}_L\vec{r}} dv - i\int_V k_L (\vec{j}\vec{e}_\varphi) e^{i\vec{k}_L\vec{r}} dv], \quad (13)$$

$$E_{L\varphi} = \vec{E}_L \vec{e}_\varphi = -\frac{i\eta}{2}\frac{e^{-ik_L r_0}}{4\pi r_0}[k_L \int_V (\vec{j}\vec{e}_\varphi) e^{i\vec{k}_L\vec{r}} dv + i\int_V k_L (\vec{j}\vec{e}_\theta) e^{i\vec{k}_L\vec{r}} dv], \quad (14)$$

где $\vec{e}_\theta$, $\vec{e}_\varphi$ – единичные векторы сферической системы координат. При этом очевидно, что получено решение в виде двух волн правой и левой круговой поляризации. Для некиральной среды соотношения (11) – (14) переходят в известные выражения для поля в дальней зоне [5].

Амплитуда напряженности суммарного поля

$$\left|\vec{E}\right| = \sqrt{\left|\vec{E}_R\right|^2 + \left|\vec{E}_L\right|^2}, \left|\vec{E}_R\right| = \sqrt{\left|E_{R\theta}\right|^2 + \left|E_{R\varphi}\right|^2}, \left|\vec{E}_L\right| = \sqrt{\left|E_{L\theta}\right|^2 + \left|E_{L\varphi}\right|^2}$$

позволяет определить характеристику направленности излучающей системы:

$$F(\theta,\varphi)=\frac{\sqrt{\left|\vec{E}_R\right|^2+\left|\vec{E}_L\right|^2}}{\left(\sqrt{\left|\vec{E}_R\right|^2+\left|\vec{E}_L\right|^2}\right)_{\max}}.$$

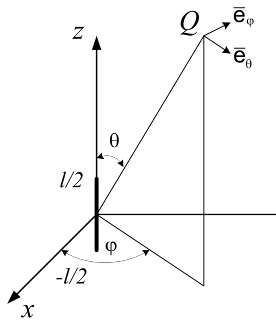
Расчет коэффициента эллиптичности P проводится по известным соотношениям [6]:

$$P=\sqrt{\frac{m^2\cos^2\gamma-m\cos\tau\sin 2\gamma+\sin^2\gamma}{m^2\sin^2\gamma+m\cos\tau\sin 2\gamma+\cos^2\gamma}},$$

$$\mathrm{tg}2\gamma=\frac{2m}{1-m^2}\cos\tau,\quad m=\frac{\left|E_\varphi\right|}{\left|E_\theta\right|},\ \tau=\arg E_\varphi-\arg E_\theta,$$

$$E_\theta=\vec{E}_R\vec{e}_\theta+\vec{E}_L\vec{e}_\theta,\ E_\varphi=\vec{E}_R\vec{e}_\varphi+\vec{E}_L\vec{e}_\varphi.$$

Рассмотрим в качестве примера *элементарный электрический вибратор* – прямолинейный отрезок проводника, по которому протекает электрический ток с длиной волны λ и комплексной амплитудой плотности тока $\vec{j}$, постоянной в пределах всей длины l проводника (рисунок).



Элементарный электрический вибратор

Длина проводника $l<<\lambda$ и $\vec{r}=z\vec{e}_z$. Плотность тока $\vec{j}$ существует только в пределах длины вибратора. Считаем, что площадь поперечного сечения Δs вибратора очень мала. Представим элемент объема dv как произведение Δsdz. Тогда $\vec{j}\Delta s=I\vec{e}_z$, где I – комплексная амплитуда стороннего тока вибратора. В точке наблюдения Q согласно рисунку $\vec{k}\vec{r}=kz\cos\theta=\frac{2\pi}{\lambda}z\cos\theta\simeq 0$, а $\vec{e}_z\vec{e}_\theta=-\sin\theta$. В итоге интеграл по объему V можно заменить интегралом по длине вибратора l: $\int\limits_V\vec{j}\vec{e}_\theta e^{i\vec{k}\vec{r}}dv\simeq Il\vec{e}_z\vec{e}_\theta=-Il\sin\theta.$

На основании сделанных допущений соотношения (11) – (14) можно представить в виде

$$E_{R\theta}=\frac{i\eta}{2}\frac{e^{-ik_Rr_0}}{4\pi r_0}k_RIl\sin\theta, \tag{15}$$

$$E_{R\varphi}=\frac{\eta}{2}\frac{e^{-ik_Rr_0}}{4\pi r_0}k_RIl\sin\theta, \tag{16}$$

$$E_{L\theta}=\frac{i\eta}{2}\frac{e^{-ik_Lr_0}}{4\pi r_0}k_LIl\sin\theta, \tag{17}$$

$$E_{L\varphi}=-\frac{\eta}{2}\frac{e^{-ik_Lr_0}}{4\pi r_0}k_LIl\sin\theta. \tag{18}$$

Из соотношений (15) – (18) видно, что зависимость амплитуды напряженности электрического поля элементарного электрического вибратора от угла наблюдения в киральной среде такая же, как и в некиральной. Поляризация же поля излучения вибратора в киральной среде – эллиптическая. Однако при малых значениях параметра киральности поле излучения обладает поляризацией, близкой к линейной.

В работе, таким образом, в рамках известных приближений дальней зоны получены выражения для вектора напряженности электрического поля произвольной системы источников в киральной среде. Показано, что поле излучения – поле эллиптической поляризации, векторы поля не имеют составляющих вдоль направления распространения. На основании полученных соотношений рассмотрено поле излучения элементарного электрического вибратора в киральной среде.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Шорохова Е. А. Излучение элементарных источников в киральной среде // Радиотехника и электроника. 2009. Т. 54. № 6. С. 680–688.
2. Фисанов В. В. Об излучении источников в изотропной киральной среде // Известия вузов. Физика. 2006. № 9. С. 87–90.
3. Iaggard D. L., Liu J. C., Grot A., Pellet P. Radiation and scattering from thin wires in chiral media // IEEE trans. on antennas and propagation. 1992. Vol. 40. № 11. P. 1275–1281.
4. Марков Г. Т., Чаплин А. Ф. Возбуждение электромагнитных волн. М.; Л., 1967. С. 106.
5. Семенов А. А. Теория электромагнитных волн. М., 1968. С. 62.
6. Юрцев О. А., Рунов А. В., Казарин А. Н. Спиральные антенны. М., 1974. С. 114.

Поступила в редакцию 20.03.13.

Валерий Иосифович Демидчик – кандидат технических наук, доцент, доцент кафедры радиофизики и цифровых медиатехнологий.