РАДІОТЕХНІКА ТА ТЕЛЕКОМУНІКАЦІЇ

УДК 621.371

Иваницкий А.М.
Ivanitckiy A.M.

НЕОБХОДИМЫЕ УСЛОВИЯ СПРАВЕДЛИВОСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ ЗАКОНОМЕРНОСТИ НАРУШЕНИЯ НЕПРЕРЫВНОСТИ МАГНИТНОГО ПОТОКА

NECESSARY CONDITIONS OF EXISTENCE JUSTICE OF THE REGULARITY OF CONTINUOUSLY BREACH MAGNETIC FLOW

Аннотация. Обоснованы необходимые условия справедливости существования закономерности нарушения непрерывности магнитного потока.

Summary. Necessary conditions of existence justice of the regularity of continuously breach magnetic flow are grounded.

С открытием нового явления – явления выделения активной мощности реактивными элементами электрической цепи [1] – появилась проблема изучения более глубинных причин возникновения этого явления. Исследования, проведенные в данном направлении [2 – 6], привели к осознанию существования новой закономерности – закономерности нарушения непрерывности магнитного потока [7]. Однако в литературе не рассмотрен полный набор условий справедливости существования указанной закономерности.

Поэтому цель работы – дать необходимые условия справедливости существования закономерности нарушения непрерывности магнитного потока.

Рассмотрим покоящиеся диэлектрические среды, исключая киральные [8]. Для общего случая, если указанные среды являются линейными, материальные уравнения имеют вид [9]:

$$\overline{D} = \varepsilon_0\left(\varepsilon + \varepsilon_1\frac{\partial}{\partial t} + \varepsilon_2\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \ldots\right)\overline{E}, \tag{1}$$

$$\overline{B} = \mu_0\left(\mu + \mu_1\frac{\partial}{\partial t} + \mu_2\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \ldots\right)\overline{H}, \tag{2}$$

$$\bar{j} = \left(\sigma + \sigma_1\frac{\partial}{\partial t} + \sigma_2\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \ldots\right)\overline{E}, \tag{3}$$

где $\overline{E}$, $\overline{H}$ – вектор напряженности электрического, магнитного полей соответственно; $\overline{D}$, $\overline{B}$ – вектор электрической, магнитной индукции соответственно; $\bar{j}$ – вектор объемной плотности тока проводимости; ε_0, μ_0 – электрическая, магнитная постоянные; ε, ε_1, ε_2, …; μ, μ_1, μ_2, …; σ, σ_1, σ_2, … – параметры среды; t – время. При гармонических возбуждениях поля с частотой ω материальные уравнения (1) – (3) записаны в форме [9]:

$$\dot{\overline{D}} = \varepsilon_0\dot{\varepsilon}\,\dot{\overline{E}}, \tag{4}$$

$$\dot{\overline{B}} = \mu_0\dot{\mu}\,\dot{\overline{H}}, \tag{5}$$

$$\dot{\bar{j}} = \dot{\sigma}\,\dot{\overline{E}}, \tag{6}$$

где точка над символом означает его комплексность;

$$\dot{\varepsilon} = \varepsilon' - i\varepsilon'' = \varepsilon + i\omega\varepsilon_1 - \omega^2\varepsilon_2 + \ldots, \tag{7}$$

$$\dot{\mu} = \mu' - i\mu'' = \mu + i\omega\mu_1 - \omega^2\mu_2 + \ldots, \tag{8}$$

$$\dot{\sigma} = \sigma' - i\sigma'' = \sigma + i\omega\sigma_1 - \omega^2\sigma_2 + \ldots, \tag{9}$$

здесь $i = \sqrt{-1}$ – мнимая единица. Отсюда видно, что параметры среды ε_1, ε_2, …; μ_1, μ_2, …; σ_1, σ_2, … определяют частотную зависимость вещественных и мнимых частей комплексных величин $\dot{\varepsilon}$, $\dot{\mu}$ и $\dot{\sigma}$, где $\dot{\varepsilon}$ – комплексная относительная диэлектрическая проницаемость среды; $\dot{\mu}$ – комплексная относительная магнитная проницаемость среды; $\dot{\sigma}$ – комплексная удельная проводимость среды. Для простых диэлектрических материалов [9] уравнения (1) … (3) приобретают широко известную форму:

$$\overline{D} = \varepsilon_0 \varepsilon\, \overline{E} = \varepsilon_a \overline{E}\,, \tag{10}$$

$$\overline{B} = \mu_0 \mu\, \overline{H} = \mu_a \overline{H}\,, \tag{11}$$

$$\bar{j} = \sigma\, \overline{E}\,, \tag{12}$$

где $\varepsilon_a = \varepsilon_0 \varepsilon$ – абсолютная диэлектрическая проницаемость среды; $\mu_a = \mu_0 \mu$ – абсолютная магнитная проницаемость среды.

В работе [10], используя формулы Дебая [11, 12], найдены величины ε_1 и μ_1. Уравнение (1) имеет вид

$$\overline{D} = \varepsilon_0 \varepsilon' \,\overline{E} - \varepsilon_0 \frac{\varepsilon''}{\omega} \frac{\partial \overline{E}}{\partial t}\,, \tag{13}$$

где

$$\varepsilon' = \varepsilon_{\text{н}}\,, \tag{14}$$

$$\frac{\varepsilon''}{\omega} = (\varepsilon_{н} - \varepsilon_{в})\tau = \text{const}\,. \tag{15}$$

Здесь τ – время релаксации поляризации диэлектрика; $\varepsilon_{\text{н}}$ – значение ε' для низких частот $\left(\tau << T = \dfrac{2\pi}{\omega}\right)$; $\varepsilon_{в}$ – значение ε' для высоких частот $(\tau >> T)$. Равенства (13), (14) и (15) найдены в предположении, что выполняется условие

$$\omega^2 \tau^2 << 1\,. \tag{16}$$

В этом случае формулы (13), (14) и (15) справедливы не только для среды с ориентационной поляризацией, но и для общего случая поляризации [13]. При определении μ_1 использовался тот факт [14], что зависимости μ' и μ'' у феррита-шпинели $NiFe_2O_4$ и гексагонального феррита CO_2Z от частоты (магнитные спектры) подобны по форме [14] зависимостям соответственно ε' и ε'' от частоты диэлектрических сред с ориентационной поляризацией. Поэтому уравнение (2) имеет форму [10]

$$\overline{B} = \mu_0 \mu' \,\overline{H} - \mu_0 \frac{\mu''}{\omega} \frac{\partial \overline{H}}{\partial t}\,, \tag{17}$$

где

$$\mu' = \mu_{\text{н}}\,, \tag{18}$$

$$\frac{\mu''}{\omega} = (\mu_{\text{н}} - \mu_{\text{в}})\tau_{\text{м}} = \text{const}\,. \tag{19}$$

Здесь $\tau_{\text{м}}$ – время релаксации намагниченности феррита; $\mu_{\text{н}}$ – значение μ' для низких частот $\left(\tau_{\text{м}} << T = \dfrac{2\pi}{\omega}\right)$; $\mu_{\text{в}}$ – значение μ' для высоких частот $(\tau_{\text{м}} >> T)$. Равенства (17) … (19) выведены для случая

$$\omega^2 \tau_{\text{м}}^2 << 1\,. \tag{20}$$

Так как $\varepsilon_{в} << \varepsilon_{н}$, $\mu_{в} << \mu_{н}$, то из формул (15) и (19) можно записать:

$$\varepsilon'' = \varepsilon' \tau \omega\,, \tag{21}$$

$$\mu'' = \mu' \tau_{\text{м}} \omega\,. \tag{22}$$

Подставив значение (21) в уравнение (13), а значение (22) в уравнение (17) и учитывая, что

$$\varepsilon' = 1 + k_{\text{э}}\,, \tag{23}$$

$$\mu' = 1 + k_{\text{м}}\,, \tag{24}$$

где $k_{\text{э}}$ – коэффициент электрической восприимчивости вещества; $k_{\text{м}}$ – коэффициент магнитной восприимчивости вещества [15], получим окончательные уравнения в виде:

$$\overline{D} = \varepsilon_0\left(1 + k_э\right)\overline{E} - \varepsilon_0\left(1 + k_э\right)\tau\frac{\partial\overline{E}}{\partial t}, \qquad (25)$$

$$\overline{B} = \mu_0\left(1 + k_м\right)\overline{H} - \mu_0\left(1 + k_м\right)\tau_м\frac{\partial\overline{H}}{\partial t}. \qquad (26)$$

Сравнивая равенства (25) с (1), а (26) с (2), видим, что $\varepsilon = (1 + k_э)$, $\varepsilon_1 = -(1 + k_э)\tau$, $\varepsilon_2 = 0$, $\varepsilon_3 = 0$, …; $\mu = (1 + k_м)$, $\mu_1 = -(1 + k_м)\tau_м$, $\mu_2 = 0$, $\mu_3 = 0$, …. Таким образом, равенства (25) и (26), полученные с учетом выполнения условий (16) и (20), учитывают частотную зависимость ε', ε'', μ' и μ'' только в нижней части спектра, но все же они содержат более полную информацию о частотной зависимости указанных параметров диэлектрической среды, чем равенства (10) и (11) соответственно.

Далее воспользуемся строго симметричными первым и вторым уравнениями Максвелла [16]:

$$rot_+\overline{H} = \bar{j} + \frac{\partial\overline{D}}{\partial t} + \bar{j}^{ст}, \qquad (27)$$

$$rot\_\overline{E} = \bar{e} + \frac{\partial\overline{B}}{\partial t} + \bar{e}^{ст}, \qquad (28)$$

где $rot_+ ... = rot$; $rot\_ ... = -rot$; $\bar{j}^{ст}$ и $\bar{e}^{ст}$ – векторы объемной плотности стороннего тока проводимости и объемной плотности стороннего напряжения сопротивления (стороннего магнитного тока [15]); $\bar{e}$ – вектор объемной плотности напряжения сопротивления. Здесь векторы $\bar{j}$ и $\bar{e}$ описываются материальными уравнениями:

$$\bar{j} = \sigma\,\overline{E}, \qquad (29)$$

$$\bar{e} = r\,\overline{H}, \qquad (30)$$

где σ – удельная проводимость среды; r – удельное сопротивление среды (для диэлектрических сред всегда $r = 0$).

Пусть задано экспофункциональное возбуждение электромагнитного поля [2], т.е.

$$\bar{j}^{ст} = e^{\pm\lambda t}\tilde{\bar{j}}^{ст}, \qquad (31)$$

$$\bar{e}^{ст} = e^{\pm\lambda t}\tilde{\bar{e}}^{ст}, \qquad (32)$$

где $\lambda > 0$; $\tilde{\bar{j}}^{ст}$, $\tilde{\bar{e}}^{ст}$ – векторы с произвольной функциональной зависимостью координат от времени *t*, не имеющей множителя $e^{\mp\lambda t}$, которые называются ядрами векторов $\bar{j}^{ст}$ и $\bar{e}^{ст}$. В результате получим экспофункциональное поле, для которого справедливы равенства:

$$\overline{E} = e^{\pm\lambda t}\tilde{\overline{E}}, \quad \overline{H} = e^{\pm\lambda t}\tilde{\overline{H}}. \qquad (33)$$

Подставим в уравнение (27) равенства (25), (29) и (31), а в уравнение (28) равенства (26), (30) и (32). После ряда преобразований получим следующую систему уравнений Максвелла:

$$e^{\pm\lambda t} rot_+\tilde{\overline{H}} = \left(\sigma \pm \lambda\varepsilon_0 \pm \lambda\varepsilon_0 k_э - \lambda^2\varepsilon_0\tau - \lambda^2\varepsilon_0 k_э\tau\right)e^{\pm\lambda t}\tilde{\overline{E}} - \\ - (\varepsilon_0\tau + \varepsilon_0 k_э\tau)e^{\pm\lambda t}\frac{\partial^2\tilde{\overline{E}}}{\partial t^2} + (\varepsilon_0 + \varepsilon_0 k_э \mp 2\lambda\varepsilon_0\tau \mp 2\lambda\varepsilon_0 k_э\tau)e^{\pm\lambda t}\frac{\partial\tilde{\overline{E}}}{\partial t} + e^{\pm\lambda t}\tilde{\bar{j}}^{ст}, \qquad (34)$$

$$e^{\pm\lambda t} rot\_\tilde{\overline{E}} = \left(r \pm \lambda\mu_0 \pm \lambda\mu_0 k_м - \lambda^2\mu_0\tau - \lambda^2\mu_0\tau_м\right)e^{\pm\lambda t}\tilde{\overline{H}} - \\ - (\mu_0\tau_м + \mu_0 k_м\tau_м)e^{\pm\lambda t}\frac{\partial^2\tilde{\overline{H}}}{\partial t^2} + (\mu_0 + \mu_0 k_м \mp 2\lambda\mu_0\tau_м \mp 2\lambda\mu_0 k_м\tau_м)e^{\pm\lambda t}\frac{\partial\tilde{\overline{H}}}{\partial t} + e^{\pm\lambda t}\tilde{\bar{e}}^{ст}. \qquad (35)$$

Для упрощения дальнейших исследований без потери общности рассуждений потребуем выполнения условий:

$$\lambda\tau << 1, \; \lambda\tau_м << 1. \qquad (36)$$

С учетом этого уравнения (34) и (35) примут форму:

$$e^{\pm\lambda t} rot_+\tilde{\overline{H}} = \left(\sigma \pm \lambda\varepsilon_0 \pm \lambda\varepsilon_0 k_э\right)e^{\pm\lambda t}\tilde{\overline{E}} - (\varepsilon_0\tau + \varepsilon_0 k_э\tau)e^{\pm\lambda t}\frac{\partial^2\tilde{\overline{E}}}{\partial t^2} + (\varepsilon_0 + \varepsilon_0 k_э)e^{\pm\lambda t}\frac{\partial\tilde{\overline{E}}}{\partial t} + e^{\pm\lambda t}\tilde{\bar{j}}^{ст}, \qquad (37)$$

$$e^{\pm\lambda t} rot\_\tilde{\tilde{E}} = \left(r \pm \lambda\mu_0 \pm \lambda\mu_0 k_{\text{м}}\right) e^{\pm\lambda t}\tilde{\tilde{H}} - (\mu_0\tau_{\text{м}} + \mu_0 k_{\text{м}}\tau_{\text{м}}) e^{\pm\lambda t}\frac{\partial^2 \tilde{\tilde{H}}}{\partial t^2} + (\mu_0 + \mu_0 k_{\text{м}}) e^{\pm\lambda t}\frac{\partial \tilde{\tilde{H}}}{\partial t} + e^{\pm\lambda t}\tilde{\tilde{e}}^{\text{ст}} . \quad (38)$$

Равенства (25) и (26) с векторами $\bar{E}$ и $\bar{H}$ вида (33) имеют форму:

$$\bar{D} = \left(\varepsilon_0(1+k_{\text{э}}) \mp \lambda\varepsilon_0(1+k_{\text{э}})\tau\right) e^{\pm\lambda t}\tilde{\tilde{E}} - \varepsilon_0(1+k_{\text{э}})\tau e^{\pm\lambda t}\frac{\partial \tilde{\tilde{E}}}{\partial t}, \quad (39)$$

$$\bar{B} = \left(\mu_0(1+k_{\text{м}}) \mp \lambda\mu_0(1+k_{\text{м}})\tau_{\text{м}}\right) e^{\pm\lambda t}\tilde{\tilde{H}} - \mu_0(1+k_{\text{м}})\tau_{\text{м}} e^{\pm\lambda t}\frac{\partial \tilde{\tilde{H}}}{\partial t}. \quad (40)$$

При выполнении условий (36) эти равенства упрощаются:

$$\bar{D} = (\varepsilon_0 + \varepsilon_0 k_{\text{э}}) e^{\pm\lambda t}\tilde{\tilde{E}} - (\varepsilon_0\tau + \varepsilon_0 k_{\text{э}}\tau) e^{\pm\lambda t}\frac{\partial \tilde{\tilde{E}}}{\partial t}, \quad (41)$$

$$\bar{B} = (\mu_0 + \mu_0 k_{\text{м}}) e^{\pm\lambda t}\tilde{\tilde{H}} - (\mu_0\tau_{\text{м}} + \mu_0 k_{\text{м}}\tau_{\text{м}}) e^{\pm\lambda t}\frac{\partial \tilde{\tilde{H}}}{\partial t}. \quad (42)$$

Отсюда видно, что

$$\bar{D} = e^{\pm\lambda t}\tilde{\tilde{D}}, \quad (43)$$

$$\bar{B} = e^{\pm\lambda t}\tilde{\tilde{B}}, \quad (44)$$

где ядра векторов $\bar{D}$ и $\bar{B}$ имеют форму:

$$\tilde{\tilde{D}} = (\varepsilon_0 + \varepsilon_0 k_{\text{э}})\tilde{\tilde{E}} - (\varepsilon_0\tau + \varepsilon_0 k_{\text{э}}\tau)\frac{\partial \tilde{\tilde{E}}}{\partial t}, \quad (45)$$

$$\tilde{\tilde{B}} = (\mu_0 + \mu_0 k_{\text{м}})\tilde{\tilde{H}} - (\mu_0\tau_{\text{м}} + \varepsilon_0 k_{\text{м}}\tau_{\text{м}})\frac{\partial \tilde{\tilde{H}}}{\partial t}. \quad (46)$$

Воспользовавшись концепцией обобщенного тока [9], заключающейся в том, что общий или полный ток (как электрический, так и магнитный) представляется в виде суммы частичных токов, каждый из которых возникает по присущей только ему причине, перепишем первое и второе уравнение Максвелла (37) и (38) соответственно в форме:

$$e^{\pm\lambda t} rot_{+}\tilde{\tilde{H}} = \bar{j}_{\text{общ}}, \quad (47)$$

$$e^{\pm\lambda t} rot\_\tilde{\tilde{E}} = \bar{e}_{\text{общ}}, \quad (48)$$

где $\bar{j}_{\text{общ}} = e^{\pm\lambda t}\tilde{\tilde{j}}_{\text{общ}}$ – вектор объемной плотности общего тока; $\bar{e}_{\text{общ}} = e^{\pm\lambda t}\tilde{\tilde{e}}_{\text{общ}}$ – вектор объемной плотности общего напряжения [16] (магнитного тока). Здесь

$$\bar{j}_{\text{общ}} = \bar{j} \pm \bar{j}(\lambda) \pm \bar{j}(\lambda, k_{\text{э}}) - \bar{j}(\tau) - \bar{j}(\tau, k_{\text{э}}) + \bar{j}^{\text{см}} + \bar{j}^{\text{см}}(k_{\text{э}}) + \bar{j}^{\text{ст}}, \quad (49)$$

$$\bar{e}_{\text{общ}} = \bar{e} \pm \bar{e}(\lambda) \pm \bar{e}(\lambda, k_{\text{м}}) - \bar{e}(\tau_{\text{м}}) - \bar{e}(\tau, k_{\text{м}}) + \bar{e}^{\text{см}} + \bar{e}^{\text{см}}(k_{\text{м}}) + \bar{e}^{\text{ст}}, \quad (50)$$

где

$$\bar{j}(\lambda) = \lambda\varepsilon_0 e^{\pm\lambda t}\tilde{\tilde{E}}, \quad (51)$$

$$\bar{j}(\lambda, k_{\text{э}}) = \lambda\varepsilon_0 k_{\text{э}} e^{\pm\lambda t}\tilde{\tilde{E}}, \quad (52)$$

$$\bar{j}(\tau) = \varepsilon_0\tau e^{\pm\lambda t}\frac{\partial^2 \tilde{\tilde{E}}}{\partial t^2}, \quad (53)$$

$$\bar{j}(\tau, k_{\text{э}}) = \varepsilon_0 k_{\text{э}}\tau e^{\pm\lambda t}\frac{\partial^2 \tilde{\tilde{E}}}{\partial t^2}, \quad (54)$$

$$\bar{j}^{\text{см}} = \varepsilon_0 e^{\pm\lambda t}\frac{\partial \tilde{\tilde{E}}}{\partial t}, \quad (55)$$

$$\bar{j}^{\text{см}}(k_{\text{э}}) = \varepsilon_0 k_{\text{э}} e^{\pm\lambda t}\frac{\partial \tilde{\tilde{E}}}{\partial t}, \quad (56)$$

$$\bar{e}(\lambda) = \lambda\mu_0 e^{\pm\lambda t}\tilde{\tilde{H}}, \quad (57)$$

$$\bar{e}(\lambda, k_{м}) = \lambda\mu_0 k_{э} e^{\pm\lambda t}\tilde{\tilde{\bar{H}}}\,, \qquad (58)$$

$$\bar{e}(\tau_{м}) = \mu_0 \tau_{м} e^{\pm\lambda t}\,\frac{\partial^2 \tilde{\tilde{\bar{H}}}}{\partial t^2}\,, \qquad (59)$$

$$\bar{e}(\tau_{м}, k_{м}) = \mu_0 k_{м} \tau_{м} e^{\pm\lambda t}\,\frac{\partial^2 \tilde{\tilde{\bar{H}}}}{\partial t^2}\,, \qquad (60)$$

$$\bar{e}^{см} = \mu_0 e^{\pm\lambda t}\,\frac{\partial \tilde{\tilde{\bar{H}}}}{\partial t}\,, \qquad (61)$$

$$\bar{e}^{см}(k_{м}) = \mu_0 k_{м} e^{\pm\lambda t}\,\frac{\partial \tilde{\tilde{\bar{H}}}}{\partial t}\,. \qquad (62)$$

Здесь верхний индекс «см» означает ток или напряжение смещения.

Теперь найдем третье и четвертое уравнение Максвелла, соответствующие форме записи первого и второго уравнения Максвелла (47) и (48) соответственно.

Известные законы сохранения электрического заряда [8] и магнитного потока (заряда) [15] для удельных величин записаны соответственно в виде:

$$\oint_S \bar{j}\cdot d\bar{s} = -\frac{d}{dt}\int_V \rho\, dv\,, \qquad (63)$$

$$\oint_S \bar{e}\cdot d\bar{s} = -\frac{d}{dt}\int_V \psi\, dv\,, \qquad (64)$$

где ρ – объемная плотность электрического заряда; ψ – объемная плотность магнитного потока (заряда) [16]. В уравнении (64) использованы обозначения и названия, данные в [16]. Из уравнения (63) и (64) можно найти ρ и ψ, применив теорему Остроградского – Гаусса:

$$\rho = -\int_{-\infty}^{t} div\bar{j}\, dt\,, \qquad (65)$$

$$\psi = -\int_{-\infty}^{t} div\bar{e}\, dt\,. \qquad (66)$$

На основании выражений (65) и (66), известного тождества векторного анализа $div\, rot... \equiv 0$ и уравнений (47) и (48) из равенства (49) и (50) получим:

$$\rho \pm \rho(\lambda) \pm \rho(\lambda, k_{э}) - \rho(\tau) - \rho(\tau, k_{э}) + \rho^{см} + \rho^{см}(k_{э}) + \rho^{ст} = 0\,, \qquad (67)$$

$$\psi \pm \psi(\lambda) \pm \psi(\lambda, k_{м}) - \psi(\tau_{м}) - \psi(\tau_{м}, k_{м}) + \psi^{см} + \psi^{см}(k_{м}) + \psi^{ст} = 0\,. \qquad (68)$$

Из сравнения равенства (67) с (49) и равенства (68) с (50) можно сделать вывод, что каждому частичному току соответствует частичный электрический заряд и каждому частичному напряжению (магнитному току) – частичный магнитный поток (заряд). Этот вывод не противоречит известным равенствам [17] и соответственно [18, 19]:

$$\bar{j} = \rho\,\bar{v}_e\,, \qquad (69)$$

$$\bar{e} = \psi\,\bar{v}_g\,, \qquad (70)$$

где $\bar{v}_e$ – средняя скорость направленного перемещения носителей электрического заряд; $\bar{v}_g$ – средняя скорость направленного перемещения носителей магнитного потока.

Примем операцию div к левым и правым частям равенства (41) и (42). В результате получим:

$$div\bar{D} = \varepsilon_0 e^{\pm\lambda t} div\tilde{\tilde{\bar{E}}} + \varepsilon_0 k_{э} e^{\pm\lambda t} div\tilde{\tilde{\bar{E}}} - \varepsilon_0 \tau\, e^{\pm\lambda t}\,\frac{\partial div\tilde{\tilde{\bar{E}}}}{\partial t} - \varepsilon_0 k_{э} \tau\, e^{\pm\lambda t}\,\frac{\partial div\tilde{\tilde{\bar{E}}}}{\partial t}\,, \qquad (71)$$

$$div\bar{B} = \mu_0 e^{\pm\lambda t} div\tilde{\tilde{\bar{H}}} + \mu_0 k_{м} e^{\pm\lambda t} div\tilde{\tilde{\bar{H}}} - \mu_0 \tau_{м} e^{\pm\lambda t}\,\frac{\partial div\tilde{\tilde{\bar{H}}}}{\partial t} - \mu_0 k_{м} \tau_{м} e^{\pm\lambda t}\,\frac{\partial div\tilde{\tilde{\bar{H}}}}{\partial t}\,. \qquad (72)$$

Сравнивая правые части равенств (71) и (37) и учитывая обозначения в равенстве (67), а также, сравнивая правые части равенств (72) и (38) и учитывая обозначения в равенстве (68), получим, что:

$$div\bar{D} = \rho^{см} + \rho^{см}(k_{э}) - \rho(\tau) - \rho(\tau, k_{э})\,, \qquad (73)$$

$$div\overline{B} = \psi^{\text{см}} + \psi^{\text{см}}(k_{\text{м}}) - \psi(\tau_{\text{м}}) - \psi(\tau_{\text{м}}, k_{\text{м}}) . \tag{74}$$

Подставим равенство (73) в равенство (67) и равенство (74) в равенство (68). В результате найдем искомые третье и четвертое уравнения Максвелла соответственно:

$$div\overline{D} = -\rho \mp \rho(\lambda) \mp \rho(\lambda, k_{\text{э}}) - \rho^{\text{ст}} , \tag{75}$$

$$div\overline{B} = -\psi \mp \psi(\lambda) \mp \psi(\lambda, k_{\text{м}}) - \psi^{\text{ст}} . \tag{76}$$

Из равенств (29), (30), (51) … (62) видно, что величины σ, r, λ, $k_{\text{э}}$, τ, $k_{\text{м}}$, $\tau_{\text{м}}$ в различных сочетаниях являются множителями в выражениях объемных плотностей токов и напряжений (магнитных токов). Поэтому на основании равенств (65) и (66) эти же множители появляются и в соответствующих выражениях объемных плотностей электрических зарядов и магнитных потоков (магнитных зарядов). Следовательно, равенство нулю одной из указанных величин влечет за собой равенство нулю как тока или напряжения, так и электрического заряда или соответственно магнитного потока, в которые входят в качестве сомножителя приравниваемая нулю величина. Необходимо отметить, что, если $k_{\text{э}} = 0$ или $k_{\text{м}} = 0$, то обязательно $\tau = 0$ или $\tau_{\text{м}} = 0$ соответственно, так как параметры физического вакуума ε_0 и μ_0 не зависят от частоты, а величины τ и $\tau_{\text{м}}$ отображают факт зависимости от частоты соответственно ε'' и μ'' (см. формулы (21) и (22)).

К рассматриваемым диэлектрическим средам относятся физический вакуум или свободное пространство, близкое к физическому вакууму. В этом случае отсутствует поляризация, т.е. $k_{\text{э}} = 0$, отсутствует намагниченность, т.е. $k_{\text{м}} = 0$; поэтому также $\tau = 0$ и $\tau_{\text{м}} = 0$, кроме этого $\sigma = 0$ и $r = 0$. Пусть экспофункциональное поле возбуждается только сторонним источником тока с объемной плотностью вида (31), а $\overline{e}^{\text{ст}} = 0$. В этом случае $\rho = 0$, $\rho(\lambda, k_{\text{э}}) = 0$, $\rho(\tau) = 0$, $\rho(\tau, k_{\text{э}}) = 0$, $\rho^{\text{см}}(k_{\text{э}}) = 0$, $\psi = 0$, $\psi(\lambda, k_{\text{м}}) = 0$, $\psi(\tau_{\text{м}}) = 0$, $\psi(\tau_{\text{м}}, k_{\text{м}}) = 0$, $\psi^{\text{см}}(k_{\text{м}}) = 0$, $\psi^{\text{ст}} = 0$. Тогда уравнения Максвелла (37), (38), (75) и (76) с учетом выражений (43) и (44) примут форму:

$$e^{\pm\lambda t} rot_{+} \overline{\overline{\tilde{H}}} = \pm\lambda\varepsilon_0 e^{\pm\lambda t} \overline{\overline{\tilde{E}}} + \varepsilon_0 e^{\pm\lambda t} \frac{\partial \overline{\overline{\tilde{E}}}}{\partial t} + e^{\pm\lambda t} \overline{\tilde{j}}^{\text{ст}} , \tag{77}$$

$$e^{\pm\lambda t} rot_{-} \overline{\overline{\tilde{E}}} = \pm\lambda\mu_0 e^{\pm\lambda t} \overline{\overline{\tilde{H}}} + \mu_0 e^{\pm\lambda t} \frac{\partial \overline{\overline{\tilde{H}}}}{\partial t} , \tag{78}$$

$$e^{\pm\lambda t} div \overline{\overline{\tilde{D}}} = \mp\rho(\lambda) - \rho^{\text{ст}} , \tag{79}$$

$$e^{\pm\lambda t} div \overline{\overline{\tilde{B}}} = \mp\psi(\lambda) , \tag{80}$$

а материальные уравнения (41) и (42) –

$$e^{\pm\lambda t} \overline{\overline{\tilde{D}}} = \varepsilon_0 e^{\pm\lambda t} \overline{\overline{\tilde{E}}} , \tag{81}$$

$$e^{\pm\lambda t} \overline{\overline{\tilde{B}}} = \mu_0 e^{\pm\lambda t} \overline{\overline{\tilde{H}}} . \tag{82}$$

В рассматриваемом случае из первого и второго уравнений Максвелла (77) и (78) соответственно видно, что для данного случая, кроме объемной плотности истинного тока смещения $\overline{j}^{\text{см}}$ формы (55) и объемной плотности истинного напряжения смещения [19] (магнитного тока смещения) $\overline{e}^{\text{см}}$ вида (61), имеет место явление возникновения в диэлектрике направленного движения одновременно электрических и магнитных монополей [3], которое отображается в уравнениях (77) и (78) объемной плотностью тока $\overline{j}(\lambda)$ вида (51) и объемной плотности напряжения (магнитного тока) $\overline{e}(\lambda)$ формы (57). Указанное явление в третьем и четвертом уравнениях Максвелла (79) и соответственно (80) появляется в стоках и истоках векторов $\overline{D}$ и $\overline{B}$, которые описываются объемной плотностью электрического заряда $\rho(\lambda)$ электрических монополей и соответственно объемной плотностью магнитного потока (заряда) $\psi(\lambda)$ магнитных монополей. Сказанное выше не противоречит результатам, полученным в работах автора [2, 4 … 7]. Из равенств (81) и (82) видно, что в этом случае вектор $\overline{D}$ и $\overline{E}$, а так же вектор $\overline{B}$ и $\overline{H}$ – попарно коллинеарные.

С большой степенью достоверности механизм физических процессов, протекающих при возбуждении физического вакуума экспофункциональным сторонним источником тока, можно свести к следующему. Экспофункциональное поле энергией своего экспоненционального сомножителя воздействует на физический вакуум так, что из фотонов физического вакуума рождаются свободные атомы ортопозитрония. Ортопозитроний – это позитроний с параллельными спинами электрона и позитрона [20]. Позитроний является связанной наиболее легкой водородоподобной системой, состоящей из электрона и позитрона [20]. Свободные атомы ортопозитрония существуют до тех пор пока существует экспофункциональное поле. При прекращении действия экспофункционального поля ортопозитроний аннигилирует за время $1{,}4 \cdot 10^{-7}$ с и его свободные атомы исчезают, превращаясь в фотоны физического вакуума [20]. С точки зрения электродинамики свободный атом ортопозитрония является элементарным электрическим диполем, совмещенным с элементарным магнитным диполем; при этом эти диполи ортогонально ориентированы. Известно [15, 17], что такая система электрического и магнитного диполей действует подобно элементу Гюйгенса. Внешнее экспофункциональное поле неравномерно поляризует среду ортопозитрония так, что возникает объемная плотность электрического заряда $\rho(\lambda)$ электрических монополей, подобно тому, как это происходит при поляризации среды, содержащей молекулы вещества [15], и одновременно неоднородно намагничивает среду ортопозитрония по объему, как это происходит у тел, обладающих намагниченностью [21], так что возникает объемная плотность магнитного потока (заряда) $\psi(\lambda)$ магнитных монополей. Описанная картина в среде ортопозитрония подчеркивает правильность выводов, сделанных автором работы [22], который показал, что «электрический и магнитный монополи теоретически тождественны: они являются двумя состояниями одного объекта». В данном случае этим объектом являются свободные атомы ортопозитрония; каждый из этих свободных атомов можно рассматривать как элементарный элемент Гюйгенса [17].

Таким образом, при возбуждении физического вакуума экспофункциональным сигналом рождаются одновременно электрические и магнитные монополи путем неравномерной поляризации и неоднородной намагниченности возникших свободных атомов ортопозитрония с помощью указанного возбуждения.

Найдем оценку верхней граничной частоты, к которой действует описанный выше механизм физических процессов в вакууме. Известно [20], что энергия связи атома позитрония $W_с$ при главном квантовом числе $n = 1$ имеет величину

$$W_с \approx 6{,}77 \text{ эВ или } W_с \approx 6{,}77 \cdot 1{,}60219 \cdot 10^{-19} = 10{,}84683 \cdot 10^{-19} \text{ Дж.}$$

С энергией поля тесно связано понятие действие [23], имеющее размерность произведения энергии на время. Действие d определено в [24]

$$d = Q \cdot \Phi, \tag{83}$$

где Q – электрический заряд; Φ – магнитный поток. Зная действие и промежуток времени Δt, можно определить энергию

$$W = \frac{d}{\Delta t}. \tag{84}$$

В [4] найден наименьший магнитный поток g элементарного магнитного монополя, который рождается из физического вакуума с помощью экспогармонического возбуждения $g = 6{,}03555 \cdot 10^{-17}$ Вб. Зная величину элементарного электрического заряда $e = 1{,}6021892 \cdot 10^{-19}$ Кл, можно найти действие d атома ортопозитрония

$$d = 2eg = 0{,}96701 \cdot 10^{-35} \text{ Дж·с.} \tag{85}$$

В этой формуле коэффициент, равный 2, появился в связи с тем, что ортопозитроний состоит из двух элементарных частиц. Если взять в качестве Δt половину периода гармонического колебания T, то на основании формул (84) и (85) можно записать

$$W = \frac{4eg}{T} = 4egf. \tag{86}$$

Для того, чтобы ортопозитроний сохранял свое состояние необходимо выполнение условия

$$W \le W_с. \tag{87}$$

Отсюда, используя формулу (86), получим

$$4egf \le W_с. \tag{88}$$

Поэтому

$$f \le \frac{W_{\text{c}}}{4eg} = 2{,}80422 \cdot 10^{16}\ \text{Гц}. \tag{89}$$

Это значение f соответствует длине волны

$$\lambda = 1{,}06908 \cdot 10^{-8}\ \text{м} = 106{,}908\mathring{A}, \tag{90}$$

что значительно больше боровского радиуса позитрония; при $n = 1$ этот радиус $a_{P_s} = 1{,}06\ \mathring{A}$ [20], т.е. $a_{P_s} << \lambda$. Такая длина волны лежит на границе ультрафиолетовых волн и волн мягких рентгеновских лучей [25], т.е. рабочий диапазон частот охватывает весь спектр электромагнитных процессов, которые описываются классической электродинамикой, при этом описанный выше механизм физических процессов остается без изменений.

Определим соотношение действия атома ортопозитрония и кванта действия, который равен постоянной Планка $h = 6{,}6260755(40) \cdot 10^{-34}$ Дж·с [14]. Для этого воспользуемся формулой атомной постоянной тонкой структуры α [14]

$$\alpha^{-1} = \frac{2h}{\mu_0 c\, e^2} = 137{,}0359895(61), \tag{91}$$

где

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}}. \tag{92}$$

Подставив выражение (92) в формулу (91) и учитывая связь g с e [4]

$$g = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\, e, \tag{93}$$

получим

$$\alpha^{-1} = \frac{2h}{ge}. \tag{94}$$

Учитывая значение d (85), из равенства (94) найдем

$$\frac{h}{d} = \frac{\alpha^{-1}}{4} = 34{,}258995. \tag{95}$$

Отсюда видно, что величина d атома ортопозитрония составляет приблизительно $2{,}9\,\%$ от величины кванта действия h, т.е. описанные выше физические процессы в физическом вакууме имеют волновой (неквантовый) характер в диапазоне частот до граничной частоты (85) и протекают достаточно надежно.

Для случая, когда дополнительно и $\lambda = 0$ удельные величины $\bar{j}(\lambda) = 0$, $\bar{e}(\lambda) = 0$, $\rho(\lambda) = 0$ и $\psi(\lambda) = 0$, т.е. когда имеет место возбуждение электромагнитного поля в физическом вакууме сторонним источником тока, описываемым обыкновенными функциями, то в этом случае приходим к известной форме уравнений Максвелла, где

$$div\overline{B} = 0. \tag{96}$$

Отсюда видно, что для физического вакуума выполняется закономерность нарушения непрерывности магнитного потока [7] (необходимо сравнить формулу (96) с формулой (80), учитывая вид вектора $\overline{B}$ (44)). Это происходит по причине, описанной выше.

Для случая, когда $\bar{e} = 0$, $\bar{e}^{\text{ст}} = 0$, а следовательно и $\psi = 0$, $\psi^{\text{ст}} = 0$, а все остальные величины отличны от нуля, то четвертое уравнение Максвелла имеет вид

$$div\overline{B} = \mp\psi(\lambda) \mp \psi(\lambda, k_{\text{м}}). \tag{97}$$

Отсюда видно, что если дополнительно $\lambda = 0$, то

$$div\overline{B} = 0, \tag{98}$$

т.е. выполняются условия справедливости существования закономерности нарушения непрерывности магнитного потока, поэтому для линейных покоящихся однородных изотропных сред закономерность нарушения непрерывности магнитного потока всегда действует при условии $\bar{e} = 0$, $\bar{e}^{\text{ст}} = 0$ и использовании сигналов в двух состояниях при $\lambda = 0$ и при $\lambda \ne 0$.

В заключение отметим, что в данной работе даны необходимые условия справедливости существования закономерности нарушения непрерывности магнитного потока. Описан механизм физических процессов, протекающих при возбуждении физического вакуума экспофункциональным сторонним источником тока. Найдена оценка граничной частоты действия указанных процессов.

Литература

1. *Іваницький А.М.* Явище виділення активної потужності реактивними елементами електричного кола / Диплом на відкриття НВ № 3, зареєстровано 12.01.99; пріоритет від 30.11.94.
2. *Иваницкий А.М.* Экспофункциональные поля // Наукові праці УДАЗ ім. О.С.Попова. – 2001. - №1. – С.18-21.
3. *Іваницький А.М.* Явище виникнення в діелектрику направленого руху одночасно електричних і магнітних монополів / Диплом на відкриття НВ № 011, зареєстровано 12.01.06; пріоритет від 13.10.00.
4. *Иваницкий А.М.* Исследование потока магнитных монополей эспофункционального поля // Наукові праці ОНАЗ ім. О.С.Попова. – 2003. - №2. – С.9-14.
5. *Иваницкий А.М.* Электрический заряд и магнитный поток эспофункционального поля // Наукові праці ОНАЗ ім. О.С.Попова. – 2004. - №1. – С.3-8.
6. *Иваницкий А.М.* Зависимость третьего и четвертого уравнений Максвелла от первых двух уравнений при произвольном возбуждении электромагнитного поля // Наукові праці ОНАЗ ім. О.С.Попова. – 2004. - №2. – С.3-7.
7. *Иваницкий А.М.* Закономерность нарушения непрерывности магнитного потока // Наукові праці ОНАЗ ім. О.С.Попова. – 2005. - №2. – С.3-5.
8. *Кураев А.А.* Электродинамика и распространение радиоволн / А.А. Кураев, Т.Л. Понкова, А.К. Синицын. – Минск: Бестпринт, 2004. – 357 с.
9. *Harrington R.F.* Time – Harmonic Electromagnetic Fields. – New York, Chichester, Weinheim, Brisbane, Singapore, Toronto: Wiley – Interscience, 2001. – 481 p.
10. *Иваницкий А.М.* Энергетические свойства электромагнитного поля при эспофункциональном возбуждении // Наукові праці ОНАЗ ім. О.С.Попова. – 2005. - №1. – С. 3-10.
11. *Хиппель А.Р.* Диэлектрики и волны. – М.: ИЛ, 1960. – 438 с.
12. *Дебай П.* Полярные молекулы. – М. –Л., 1931.
13. *Грознов И.Н.* Диэлектрическая проницаемость. Физика. Большой энциклопедический словарь; гл. ред. А.М. Прохоров. – [4-е изд.]. – М.: Большая Российская энциклопедия, 1999. – 944 с.
14. Физические величины: Справочник / А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др.; под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мелихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
15. *Пименов Ю.В., Вольман В.И., Муравцов А.Д.* Техническая электродинамика. – М.: Радио и связь, 2002. – 536 с.
16. *Иваницкий А.М.* Принцип дуальности в электродинамике // Наукові праці УДАЗ ім. О.С. Попова. – 2000. – № 3. – С. 29-35.
17. *Никольский В.В., Никольская Т.И.* Электродинамика и распространение радиоволн. – 3-е изд. перераб. и доп. – М.: Наука, 1989. – 544 с.
18. Поиски монополей Дирака / Е. Амальди, Г. Барони, Х. Брандер, М. Карвальо, Л. Хоффман, А. Манфредини, Г. Вандрхаале // Монополь Дирака. – М.: Мир, 1970. – С. 112 – 237.
19. *Иосифьян А.Г.* О принципах теоретической электромеханики // ДАН Армянской ССР. – 1970. – LI. – №1. – С. 21 – 31.
20. *Гольданский В.И.* Физическая химия позитрона и позитрония. – М.: Наука, 1968. – 177 с.
21. *Вонсовский С.В.* Магнитный заряд. Физика. Большой энциклопедический словарь; гл. ред. А.М. Прохоров. – [4-е изд.]. – М.: Большая Российская энциклопедия, 1999. – 944 с.
22. *Tang Ju – Fei*. Единая модель электрического и магнитного монополей // High Energy Phys. And Nucl. Phys. – 2000. – Vol. 24. - №8. – P. 702 – 710.
23. *Тарг С.М.* Действие. Физика. Большой энциклопедический словарь; гл. ред. А.М. Прохоров. – [4-е изд.]. – М.: Большая Российская энциклопедия, 1999. – 944 с.
24. *Иосифьян А.Г.* К вопросу об уравнениях взаимодействия электричества и вещества // ДАН Армянской ССР. – 1955. – Т. XX. - №2. – С. 33 -41.
25. *Мигулин В.В.* Электромагнитные волны. Физика. Большой энциклопедический словарь; гл. ред. А.М. Прохоров. – [4-е изд.]. – М.: Большая Российская энциклопедия, 1999. – 944 с.