

УДК 519.6

ЗЕМНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ, МОНОПОЛЬ, ШАРОВАЯ МОЛНИЯ

Верещагин И.А.

БФ ПГТУ, Березники, e-mail: ivereschagin@bf.pstu.ac.ru

Предложен новый подход к изучению земного магнетизма. В центре Земли монополю μ , шаровая молния возникает в пучностях стоячих волн монополя. Гравитация – квадрупольное излучение μ .

Ключевые слова: электромагнетизм, монополю, шаровая молния

EARTH ELECTROMAGNETISM, MONOPOL, FIREBALL

Vereshchagin I.A.

Bereznikovsky branch PGU, Berezniki, e-mail: ivereschagin@bf.pstu.ac.ru

A new approach to the study of terrestrial magnetism. In the center of the planet monopole, a fireball in the antinode of standing wave magnetic monopole. Gravity is the Blocks-polnynm moment

Keywords: electromagnetism, monopole, fireball

Данные о строении Земли. Магнитосфера Земли взаимодействует с солнечным ветром (рис. 1). Солнечный ветер состоит из ионов и электронов ($n \sim 100/\text{см}^3$). Скорость ионов вблизи Земли по оценкам С. Чепмена [2] лежит в пределах: $470 < u_i < 1600 \text{ км/с}$. Скорость электронов зависит от механизмов

разгона и близка к пределу: $u_e \sim c$ (даже при торможении в космическом магнитном поле КМП: $10^{-6} \leq H \leq 10^{-4} \text{ Э}$) → электрический потенциал **В**. Поэтому ионы поглощаются в основном ионосферой. Электроны достигают земной коры и магмы, заряжая их отрицательно (рис. 3).

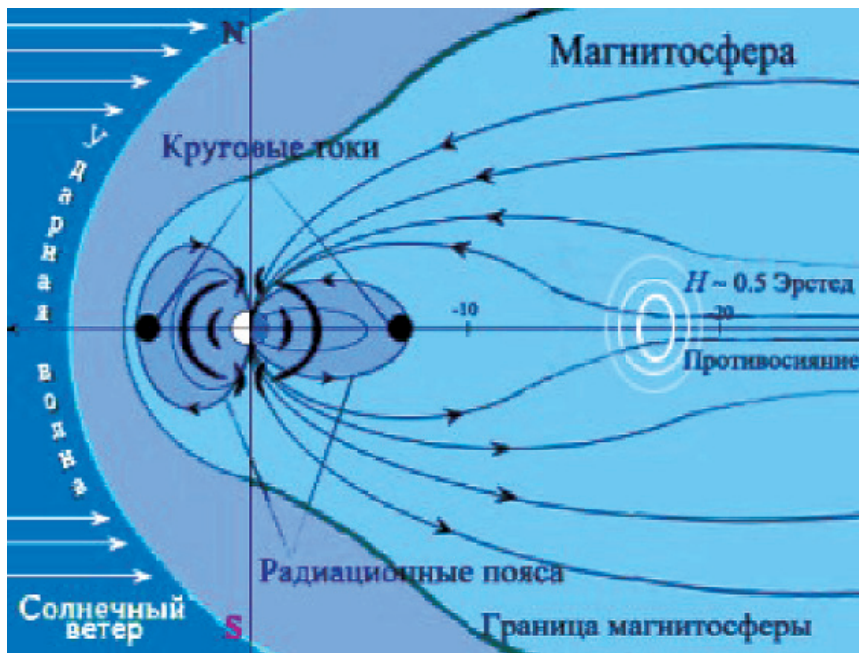


Рис. 1. Магнитосфера Земли деформирована Солнечным ветром [1]

Векторный электрический потенциал. Для описания электромагнитных явлений ис-

пользуется алгебра октав (алгебра радуги, алгебра Кэли), вводится операторный терм [2]:

$$\hat{U} = \partial/\partial t + i\partial/\partial x + j\partial/\partial y + k\partial/\partial z + \alpha E\hat{H} + \beta (I\partial/\partial p_x + J\partial/\partial p_y + K\partial/\partial p_z), \quad (1)$$

где u – характерная скорость взаимодействий ($u = 1$), $\alpha = m^7/m^2u^3$, $\beta = m^7$ – константа

размерности: $[m^7] = \text{кг/с}$, m – масса источников поля. Предметный терм имеет вид:

$$U = \phi + iA_x + jA_y + kA_z + E\psi + IB_x + JB_y + KB_z, \quad (2)$$

где ϕ – скалярный потенциал электрического поля, **A** – векторный потенциал магнитного

поля, ψ – скалярный магнитный потенциал, **B** – векторный электрический потенциал.

Принимается «параллельная», или «экстремальная» **схема приведения**¹ алгебры (1, 2), построенной на сюръекции

$$\Theta | E_8 \rightarrow f(E_8),$$

допускающая гомеоморфизм $\Xi | f(E_8) \leftrightarrow E_8$:

$$\hat{U}U = 0. \quad (3)$$

Результат приведения (3) отображается в 8-мерное пространство Евклида.

В системе уравнений, построенной по алгоритму (3), с условием на потенциал $\psi \equiv 0$:

$$\partial\varphi/\partial t - \operatorname{div} \mathbf{A} - \beta \operatorname{div}_p \mathbf{B} = 0,$$

$$\partial\mathbf{A}/\partial t + \operatorname{rot} \mathbf{A} + \operatorname{grad} \varphi + \alpha \hat{H} \mathbf{B} - \beta \operatorname{rot}_p \mathbf{B} = 0,$$

$$-\operatorname{div} \mathbf{B} + \alpha \hat{H} \varphi + \beta \operatorname{div}_p \mathbf{A} = 0, \quad (4)$$

$\partial\mathbf{B}/\partial t - \operatorname{rot} \mathbf{B} - \alpha \hat{H} \mathbf{A} - \beta \operatorname{rot}_p \mathbf{A} + \beta \operatorname{grad}_p \varphi = 0$, если $\alpha \sim 0$, можно пренебречь слагаемыми с этим коэффициентом. При очевидном отсутствии явной зависимости потенциалов φ , \mathbf{A} от импульса \mathbf{p} из (4) исключаются их производные по координатам p_x, p_y, p_z . Тогда система уравнений (4) приобретает вид:

$$\partial\varphi/\partial t - \operatorname{div} \mathbf{A} - m' \operatorname{div}_p \mathbf{B} = 0,$$

$$\partial\mathbf{A}/\partial t + \operatorname{rot} \mathbf{A} + \operatorname{grad} \varphi - m' \operatorname{rot}_p \mathbf{B} = 0,$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (5)$$

$$\partial\mathbf{B}/\partial t - \operatorname{rot} \mathbf{B} = 0.$$

В «калибровке Кулона» $\operatorname{div} \mathbf{A} = 0$ (а также при условии $\operatorname{div}_p \mathbf{B} = 0$) определяются напряженности основных и дополнительных (с индексом $_B$) полей (6)²:

$$\mathbf{H} = \operatorname{rot} \mathbf{A}, \quad \mathbf{H}_B = \operatorname{rot} \mathbf{B}, \quad (6)$$

$$\mathbf{E} = -\partial\mathbf{A}/\partial t - \operatorname{grad} \varphi, \quad \mathbf{E}_B = -m' \operatorname{rot}_p \mathbf{B}.$$

Из (6) следуют уравнения Максвелла для полей, связанных с потенциалами φ , \mathbf{A} :

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{H} = 4\pi \mathbf{j},$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi \rho, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\partial\mathbf{H}/\partial t, \quad (7)$$

и система уравнений для дополнительных полей, определяемых потенциалом \mathbf{B} :

$$\operatorname{div} \mathbf{H}_B = 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{H}_B = 4\pi \mathbf{j}_B,$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E}_B = 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E}_B = -\partial\mathbf{E}_B/\partial t, \quad (8)$$

где \mathbf{j}_B – плотность тока магнитных мультимоментов (изменение намагниченности, линейной величины и ориентации, рас-

пределения в средах земной коры, магмы, ионосферы). Вместе со 2-м, интерес представляет 4-е уравнение системы (8): при определенных внешних условиях возможна вихревая локализация полей \mathbf{H}_B , \mathbf{E}_B . Подставляя во 2-е уравнение значение $\operatorname{rot} \mathbf{B} = \partial\mathbf{B}/\partial t$, получим $\partial\mathbf{H}_B/\partial t = 4\pi \mu_B$. Преобразуя 4-е уравнение в интегральную форму, придем к выражению для электрического воздействия в контуре S , охватывающем площадь S :

$$\xi_B = -\frac{d}{dt} \int (E_B n) dS, \quad (*)$$

что является дополнением к Э.Д.С., наводимой в контуре S согласно закону Фарадея:

$$\xi = -\frac{d}{dt} \int (Hn) dS. \quad (**)$$

В «калибровке»

$$\partial\varphi/\partial t - \operatorname{div} \mathbf{A} = 0, \quad \operatorname{div}_p \mathbf{B} = 0$$

для симметризованных определений:

$$\mathbf{H} = \operatorname{rot} \mathbf{A}, \quad \mathbf{H}_B = m' \operatorname{rot}_p \mathbf{B}, \quad (9)$$

$$\mathbf{E} = -\partial\mathbf{A}/\partial t - \operatorname{grad} \varphi, \quad \mathbf{E}_B = -\partial\mathbf{B}/\partial t - m' \operatorname{rot}_p \mathbf{B},$$

в условии $|\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{G}| \gg \square |d^2 \mathbf{G}/dt^2|$ уравнения для \mathbf{H} , \mathbf{E} имеют вид:

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{H} = 4\pi \mathbf{j} - \partial\mathbf{E}/\partial t, \quad \operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi \rho, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\partial\mathbf{H}/\partial t. \quad (10)$$

Для полей \mathbf{H}_{Bp} , \mathbf{E}_{Bp} получается система уравнений, тоже не зависящих от \mathbf{H} , \mathbf{E} (11):

$$\operatorname{div}_p \mathbf{H}_{Bp} = 0,$$

$$\operatorname{rot}_p \mathbf{H}_{Bp} = -m' \Delta_p \mathbf{B} \equiv 4\pi m' \mu_{Bp},$$

$$\operatorname{div}_p \mathbf{E}_{Bp} = 0, \quad (11)$$

$$\operatorname{rot}_p \mathbf{E}_{Bp} = -4\pi m' \mu_{Bp} - \partial\mathbf{H}_{Bp}/\partial t,$$

где μ_{Bp} – плотность дополнительного магнитодинамического тока.

Вид системы (11) указывает на вихревую аномалию по полям \mathbf{H}_{Bp} , \mathbf{E}_{Bp} в отсутствие электрических и магнитных зарядов. Кроме того, обнаруживается еще один источник наведения Э.Д.С. в контуре S :

$$\xi_{Bp} = -\frac{d}{dt} \int (H_{Bp} n) dS. \quad (***)$$

Скалярный магнитный потенциал.

Исследуем систему (3) в предположениях $\psi \neq 0$, $\mathbf{B} \equiv 0$, $|\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{G}| \gg \square |d^2 \mathbf{G}/dt^2|$ при тех же условиях по зависимости от импульсных координат:

$$\partial\varphi/\partial t - \operatorname{div} \mathbf{A} - \alpha \hat{H} \psi = 0,$$

$$\partial\mathbf{A}/\partial t + \operatorname{rot} \mathbf{A} + \operatorname{grad} \varphi - \beta \operatorname{grad}_p \psi = 0,$$

$$\partial\psi/\partial t + \alpha \hat{H} \varphi = 0, \quad \operatorname{grad} \psi - \alpha \hat{H} \mathbf{A} = 0. \quad (12)$$

¹ Уравнения гиперсимметричны, асимметрия вносится начальными и краевыми условиями конкретной задачи.

² Переобозначено: $B \rightarrow H$, $D \rightarrow E$; диэлектрическая ϵ и магнитная μ проницаемости среды не рассматриваются.

Положим

$$\alpha \hat{H} = \alpha \frac{h^2}{2m} \Delta \equiv \alpha' \Delta,$$

где h – аналог постоянной Планка, Δ – лапласиан, $[\alpha'] = \text{м}$. В «калибровке» $\text{div } \mathbf{A} + \alpha' \Delta \psi = 0$ определим напряженности полей \mathbf{H} , \mathbf{E} , \mathbf{H}_ψ , \mathbf{E}_ψ (13):

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= \text{rot } \mathbf{A}, & \mathbf{H}_\psi &= \text{grad } \psi, \\ \mathbf{E} &= -\partial \mathbf{A} / \partial t - \text{grad } \phi, & \mathbf{E}_\psi &= m' \text{grad}_p \psi. \end{aligned} \quad (13)$$

Систему (12) перепишем в виде:

$$\begin{aligned} \partial \phi / \partial t - \text{div } \mathbf{A} + 4\pi \alpha' \mu_\psi &= 0, \\ \partial \mathbf{A} / \partial t + \text{rot } \mathbf{A} + \text{grad } \phi - m' \text{grad}_p \psi &= 0, \\ \partial \psi / \partial t - 4\pi \alpha' \rho &= 0, \text{grad } \psi + 4\pi \alpha' \mathbf{j} = 0, \end{aligned} \quad (14)$$

где $\mu_\psi = -\Delta \psi / 4\pi$ – плотность магнитного заряда m_ψ .

Система уравнений для полей \mathbf{H} , \mathbf{E} имеет вид:

$$\begin{aligned} \text{div } \mathbf{H} &= 0, \text{rot } \mathbf{H} = 4\pi \mathbf{j} + 4\pi \alpha' \text{grad } \mu_\psi, \\ \text{div } \mathbf{E} &= 4\pi \rho - 4\pi \alpha' \partial \mu_\psi / \partial t, \\ \text{rot } \mathbf{E} &= -\partial \mathbf{H} / \partial t. \end{aligned} \quad (15)$$

Система уравнений для полей \mathbf{H}_ψ , \mathbf{E}_ψ записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} \text{div } \mathbf{H}_\psi &= -4\pi \mu_\psi, \\ \text{rot } \mathbf{H}_\psi &= 0, \text{div } \mathbf{E}_\psi = -\text{div } \mathbf{E}, \\ \text{rot } \mathbf{E}_\psi &= -\text{rot } \mathbf{E} + 4\pi \mathbf{j} + 4\pi \alpha' \text{grad } \mu_\psi, \\ \text{div}_p \mathbf{E}_\psi &= -4\pi m' \mu_{\psi p}, \text{rot}_p \mathbf{E}_\psi = 0, \end{aligned} \quad (16)$$

где $\mu_{\psi p}$ – плотность динамического магнитного заряда. При $\text{grad } \mu_\psi > 0$ на дневной поверхности и $\mu_\psi < 0$ уравнение 4 в (16) дает гармонический (см. ниже) вклад в Э.Д.С. контура S .

Из 4-го уравнения в (14) следует:

$$\text{div grad } \psi \equiv \Delta \psi = -4\pi \alpha' \text{div } \mathbf{j} = -4\pi \mu_\psi,$$

$$\mu_\psi(r) = \frac{1}{4\pi} \int_{S_\Phi} \left[\left(\frac{e^{ikR}}{R} \right) (\partial \mu_\psi(r') / \partial r') - \mu_\psi(r') (\partial / \partial r') \left(\frac{e^{ikR}}{R} \right) \right] dS', \quad (20)$$

где $R = |\mathbf{r}' - \mathbf{r}|$. Вне шара Φ : $\mu_\psi = 0$ [5], $\psi \neq 0$. Уравнение (19) имеет набор фундаментальных решений для дискретных значений момента ($\alpha' = m^2 r^2 v^2 / 2miv^3$, где $rv = \zeta r_0 v_0$, ζ из \mathbf{R}) и описывает стоячие волны плотности μ_ψ в Φ :

$$\begin{aligned} \mu_\psi &= \mu_{\psi 0} \text{Re} \left(\sum_{\zeta \geq 0} e^{ik_\zeta r} \right) / r, \\ \mu_{\psi 0} &= \text{Re} \left(a_\psi e^{-i\omega \zeta t} \right), \end{aligned}$$

$$k_\zeta = \hat{n} / \alpha'(\zeta), \quad \hat{n} = n - in_{im}, \quad n_{im} > 0,$$

и амплитуда волн от центра убывает [6]. Коэффициент поглощения: $n_{im} \sim (\omega \mu)^{1/2}$. При их числе $N \gg 1$, все компоненты $\text{grad } \mu_\psi(k_n)$ ортогональны ($\dim V \gg 1$).

$$\mu_\psi = \alpha' \text{div } \mathbf{j}.$$

Если электрический заряд сохраняется:

$$\text{div } \mathbf{j} + \partial \rho / \partial t = 0,$$

то

$$\mu_\psi = -\alpha' \partial \rho / \partial t.$$

Из 3-го уравнения в (14) получаем:

$$\partial^2 \psi / \partial t^2 = 4\pi \alpha' \partial \rho / \partial t = -4\pi \mu_\psi,$$

или, в итоге, уравнение Даламбера для ψ :

$$\Delta \psi - \partial^2 \psi / u^2 \partial t^2 = 0, \quad (17)$$

т.е. волны ψ существуют вне области распределенного заряда m_ψ .

Общее решение задачи Коши для уравнения (17) в сферически симметричном случае строится на основе частного решения

$$\Psi(t, r) = \mu_0 [\delta(r - ut) - \delta(r + ut)] / 4\pi ur,$$

где $\delta(r)$ – δ -функция Дирака, полученного при начальных условиях $\Psi_0 = 0$, $\partial \Psi_0 / \partial t = \delta(\mathbf{r}) = \delta(r) \mu_0 / 2\pi r^2$. В «точке» $r = 0$ – особенность. Решение уравнения (17) при $\psi|_{t=0} = \psi_0$, $\partial \psi / \partial t|_{t=0} = \Omega \psi_0$ есть

$$\psi(t, r) = \psi_0 \int_{V'} (\Omega \Psi + \partial \Psi / \partial t) dV', \quad (18)$$

где $\Psi = \Psi(t, |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)$, $[\psi_0] = \text{с/м}^3$, V' – область с μ_ψ . Опережающие решения отвечают удаленным на ∞ источникам поля. Использование потенциала ψ допускает нарушение 2-го начала термодинамики [4] (магнитная активность Солнца, сверхсветовой солнечный ветер, КМП).

Из 2-го уравнения в (15) следует: $\text{div } \mathbf{j} = -\alpha' \Delta \mu_\psi$. Поскольку $\alpha' \text{div } \mathbf{j} = \mu_\psi$, уравнение для плотности μ_ψ принимает вид однородного уравнения Гельмгольца:

$$\Delta \mu_\psi + (2\pi/\lambda)^2 \mu_\psi = 0, \quad (19)$$

$\lambda = 2\pi \alpha'$. Решение (19) под сферой S_Φ радиуса R_Φ с условием $\mu_\psi|_{S_\Phi} = 0$ или $\partial \mu_\psi / \partial \mathbf{n}|_{S_\Phi} = 0$:

При условиях (13) плотность заряда ρ является источником «подогрева» μ_ψ :

$$\Delta \mu_\psi - 4\pi \sigma \partial \mu_\psi / \partial t = -4\pi \sigma \rho / \alpha'. \quad (21)$$

Учитывая решения уравнений (17, 19), граничные условия для (21) достаточно принять в виде:

$$\mu_\psi|_{S_\Phi} = 0, \quad \partial \mu_\psi / \partial \mathbf{n}|_{S_\Phi} = 0 \quad [5].$$

От знака ρ зависит направление процесса ($\mathbf{n} > 0$ для $+\rho$).

В случае μ_ψ – «электрона», т.е. при $h = \hbar/2$ и массе $m = m_e$, коэффициент

$$\alpha' \approx 0,273 \text{ мм} = \lambda' \rightarrow v' \approx 1,098 \text{ ТГц}.$$

Введем $\varepsilon(\mu_n)$ как набор осцилляторов $\varepsilon_n = \hbar\omega(n + C_S^{\psi}/2 + 2)$ в поле

$$U = 2\pi \int_{\Phi} \rho_M \omega^2 r^4 dr \approx m\omega^2 r^2/2$$

шара Φ [7]. Здесь $C_S \approx 2^{4s} \equiv j$ – число степеней свободы в гиперкэлеровом пространстве s монополей V_{4s} , определяемое факторизацией [8] (при диффеоморфизме $\Theta |f(E_{4k}) \rightarrow E_{4k}$) пространства V_{4s} по подгруппам группы $SO(4s)$. Если $s = 1$ и калибровка фиксирована, то фазовая окружность S^1 не рассматривается, и $C_S = 3$. При тепловом равновесии одного несвязанного монополя (7/2) с реликтовым излучением³:

$$\varepsilon_n = \varepsilon_r = 13kT/2 = \hbar\omega_{\text{рел}}$$

где $T \approx 2,7$ К – температура реликтовых частиц, имеющих 9 степеней свободы движения, колебаний, вращения, 3 спина и 1 заряда. Длина реликтовой волны $\lambda_{\text{рел}} \approx 0,13$ мм (реальная длина волны реликтов на максимуме интенсивности $\lambda \approx 0,11$ мм).

В квантовом приближении:

$$\varepsilon = \sum_{n \geq 0} p_n \varepsilon_n = \varepsilon_r,$$

где p_n – коэффициенты, $\sum_{n \geq 0} p_n = 1$, или вероятности состояний

$$n: p_n = |\chi_n|^2 \sim \exp(-r^2/\alpha^2) r^{2n}/\alpha^{2n+1},$$

где χ_n – волновые функции (рис. 2) [9]. Вероятность перехода из нулевого состояния $\varepsilon_0 \rightarrow \varepsilon_k: p_{0k} = \kappa^k e^{-\kappa}/k!$, $\kappa = F^2/16m_e \hbar \pi^3 v^3$ – параметр распределения Пуассона, $F = q^2/\alpha'^2$ – воздействие (электрического) поля $E \approx \text{const}$. Осциллятор является возмущением среды, поэтому $\hbar k_{\text{рел}} = \hbar k_n (\varepsilon_n)^{1/2}$. В табл. 1 даны оценки произведения проницаемостей $\varepsilon\mu$ для различных слоев плотности μ_{ψ}^4 , см. [9]. Для s притягивающих друг друга отрицательных монополей $j \gg 1$, и $v \sim \varepsilon\mu \sim u_{\text{груп}} \sim M \sim 0$. Если $\varepsilon \sim 1$, то $\mu \sim 0$.

³ Возраст Земли исчисляется по ее твердой фазе с момента отпочкования от Солнца. Звезда возникает в результате конденсации материи на скоплениях зарядов m_{ψ} , образовавшихся в эпоху $T^{\circ} \text{ К} = T_{\text{реликт}}$. Температурная память m_{ψ} обусловлена степенями свободы C_S , а также изоляцией оболочки C_{ψ} из захваченных электрических зарядов. Внутри звезды монополи μ_{ψ} с моментом M_{ψ} появляются из вакуума и периодически выталкиваются наружу под действием сил Архимеда и центробежной. Если свободные заряды одного знака $\mu_{\psi} < 0$ притягиваются и масса $m_{\psi} < 0$, то гравитационное взаимодействие атомов $A\{p, \mu_{\psi}\}$ определяется массой протона $m_p > 0$.

Для упрощения алгоритма оценок далее также принято: $r \rightarrow x; h(\zeta\nu) = \zeta(h\nu)$, т.е. уменьшение частоты эквивалентно увеличению числа частиц, и скопления μ_{ψ} слоями ложатся под уровень реликтового фона.

⁴ Если среда внутри СФ не поглощающая, то можно заменить $\omega_c \rightarrow (\varepsilon\mu)^{1/2} \omega_c$, $\mathbf{H}_{\psi} \rightarrow (\mu)^{1/2} \mathbf{H}_{\psi}$, где ε, μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости в шаре Ф. Для групповой скорости $u = a^2 v_c \rightarrow (\varepsilon\mu)^{1/2} 2a^2 v_c = u_c$.

N	0	1	2	3
$\omega/10^{11}$, с ⁻¹	6,5616	5,1034	4,1755	3,5331
$\lambda \cdot 10^4 / 2\pi$, м	4,5689	5,8744	7,7979	8,4852
$\varepsilon\mu$	0,0816	0,0499	0,0331	0,0236
$u_{\text{груп}}/10^8$, км/с	0,8565	0,6621	0,5451	0,4612
$\rho_M \cdot 10^{21}$, кг/м ³	4,188	8,8667	16,189	26,772
M , кг	0,0313	0,0666	0,1216	0,2008

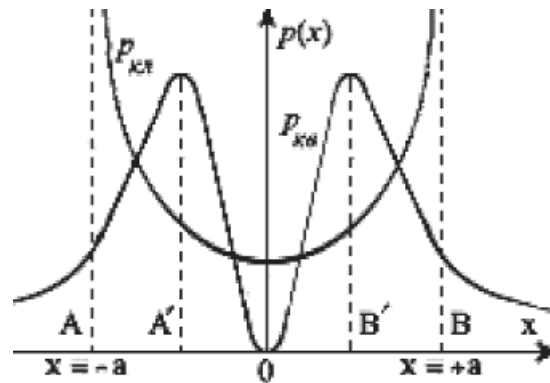


Рис. 2. Сравнение квантовой вероятности местонахождения частицы p_{kv} для $n = 1$ с классической p_{kl} . A, B – точки поворота, A', B' – точки максимума p_{kv} .

Оценим ε в плазме под C_{Φ} . Если заряд $+Q_p$ ядра сосредоточен в оболочке (свободные протоны) и плотность электронов мала в сравнении с плотностью элементарных монополей, то под C_{Φ} вдали от резонансов ($\omega_p, \omega_e, \omega_{\mu} > \omega$) диэлектрическая проницаемость для n -гармоники в d -слое независимо от значения магнитной проницаемости (см. [11]): $\varepsilon_n \approx 1 + 4\pi m^2 \mu_{\psi n} / [(\omega_{\psi n}^2 - \omega^2) M_{\psi n}]$, где m – элементарный заряд монополя, $\mu_{\psi n}$ – плотность монополей, $M_{\psi n}$ – масса магнитного заряда в состоянии n , $\omega_{\psi n}$ – собственная частота осциллирующего монополя ($\sim 10^{11}$ Гц). В условиях синфазности в любом слое стоячих волн (см. ниже) плотности $\mu_{\psi n}$ и массы $M_{\psi n}$ их отношение конечно, и $\varepsilon_n > 1$. Из оценок в таблице следует: проницаемость $\mu \ll 1$. То есть ядро с магнитным зарядом является сильным диамагнетиком, и магнитное поле «выталкивается из него» (эффект Мейсснера), как из сверхпроводника температуры $T < T_{\text{крит}}$. Это согласуется с отсутствием волн ψ там, где распределен магнитный заряд (\leftarrow уравнения (17, 19)), и используется при выводе других уравнений.

Сейсмическое зондирование обнаруживает ядро радиуса $R_{\text{ядро}} \sim 1215 \text{ км} = a^2$; его жесткость $\zeta = M\omega_{\text{ядро}}^2$. Плотность оболочки $\rho_c \approx 13 \text{ г/см}^3$, толщина 10 км [12]. Скорость электронов $u \sim 1000 \text{ км/с}$, концентрация $\rho_e \approx 2,286 \cdot 10^{15} / \text{м}^3$, электрическое поле $E_e \sim 3,518 \cdot 10^6 \text{ В/м}$, проводимость

$\sigma_c \sim 6,449 \cdot 10^{14} / \text{Ом} \cdot \text{м}^5$ (больше σ_{Cu} примерно в 10^7 раз). В приближении $\epsilon\mu \approx 1$, частоты обращения ψ -волн вокруг ядра $\nu \approx 40$ Гц, электронов в слое C_Φ примерно 0,13 Гц.

Упругие волны плотности вещества отражаются от ядра, внутрь не проникая. Плотность массы под C_Φ : $\rho_M \approx m' \nu^2 / 8\pi(\epsilon\mu)^{3/2} u^3$ (см. табл. 1). Но ряд по уровням ϵ ограничен распределением Пуассона и зависимостью $\epsilon = \epsilon(\omega)$ внутри ядра. Таким образом, в центре Земли расположена практически пустая область размера $\sim 2a'$. Масса ее слоев M меняется вследствие переходов μ_ψ -субстанции между уровнями ϵ . Жесткость ядра невелика – значения $1 < \zeta < 100$ не для твердого никеля или железа. В связи с переходами $n \leftrightarrow k$ шар Φ пульсирует по массе. Классический электромагнетизм в Φ исчезает, т.к. поле \mathbf{H} вытолкнуто из полости. Если в ядре (рис. 3) $\mathbf{H}_\psi \approx 0$, то $\text{grad } \rho \approx 0$, и полу-

чаем уравнение «теплопроводности» (при $\mu = 1$ ср. со скин-эффектом [4]) для поля \mathbf{E} ($\mathbf{R}^3 \setminus \Phi \leftrightarrow \Phi \setminus C_\Phi$):

$$\Delta \mathbf{E} - 4\pi\alpha'(\sigma/\chi)\partial \mathbf{E}/\partial t = 0, \quad (22)$$

где χ – электроемкость (слоя C_Φ). Принято $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$. При выводе (22) использовались: уравнение $\mathbf{j} = -\alpha' \text{grad } \mu_\psi$, полученное из 2-го уравнения в (15), 3-е и 4-е уравнения (15) и условие $\sigma \approx \text{const}$. В шаре $\Delta \mathbf{E} \approx 0$. Рассмотрим приближение полупространства. Начало цилиндрических координат на нижней сфере слоя C_Φ , направление оси Z в $\mathbf{R}^3 \setminus \Phi$. Тогда индукция $\mathbf{E} \approx \mathbf{E}_0 e^{-z/\delta} e^{i(z/\delta - \omega t)}$, где $\delta \approx u(2\pi\sigma\omega/\chi)^{-1/2} = (2u^2\alpha'^2/\sigma\omega)^{1/3}$. Для \mathbf{E} в шаре $\Delta \mathbf{E} \approx 0$ и в слое приближение: $\mathbf{E}_\psi^W = -\mathbf{E}_0 e^{-z/\delta} e^{i(z/\delta - \omega t)}$. Сейсмические оценки толщины *сверхпроводящего* слоя дают значение $\delta_c \approx 10$ км, и микро-, телеволны через C_Φ не проникают. Значение \mathbf{E} во времени уменьшается, если нет подпитки внешним полем (электронами Черенкова).

⁵ Проводимость C_Φ : $\sigma_c \approx u_c \rho_c / E_c$, где $u_c \approx (13kT/m_c)^{1/2}$, $E_c \approx (52\pi kT \rho_c / m_c)^{1/2}$.



Рис. 3. Схематический разрез Земли. Распределение электрических зарядов напоминает модель атома: в центре положительно заряженное ядро, кора – электронная оболочка, ионосфера – наведенные заряды. Полюса S, N и система координат для магнитной индукции помещены на воображаемой сфере над корой

Групповая скорость под C_Φ вдали от резонанса ($\omega_\psi > \omega$) определяется формулой:

$$u_c = u(\epsilon\mu)^{1/2} = u\mu^{1/2} [1 + 4\pi m^2 \mu_\psi / [(\omega_\psi^2 - \omega^2) M_\psi]]^{1/2}, \quad (23)$$

$u_c \sim \mu^{1/2} \rightarrow 0$, и частицы, «втягиваемые» зарядом $m_\psi = \mu_\psi dV$ в разреженную холодную плазму, перед исчезновением становятся мощными источниками излучения Черенкова.

Масса земного ядра мала: $M \approx 4/3 \pi \alpha'^3 \rho_M$, момент вращения невелик:

$$h \approx 4/5 \pi \alpha'^5 \rho_M \omega' \quad \text{при } \rho_M \approx \text{const}.$$

В обычной среде метрика $r = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ определяется посредством электромагнитных волн, распространяющихся со скоростью u . Введем метрику в среде C :

$$r_c = M|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|,$$

где число Маха $M = u/u_{\text{гp}}$, u – скорость вне S , $u_{\text{гp}}$ – групповая скорость в S , ($t_c = Mt$). Для полости Φ , хранящей информацию о ранних стадиях Метагалактики, примем $M = (\epsilon\mu)^{-1/2}$. Пусть ядро состоит из двух фаз: протонного газа Φ_p и монополей Φ_u . В ядре число $M \gg 1$, что означает: эффективный показатель адиабаты Пуассона $\gamma \approx 1$, коэффициент плотности протонной фазы $\xi = (\gamma - 1)/(\gamma + 1) \approx 0$, и предполагаемая фаза монополей становится истинной. Так как количество степеней свободы всех движений монополей $j \rightarrow \infty$, где $j = 2/(\gamma - 1)$, то $\dim V \rightarrow \infty$, где $V = V_{4k}/\text{SO}(4k) \times V \times \mathbf{R}^3$. Чем интенсивней приток протонов в Φ_p , тем больше M и сильнее компактифицируется ядро при массе и радиусе $M \approx \alpha' \approx \text{const}$. Иначе говоря, атомы из протонов и элементарных монополей «исчезают» в дополнительных измерениях $V_{4k}/\text{SO}(4k)$.

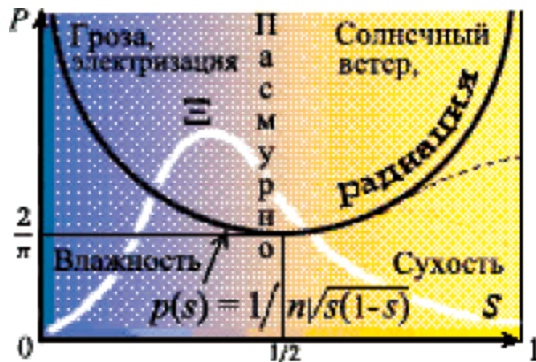


Рис. 4. Распределение частоты θ появления шаровых молний в грозу, пасмурные и солнечные дни

Потенциалы ϕ , ψ , \mathbf{B} . Опытные данные [13] показывают, что моды выборки ($n \sim 1000$) по **цвету, размеру, времени жизни** шаровых молний (SM) лежат в пределах: $\lambda_{\text{желт}} \leq \lambda \leq \lambda_{\text{красн}}$, $15 \leq \emptyset \leq 30$ см, $10 \leq \tau \leq 50$ с. Частоты вариационных рядов n_{ζ} по значениям многих признаков ζ аппроксимируются распределениями: Бернулли с малой вероятностью p события ξ^+ , логарифмически нормальным с параметром $0 + \epsilon < \sigma < 1$, χ -квадрат с степенями свободы $3 \leq n \leq 13$, положительным устойчивым законом с параметром $\sigma = 1/2$. Отмечается корреляция \emptyset и τ . Появление молний зависит от погоды по другому закону [14]. На рис. 4 приведенная влажность $g = 1 - s$. Фактический ряд значений θ при $s \approx 3/4$ начинает терять частоту (пунктир). Сравнение с типичными графиками $p(\zeta)$ вида Ξ приводит к выводу: линейные молнии в условиях повышенной электризации пространства и влажности воздуха являются катализаторами SM – основная причина их появления лежит во взаимодействии солнечного ветра

(поток электронов Черенкова) с магнитным зарядом ядра Земли. Коэффициент корреляции $r(\emptyset, \tau) \sim 1$ приводит к предположению: SM-долгожители содержат относительно большой заряд m_{ψ} , и область под их высокопроводящей оболочкой компактифицирована. Перечисленные факты являются причиной введения скалярного магнитного потенциала ψ совместно с векторным электрическим потенциалом \mathbf{B} (в пренебрежении влиянием магнитного поля Земли $\mathbf{A} = 0$).

Система (3) с оператором

$$\alpha \hat{H} = -\alpha' \Delta + \alpha U,$$

где U – потенциальная функция, если потенциалы явно не зависят от импульса \mathbf{p} , в приближении $\Delta \Theta = -4\pi\theta$ принимает вид:

$$\begin{aligned} \partial \phi / \partial t - 4\pi \alpha' \mu_{\psi} - \alpha U \psi &= 0, \\ \text{grad } \phi + 4\pi \alpha' \mathbf{j}_{\mathbf{B}} + \alpha U \mathbf{B} &= 0, \\ \partial \psi / \partial t - \text{div } \mathbf{B} + 4\pi \alpha' \rho + \alpha U \phi &= 0, \quad (24) \\ \partial \mathbf{B} / \partial t - \text{rot } \mathbf{B} + \text{grad } \psi &= 0. \end{aligned}$$

Определим поля при условии

$$\text{div } \mathbf{B} + (\alpha' \Delta - \alpha U) \phi = 0$$

в «классической форме»:

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= \text{rot } \mathbf{A}, \quad \mathbf{H}_{\mathbf{B}} = \text{rot } \mathbf{B}, \\ \mathbf{E} &= -\text{grad } \phi, \quad \mathbf{E}_{\psi} = -\text{grad } \psi - \partial \mathbf{B} / \partial t. \end{aligned} \quad (25)$$

Система уравнений для полей \mathbf{H} , \mathbf{E} имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \text{div } \mathbf{H} &= 0, \quad \text{rot } \mathbf{H} = 0, \\ \text{div } \mathbf{E} &= 4\pi \rho, \quad \text{rot } \mathbf{E} = 0, \end{aligned} \quad (26)$$

и для полей $\mathbf{H}_{\mathbf{B}}$, \mathbf{H}_{ψ} , \mathbf{E}_{ψ} , используя 1-е и 2-е уравнения в (24), получаем:

$$\begin{aligned} \text{div } \mathbf{H}_{\mathbf{B}} &= 0, \\ \text{rot } \mathbf{H}_{\mathbf{B}} &= 4\pi(1 - \alpha \alpha' U) \mathbf{j}_{\mathbf{B}} + 4\pi \alpha' \text{grad } \rho + \\ &+ \alpha \phi \text{grad } U - \alpha^2 U^2 \mathbf{B}, \\ \text{div } \mathbf{E}_{\psi} &= 4\pi(1 - \alpha \alpha' U) \mu_{\psi} - \\ &- 4\pi \alpha' \partial \rho / \partial t - \alpha^2 U^2 \psi, \quad (27) \\ \text{rot } \mathbf{E}_{\psi} &= -\partial \mathbf{H}_{\mathbf{B}} / \partial t, \end{aligned}$$

В случае $U = \psi$ для области без момента ($\alpha' = 0$) из 3-го уравнения (24), с привлечением уравнений 1 и 4, получается нелинейное интегро-дифференциальное уравнение:

$$-\Delta \psi = \partial^2 \psi / \partial t^2 + \tilde{a}^2 \left(\int \psi^2 dt \right) \partial \psi / \partial t + \tilde{a}^2 \psi^3, \quad (28)$$

где $\tilde{a} = \alpha l$, l – константа размерности⁶. В области с моментом ($\alpha' > 0$) и $U \approx 0$ из

⁶ Для сравнения: нелинейное уравнение Шредингера $-\psi_{xx} = i\psi_t + |\psi|^2\psi$ имеет солитонные решения.

1-го уравнения системы (24), используя 3 и 4 уравнения, для плотности μ_ψ находим:

$$\Delta\mu_\psi - (2\pi/\lambda')^2\mu_\psi = 0, \quad (29)$$

где $\lambda' = 2\pi\alpha'$. Физически приемлемое решение (см. квантовые вероятности местонахождения частиц и [7]):

$$\mu_\psi = \mu_{\psi_0} \exp(-r/\alpha')/r \sum_{n \geq 0} a_n \sin(2\pi n \tilde{u} t / \lambda'_n + \alpha_n)$$

описывает волны вне Φ , затухающие на периферии. Под C_Φ :

$$\mu_\psi = \mu_{\psi_0}/r \sum_{n \geq 0} b_n \sin(2\pi n r / \lambda'_n + \beta_n) \times \sum_{n \geq 0} c_n \sin(2\pi n u t / \lambda'_n + \gamma_n).$$

Условие шивки решений:

$$\mu_\psi(u) |_{r=\alpha'-\delta C} + \mu^-(u_C) = \mu_\psi(\tilde{u}) |_{r=\alpha'},$$

где u , u_C , \tilde{u} – магнитогидродинамические скорости под C_Φ , в C_Φ , вне Φ . Большие частоты подавлены. В приближении равенства амплитуд, мощный узел первых 4-х резонансных волн с сильным потоком плотности μ_ψ , концентрацией волн ψ и прозрачно-

стью слоя C_Φ , обратно пропорциональной $(\sigma\omega)^{1/2}$, – примерно на расстоянии $3\alpha'$. Это критический слой D' [12], в котором поперечные волны c_s гаснут. Слоистая структура магмы является, в том числе, следствием влияния волн плотности μ_ψ . На дневной поверхности – всплеск гармонических колебаний скорости элементов μ и над нею 11-я пучность на высоте 300 км ψ (рис. 5; $R = \alpha'$). Для резонанса с $\lambda \sim \alpha'^2/6$ пучность на высоте 50 км (ионосферный слой высокой проводимости). Заметен всплеск подвижности μ_ψ в слое М экзосферы⁷. В пучностях вероятность индукции отдельного магнитного заряда m из его плотности μ повышается: $p \sim \mathbf{H}_\psi^2 / |m_\psi| > 0$. Это косвенно указывает на связь появления шаровых молний вблизи дневной поверхности с магнитным зарядом ядра Земли.

⁷ Магнитогидродинамические эффекты и дисперсия в среде не учитываются (для магнитозвуковой стоячей волны плотности μ_ψ). Выводы справедливы в корректных приближениях, принятых для упрощения расчетов.

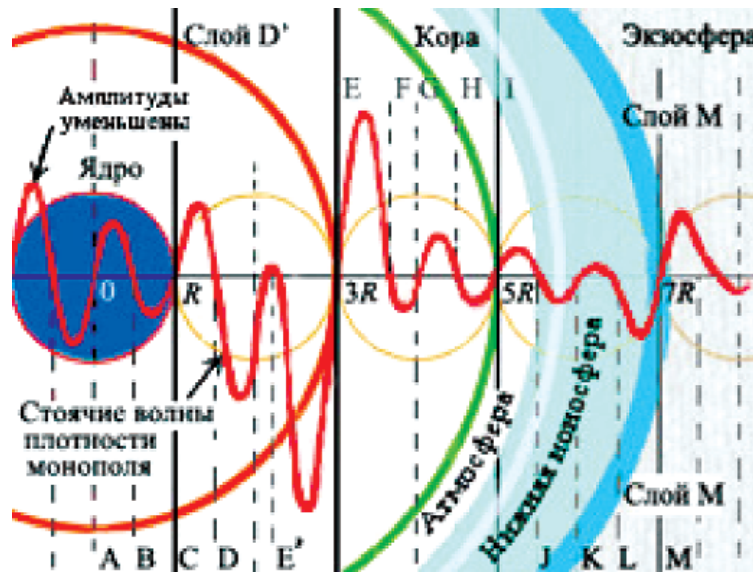


Рис. 5. Стоячие волны плотности магнитного заряда μ_ψ ядра \ominus , ядра \oplus ядра \ominus . Слой D, пучность E' внутри внешнего ядра под слоем D', обнаруженного сейсмозондированием. Слои F, G, H в магме. Узлы: I – дрейф μ_ψ на коре; J, K, L, M – в ионосфере. Декремент амплитуды суперпозиции первых 4-х гармоник снижен для наглядности изображения

В терминологии [15] монополю m_ψ (активатор) является «горячим», а его потенциал ψ и поле \mathbf{H}_ψ (носитель) «холодными» автосолитонами АС (процессы диффузионного типа с подпиткой). Распределение ингибитора показывает, что ядро излучает. Устойчивость структуре АС придает также гравитационное поле. Диффузия солитона ψ , описываемого уравнением (28), возможна в магме, но это дополнительная теория. Волны ψ вероятны на дневной поверхности,

т.е. в узле μ_ψ , где давление магнитных волн относительно большое. Для описания аномальных процессов в атмосфере используется система (27) с потенциальной функцией $U \rightarrow \phi + \mathbf{B}$.

Если поле $\mathbf{H}_\psi = -\text{grad } \psi - \partial \mathbf{B} / \partial t$ и $\mathbf{E}_\psi = \text{rot } \mathbf{B}$ (суть системы (27) не меняется), то элементарный анализ показывает, что вектор \mathbf{H}_ψ отрицательного заряда m_ψ (при малости суточных изменений $\partial \mathbf{B} / \partial t$) направлен вниз и убывает с высотой – ток про-

тонов правой спиральности к оси Z и усиливается с набором высоты, уменьшает \mathbf{H}_ψ . Электроны Черенкова создают вертикальный ток вверх и «магнитное поле» \mathbf{E}_B правой спиральности, что уменьшает ток \mathbf{j}_B за счет прецессии $+q$ вокруг \mathbf{E}_B . В итоге блоки крупных молекул с насыщенным облаком общих электронов, взаимодействуя с полем \mathbf{H}_ψ в условиях гравитационного притяжения, с крейсерской скоростью v_{rot} устремляются вдоль силовых линий поля \mathbf{E}_B , образуя левоспиральные структуры. Не только молекулы ДНК имеют левую спиральность, но и другие цепочки из сложных молекул, отвечающие долгосрочной магнитной погоде Земли на протяжении миллиардов лет. Монополь $+|m_\psi|$ в центре планеты индуцирует правый вариант органической жизни.



Рис. 6. Стоячие волны плотности магнитного заряда отличаются от колебаний 3-браны. В узлах струны упругое сжатие с двух сторон \leftrightarrow напротив, потоки μ_ψ встречаются в пучностях, где волны ψ гаснут

Другой эффект связан с авто-диамагнетизмом в «калибровке» $\text{div } \mathbf{B} = 0$. Элемент μ_ψ испытывает радиальные колебания между сферическими пучностями с максимальной скоростью в узле U_d вдоль поля $\mathbf{H}_\psi = -\text{grad } \psi$ вне сферы C_d . Под C_d поля \mathbf{H}_ψ нет, что эквивалентно значению $\mu \approx 0$. Если плотность стоячих волн магнитного заряда представлена в виде ряда: $\mu_\psi = \sum a_n \sin(\omega_n t) \sin(k_n r)$, то закон сохранения $\text{div } \mathbf{j}_B + \hat{\partial} \mu_\psi / \hat{\partial} t = 0$ и значение $\mathbf{j}_B = \mathbf{v} \mu_\psi$, где \mathbf{v} – радиальная скорость μ_ψ , для плотности магнитного тока дают в узле: $v_n = (\omega_n / 2k_n) \text{ctg}(\omega_n t)$

$\text{ctg}(k_n r)$. Т.к. в нем два потока μ_ψ со стороны двух полуволн (рис. 6), создается гармонический ток $j_{Bn} = a_n (\omega_n / k_n) \cos(\omega_n t) \cos(k_n r)$ и вихревое поле $\text{rot } \tilde{\mathbf{E}}_{Bn}$. Ток плотности μ_ψ сдвинут по фазе на $\pi/2$ и направлен вверх, и прецессия вокруг линий $\tilde{\mathbf{E}}_{Bn}$ соседних элементов μ_ψ «диамагнитно» уменьшает j_{Bn} . В сферическом узле U_d переменный ток монополей $\mathbf{I}_{Bd} \approx 4\pi R_d^2 \delta_d \mathbf{j}_B$, где δ_d – толщина слоя d , в среднем равен нулю и по периоду, и по δ_d . Поля, создаваемые этим током на расстоянии $r > R_d$, малы. Вне стоячих волн в $\Phi \setminus C_\Phi$ поля слоев C_d определяются по энергетическому воздействию (среднеквадратическое значение m_ψ, \mathbf{H}_ψ). Отрицательные значения плотности: $\mu_\psi < 0$ и массы: $m_\psi < 0$ обусловлены поперечными колебаниями монополя на упругой «границе» физического мира с его отражением в вакууме (с его преформой в эфирном состоянии материи).

Список литературы

1. Солнечная и солнечно-земная физика / под ред. А. Бруцека, Ш. Дюрана. – М.: Мир, 1980.
2. Чепмен С. Геофизика. – М.: Мир, 1964. – С. 278 – 295.
3. Верещагин И.А. Октетная электродинамика / Фундаментальные проблемы естествознания и техники. Труды Всемирного Конгресса. Т. 1. – СПб.: Изд. СПбГУ, 2002. – С. 30.
4. Терлецкий Я.П., Рыбаков Ю.П. Электродинамика. – М.: ВШ, 1990. – С. 114, 126 – 126, 161.
5. Владимиров В.С. Уравнения математической физики. – М.: Наука, 1981. – С. 440, 49.
6. Кудрявцев Ю.И. Теория поля и ее применение в геофизике. – Л.: Недра, 1988. – С. 210 – 213, 205.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. – М.: Наука, 1989. – С. 93, 141, 143.
8. Atiyah M., Hitchin N. The geometry and dynamics of magnetic monopoles. – Princeton: UniverPress, 1988.
9. Блохинцев Д.И. Основы квантовой механики. – М.: ВШ, 1963. – С. 178.
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. – М.: ГИТТЛ, 1957. – С. 368, 250.
11. Крауфорд Ф. Волны / Берклевский курс физики. Т. III. – М.: Наука, 1974. – С. 498.
12. Дулов В.Г., Белолипецкий В.М., Цибаров В.А. Математическое моделирование в глобальных проблемах естествознания. – Новосибирск: Изд. СО РАН, 2005. С. 116 – 137.
13. Стаханов И.П. Физическая природа шаровой молнии. – М.: Атомиздат, 1979. – С. 103 – 176.
14. Прохоров Ю.В., Розанов Ю.А. Теория вероятностей. – М.: Наука, 1987. – С. 43 – 57.
15. Кернер Б.В., Осипов В.В. Автосолитоны. – М.: Наука, 1981. – С. 11 – 22, 93, 104, 139, 150.