Хмельник С. И.

Математическая модель шаровой молнии

Аннотация

На основе уравнений Максвелла и представления об электропроводности тела шаровой молнии строится математическая модель шаровой молнии, показывается структура электромагнитного поля и электротоков в ней. Далее показывается (как следствие этой модели), что в шаровой молнии может циркулировать поток электромагнитной энергии и таким образом может сохраняться энергия, полученная шаровой молнией при ее возникновении. Кратко рассматриваются также устойчивость, свечение, заряд, время существования, механизм образования, физическое моделирование шаровой молнии.

Оглавление

1. Введение

Высказанные гипотезы о природе шаровой молнии неприемлемы, так как они противоречат закону сохранения энергии. Это происходит потому, что свечение шаровой молнии обычно относят за счет энергии, выделяемой при каком-либо молекулярном или химическом превращении, и таким образом предполагают, что источник энергии, за счет которого светится шаровая молния, находится в ней самой.

Капица П.Л. 1955 [1]

Это утверждение (насколько известно автору) справедливо и сегодня. Оно усиливается еще и тем, что по современным оценкам, типичная шаровая молния содержит десятки килоджоулей [2], высвобождающихся при ее взрыве.

Общепризнано, что шаровая молния как-то связана с электромагнитными явлениями, однако нет строгого описания этих процессов.

Ниже на основе уравнений Максвелла и представления об электропроводности тела шаровой молнии строится математическая модель шаровой молнии, которая позволяет объяснить многие свойства шаровой молнии.

2. Решение уравнений Максвелла в сферических координатах

На рис. 1 показана система сферических координат (ρ, θ, φ), а в табл. 1 (столбец 3) приведены выражения для ротора и дивергенции вектора **E** в этих координатах. В дальнейшем формулы, представленные в подобных таблицах будем обозначать как (T1.3).

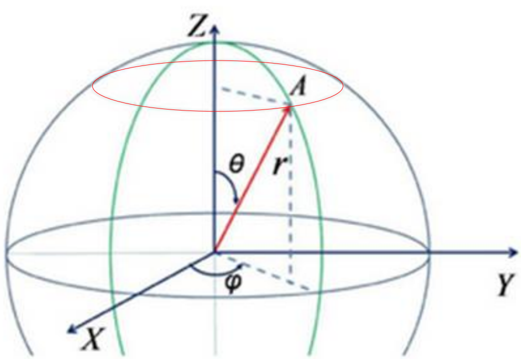

Рис. 1.

Таблица 1.

1	2	3	4	5
1	$\mathrm{rot}_\rho(E)$	$\frac{E_\varphi}{\rho \mathrm{tg}(\theta)}+\frac{\partial E_\varphi}{\rho\partial\theta}-\frac{\partial E_\theta}{\rho\sin(\theta)\partial\varphi}$	0	0
2	$\mathrm{rot}_\theta(E)$	$\frac{\partial E_\rho}{\rho\sin(\theta)\partial\varphi}-\frac{E_\varphi}{\rho}-\frac{\partial E_\varphi}{\partial\rho}$	$-\frac{E_\varphi}{\rho}-\frac{\partial E_\varphi}{\partial\rho}$	$-\frac{\partial E_\varphi}{\partial\rho}$
3	$\mathrm{rot}_\varphi(E)$	$\frac{E_\theta}{\rho}+\frac{\partial E_\theta}{\partial\rho}-\frac{\partial E_\rho}{\rho\partial\varphi}$	$\frac{E_\theta}{\rho}+\frac{\partial E_\theta}{\partial\rho}$	$\frac{\partial E_\theta}{\partial\rho}$
4	$\mathrm{div}(E)$	$\frac{E_\rho}{\rho}+\frac{\partial E_\rho}{\partial\rho}+\frac{E_\theta}{\rho \mathrm{tg}(\theta)}+$ $\frac{\partial E_\theta}{\rho\partial\theta}+\frac{\partial E_\varphi}{\rho\sin(\theta)\partial\varphi}$	0	0

Уравнения Максвелла в сферических координатах при отсутствии зарядов имеют вид (Т2.2).

Таблица 2.

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

Здесь

E - напряженность электрического поля,

H - напряженность магнитного поля,

J – плотности токов,

μ - абсолютная магнитная проницаемость,

ε - абсолютная диэлектрическая проницаемость.

Будем искать решение этих уравнений в виде следующих функций (Т3.2).

Таблица 3.

1	**2**	**3**
1	0	$E_\rho = 0$
2	$E_\theta = e_\theta \sin(\alpha\rho)\sin(\theta)\sin(\omega t)$	$E_\theta = e_\theta \sin(\alpha\rho)\sin(\theta)\sin(\omega t)$
3	$E_\varphi = e_\varphi \cos(\alpha\rho)\sin(\theta)\cos(\omega t)$	$E_\varphi = e_\varphi \cos(\alpha\rho)\sin(\theta)\cos(\omega t)$
4	$H_\rho = 0$	$H_\rho = 0$
5	$H_\theta = Z_\theta(\rho)\sin(\theta)\cos(\omega t)$	$H_\theta = h_\theta \sin(\alpha\rho)\sin(\theta)\cos(\omega t)$ $h_\theta = \frac{e_\varphi \alpha}{\mu\omega}$
6	$H_\varphi = Z_\varphi(\rho)\sin(\theta)\sin(\omega t)$	$H_\varphi = h_\varphi \cos(\alpha\rho)\sin(\theta)\sin(\omega t)$ $h_\varphi = \frac{e_\theta \alpha}{\mu\omega}$
7	$J_\rho = 0$	$J_\rho = 0$
8	$J_\theta = \Gamma_\theta(\rho)\sin(\theta)\sin(\omega t)$	$J_\theta = j_\theta \sin(\alpha\rho)\sin(\theta)\sin(\omega t)$ $j_\theta = e_\theta\left(\frac{\alpha^2}{\mu\omega} - \varepsilon\omega\right)$
9	$J_\varphi = \Gamma_\varphi(\rho)\sin(\theta)\cos(\omega t)$	$J_\varphi = j_\varphi \cos(\alpha\rho)\sin(\theta)\cos(\omega t)$ $j_\varphi = e_\varphi\left(\frac{\alpha^2}{\mu\omega} + \varepsilon\omega\right)$

Здесь функции $Z(\rho)$, $\Gamma(\rho)$ будут определены далее.

В формулах (Т1.3) часто встречается выражение

Оно обращается в 0, если

$$E(\theta) \equiv \sin(\theta). \qquad (3)$$

Именно это условие принято в уравнениях (Т3.2). Из этого факта, а также из условия (Т3.2.1) и из того, что функции E, H, J не зависят от φ, следует, что выражения для ротора и дивергенции упрощаются и принимают вид (Т1.4).

Для решения уравнений Максвелла в первом приближении в выражениях вида $\frac{E_\theta}{\rho} + \frac{\partial E_\theta}{\partial \rho}$ можно отбросить первое слагаемое (более строгое решение будет рассмотрено в приложении 1). Тогда выражения для ротора и дивергенции еще более упрощаются и принимают вид (Т1.5).

Подставим выражения для ротора и дивергенции из (Т1.5) в уравнения Максвелла (Т2.2). Тогда получим уравнения, показанные в (Т2.3). Эти уравнения описывают в первом приближении нашу задачу.

Для определения неизвестных функций $\mathrm{Z}(\rho)$, $\Gamma(\rho)$ подставим в эти оставшиеся уравнения из (Т2.3) функции (Т3.2), выполним дифференцирование по времени и сократим на общие множители. Тогда получим

$$-\frac{\partial Z_\varphi(\rho)}{\partial \rho} - \varepsilon\omega e_\theta \sin(\alpha\rho) - \Gamma_\theta(\rho) = 0, \qquad (4)$$

$$\frac{\partial Z_\theta(\rho)}{\partial \rho} + \varepsilon\omega e_\varphi \cos(\alpha\rho) - \Gamma_\varphi(\rho) = 0, \qquad (5)$$

$$-e_\varphi \frac{\partial \cos(\alpha\rho)}{\partial \rho} - \mu\omega Z_\theta(\alpha\rho) = 0, \qquad (6)$$

$$e_\theta \frac{\partial \sin(\alpha\rho)}{\partial \rho} - \mu\omega Z_\varphi(\alpha\rho) = 0, \qquad (7)$$

Из (7) следует:

$$Z_\varphi(\rho) = \frac{e_\theta \alpha}{\mu\omega} \cos(\alpha\rho) \qquad (8)$$

Из (4, 8) следует:

$$\Gamma_\theta(\rho) = -\frac{\partial Z_\varphi(\rho)}{\partial \rho} - \varepsilon\omega e_\theta \sin(\alpha\rho) = e_\theta\left(\frac{\alpha^2}{\mu\omega} - \varepsilon\omega\right)\sin(\alpha\rho) \qquad (9)$$

Из (6) следует:

$$Z_\theta(\rho) = \frac{e_\varphi \alpha}{\mu\omega} \sin(\alpha\rho) \qquad (10)$$

Из (5, 10) следует:

$$\Gamma_\varphi(\rho) = \frac{\partial Z_\theta(\rho)}{\partial\rho} + \varepsilon\omega e_\varphi \cos(\alpha\rho) = e_\varphi\left(\frac{\alpha^2}{\mu\omega} + \varepsilon\omega\right)\cos(\alpha\rho) \tag{11}$$

Функции (Т2.2) вместе с найденными из уравнений Максвелла функциями (8-11) являются решением задачи определения магнитных H_θ, H_φ напряженностей и токов J_θ, J_φ в токопроводящей сфере. Эти функции представлены в (Т2.3). Исходными данными при этом являются амплитуды e_θ, e_φ напряженностей E_θ, E_φ и константа α.

Напомним, что это решение получено при следующих предположениях, что сфера электропроводна и нейтральна (не имеет нескомпенсированных зарядов).

Это решение, очевидно, является не единственным. Его существование означает только, что в электропроводной и нейтральной сфере <u>может</u> существовать электромагнитная волна и циркулировать токи. Остался вопрос о том, почему она может оставаться замкнутой и не излучать.

3. Электротоки

Здесь мы рассмотрим подробнее переменные токи J_θ (Т3.3.8) и J_φ (Т3.3.9) Они текут по окружностям сфер – см. рис. 2.

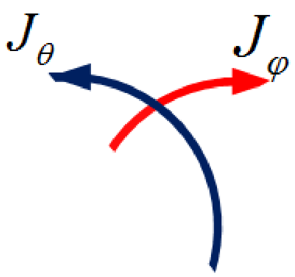

Рис. 2.

При этом в каждый момент времени направление тока по окружности зависит от радиуса ρ и это направление меняется в зависимости от знака $\sin(\alpha\rho)$ или $\cos(\alpha\rho)$. Это означает, что в сфере существуют сферические слои, в которых <u>одноименные токи</u> (J_θ или J_φ) в данный момент времени направлены в разные стороны. Радиальная толщина $\Delta\rho$ этих слоев определяется из соотношения $\alpha \cdot \Delta\rho = \pi$. Есть, следовательно, сферы, по которым токи не текут.

Мгновенное значение одноименного тока на данном радиусе представляет собой стоячую волну. Для токов J_θ и J_φ стоячие волны имеют соответственно вид

$$J_\theta = j_\theta \sin(\theta)[\sin(\alpha\rho)\sin(\omega t)] = = 0.5 j_\theta \sin(\theta)[\cos(\alpha\rho - \omega t) - \cos(\alpha\rho + \omega t)] \tag{12}$$

$$J_\varphi = j_\varphi \sin(\theta)[\cos(\alpha\rho)\cos(\omega t)] = = 0.5 j_\varphi \sin(\theta)[\cos(\alpha\rho - \omega t) + \cos(\alpha\rho + \omega t)] \tag{13}$$

Кроме того, в сфере есть круговые конусы, по окружностям Кроме того, в сфере есть круговые конусы, у которых на образующих мгновенные значения всегда равны нулю. Образующие этих конусов составляют такой угол θ, где $\sin(\theta) = 0$. На рис. 1 показано основание одного такого конуса.

4. Поток энергии

В каждой точке сферы существует два потока электромагнитной энергии с плотностями

$$S_1 = E_\varphi H_\theta, \quad S_2 = E_\theta H_\varphi \tag{21}$$

- см. рис 3.

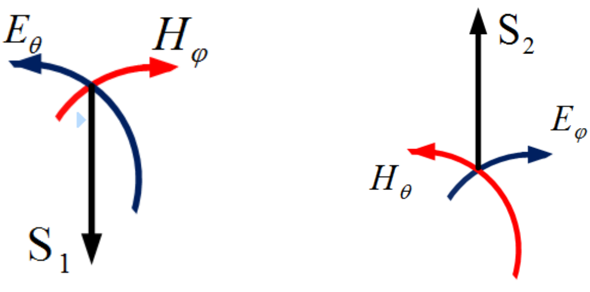

Рис. 3.

Суммарная мгновенная плотность потока в каждой точке сферы определяется из (21) и (Т3.3.5, Т3.3.6, Т3.3.8, Т3.3.9):

$$S_t = E_\varphi H_\theta - E_\theta H_\varphi = = \frac{e_\varphi e_\theta \alpha}{\mu\omega} \cdot \sin^2(\theta) \begin{bmatrix} \cos(\alpha\rho)\sin(\alpha\rho)\cos^2(\omega t) - \\ -\cos(\alpha\rho)\sin(\alpha\rho)\sin^2(\omega t) \end{bmatrix} \tag{22}$$

Но

$$\begin{bmatrix}\cos(\alpha\rho)\sin(\alpha\rho)\cos^2(\omega t)- \\ -\cos(\alpha\rho)\sin(\alpha\rho)\sin^2(\omega t)\end{bmatrix} = 0.5\sin(2\alpha\rho)\left[\cos^2(\omega t)-\sin^2(\omega t)\right] = \tag{23}$$
$$= 0.5\sin(2\alpha\rho)\cos(2\omega t) = 0.25\left[\sin(2\alpha\rho - 2\omega t) + \sin(2\alpha\rho + 2\omega t)\right]$$

Следовательно, электромагнитный поток в данном случае представляет собой стоячую волну с плотностью

$$S_t = S_o\left[\sin(2\alpha\rho - 2\omega t) + \sin(2\alpha\rho + 2\omega t)\right], \tag{24}$$

с амплитудой

$$S_o = \frac{e_\varphi e_\theta \alpha}{4\mu\omega}\cdot\sin^2(\theta), \tag{25}$$

зависящей от координаты θ, с циклической частотой (2ω) и длиной волны

$$\lambda = \pi/\alpha\,. \tag{25}$$

<u>Эта стоячая волна электромагнитной энергии существует на каждом радиусе</u>.

Рассмотрим конус, в котором радиусы, проходящие по его образующим, составляют угол θ. На рис. 1 показано основание одного такого конуса. Стоячие волны на всех радиусах-образующих этого конуса имеют одну и ту же амплитуду.

В сфере есть круговой конус, по образующим которого поток энергии отсутствует. Радиусы, проходящие по этим образующим, составляют такой угол θ, где $\sin(\theta)=0$. Можно заметить, что образующие такого конуса представляют собой вертикальную ось oz - см. рис. 1.

В сфере есть круговые конусы, по образующим которых поток энергии имеет максимальную амплитуду. Радиусы, проходящие по этим образующим, составляют такой угол θ, где $\sin(\theta)=1$. Можно заметить, что образующие такого конуса лежат на горизонтальной плоскости - см. рис. 1.

На сферах такого радиуса ρ, где $\sin(2\alpha\rho)=0$, поток равен нулю. Следовательно, если внешний радиус шаровой молнии R таков, что

$$\sin(2\alpha R)=0 \text{ или } 2\alpha R = k\pi \text{ или } \alpha = k\pi/2R, \tag{26}$$

то <u>шаровая молния НЕ излучает энергию</u>.

Найдем полный поток энергии S_p в такой момент времени, когда стоячая волна имеет максимум, т.е. тогда, когда

$$\left[\sin(2\alpha\rho - 2\omega t) + \sin(2\alpha\rho + 2\omega t)\right] = 1\,. \tag{27}$$

Из (24, 25, 27) следует, что

$$S_p = \frac{e_\varphi e_\theta \alpha}{4\mu\omega} \cdot \int_0^{2\pi} \sin^2(\theta) \cdot d\theta = \frac{e_\varphi e_\theta \alpha}{4\mu\omega} \cdot \pi \tag{28}$$

Поскольку плотность потока (24) во времени меняется синусоидально, то модуль среднего значения этой плотности

$$S = S_p \sqrt{2} = \frac{\pi\sqrt{2}}{4} \cdot \frac{e_\varphi e_\theta \alpha}{\mu\omega} \tag{29}$$

Найдем, наконец, полный поток энергии, пульсирующей в сфере,

$$W = S \cdot \frac{4\pi R^3}{3} = \frac{\pi^2\sqrt{2}}{3} \cdot \frac{e_\varphi e_\theta \alpha}{\mu\omega} R^3 \tag{30}$$

> **Пример 1.** Будем полагать, что напряженность электрического поля в шаровой молнии равна 1000 В\м, т.е. $e_\varphi = e_\theta = 10^3$ (В\м). Пусть еще (см. приложение 1) $R = 0.1$ (м), $\omega = 10^6$, $\alpha = 550$. Тогда
>
> $$W = \frac{\pi^2\sqrt{2}}{3} \cdot \frac{10^6 \cdot 550}{4\pi 10^{-7} 10^5} 0.1^3 \approx 20 \cdot 10^6,$$
>
> т.е. энергия шаровой молнии в этом случае равна 20 килоджоулей.

5. Об устойчивости шаровой молнии

Вопрос об устойчивости тел, в которых циркулирует поток электромагнитной энергии, рассмотрен в [3]. Здесь мы рассмотрим только силу, которая действует по диаметру и разрывает шаровую молнию по диаметральной плоскости, перпендикулярной этому диаметру. В первый момент она должна совершить работу

$$A = F\frac{dR}{dt}. \tag{31}$$

Эта работа изменяет внутреннюю энергию шаровой молнии, т.е.

$$A = \frac{dW}{dt}. \tag{32}$$

Рассматривая (30-32) совместно находим:

$$F = \frac{dW}{dt} \Big/ \frac{dR}{dt} \tag{33}$$

Из (30) находим:

$$\frac{dW}{dt}=\frac{dW}{dR}\frac{dR}{dt}=\frac{w_o d\left(R^3\right)}{dR}\cdot\frac{dR}{dt}=3w_o R^2\frac{dR}{dt}=\frac{3W}{R}\cdot\frac{dR}{dt} \tag{34}$$

Наконец, из (33, 34) находим:

$$F=\frac{3W}{R} \tag{35}$$

Таким образом, внутренняя энергия шаровой молнии эквивалентна силе, создающей устойчивость шаровой молнии.

> **Пример 2.** Найдем скрепляющую силу при условиях примера 1. Из (35) находим:
>
> $$F=\frac{3W}{R}=\frac{3\cdot 20\cdot 10^6}{0.1}=6\cdot 10^8 \text{ Ньютон}$$

6. О свечении шаровой молнии

Выше задача была решена без учета электрического сопротивления материала шаровой молнии. Естественно, оно не равно нулю и при протекании токов выделяется тепловая энергия. Ее величину в данный момент времени можно определить по формуле

$$P_t=\xi\int_0^R\left(\int_0^{2\pi}\left(J_\varphi^2+J_\theta^2\right)d\theta\right)dr, \tag{36}$$

где ξ – удельная проводимость сферы. Отсюда с учетом формул (Т3.3.8, Т3.3.8) получаем:

$$\begin{aligned}P_t&=\xi\int_0^R\left(\int_0^{2\pi}\begin{pmatrix} j_\varphi^2\cos^2(\alpha\rho)\sin^2(\theta)\cos^2(\omega t)\\ j_\theta^2\sin^2(\alpha\rho)\sin^2(\theta)\sin^2(\omega t)\end{pmatrix}d\theta\right)dr\\ &=\xi\left(\int_0^{2\pi}\sin^2(\theta)d\theta\right)\int_0^R\begin{pmatrix} j_\varphi^2\cos^2(\alpha\rho)\cos^2(\omega t)\\ j_\theta^2\sin^2(\alpha\rho)\sin^2(\omega t)\end{pmatrix}dr\end{aligned}, \tag{37}$$

Положим $j_\varphi^2=j_\theta^2=j^2$. Тогда с учетом (Т3.3.8, Т3.3.8) найдем:

$$j^2=\frac{e_\varphi e_\theta\alpha^4}{\mu^2\omega^2}. \tag{38}$$

При этом из (37) получим:

$$P_t = j^2 \pi \xi \left(\int_0^R \left(\cos^2(\alpha\rho) \cos^2(\omega t) \right) dr + \int_0^R \left(\sin^2(\alpha\rho) \sin^2(\omega t) \right) dr \right) =$$

$$= j^2 \pi \xi \left(\cos^2(\omega t) \int_0^R \left(\cos^2(\alpha\rho) \right) dr + \sin^2(\omega t) \int_0^R \left(\sin^2(\alpha\rho) \right) dr \right), \qquad (39)$$

или

$$P_t = j^2 \pi \xi R. \qquad (40)$$

Эта тепловая энергия излучается, что и является причиной свечения шаровой молнии.

7. О времени существования шаровой молнии

Электромагнитная энергия шаровой молнии постепенно расходуется на тепловые потери и излучается. При этом амплитуды e_φ, e_θ электромагнитной волны уменьшаются. Отсюда можно найти время T существования шаровой молнии. Из (38, 40) находим:

$$P_t(t) = e_a^2(t) \frac{\alpha^4 \pi \xi R}{\mu^2 \omega^2}, \qquad (41)$$

$$W(t) = e_a^2(t) \frac{\pi^2 \alpha \cdot R^3 \sqrt{2}}{3\mu\omega}, \qquad (42)$$

где

$$e_a(t) = \sqrt{e_\varphi(t) e_\theta(t)}. \qquad (43)$$

Очевидно,

$$\frac{dW(t)}{dt} = -P_t(t). \qquad (44)$$

Следовательно,

$$2e_a(t) \frac{d(e(t))}{dt} \frac{\pi^2 \alpha \cdot R^3 \sqrt{2}}{3\mu\omega} = -e_a^2(t) \frac{\alpha^4 \pi \xi R}{\mu^2 \omega^2} \qquad (45)$$

или

$$\frac{d(e_a(t))}{dt} = -\frac{3\alpha^3 \xi}{2\mu\omega\pi \cdot R^2 \sqrt{2}} e_a(t) \qquad (46)$$

Таким образом, средняя амплитуда электромагнитных волн в сфере убывает по экспоненте вида

$$e_a(t) = E_a \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \tag{47}$$

где

$$\tau = \frac{2\mu\omega\pi R^2\sqrt{2}}{3\alpha^3\xi} \tag{48}$$

Максимальное значение средней амплитуды определяется по (30) при известной первоначальной энергии W_o:

$$E_a^2 = \frac{3\mu\omega W_o}{\pi^2\alpha \cdot R^3\sqrt{2}} \tag{49}$$

При этом время существования шаровой молнии можно оценить величиной

$$T \approx 3\tau = 2\mu\omega\pi \cdot R^2\sqrt{2}\Big/\left(\alpha^3\xi\right). \tag{50}$$

> **Пример 3.** Найдем время существования шаровой молнии в зависимости от ее электропроводности при условиях примера 1. Из (50) находим:
>
> $$T \approx 2 \cdot 4\pi 10^{-7} 10^5 \pi 0.1^2\sqrt{2}\Big/\left(550^3\xi\right) \approx 10^{-10}/\xi \text{ сек}$$

8. О возможном механизме образования шаровой молнии

Лидер линейной молнии, встречая какое-либо препятствие, может изменить траекторию движения с прямолинейной на круговую. Это может служить причиной возникновения тех электромагнитных полей и электротоков, которые описаны выше.

Вот как описывается этот процесс в [4]

Очередной сильнейший разряд молнии, одновременный с грохотом, осветил всё пространство. Я вижу, как длинный ослепительный луч цвета солнца приближается ко мне прямо в солнечное сплетение. Конец его острый, чем дальше, тем толще, примерно 0,5 метра в длину. Дальше я не вижу, потому что смотрю под углом вниз.

Мгновенная мысль, это конец. Я смотрю, как острие луча приближается. Вдруг оно остановилось и между острием и телом начал вспухать шар, размером с большой грейпфрут. Раздался хлопок, как при вылете пробки из бутылки шампанского. Луч влетел в шар. Я вижу ослепительно яркий шар, цвета солнца, который вращается с бешеной *скоростью, перемалывая луч внутри. Но я не чувствую ни прикосновения, ни тепла.*

Шар перемалывал луч и увеличивался в размерах. … Шар не издавал никаких звуков. Сначала он был ярким и непрозрачным, а затем начал тускнеть и я увидел, что он пуст. Его оболочка изменилась и он стал похож на мыльный пузырь. Оболочка вращалась, но ее диаметр оставался стабильным, а поверхность отливала металлом.

9. О заряде шаровой молнии

Выше приведено решение уравнений Максвелла при отсутствии заряда шаровой молнии (но существовании свободных зарядов в ее теле). В том случае, если суммарный заряд шаровой молнии не равен нулю, он входит в правую часть уравнения (Т1.3.4). При этом появляется еще одно решение этих уравнений – постоянное электрическое поле. В силу линейности уравнений Максвелла последнее решение не влияет на рассмотренное ранее. Поэтому притяжение шаровой молнии к заряженному телу не противоречит вышеизложенному.

10. О физическом моделировании шаровой молнии

В [5] описан т.н. "хранитель вечного движения". Он представляет собой ферромагнитный или железный куб, в котором циркулирует поток электромагнитной энергии. Там приводятся описания экспериментов, доказывающих возможность существования такого "хранитель вечного движения", показывается, что куб сохраняет целостность, хотя и состоит из двух частей, не связанных механически. Такой куб может служить грубой моделью "кубической молнии". Ее создание не представляет труда [5].

Одним из недостатков такой модели является то, что Ссылка описывается "хранитель вечного движения", в котором отсутствуют токи. В приложении 2 доказывается, что может существовать железная "кубическая молния", в которой текут токи. Естественно, время существования такой "кубической молнии" будет ограничено в силу тепловых потерь.

Аналогичным образом может быть построена и "железная шаровая молния". На рис. 4 показана одна полусфера этой конструкции. В диаметральных ложбинках расположены провода. Вторая полусфера располагается сверху.

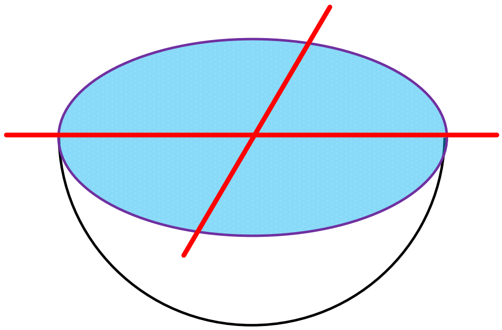

Рис. 4.

Для зарядки "железной шаровой молнии" электромагнитной энергией необходимо по диаметральным проводам пропустить высокочастотные импульсы, сдвинутые по фазе на $\pi/2$ для того, чтобы были также сдвинуты по фазе начальные значения магнитных напряженностей H_θ и H_φ - см. формулы (Т3.3.5) и (Т3.3.6). По результатам опытов, описанных в [5] можно предполагать, что после пропускания по проводам таких импульсов полусферы "склеятся".

Приложение 1. Уточнение решения

Здесь мы рассмотрим более строгое решение нашей задачи. Рассмотрим снова уравнения Максвелла (Т2.2), и подставим в них выражения для ротора и дивергенции из (Т1.4) (вместо ранее используемых менее сложных выражений (Т1.5)). Тогда получим следующие уравнения (Т4.3):

Таблица 4.

1	**2**	**3**
2.	$\mathrm{rot}_\theta H - \varepsilon \dfrac{\partial E_\theta}{\partial t} - J_\theta = 0$	$-\dfrac{H_\varphi}{\rho} - \dfrac{\partial H_\varphi}{\partial \rho} - \varepsilon \dfrac{\partial E_\theta}{\partial t} - J_\theta = 0$
3.	$\mathrm{rot}_\varphi H - \varepsilon \dfrac{\partial E_\varphi}{\partial t} - J_\varphi = 0$	$\dfrac{H_\theta}{\rho} + \dfrac{\partial H_\theta}{\partial \rho} - \varepsilon \dfrac{\partial E_\varphi}{\partial t} - J_\varphi = 0$
5.	$\mathrm{rot}_\theta E - \mu \dfrac{\partial H_\theta}{\partial t} = 0$	$-\dfrac{E_\varphi}{\rho} - \dfrac{\partial E_\varphi}{\partial \rho} - \mu \dfrac{\partial H_\theta}{\partial t} = 0$
6.	$\mathrm{rot}_\varphi E - \mu \dfrac{\partial H_\varphi}{\partial t} = 0$	$\dfrac{E_\theta}{\rho} + \dfrac{\partial E_\theta}{\partial \rho} - \mu \dfrac{\partial H_\varphi}{\partial t} = 0$

Будем (как и прежде) искать решение этих уравнений в виде следующих функций (Т3.2). Для определения неизвестных функций $Z(\rho)$, $\Gamma(\rho)$ подставим в уравнения из (Т4.3) функции (Т3.2), выполним дифференцирование по времени и сократим на общие множители. Тогда получим

$$-\frac{Z_\varphi(\rho)}{\rho}-\frac{\partial Z_\varphi(\rho)}{\partial\rho}-\varepsilon\omega e_\theta \sin(\alpha\rho)-\Gamma_\theta(\rho)=0, \tag{4}$$

$$\frac{Z_\theta(\rho)}{\rho}+\frac{\partial Z_\theta(\rho)}{\partial\rho}+\varepsilon\omega e_\varphi \cos(\alpha\rho)-\Gamma_\varphi(\rho)=0, \tag{5}$$

$$-e_\varphi\left[\frac{\cos(\alpha\rho)}{\rho}+\frac{\partial\cos(\alpha\rho)}{\partial\rho}\right]-\mu\omega Z_\theta(\rho)=0, \tag{6}$$

$$e_\theta\left[\frac{\sin(\alpha\rho)}{\rho}+\frac{\partial\sin(\alpha\rho)}{\partial\rho}\right]-\mu\omega Z_\varphi(\rho)=0, \tag{7}$$

Из (7) следует:

$$Z_\varphi(\rho)=\frac{e_\theta}{\mu\omega}\left[\frac{\sin(\alpha\rho)}{\rho}+\alpha\cos(\alpha\rho)\right], \tag{8}$$

Из (4, 8) следует:

$$\begin{gathered}\Gamma_\theta(\rho)=-\frac{Z_\varphi(\rho)}{\rho}-\frac{\partial Z_\varphi(\rho)}{\partial\rho}-\varepsilon\omega e_\theta \sin(\alpha\rho)= \\ =-e_\theta\left\{\frac{1}{\mu\omega}\left[\frac{\sin(\alpha\rho)}{\rho^2}+2\alpha\frac{\cos(\alpha\rho)}{\rho}-\alpha^2\frac{\sin(\alpha\rho)}{\rho}\right]+\varepsilon\omega\sin(\alpha\rho)\right\},\end{gathered} \tag{9}$$

Из (6) следует:

$$Z_\theta(\alpha\rho)=-\frac{e_\varphi}{\mu\omega}\left[\frac{\cos(\alpha\rho)}{\rho}-\alpha\sin(\alpha\rho)\right], \tag{10}$$

Из (5,10) следует:

$$\begin{gathered}\Gamma_\varphi(\rho)=\frac{Z_\theta(\rho)}{\rho}+\frac{\partial Z_\theta(\rho)}{\partial\rho}+\varepsilon\omega e_\varphi \cos(\alpha\rho)= \\ =-e_\varphi\left\{\frac{1}{\mu\omega}\left[\frac{\cos(\alpha\rho)}{\rho^2}-2\alpha\frac{\sin(\alpha\rho)}{\rho}-\alpha^2\frac{\cos(\alpha\rho)}{\rho}\right]+\varepsilon\omega\cos(\alpha\rho)\right\},\end{gathered} \tag{11}$$

На рис. 5 показаны графики указанных функций (8-11) при

$$e_\varphi=e_\theta=1,\ \omega=10^5,\ \alpha=550,\ R=2n\pi/\alpha,\ n=25.$$

Видно, что $\rho > 0.2R$ при функции (8-11) стремятся к гармоническим функциям (8-11). Следовательно, выше выполненный переход от уравнений (T1.4) к менее сложным уравнениям (T1.5) допустим.

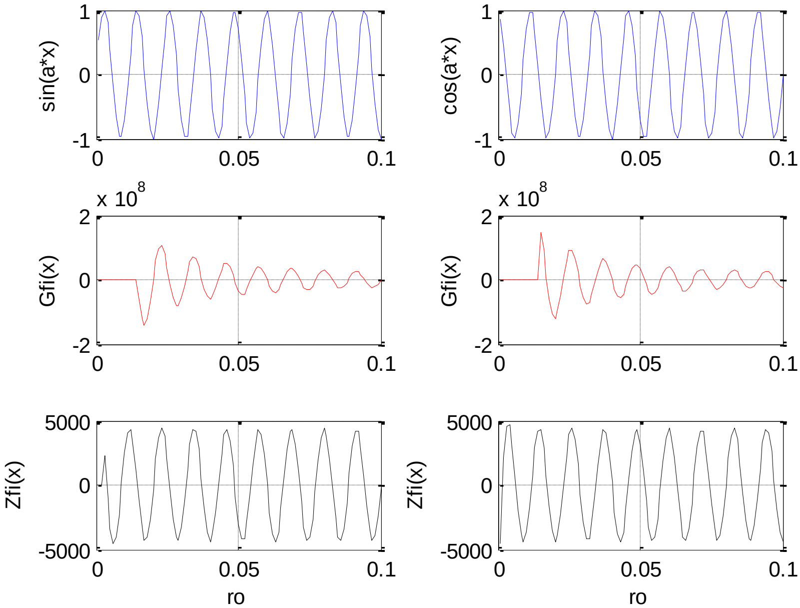

Рис. 5.

Приложение 2. "Кубическая молния"

Рассмотрим систему уравнений Максвелла в декартовой системе координат. Обозначим

E - напряженность электрического поля,

H - напряженность магнитного поля,

μ - абсолютная магнитная проницаемость,

ε - абсолютная диэлектрическая проницаемость,

ϑ - электропроводность,

φ - электрический скалярный потенциал,

ρ - плотность электрического заряда.

Эта система уравнений имеет следующий вид:

1.	$\frac{\partial H_z}{\partial y}-\frac{\partial H_y}{\partial z}-\varepsilon\frac{\partial E_x}{\partial t}+\vartheta\frac{d\varphi}{dx}=0$	
2.	$\frac{\partial H_x}{\partial z}-\frac{\partial H_z}{\partial x}-\varepsilon\frac{\partial E_y}{\partial t}+\vartheta\frac{d\varphi}{dy}=0$	
3.	$\frac{\partial H_y}{\partial x}-\frac{\partial H_x}{\partial y}-\varepsilon\frac{\partial E_z}{\partial t}+\vartheta\frac{d\varphi}{dz}=0$	
4.	$\frac{\partial E_z}{\partial y}-\frac{\partial E_y}{\partial z}+\mu\frac{\partial H_x}{\partial t}=0$	
5.	$\frac{\partial E_x}{\partial z}-\frac{\partial E_z}{\partial x}+\mu\frac{\partial H_y}{\partial t}=0$	
6.	$\frac{\partial E_y}{\partial x}-\frac{\partial E_x}{\partial y}+\mu\frac{\partial H_z}{\partial t}=0$	
7.	$\frac{\partial E_x}{\partial x}+\frac{\partial E_y}{\partial y}+\frac{\partial E_z}{\partial z}-\frac{\rho}{\varepsilon}=0$	
8.	$\frac{\partial H_x}{\partial x}+\frac{\partial H_y}{\partial y}+\frac{\partial H_z}{\partial z}=0$	

(1)

Будем полагать, что в системе суммарный заряд равен нулю.
Рассмотрим следующие функции (предложенные в [4]):

$$E_x(x,y,z,t)=e_x\cos(\alpha x)\sin(\beta y)\sin(\gamma z)\sin(\omega t), \tag{2}$$

$$E_y(x,y,z,t)=e_y\sin(\alpha x)\cos(\beta y)\sin(\gamma z)\sin(\omega t), \tag{3}$$

$$E_z(x,y,z,t)=e_z\sin(\alpha x)\sin(\beta y)\cos(\gamma z)\sin(\omega t), \tag{4}$$

$$H_x(x,y,z,t)=h_x\sin(\alpha x)\cos(\beta y)\cos(\gamma z)\cos(\omega t), \tag{5}$$

$$H_y(x,y,z,t)=h_y\cos(\alpha x)\sin(\beta y)\cos(\gamma z)\cos(\omega t), \tag{6}$$

$$H_z(x,y,z,t)=h_z\cos(\alpha x)\cos(\beta y)\sin(\gamma z)\cos(\omega t), \tag{7}$$

$$\varphi(x,y,z,t)=\varphi_o\cos(\alpha x)\cos(\beta y)\cos(\gamma z)\cos(\omega t). \tag{8}$$

где

$e_x, e_y, e_z, h_x, h_y, h_z, \varphi_o$ - амплитуды функций,

$\alpha,\ \beta,\ \lambda,\ \omega$ - константы.

Дифференцируя и подставляя (2-9) в (1) после сокращения на общие множители, получаем:

1.	$h_z\beta - h_y\gamma - e_x\varepsilon\omega + \varphi_{ox}\vartheta\alpha = 0$	
2.	$h_x\gamma - h_z\alpha - e_y\varepsilon\omega + \varphi_{oy}\vartheta\beta = 0$	
3.	$h_y\alpha - h_x\beta - e_z\varepsilon\omega + \varphi_{oz}\vartheta\gamma = 0$	
4.	$e_z\beta - e_y\gamma + h_x\mu\omega = 0$	
5.	$e_x\gamma - e_z\alpha + h_y\mu\omega = 0$	
6.	$e_y\alpha - e_x\beta + h_z\mu\omega = 0$	
7.	$e_x\alpha + e_y\beta + e_z\gamma = 0$	
8.	$h_x\alpha + h_y\beta + h_z\gamma = 0$	

(10)

Если $\alpha = \beta = \lambda$, то система уравнений (9) принимает вид:

1.	$h_z - h_y - e_x\varepsilon\omega/\alpha + J_x = 0$	
2.	$h_x - h_z - e_y\varepsilon\omega/\alpha + J_y = 0$	
3.	$h_y - h_x - e_z\varepsilon\omega/\alpha + J_z = 0$	
4.	$e_z - e_y + h_x\mu\omega/\alpha = 0$	
5.	$e_x - e_z + h_y\mu\omega/\alpha = 0$	
6.	$e_y - e_x + h_z\mu\omega/\alpha = 0$	
7.	$e_x + e_y + e_z = 0$	
8.	$h_x + h_y + h_z = 0$	

(11)

Эта система 8-ми уравнений с 9-ю неизвестными имеет множество решений.

Рассмотрим частный случай. Пусть $h_z = 0$. Тогда эта система уравнений принимает вид:

1.	$-e_x\varepsilon\omega/\alpha - h_y + J_x = 0$	
2.	$-e_y\varepsilon\omega/\alpha + h_x + J_y = 0$	
3.	$-e_z\varepsilon\omega/\alpha - h_x + h_y + J_z = 0$	
4.	$-e_y + e_z + h_x\mu\omega/\alpha = 0$	

(13)

5.	$e_x - e_z + h_y \mu\omega / \alpha = 0$	
6.	$-e_x + e_y = 0$	
7.	$e_x + e_y + e_z = 0$	
8.	$h_x + h_y = 0$	

Избавимся от неизвестных $h_x = -h_y$ и $e_y = e_x$. Тогда получим 6 уравнений с 6-ю неизвестными:

1.	$-e_x \varepsilon\omega / \alpha - h_y + J_x = 0$	
2.	$-e_x \varepsilon\omega / \alpha - h_y + J_y = 0$	
3.	$-e_z \varepsilon\omega / \alpha + 2h_y + J_z = 0$	
4.	$-e_x + e_z - h_y \mu\omega / \alpha = 0$	
5.	$e_x - e_z + h_y \mu\omega / \alpha = 0$	
7.	$2e_x + e_z = 0$	

(14)

Из 1, 2 следует, что $J_y = J_x$. Избавимся еще от $e_z = -2e_x$. Тогда получим:

1.	$-e_x \varepsilon\omega / \alpha - h_y + J_x = 0$	
3.	$2 e_x \varepsilon\omega / \alpha + 2h_y + J_z = 0$	
4.	$-3e_x - h_y \mu\omega / \alpha = 0$	
5.	$3e_x + h_y \mu\omega / \alpha = 0$	

(15)

Из 1, 3 следует, что $J_z = -2J_x$. Тогда получим:

1.	$-e_x \varepsilon\omega / \alpha - h_y + J_x = 0$	
5.	$3e_x + h_y \mu\omega / \alpha = 0$	

(16)

Итак, решение имеет вид:

$$e_y = e_x, \tag{21}$$

$$e_z = -2e_x, \tag{22}$$

$$h_y = -\frac{3e_x \alpha}{\mu\omega}, \tag{23}$$

$$h_x = -h_y, \tag{24}$$

$$h_z = 0, \tag{25}$$

$$J_x = e_x \varepsilon\omega/\alpha + h_y = e_x\left(\frac{\varepsilon\omega}{\alpha} - \frac{3\alpha}{\mu\omega}\right), \tag{26}$$

$$J_y = J_x, \tag{27}$$

$$J_z = -2J_x. \tag{28}$$

Следовательно,

$$J_x + J_y + J_z = 0 \tag{29}$$

Таким образом, при данном e_x и $h_z = 0$ могут быть найдены остальные неизвестные.

Найдем проекции вектора плотности потока энергии

$$S_x = E_y H_z + E_z H_y = E_z H_y =$$
$$= e_z h_y \sin(\alpha x)\cos(\alpha x)\sin^2(\beta y)\cos^2(\gamma z)\sin(\omega t)\cos(\omega t) =$$
$$= \frac{e_z h_y}{4}\sin(2\alpha x)\sin^2(\beta y)\cos^2(\gamma z)\sin(2\omega t),$$

$$S_y = E_x H_z + E_z H_x = E_z H_x =$$
$$= e_z h_x \sin^2(\alpha x)\sin(\beta y)\cos(\beta y)\cos^2(\gamma z)\sin(\omega t)\cos(\omega t) =$$
$$= \frac{e_z h_y}{4}\sin^2(\alpha x)\sin(2\beta y)\cos^2(\gamma z)\sin(2\omega t),$$

$$S_z = E_x H_y - E_y H_x =$$
$$= e_x h_y \cos^2(\alpha x)\sin^2(\beta y)\cos(\gamma z)\sin(\gamma z)\sin(\omega t)\cos(\omega t) -$$
$$- e_y h_x \sin^2(\alpha x)\cos^2(\beta y)\sin(\gamma z)\cos(\gamma z)\sin(\omega t)\cos(\omega t) =$$
$$= \frac{1}{4}\begin{bmatrix} e_x h_y \cos^2(\alpha x)\sin^2(\beta y) - \\ - e_y h_x \sin^2(\alpha x)\cos^2(\beta y)\end{bmatrix}\sin(2\gamma z)\sin(2\omega t).$$

Учитывая (21) и (24), получаем:

$$S_z = \frac{e_x h_y}{4}\begin{bmatrix}\cos^2(\alpha x)\sin^2(\beta y) - \\ - \sin^2(\alpha x)\cos^2(\beta y)\end{bmatrix}\sin(2\gamma z)\sin(2\omega t).$$

Таким образом, в электропроводном кубе может сохраняться электромагнитная энергия и пульсировать электротоки. Поскольку такой куб имеет электросопротивление, энергия в нем будет расходоваться на тепловые потери и механическая целостность такого куба через некоторое время будет нарушена.

Литература

1. Капица П.Л. О природе шаровой молнии. ДАН СССР 1955. Том 1.
2. http://www.wikiznanie.ru/ru-wz/index.php/Шаровая_молния
3. Хмельник С. И. К вопросу о внутриядерных силах. «Доклады независимых авторов», изд. «ДНА», ISSN 2225-6717, Россия – Израиль, 2014, вып. 27, ISBN 978-1-312-19894-4, printed in USA, Lulu Inc., ID 14739921; http://vixra.org/pdf/1405.0296v2.pdf
4. Анатолий Мякеляйнен (Финляндия), Валерий Буераков (Украина). Полет на шаровой молнии, https://drive.google.com/file/d/0B4rZDrYTBG_pMFZ1RFNOd2hSTDA/edit
5. Хмельник С. И. К теории хранителя вечного движения. «Доклады независимых авторов», изд. «ДНА», ISSN 2225-6717, Россия – Израиль, 2013, вып. 23, ISBN 978-1-300-55019-8, printed in USA, Lulu Inc., ID 13514159; http://vixra.org/abs/1404.0086
6. Хмельник С.И. Вариационный принцип экстремума в электромеханических и электродинамических системах. Publisher by “MiC”, printed in USA, Lulu Inc., ID 1769875, Израиль, 2008, ISBN 978-0-557-04837-3.