
Хмельник С. И.

Электромагнитная волна в сферическом конденсаторе и природа Земного магнетизма

Аннотация

Предлагается решение уравнений Максвелла для электромагнитной волны в сферическом конденсаторе, который включен в цепь переменного или постоянного тока. На основе этого решения предлагается гипотеза о природе Земного магнетизма.

Оглавление

1. Введение
 2. Уравнения Максвелла в сферических координатах
 3. Решение уравнений Максвелла для вакуума
 4. Электрические и магнитные напряженности
 5. Электромагнитная волна в заряженном сферическом конденсаторе
 6. Магнитное и электрическое поле Земли
- Литература

1. Введение

В [1, 2] рассмотрена электромагнитная волна в конденсаторе, который включен в цепь переменного или постоянного тока. Ниже рассматривается сферический конденсатор в цепи синусоидального тока или постоянного тока. Обкладками такого конденсатора являются две сферы с общим центром и радиусами $R_2 > R_1$. На основе этого решения предлагается гипотеза о природе Земного магнетизма. Ранее в [3] аналогичным образом была обоснована модель шаровой молнии.

2. Уравнения Максвелла в сферических координатах

Вначале рассмотрим сферический конденсатор в цепи синусоидального тока. На рис. 1 показана система сферических координат (ρ, θ, φ) . В табл. 1 приведены выражения для ротора и дивергенции вектора \mathbf{E} в этих координатах [4]. Здесь и далее

E - напряженность электрического поля,

H - напряженность магнитного поля,

μ - абсолютная магнитная проницаемость,

ε - абсолютная диэлектрическая проницаемость.

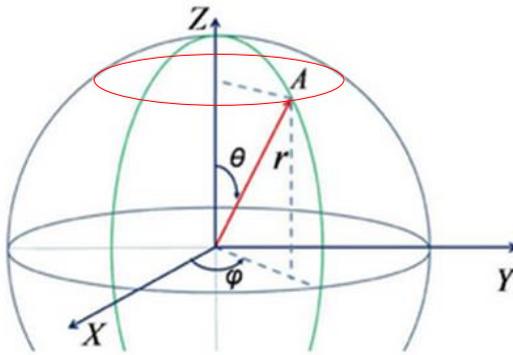


Рис. 1.

Таблица 1.

1	2	3
1	$\text{rot}_\rho(E)$	$\frac{E_\varphi}{\rho g(\theta)} + \frac{\partial E_\varphi}{\rho \partial \theta} - \frac{\partial E_\theta}{\rho \sin(\theta) \partial \varphi}$
2	$\text{rot}_\theta(E)$	$\frac{\partial E_\rho}{\rho \sin(\theta) \partial \varphi} - \frac{E_\varphi}{\rho} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial \rho}$
3	$\text{rot}_\varphi(E)$	$\frac{E_\theta}{\rho} + \frac{\partial E_\theta}{\partial \rho} - \frac{\partial E_\rho}{\rho \partial \varphi}$
4	$\text{div}(E)$	$\frac{E_\rho}{\rho} + \frac{\partial E_\rho}{\partial \rho} + \frac{E_\theta}{\rho g(\theta)} + \frac{\partial E_\theta}{\rho \partial \theta} + \frac{\partial E_\varphi}{\rho \sin(\theta) \partial \varphi}$

Уравнения Максвелла в сферических координатах при отсутствии зарядов и токов между обкладками сферического конденсатора имеют вид, приведенный в табл. 2.

Таблица 2.

1	2
1.	$\operatorname{rot}_\rho H - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_\rho}{\partial t} = 0$
2.	$\operatorname{rot}_\theta H - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_\theta}{\partial t} = 0$
3.	$\operatorname{rot}_\varphi H - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_\varphi}{\partial t} = 0$
4.	$\operatorname{rot}_\rho E + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_\rho}{\partial t} = 0$
5.	$\operatorname{rot}_\theta E + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_\theta}{\partial t} = 0$
6.	$\operatorname{rot}_\varphi E + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_\varphi}{\partial t} = 0$
7.	$\operatorname{div}(E) = 0$
8.	$\operatorname{div}(H) = 0$

Далее мы будем искать решение в виде функций E , H , представленных в табл. 3, где функции вида $E_{\varphi\rho}(\rho)$ предстоит вычислить. Здесь важно отметить, что

- эти функции не зависят от аргумента φ ;
- при $E(\theta) = \sin(\theta)$ выражение

$$\frac{E}{\operatorname{tg}(\theta)} + \frac{\partial E}{\partial \theta} = 2 \cos(\theta). \quad (11)$$

Таблица 3.

1	2
	$E_\rho = e_\rho E_{\rho\rho}(\rho) \cos(\theta) \sin(\omega t)$
	$E_\theta = e_\theta E_{\theta\rho}(\rho) \sin(\theta) \sin(\omega t)$
	$E_\varphi = e_\varphi E_{\varphi\rho}(\rho) \sin(\theta) \sin(\omega t)$
	$H_\rho = h_\rho H_{\rho\rho}(\rho) \cos(\theta) \cos(\omega t)$
	$H_\theta = h_\theta H_{\theta\rho}(\rho) \sin(\theta) \cos(\omega t)$
	$H_\varphi = h_\varphi H_{\varphi\rho}(\rho) \sin(\theta) \cos(\omega t)$

Подставим функции E , H из табл. 3 в табл. 1 и учтем (11). Тогда получим табл. 4.

Таблица 4.

1	2	3
1	$\text{rot}_\rho(E)$	$\frac{2E_{\varphi\rho}}{\rho} \cos(\theta) \sin(\omega t)$
2	$\text{rot}_\theta(E)$	$-\left(\frac{E_\varphi}{\rho} + \frac{\partial E_\varphi}{\partial \rho}\right) \sin(\theta) \sin(\omega t)$
3	$\text{rot}_\varphi(E)$	$\left(\frac{E_\theta}{\rho} + \frac{\partial E_\theta}{\partial \rho}\right) \sin(\theta) \sin(\omega t)$
4	$\text{div}(E)$	$\left(\left(\frac{E_\rho}{\rho} + \frac{\partial E_\rho}{\partial \rho}\right) + \frac{2E_{\theta\rho}}{\rho}\right) \cos(\theta) \sin(\omega t)$

Выражения для ротора и дивергенции функции H отличаются от показанных в табл. 4 только тем, что вместо множителей $\sin(\omega t)$ стоят множители $\cos(\omega t)$. Подставляя выражения для роторов и дивергенций в уравнения Максвелла (см. табл. 2), дифференцируя по времени и сокращая общие множители, получаем новую форму уравнений Максвелла – см. табл. 5.

Таблица 5.

1	2
1	$\frac{2E_{\varphi\rho}}{\rho} - \frac{\omega\mu}{c} H_{\varphi\rho} = 0$
2	$-\left(\frac{E_{\varphi\rho}}{\rho} + \frac{\partial E_{\varphi\rho}}{\partial \rho}\right) - \frac{\omega\mu}{c} H_{\theta\rho} = 0$
3	$\left(\frac{E_{\theta\rho}}{\rho} + \frac{\partial E_{\theta\rho}}{\partial \rho}\right) - \frac{\omega\mu}{c} H_{\varphi\rho} = 0$
4	$\left(\left(\frac{E_{\rho\rho}}{\rho} + \frac{\partial E_{\rho\rho}}{\partial \rho}\right) + \frac{2E_{\theta\rho}}{\rho}\right) = 0$

5	$\frac{2H_{\varphi\rho}}{\rho} - \frac{\omega\varepsilon}{c} E_{\rho\rho} = 0$
6	$-\left(\frac{H_{\varphi\rho}}{\rho} + \frac{\partial H_{\varphi\rho}}{\partial\rho}\right) - \frac{\omega\varepsilon}{c} E_{\theta\rho} = 0$
7	$\left(\frac{H_{\theta\rho}}{\rho} + \frac{\partial H_{\theta\rho}}{\partial\rho}\right) - \frac{\omega\varepsilon}{c} E_{\varphi\rho} = 0$
8	$\left(\left(\frac{H_{\rho\rho}}{\rho} + \frac{\partial H_{\rho\rho}}{\partial\rho}\right) + \frac{2H_{\theta\rho}}{\rho}\right)$

3. Решение уравнений Максвелла для вакуума

Вначале рассмотрим эти уравнения для вакуума, где в системе СГС

$$\varepsilon = \mu = 1. \quad (12)$$

Тогда уравнения Максвелла становятся полностью симметричными относительно напряженностей E и H . Сложим попарно уравнения (1-4) и (5-8). Тогда получим:

$$\frac{2W_{\varphi\rho}}{\rho} - \frac{\omega}{c} W_{\rho\rho} = 0, \quad (13)$$

$$\left(\frac{W_{\varphi\rho}}{\rho} + \frac{\partial W_{\varphi\rho}}{\partial\rho}\right) + \frac{\omega}{c} W_{\theta\rho} = 0, \quad (14)$$

$$\left(\frac{W_{\theta\rho}}{\rho} + \frac{\partial W_{\theta\rho}}{\partial\rho}\right) - \frac{\omega}{c} W_{\varphi\rho} = 0, \quad (15)$$

$$\left(\left(\frac{W_{\rho\rho}}{\rho} + \frac{\partial W_{\rho\rho}}{\partial\rho}\right) + \frac{2W_{\theta\rho}}{\rho}\right) = 0, \quad (16)$$

где

$$W = E + H, \quad E = H = \frac{W}{2}. \quad (17)$$

Точно такие же уравнения (14-16) получаются при

$$W = E \sin(\beta) + H \cos(\beta), \quad |E| = |H| = \frac{|W|}{2}. \quad (17a)$$

Система 4-х уравнений (13-16) определяет 3 неизвестных функции – эта система является переопределенной. Мы покажем, что существует решение, удовлетворяющее всем 4-м уравнениям.

Непосредственной подстановкой можно убедиться, что уравнения (14, 15) имеют следующее решение:

$$W_{\varphi\rho} = A \cdot \frac{1}{\rho} \sin\left(\frac{\omega}{c}(\rho - R)\right), \quad (18)$$

$$W_{\theta\rho} = -A \cdot \frac{1}{\rho} \cos\left(\frac{\omega}{c}(\rho - R)\right), \quad (19)$$

где A , R – константы. Сложим уравнения (13, 16). Тогда получим

$$\frac{W_{\varphi\rho}}{\rho} + \frac{\partial W_{\varphi\rho}}{\partial \rho} - \frac{\omega}{c} W_{\varphi\rho} + \frac{2W_{\theta\rho}}{\rho} + \frac{2W_{\varphi\rho}}{\rho} = 0 \quad (20)$$

или, с учетом (18, 19),

$$\frac{W_{\varphi\rho}}{\rho} + \frac{\partial W_{\varphi\rho}}{\partial \rho} - \frac{\omega}{c} W_{\varphi\rho} + \frac{2A}{\rho} \left(\begin{array}{l} \sin\left(\frac{\omega}{c}(\rho - R)\right) - \\ - \cos\left(\frac{\omega}{c}(\rho - R)\right) \end{array} \right) = 0. \quad (21)$$

Непосредственной подстановкой можно убедиться, что уравнение (21) имеет следующее решение:

$$W_{\varphi\rho} = \frac{2A}{\rho} \left(\cos\left(\frac{\omega}{c}(\rho - R)\right) - \sin\left(\frac{\omega}{c}(\rho - R)\right) \right) \quad (22)$$

или

$$W_{\varphi\rho} = \frac{2\sqrt{2}A}{\rho} \sin\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\omega}{c}(\rho - R)\right) \quad (22)$$

Итак, решение уравнений Максвелла для сферического конденсатора в вакууме имеет вид уравнений (18, 19, 22, 17а) или

$$H_{\varphi\rho} \cos(\beta) = E_{\varphi\rho} \sin(\beta) = \frac{\sqrt{2}A}{\rho} \sin\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\omega}{c}(\rho - R)\right) \quad (23)$$

$$H_{\theta\rho} \cos(\beta) = E_{\theta\rho} \sin(\beta) = \frac{A}{2\rho} \sin\left(\frac{\omega}{c}(\rho - R)\right), \quad (24)$$

$$H_{\theta\rho} \cos(\beta) = E_{\theta\rho} \sin(\beta) = -\frac{A}{2\rho} \cos\left(\frac{\omega}{c}(\rho - R)\right). \quad (25)$$

Для нахождения всех этих функций достаточно знать значения констант A , R . Полученное решение означает, что **в**

сферическом конденсаторе, который включен в цепь синусоидального тока, существует электромагнитная волна.

4. Электрические и магнитные напряженности

Рассмотрим на сфере радиуса ρ точку T с координатами φ, θ . Векторы \vec{H}_φ и \vec{H}_θ , исходящие из этой точки, лежат в плоскости P , касательной к этой сфере в этой точке $T(\varphi, \theta)$ - см. рис. 3. Эти векторы перпендикулярны друг другу. Следовательно, в каждой точке (φ, θ) суммарный вектор

$$\vec{H}_{\varphi\theta} = \vec{H}_\varphi + \vec{H}_\theta \quad (27)$$

лежит в плоскости P и направлен под углом $(\psi + \beta)$ к линии меридиана (где постоянно φ). Как следует из (24, 25) и табл. 3 модуль этого вектора и угол ψ определяются следующими формулами:

$$|\vec{H}_{\varphi\theta}| = \frac{A}{2\rho} \sin(\theta) \cos(\beta) \quad (28)$$

$$\cos(\psi) = \frac{H_{\varphi\varphi}}{|\vec{H}_{\varphi\theta}|} = \frac{A}{2\rho} \sin\left(\frac{\omega}{c}(\rho - R)\right) \bigg/ \frac{A}{2\rho} = \sin\left(\frac{\omega}{c}(\rho - R)\right)$$

или

$$\psi = \frac{\pi}{2} - \frac{\omega}{c}(\rho - R). \quad (29)$$

Отметим еще для дальнейшего, что модуль вектора \vec{H}_ρ , как следует из (23) и табл. 3, определяется следующей формулой:

$$|\vec{H}_\rho| = \frac{\sqrt{2}A}{\rho} \sin\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\omega}{c}(\rho - R)\right) \cos(\theta) \cos(\beta) \quad (30)$$

Точно такие же соотношения существуют для векторов \vec{E}_φ и \vec{E}_θ (необходимо только заменить в них $\cos(\beta)$ на $\sin(\beta)$). Угол между векторами в плоскости P является прямым.

На рис. 3а показаны векторы $\vec{H}_{\varphi\theta}$ и $\vec{E}_{\varphi\theta}$, лежащие на плоскости P , и векторы \vec{H}_ρ и \vec{E}_ρ , лежащие на радиусе.

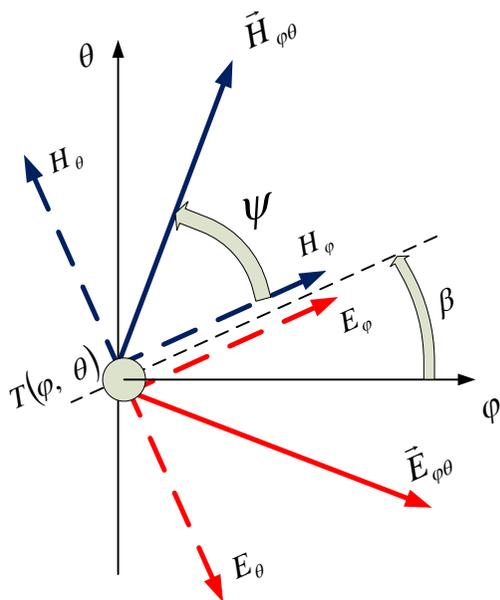


Рис. 3.

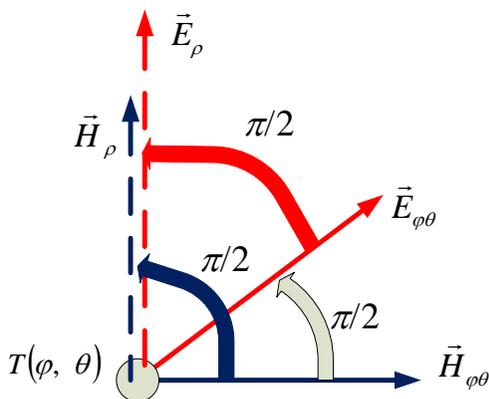


Рис. 3а.

На рис. 4 показана проекция "северного полушария" с "экватором", где $\theta = 0$, и "нулевым меридианом", где $\varphi = 0$. На этом рисунке выделены точка $T(\varphi, \theta)$, проходящая через нее окружность, где $\theta = \text{const}$, и проходящий через нее меридиан, где $\varphi = \text{const}$. Выходящие из этой точки векторы $\vec{E}_{\varphi\theta}$ и $\vec{H}_{\varphi\theta}$ соответствуют одноименным векторам, показанным на рис. 3.

Показаны также другие векторы, параллельные обозначенным на рисунке. Все эти векторы лежат на локсодромах (линиях, пересекающая все меридианы под постоянным углом). Точнее, все векторы $\vec{E}_{\varphi\theta}$ лежат на Е-локсодромах с углом $(\pi/2 - \psi + \beta)$, а все векторы $\vec{H}_{\varphi\theta}$ лежат на Н-локсодромах с углом $(\psi + \beta)$. Модули векторов $\vec{E}_{\varphi\theta}$ и $\vec{H}_{\varphi\theta}$ изменяются пропорционально $\sin(\theta)$. Нулевые значения эти векторы принимают при $\theta = (0; \pi)$.

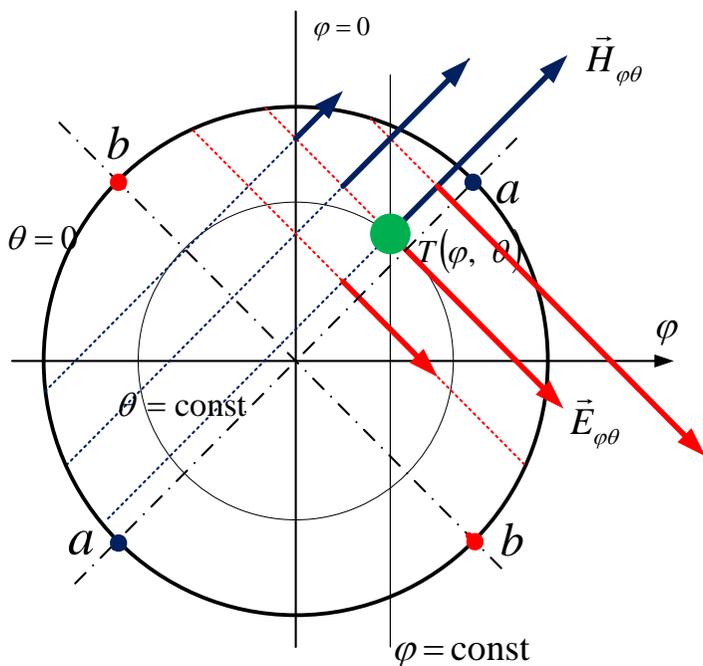


Рис. 4.

Все локсодромы проходят через два полюса данной сферы. Для наглядности на рис. 5 показана Н-локсодрома. На рис. 4 эти показаны диаметры aa' и bb' , соединяющие полюса Н-локсодром и Е-локсодром. Эти диаметры будем называть магнитной осью и электрической осью соответственно. Точки пересечения этих осей с внешней сферой будем магнитным полюсом и электрическим полюсом соответственно. Важно отметить, что эти оси и, вообще, векторы $\vec{E}_{\varphi\theta}$ и $\vec{H}_{\varphi\theta}$ перпендикулярны.

Следовательно, в сферическом конденсаторе можно рассматривать только один вектор электрической напряженности

$\vec{E}_{\varphi\theta}$ и только один вектор магнитной напряженности $\vec{H}_{\varphi\theta}$. Поскольку эти векторы лежат на сфере, будем называть их сферическими.

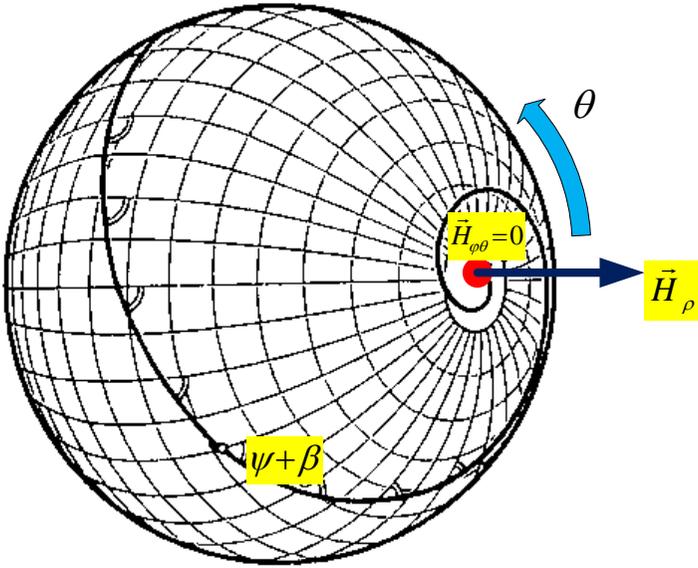


Рис. 5.

Рассмотрим теперь векторы радиальных напряженностей \vec{H}_ρ . Они зависят от $\cos(\theta)$ - см. табл. 3. Поэтому в точках, где сферические напряженности равны нулю, существуют только радиальные напряженности. На рис. 5 выделенная точка является магнитным полюсом - на нем $\theta = 0$, $\vec{H}_{\varphi\theta} = 0$, $\vec{H}_\rho = \max$.

5. Электромагнитная волна в заряженном сферическом конденсаторе

Решение уравнений Максвелла для заряжаемого плоского конденсатора [2] является следствием решения этих уравнений для плоского конденсатора в цепи синусоидального тока [1]. Здесь мы воспользуемся методом, изложенным в [1], при решении уравнений Максвелла для заряжаемого сферического конденсатора.

Рассмотрим напряженности в виде функций, представленных в табл. 6. Эти функции отличаются от приведенных в табл. 3 только видом зависимости от времени: в табл. 3 эти зависимости у функций

E, H имеет вид функций $\sin(\omega t), \cos(\omega t)$ соответственно, а в табл. 6 эти зависимости у функций E, H имеет вид функций $(1 - \exp(\omega t)), (\exp(\omega t) - 1)$ соответственно. Несмотря на указанную замену, при этом решение уравнений Максвелла остается неизменным.

Таблица 6.

1	2
	$E_\rho = e_\rho E_{\rho\rho}(\rho)\cos(\theta)(1 - \exp(\omega t))$
	$E_\theta = e_\theta E_{\theta\rho}(\rho)\sin(\theta)(1 - \exp(\omega t))$
	$E_\varphi = e_\varphi E_{\varphi\rho}(\rho)\sin(\theta)(1 - \exp(\omega t))$
	$H_\rho = h_\rho H_{\rho\rho}(\rho)\cos(\theta)(\exp(\omega t) - 1)$
	$H_\theta = h_\theta E_{\theta\rho}(\rho)\sin(\theta)(\exp(\omega t) - 1)$
	$H_\varphi = h_\varphi H_{\varphi\rho}(\rho)\sin(\theta)(\exp(\omega t) - 1)$

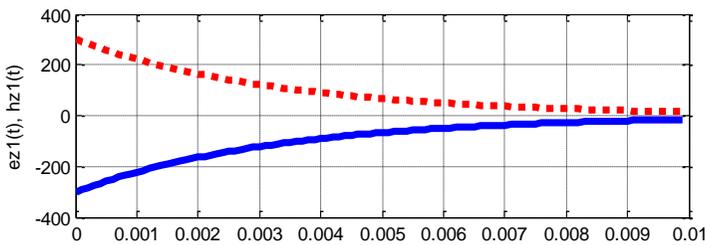
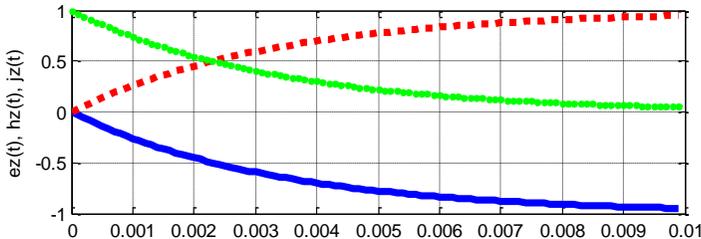


Fig.1. (SSMB6.1)

Рис. 6

Ток смещения

$$J_z = \frac{d}{dt} E_z = -\omega \cdot e_\rho v(\rho) \cdot \exp(\omega t) \quad (31)$$

На рис. 6 показаны напряженности и их производные по времени, а также ток смещения, как функции времени, при $\omega = -300$: H_z - сплошные линии, E_z - пунктирные линии, J_z - точечная линия. Можно убедиться, что амплитуды всех напряженностей при $t \Rightarrow \infty$ одновременно стремятся к постоянному значению, а амплитуда тока стремится к нулю. Это соответствует заряду конденсатора через постоянное сопротивление.

После заряда конденсатора ток прекращается. Однако, как показывается в [2], стационарный поток электромагнитной энергии сохраняется.

Таким образом, решение уравнений Максвелла для заряжаемого конденсатора и для конденсатора в цепи синусоидального тока отличаются только тем, что в первом случае присутствуют экспоненциальные функции времени, а во втором - синусоидальные.

Структура электромагнитной волны остается прежней – см. раздел 3. Как показано там, в сферическом конденсаторе существует электромагнитная волна, у которой существуют только сферические $\vec{E}_{\varphi\theta}$, $\vec{H}_{\varphi\theta}$ и радиальные \vec{E}_ρ , \vec{H}_ρ векторы. На рис. 7 показаны математическая mm , магнитная aa , электрическая bb оси конденсатора. Эти оси взаимно перпендикулярны.

Таким образом, можно говорить, что сферический конденсатор представляет собой устройство, эквивалентное магниту и, одновременно, электрету, которые расположены перпендикулярно друг другу.

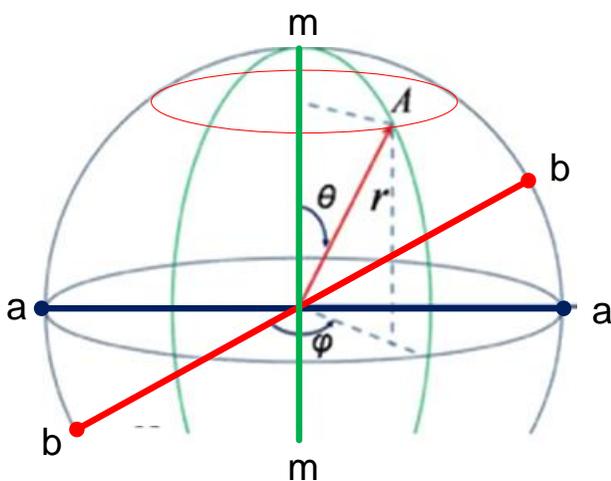


Рис. 7.

6. Магнитное и электрическое поле Земли

Известно, что электрическое поле Земли можно рассматривать, как поле "между обкладками сферического конденсатора" [5]. Этими обкладками являются поверхность Земли заряженная отрицательно, и ионосфера, заряженная положительно. Заряд этих оболочек поддерживается постоянным грозовой деятельностью атмосферы

Известно также о существовании магнитного поля Земли. Однако в этом случае отсутствует общепринятое объяснение источника этого поля. "Проблема происхождения и сохранения поля не решена по сей день" [6].

Из вышеизложенного следует, что магнитное поле Земли является следствием существования электрического поля Земли.

Рассмотрим этот вопрос подробнее.

На рис. 8 показано векторное поле $\vec{H}_{\varphi\theta}$ в диаметральной плоскости, проходящей через магнитную ось. При этом $|\vec{H}_{\varphi\theta}| = 0.7$; $\rho = 1$. На рис. 9 показано векторное поле \vec{H}_{ρ} в диаметральной плоскости, проходящей через магнитную ось. При этом $|\vec{H}_{\rho}| = 0.4$; $\rho = 1$. Наконец, на рис. 10 показано векторное поле $\vec{H} = \vec{H}_{\varphi\theta} + \vec{H}_{\rho}$ в диаметральной плоскости, проходящей через магнитную ось. При этом $|\vec{H}_{\varphi\theta}| = 0.3$; $|\vec{H}_{\rho}| = 0.2$; $\rho = 1$.

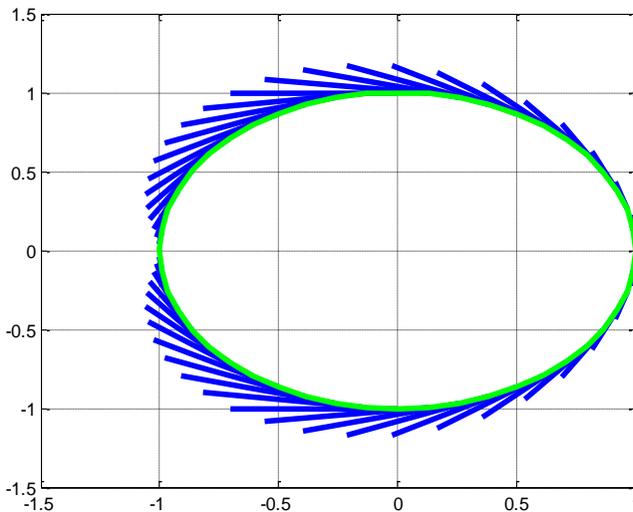
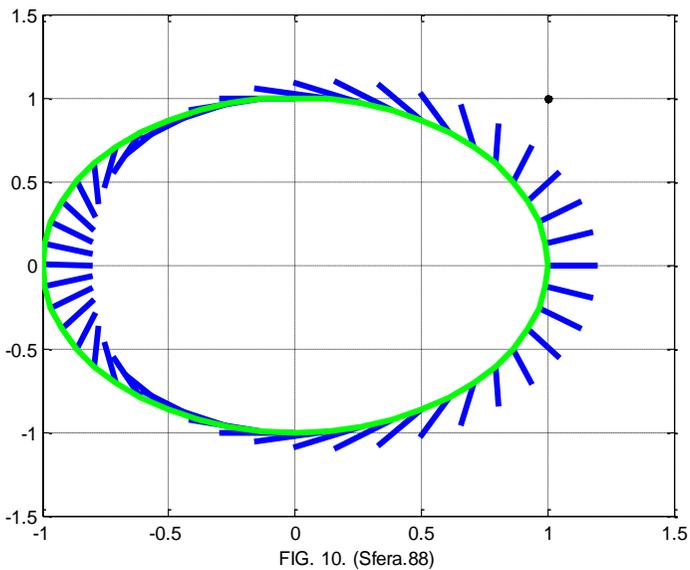
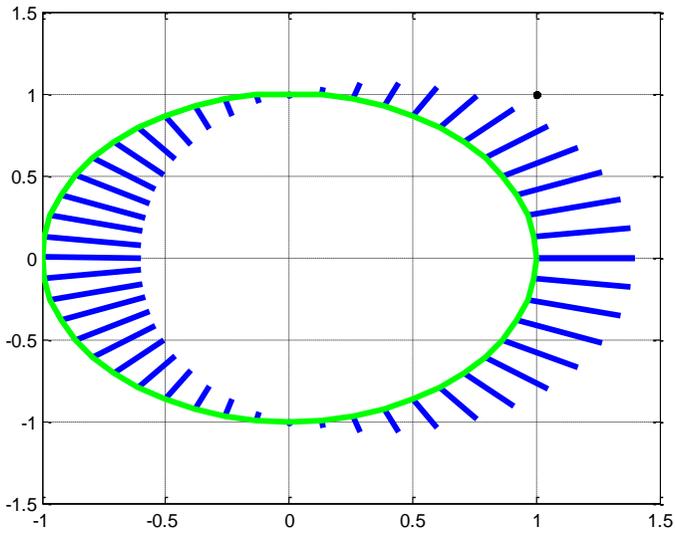


FIG. 8. (Sfera.88)



Литература

1. Хмельник С.И. Электромагнитная волна в диэлектрической и магнитной цепи переменного тока, Vixra Funding, <http://vixra.org/funding>, 2016-04-03, <http://vixra.org/abs/1604.0019>.

-
2. Хмельник С.И. Электромагнитная волна в заряженном конденсаторе, Vixra Funding, <http://vixra.org/funding>, 2016-04-05, <http://vixra.org/abs/1604.0061>.
 3. Хмельник С.И. Математическая модель шаровой молнии, Vixra Funding, <http://vixra.org/funding>, 2015-03-11, <http://vixra.org/abs/1503.0076>; Доклады независимых авторов, ISSN 2225-6717, <http://dna.izdatelstwo.com/>, № 33, 2015 - см. [здесь](#).
 4. Андре Анго. Математика для электро- и радиоинженеров, изд. «Наука», Москва, 1964, 772 с.
 5. Д.В. Сивухин. Общий курс физики. Том 3. Электричество.
 6. Магнитное поле Земли, Википедия, [https://ru.wikipedia.org/wiki/Магнитное поле Земли](https://ru.wikipedia.org/wiki/Магнитное_поле_Земли)