Обобщение единой теории векторных полей

Науменко Ю.В.

Многие исследователи считают, что современная классическая электродинамика окончательно еще не сформирована и будет продолжена в своем развитии. Приведем доводы в пользу этого тезиса, изложив свой вариант обобщения классической электродинамики. Классическая электродинамика описывается уравнениями Максвелла. Уравнения Максвелла в вакууме в системах единиц СИ и Гаусса:

Система единиц СИ:	Система единиц Гаусса:
$div\overline{E} = \frac{\rho}{\xi_0}$, $div\overline{B} = 0$, $rot\overline{E} = -\frac{\partial\overline{B}}{\partial t}$, $rot\overline{B} = \mu_0 \cdot \overline{j} + \mu_0\xi_0 \cdot \frac{\partial\overline{E}}{\partial t}$.	$div\overline{E} = 4\cdot\pi\cdot\rho$, $div\overline{B} = 0$, $rot\overline{E} = -\frac{1}{c}\cdot\frac{\partial\overline{B}}{\partial t}$, $rot\overline{B} = \frac{4\pi}{c}\cdot\overline{j} + \frac{1}{c}\cdot\frac{\partial\overline{E}}{\partial t}$.

Электродинамика Максвелла применима к замкнутым токам. Она не применима к незамкнутым токам, отрезкам тока и к движущимся единичным зарядам.
В своих работах [1] . [2] , [3] Николаев Г.В. обосновывает существование в пространстве вокруг движущегося заряда наряду с векторным магнитным полем $\overline{H}_{\perp}$ еще и скалярного магнитного поля H_{II} , позволяющее объяснить продольную силу, действующую на движущийся заряд, которую предсказал еще Ампер. В итоге сила, действующая на движущийся со скоростью $\overline{v}$ заряд e :

$$\overline{f} = e\cdot(\overline{E} + \frac{1}{c}\cdot\overline{v}\times\overline{H}_{\perp} + \frac{1}{c}\cdot\overline{v}\cdot H_{II}) .$$

С помощью идеи Николаева о скалярном магнитном поле:
- разрешается проблема третьего закона Ньютона в электродинамике
- разрешается парадокс с кинетической энергией движущегося электрического заряда
- объясняется значительное количество явлений электромагнетизма, накопившееся в настоящее время в электродинамике и не получающих обоснование классической электродинамикой.
- получают объяснение эксперименты Ампера, самого Николаева, эксперименты других исследователей, демонстрирующих проявление продольной магнитной силы.

В 2006 г. автором этой работы была опубликована единая теория векторных полей (ЕТВП), разработанная на основе обобщении электродинамики Максвелла [19] .Ее краткое содержание:
n векторных полей:

$$\overline{X}_1 ,\ \overline{X}_2 ,\ \cdots\cdots ,\overline{X}_n \ ,$$

каждому из которых сопоставляется свой заряд:

$$q_{X_1} ,\ q_{X_2} ,\ldots\ldots, q_{X_n} \ .$$

рассматриваются, как проявления одного единого поля, удовлетворяющего уравнениям:

$$div\ \overline{Y} = \sum_L v_{YL} \cdot \rho_L$$

$$rot\overline{Y} = \sum_L \mu_{YL}\cdot\overline{j}_L + \sum_L \lambda_{YL}\cdot\frac{\partial\overline{L}}{\partial t} \ ,$$

где Y , L принимают значения из набора символов $X_1 ,\ X_2 ,\ \cdots\cdots , X_n$, соответствующих векторным полям $\overline{X}_1,\ \overline{X}_2,\ \cdots\cdots,\overline{X}_n$

(ν), (?), (λ) - матрицы постоянных,

ρ - плотности зарядов, $\overline{j}$ - плотности токов.

Матрицы (ν), (μ), (λ) обуславливают взаимодействие полей $\overline{X}_1,\ \overline{X}_2,\ \cdots\cdots,\overline{X}_n$ друг с другом.
Приводятся доводы в пользу того, что для матриц $(\lambda), (\nu), (\mu)$ выполняются соотношения:

$$\nu_{YX} = \nu_{XY}$$

$$\mu_{YX} = \mu_{XY}$$

$$(\lambda)\cdot(\lambda) = \left(-1/c^2\right)\cdot(I)$$, I – единичная матрица.

$$(\lambda)^{-1} = -c^2\cdot(\lambda)$$

если $(\lambda)\cdot(\nu) \equiv (\eta) = (\mu)$, то

$$(\lambda) = (\mu)\cdot(\nu)^{-1}$$

$$(\lambda)\cdot(\mu) = \left(-\frac{1}{c^2}\right)\cdot(\nu)$$

$$(\lambda) = -\frac{1}{c^2}\cdot(\nu)\cdot(\mu)^{-1}\ .$$

Для поля $\overline{Y}$ *магнитным полем является поле* $-\overline{\Phi}_Y = -\sum\limits_L \lambda_{YL}\overline{L}$,

т.е. роль магнитного поля в такой теории играет линейная комбинация объединяющихся полей.
В работе автора[17] рассматривается вариант обобщения ЕТВП:
каждому векторному полю $\overline{Y}$ соответствует скалярный магнитный потенциал s_Y и скалярное поле $\tilde{s}_Y = \sum\limits_L \lambda_{YL}\cdot s_L$, входящее в тензор:

$$F_Y^{ik} = \begin{pmatrix} c\tilde{s}_Y & -Y_x & -Y_y & -Y_z \\ Y_x & -c\tilde{s}_Y & -c\cdot(-\Phi_{Yz}) & c\cdot(-\Phi_{Yy}) \\ Y_y & c\cdot(-\Phi_{Yz}) & -c\cdot\tilde{s}_Y & -c\cdot(-\Phi_{Yx}) \\ Y_z & -c\cdot(-\Phi_{Yy}) & c\cdot(-\Phi_{Yx}) & -c\cdot\tilde{s}_Y \end{pmatrix} =$$

$$= \begin{pmatrix} \sum\limits_L c\cdot\lambda_{YL}\cdot s_L & -Y_x & -Y_y & -Y_z \\ Y_x & -\sum\limits_L c\cdot\lambda_{YL}\cdot s_L & -c\cdot(-\Phi_{Yz}) & c\cdot(-\Phi_{Yy}) \\ Y_y & c\cdot(-\Phi_{Yz}) & -\sum\limits_L c\cdot\lambda_{YL}\cdot s_L & -c\cdot(-\Phi_{Yx}) \\ Y_z & -c\cdot(-\Phi_{Yy}) & c\cdot(-\Phi_{Yx}) & -\sum\limits_L c\cdot\lambda_{YL}\cdot s_L \end{pmatrix}$$

При преобразованиях координат - преобразованиях Лоренца компоненты тензора F_Y^{ik} преобразуются по формулам, из которых следует / подробно в [17] /:

$$Y'_x = Y_x\,,$$

$$Y'_y = \left(Y_y + \mathrm{v}\cdot\Phi_{Yz}\right)/\sqrt{1-\mathrm{v}^2/c^2}\,,$$

$$Y'_z = \left(Y_z - \mathrm{v}\cdot\Phi_{Yy}\right)/\sqrt{1-\mathrm{v}^2/c^2}\,,$$

$$\tilde{s}'_Y = \tilde{s}_Y\,.$$

$$/\ \sum\limits_L c\cdot\lambda_{YL}\cdot s'_L = \sum\limits_L c\cdot\lambda_{YL}\cdot s_L \ \Rightarrow\ \tilde{s}'_Y = \tilde{s}_Y \Rightarrow\ s'_Y = s_Y\ /$$

Понимая под $\tilde{s}_Y = \sum_L \lambda_{YL} \cdot s_L$, напишем выражение для 4-вектора плотности силы:

$$\frac{1}{c} \cdot \sum_k F_Y^{ik} \cdot j_{Yk} = \frac{1}{c} \cdot \begin{pmatrix} c \cdot \tilde{s}_Y & -Y_x & -Y_y & -Y_z \\ Y_x & -c \cdot \tilde{s}_Y & -c \cdot (-\Phi_{Yz}) & c \cdot (-\Phi_{Yy}) \\ Y_y & c \cdot (-\Phi_{Yz}) & -c \cdot \tilde{s}_Y & -c \cdot (-\Phi_{Yx}) \\ Y_z & -c \cdot (-\Phi_{Yy}) & c \cdot (-\Phi_{Yx}) & -c \cdot \tilde{s}_Y \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c \cdot \rho_Y \\ -j_{Yx} \\ -j_{Yy} \\ -j_{Yz} \end{pmatrix} =$$

$$= \frac{1}{c} \cdot \begin{pmatrix} \tilde{s}_Y \cdot c^2 \cdot \rho_Y + Y_x \cdot j_{Yx} + Y_y \cdot j_{Yy} + Y_z \cdot j_{Yz} \\ c \cdot \rho_Y \cdot Y_x + j_{Yy} \cdot (-c\Phi_{Yz}) - j_{Yz} \cdot (-c\Phi_{Yy}) + c \cdot \tilde{s}_Y \cdot j_{Yx} \\ c \cdot \rho_Y \cdot Y_y - j_{Yx} \cdot (-c\Phi_{Yz}) + j_{Yz} \cdot (-c\Phi_{Yx}) + c \cdot \tilde{s}_Y \cdot j_{Yy} \\ c \cdot \rho_Y \cdot Y_z + j_{Yx} \cdot (-c\Phi_{Yy}) - j_{Yy} \cdot (-c\Phi_{Yx}) + c \cdot \tilde{s}_Y \cdot j_{Yz} \end{pmatrix} = f_{плY}^{\;i} = \left(f_{плY}^{\;0}, \overline{f}_{плY}\right).$$

Таким образом $f_{пл}^{\;i} = \sum_Y f_{плY}^{\;i} = \frac{1}{c} \cdot \sum_Y \left(F_Y^{ik}\right) \cdot j_{Yk}$, где $f_{пл}^{\;i}$ – 4-вектор плотности силы.

$f_{пл}^{\;0} = \sum_Y (c \cdot \tilde{s}_Y \cdot \rho_Y + \frac{1}{c} \cdot \overline{Y} \cdot \overline{j}_Y) = \sum_Y c \cdot \tilde{s}_Y \cdot \rho_Y + \sum_Y \frac{1}{c} \cdot \rho_Y \cdot \overline{Y} \cdot \overline{\mathrm{v}}$ – деленная на с, работа в единицу времени, приходящаяся на единицу объема (плотность мощности).

$\overline{f}_{пл} = \sum_Y (\rho_Y \cdot \overline{Y} + \overline{j}_Y \times \left(-\overline{\Phi}_Y\right) + \tilde{s}_Y \cdot \overline{j}_Y)$ – сила на единицу объема (плотность силы).

Итак, сила Лоренца-Николаева в единой теории векторных полей:

$$\overline{f} = \sum_Y q_Y \cdot \left(\overline{Y} + \overline{\mathrm{v}} \times \left(-\overline{\Phi}_Y\right) + \overline{\mathrm{v}} \cdot \tilde{s}_Y\right),$$

где скалярные поля $\tilde{s}_Y = \sum_L \lambda_{YL} \cdot s_L$ ответственны за продольное взаимодействие.

Из уравнений ЕТВП $\frac{\partial F_Y^{ik}}{\partial x^k} = -\frac{1}{c} \cdot \sum_L \nu_{YL} \cdot j_L^i$:

$$\frac{\partial F_Y^{00}}{\partial x^0} + \frac{\partial F_Y^{01}}{\partial x^1} + \frac{\partial F_Y^{02}}{\partial x^2} + \frac{\partial F_Y^{03}}{\partial x^3} = -\frac{1}{c} \cdot \sum_L \nu_{YL} \cdot j_L^{\;0}$$

$$\frac{\partial F_Y^{\alpha 0}}{\partial x^0} + \frac{\partial F_Y^{\alpha 1}}{\partial x^1} + \frac{\partial F_Y^{\alpha 2}}{\partial x^2} + \frac{\partial F_Y^{\alpha 3}}{\partial x^3} = -\frac{1}{c} \cdot \sum_L \nu_{YL} \cdot j_L^{\;\alpha}, \quad \alpha = 1,2,3$$

следуют уравнения поля:

$$div\overline{Y} = \sum_L \nu_{YL} \cdot \rho_L + \sum_L \lambda_{YL} \cdot \frac{\partial s_L}{\partial t} \qquad (1)$$

$$rot\,\overline{Y} - grad\; s_Y = \sum_L \mu_{YL} \cdot \overline{j}_L + \sum_L \lambda_{YL} \cdot \frac{\partial \overline{L}}{\partial t} \qquad (2)$$

В разных ИСО поле $\tilde{s}_Y = \sum_L \lambda_{YL} \cdot s_L$ одинаково, а продольная составляющая силы $\sum_Y q_Y \cdot \overline{v} \cdot \tilde{s}_Y$ различна, что является проблемой такого рассмотрения вопроса.

Напряженности полей $\overline{Y}$ выражаются через 4вектор-потенциалы $A_Y^{\;i} = \left(\varphi_Y, c \cdot \overline{A}_Y\right)$:

$$\overline{Y} = \sum_L \lambda_{YL} \cdot (\frac{\partial}{\partial t}\overline{A}_L + grad\varphi_L) + rot\,\overline{A}_Y.$$

Подставив это выражение в уравнения ЕТВП (1),(2) и учитывая, что

$div\,grad\,\varphi_L = \nabla^2 \varphi_L$, $div\,rot\,\overline{A}_L = 0$, $rot rot\,\overline{A}_Y = grad\,div\,\overline{A}_Y - \nabla^2 \overline{A}_Y$,

$rot\;grad\,\varphi_Y = 0$, $\underline{(\lambda) \cdot (\nu) \equiv (\eta)}$, $(\lambda) = (\eta) \cdot (\nu)^{-1}$ / необязательно $\underline{(\lambda) \cdot (\nu) \equiv (\mu)}$ /, придем к уравнениям:

$$\frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial^2}{\partial t^2}\varphi_Y-\nabla^2\varphi_Y-\frac{\partial}{\partial t}\left(div\overline{A}_Y+\frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial}{\partial t}\varphi_Y-s_Y\right)=c^2\cdot\sum_L\mu_{YL}\cdot\rho_L$$

$$\frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial^2}{\partial t^2}\overline{A}_Y-\nabla^2\overline{A}_Y+grad\left(div\overline{A}_Y+\frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial}{\partial t}\varphi_Y-s_Y\right)=\sum_L\mu_{YL}\cdot\overline{j}_L$$

\- - - - - $\Downarrow$ - - - - -

Ввиду неоднозначности потенциалов φ_Y , $\overline{A}_Y$, их можно выбрать так, чтобы они удовлетворяли аналогам условия Лоренца:

$$div\overline{A}_Y+\frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial}{\partial t}\varphi_Y-s_Y=0\ .$$

Тем самым, разделив переменные, приходим к уравнениям Даламбера

$$\frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial^2}{\partial t^2}\varphi_Y-\nabla^2\varphi_Y=c^2\cdot\sum_L\eta_{YL}\cdot\rho_L$$

$$\frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial^2}{\partial t^2}\overline{A}_Y-\nabla^2\overline{A}_Y=\sum_L\mu_{YL}\cdot\overline{j}_L\quad ,$$

решения, которых:

$$\varphi_Y(\overline{r},t)=\int\frac{c^2\cdot\sum_L\eta_{YL}\cdot\rho_L(\overline{r}',t-|\overline{r}-\overline{r}'|/c)}{|\overline{r}-\overline{r}'|}\cdot dV'$$

$$\overline{A}_Y(\overline{r},t)=\int\frac{\sum_L\mu_{YL}\cdot\overline{j}_L(\overline{r}',t-|\overline{r}-\overline{r}'|/c)}{|\overline{r}-\overline{r}'|}\cdot dV'.$$

$\overline{A}_Y(\overline{r},t)$ и $\varphi_Y(\overline{r},t)$ определяют поля $\overline{Y}=\sum_L\lambda_{YL}\cdot(\frac{\partial}{\partial t}\overline{A}_L+grad\varphi_L)+rot\overline{A}_Y$.

Применяя операцию *div* к правым и левым частям уравнения (2) , учитывая (1), получим / сравни [17] /:

$$\frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial^2}{\partial t^2}s_Y-\nabla^2 s_Y=\sum_L\mu_{YL}\cdot div\overline{j}_L+\sum_L\eta_{YL}\cdot\frac{\partial}{\partial t}\rho_L\quad .$$

Решение этого уравнения:

$$s_Y(\overline{r},t)=\sum_L\mu_{YL}\cdot\int\frac{div\overline{j}_L(\overline{r}',t-|\overline{r}-\overline{r}'|/c)}{|\overline{r}-\overline{r}'|}\cdot dV'+\sum_L\eta_{YL}\cdot\int\frac{\frac{\partial}{\partial t}\rho_L(\overline{r}',t-|\overline{r}-\overline{r}'|/c)}{|\overline{r}-\overline{r}'|}\cdot dV'$$

Если считать, что выполняется закон сохранения зарядов каждого вида $div\overline{j}_Y+\frac{\partial}{\partial t}\rho_Y=0$, то

$$s_Y(\overline{r},t)=\sum_L(\mu_{YL}-\eta_{YL})\cdot\int\frac{div\overline{j}_L(\overline{r}',t-|\overline{r}-\overline{r}'|/c)}{|\overline{r}-\overline{r}'|}\cdot dV'$$

Если выполняется $(\eta)=(\mu)$, то

$$s_Y=\sum_L\mu_{YL}\cdot\int\frac{div\overline{j}_L(\overline{r}',t-|\overline{r}-\overline{r}'|/c)+\frac{\partial}{\partial t}\rho_L(\overline{r}',t-|\overline{r}-\overline{r}'|/c)}{|\overline{r}-\overline{r}'|}dV'$$

Источником скалярного магнитного поля являются точки пространства, в которых нарушается закон сохранения заряда, записанного в виде уравнения непрерывности.

Вывод:

В ЕТВП можно обосновать наличие продольного взаимодействия полей с токами с получением уравнений поля и выражением для силы Лоренца-Николаева. Ненулевые диагональные элементы у неантисимметричных тензоров F_Y^{ik} определяют дополнительные силы, которые, следуя Николаеву, рассматриваются как проявление магнитных скалярных полей.

Рассмотрим электродинамику, как вариант ЕТВП с двумя векторными полями $\overline{E}$ и $\overline{B}$, и двумя скалярными магнитными полями $\tilde{s}_E$ и $\tilde{s}_B$.

$$\{\rho\} = \begin{Bmatrix} \rho_E \\ \rho_B \end{Bmatrix} \quad , \quad \{\bar{j}\} = \begin{Bmatrix} \bar{j}_E \\ \bar{j}_B \end{Bmatrix}. \qquad \text{- источники,}$$

$$(\nu) = \begin{pmatrix} \nu_{EE} & 0 \\ 0 & \nu_{BB} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_0 & 0 \\ 0 & -\mu_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/\xi_0 & 0 \\ 0 & -\mu_0 \end{pmatrix},$$

$$(\mu) = \begin{pmatrix} 0 & \mu_{EB} \\ \mu_{BE} & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \mu_0 \\ \mu_0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$(\lambda) = \begin{pmatrix} 0 & \lambda_{EB} \\ \lambda_{BE} & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ \mu_0 \cdot \xi_0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$(\lambda) = (\mu)\cdot(\nu)^{-1} = \begin{pmatrix} 0 & \mu_0 \\ \mu_0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \xi_0 & 0 \\ 0 & -1/\mu_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ \mu_0 \cdot \xi_0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$(\eta) = (\lambda)\cdot(\nu) = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ \mu_0 \cdot \xi_0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1/\xi_0 & 0 \\ 0 & -\mu_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \mu_0 \\ \mu_0 & 0 \end{pmatrix} = (\mu) \; ,$$

$$(\lambda)\cdot(\lambda) = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ \mu_0 \cdot \xi_0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ \mu_0 \cdot \xi_0 & 0 \end{pmatrix} = -\begin{pmatrix} \mu_0 \cdot \xi_0 & 0 \\ 0 & \mu_0 \cdot \xi_0 \end{pmatrix} = -\frac{1}{c^2} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \Rightarrow \mu_0 \cdot \xi_0 = \frac{1}{c^2} \; .$$

Потенциалы: $\{\varphi\} = \begin{Bmatrix} \varphi_E \\ \varphi_B \end{Bmatrix}; \; \{\overline{A}\} = \begin{Bmatrix} \overline{A}_E \\ \overline{A}_B \end{Bmatrix}; \; \{s\} = \begin{Bmatrix} s_E \\ s_B \end{Bmatrix}.$

$$\overline{Y} = \sum_L \lambda_{YL} \cdot \left(\frac{\partial}{\partial t}\overline{A}_L + grad\varphi_L\right) + rot\overline{A}_Y \quad \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \begin{Bmatrix} \overline{E} \\ \overline{B} \end{Bmatrix} = \frac{\partial}{\partial t}(\lambda)\cdot\begin{Bmatrix} \overline{A}_E \\ \overline{A}_B \end{Bmatrix} + (\lambda)\cdot grad\begin{Bmatrix} \varphi_E \\ \varphi_B \end{Bmatrix} + rot\begin{Bmatrix} \overline{A}_E \\ \overline{A}_B \end{Bmatrix} =$$

$$= \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ \mu_0 \cdot \xi_0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \frac{\partial}{\partial t}\begin{Bmatrix} \overline{A}_E \\ \overline{A}_B \end{Bmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ \mu_0 \cdot \xi_0 & 0 \end{pmatrix} \cdot grad\begin{Bmatrix} \varphi_E \\ \varphi_B \end{Bmatrix} + rot\begin{Bmatrix} \overline{A}_E \\ \overline{A}_B \end{Bmatrix} =$$

$$= \begin{Bmatrix} -\dfrac{\partial \overline{A}_B}{\partial t} - grad\varphi_B + rot\,\overline{A}_E \\ \mu_0 \cdot \xi_0 \cdot \dfrac{\partial \overline{A}_E}{\partial t} + \mu_0 \cdot \xi_0 \cdot grad\varphi_E + rot\overline{A}_B \end{Bmatrix} \Rightarrow$$

$$\overline{E} = -\frac{\partial \overline{A}_B}{\partial t} - grad\varphi_B + rot\,\overline{A}_E \quad , \quad \overline{B} = \mu_0 \cdot \xi_0 \cdot \frac{\partial \overline{A}_E}{\partial t} + \mu_0 \cdot \xi_0 \cdot grad\varphi_E + rot\,\overline{A}_B \ .$$

Для поля $\overline{Y}$ магнитным полем является поле $-\overline{\varPhi}_Y = -\sum_L \lambda_{YL}\,\overline{L} \quad \Rightarrow$

$$\Rightarrow \quad -\begin{Bmatrix} \overline{\varPhi}_E \\ \overline{\varPhi}_B \end{Bmatrix} = -\begin{pmatrix} 0 & -1 \\ \mu_0 \cdot \xi_0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} \overline{E} \\ \overline{B} \end{Bmatrix} = -\begin{Bmatrix} -\overline{B} \\ \mu_0 \cdot \xi_0 \cdot \overline{E} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \overline{B} \\ -\mu_0 \cdot \xi_0 \cdot \overline{E} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \overline{B} \\ -\overline{E}/c^2 \end{Bmatrix} \ .$$

$$\{\tilde{s}\} = (\lambda) \cdot \{s\} \quad \Rightarrow \quad \begin{Bmatrix} \tilde{s}_E(\overline{r},t) \\ \tilde{s}_B(\overline{r},t \end{Bmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ \mu_0 \cdot \xi_0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} s_E(\overline{r},t) \\ s_B(\overline{r},t) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -s_B(\overline{r},t) \\ \mu_0 \cdot \xi_0 \cdot s_E(\overline{r},t) \end{Bmatrix}$$

$\tilde{s}_E(\overline{r},t)$, $\tilde{s}_B(\overline{r},t)$ - скалярные магнитные поля. $\begin{Bmatrix} s_E \\ s_B \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \dfrac{1}{\mu_0 \cdot \xi_0} \cdot \tilde{s}_B \\ -\tilde{s}_E \end{Bmatrix}$ - скалярные магнитные потенциалы.

Тензоры:

$$F_E^{\ ik} = \begin{pmatrix} -c \cdot s_B & -E_x & -E_y & -E_z \\ E_x & c \cdot s_B & -cB_z & cB_y \\ E_y & cB_z & c \cdot s_B & -cB_x \\ E_z & -cB_y & cB_x & c \cdot s_B \end{pmatrix} ,$$

$$F_B^{\ ik} = \begin{pmatrix} c \cdot \mu_0 \cdot \xi_0 \cdot s_E & -B_x & -B_y & -B_z \\ B_x & -c \cdot \mu_0 \cdot \xi_0 \cdot s_E & E_z/c & -E_y/c \\ B_y & -E_z/c & -c \cdot \mu_0 \cdot \xi_0 \cdot s_E & E_x/c \\ B_z & E_y/c & -E_x/c & -c \cdot \mu_0 \cdot \xi_0 \cdot s_E \end{pmatrix}$$

определяют уравнения электродинамики с учетом существования скалярных магнитных полей:

$$\frac{\partial F_Y^{\ ik}}{\partial x^k} = -\frac{1}{c} \cdot \sum_L \nu_{YL} \cdot j_L^i \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial F_E^{\ ik}}{\partial x^k} = -\frac{1}{c} \cdot \nu_{EE} \cdot j_E^i \ , \quad \frac{\partial F_B^{\ ik}}{\partial x^k} = -\frac{1}{c} \cdot \nu_{BB} \cdot j_B^i \quad \Rightarrow$$

$$\boxed{\begin{gathered} div \begin{Bmatrix} \overline{E} \\ \overline{B} \end{Bmatrix} = \begin{pmatrix} 1/\xi_0 & 0 \\ 0 & -\mu_0 \end{pmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} \rho_E \\ \rho_B \end{Bmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ \mu_0 \cdot \xi_0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \begin{Bmatrix} s_E \\ s_B \end{Bmatrix} \\ rot \begin{Bmatrix} \overline{E} \\ \overline{B} \end{Bmatrix} - grad \begin{Bmatrix} s_E \\ s_B \end{Bmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \mu_0 \\ \mu_0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} \overline{j}_E \\ \overline{j}_B \end{Bmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ \mu_0 \cdot \xi_0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \begin{Bmatrix} \overline{E} \\ \overline{B} \end{Bmatrix} \end{gathered}}$$

$$div\,\overline{E} = \frac{\rho_E}{\xi_0} - \frac{\partial}{\partial t} s_B$$

$$div\,\overline{B} = -\mu_0 \cdot \rho_B + \mu_0 \cdot \xi_0 \cdot \frac{\partial}{\partial t} s_E$$

$$rot\,\overline{E} - grad\, s_E = \mu_0 \cdot \overline{j}_B - \frac{\partial}{\partial t} \overline{B}$$

$$rot\,\overline{B} - grad\, s_B = \mu_0 \cdot \overline{j}_E + \mu_0 \cdot \xi_0 \cdot \frac{\partial}{\partial t} \overline{E}$$

или

$$div\,\overline{E} = \frac{\rho_E}{\xi_0} + \frac{\partial}{\partial t}\tilde{s}_E$$

$$div\,\overline{B} = -\mu_0 \cdot \rho_B + \frac{\partial}{\partial t}\tilde{s}_B$$

$$rot\,\overline{E} - \frac{1}{\mu_0 \cdot \xi_0} \cdot grad\,\tilde{s}_B = \mu_0 \cdot \overline{j}_B - \frac{\partial}{\partial t}\overline{B}$$

$$rot\,\overline{B} + grad\,\tilde{s}_E = \mu_0 \cdot \overline{j}_E + \mu_0 \cdot \xi_0 \cdot \frac{\partial}{\partial t}\overline{E}$$

электродинамика

"Максвелла-Дирака-Николаева"

Их решения:

$$\begin{Bmatrix} \varphi_E(\overline{r},t) \\ \varphi_B(\overline{r},t) \end{Bmatrix} = c^2 \cdot \begin{pmatrix} 0 & \mu_0 \\ \mu_0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \int \frac{\begin{Bmatrix} \rho_E(\overline{r}',t-|\overline{r}-\overline{r}'|/c) \\ \rho_B(\overline{r}',t-|\overline{r}-\overline{r}'|/c) \end{Bmatrix}}{|\overline{r}-\overline{r}'|} \cdot dV' .$$

$$\begin{Bmatrix} \overline{A}_E(\overline{r},t) \\ \overline{A}_B(\overline{r},t) \end{Bmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \mu_0 \\ \mu_0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \int \frac{\begin{Bmatrix} \overline{j}_E(\overline{r}',t-|\overline{r}-\overline{r}'|/c) \\ \overline{j}_B(\overline{r}',t-|\overline{r}-\overline{r}'|/c) \end{Bmatrix}}{|\overline{r}-\overline{r}'|} \cdot dV' .$$

$$\begin{Bmatrix} s_E(\overline{r},t) \\ s_B(\overline{r},t) \end{Bmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \mu_0 \\ \mu_0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \int \frac{\begin{Bmatrix} div_E\,\overline{j}(\overline{r}',t-|\overline{r}-\overline{r}'|/c) + \frac{\partial}{\partial t}\rho_E(\overline{r}',t-|\overline{r}-\overline{r}'|/c) \\ div_B\,\overline{j}(\overline{r}',t-|\overline{r}-\overline{r}'|/c) + \frac{\partial}{\partial t}\rho_B(\overline{r}',t-|\overline{r}-\overline{r}'|/c) \end{Bmatrix}}{|\overline{r}-\overline{r}'|} \cdot dV' =$$

$$= \int \frac{\begin{Bmatrix} \mu_0 \cdot div_B\,\overline{j}(\overline{r}',t-|\overline{r}-\overline{r}'|/c) + \mu_0 \cdot \frac{\partial}{\partial t}\rho_B(\overline{r}',t-|\overline{r}-\overline{r}'|/c) \\ \mu_0 \cdot div_E\,\overline{j}(\overline{r}',t-|\overline{r}-\overline{r}'|/c) + \mu_0 \cdot \frac{\partial}{\partial t}\rho_E(\overline{r}',t-|\overline{r}-\overline{r}'|/c) \end{Bmatrix}}{|\overline{r}-\overline{r}'|} \cdot dV'$$

$$\overline{E} = -\frac{\partial \overline{A}_B}{\partial t} - grad\varphi_B + rot\,\overline{A}_E ,$$

$$\overline{B} = \mu_0 \cdot \xi_0 \cdot \frac{\partial \overline{A}_E}{\partial t} + \mu_0 \cdot \xi_0 \cdot grad\varphi_E + rot\overline{A}_B .$$

$$\tilde{s}_E = -s_B \quad , \qquad \tilde{s}_B = \mu_0 \cdot \xi_0 \cdot s_E .$$

Положив, что $\rho_B = 0$, $\overline{j}_B = 0$ $/ \Rightarrow \varphi_E = 0$, $\overline{A}_E = 0$, $s_E = 0$ / получим уравнения электродинамики со скалярным магнитным полем:

$$div\,\overline{E} = \frac{\rho_E}{\xi_0} + \frac{\partial}{\partial t}\tilde{s}_E$$

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

$$rot\,\overline{E} = -\frac{\partial}{\partial t}\overline{B}$$

$$rot\,\overline{B} + grad\,\tilde{s}_E = \mu_0 \cdot \overline{j}_E + \mu_0 \cdot \xi_0 \cdot \frac{\partial}{\partial t}\overline{E} .$$

электродинамика

"Максвелла-Николаева"

Аналогичные уравнения электродинамики получены в [1], [21], [17] .

Такой вариант электродинамики приводит к следующему:
источником скалярного магнитного поля являются точки пространства, в которых нарушается закон сохранения электрического заряда, записанный в виде уравнения непрерывности:

$$div \bar{j}_E + \frac{\partial}{\partial t} \rho_E = 0 .$$

Подробно единая теория векторных полей(ЕТВП) изложена в книгах [17], [18], [19] автора и на его сайте www.etvp.narod.ru.

Приведенные рассуждения служат подтверждением о возможном дальнейшем развитии классической электродинамики.

Литература:

[1] Николаев Г.В. “ Электродинамика физического вакуума” , Томск 2004
[2] Николаев Г.В. “ Современная электродинамика и причины ее парадоксальности” Томск 2003
[3] Николаев Г.В. “ Тайны электромагнетизма и свободная энергия “, Томск 2002
[4] Бернштейн В.М. “Перспективы “возрождения” и развития электродинамики и теории гравитации Вебера”, М., Ком Книга, 2005
[5] Л.Д. Ландау , Е.М. Лившиц “ Теория поля “ , М., Наука, 1973
[6] Л. Бриллюэн “Новый взгляд на теорию относительности“, М., Мир, 1972
[7] В.И. Стражев , Л.М. Томильчик “Электродинамика с магнитным зарядом”, М.,Наука и техника, 1975
[8] Л.Д. Ландау , Е.М. Лившиц “Механика “, М., “Наука”,1973
[9] А.Н. Матвеев “Механика и теория относительности “ М.,”Высшая школа”, 1976
[10] В.А. Угаров “Специальная теория относительности” М., “Наука”, Главная ред. физ.- мат. лит., 1969
[11] И.В. Савельев “ Курс общей физики “ том 2 , М., “Наука”, Главная ред. физ.- мат. лит., 1978
[12] Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс “Фейнмановские лекции по физике”, т.5, т.6 М., Мир, 1977
[13] В. Паули “Теория относительности” М., “Наука”, Главная ред. физ.- мат. лит., 1983
[14] В.И. Григорьев “Электромагнетизм космических тел” , М., Физматлит , 2004
[15] С.Г. Федосин “Физика и философия подобия от преонов до метагалактик” Пермь. 1999
[16] В.А. Гуръянов “Основы макроскопической гравидинамики” М., ЛЕНАНД, 2006
[17] Ю.В. Науменко «Возможное развитие классических механики и электродинамики», Армавир 2012г.
[18] Ю.В. Науменко «Развитие понятий поля, работы, момента импульса» , Армавир. 2010г.
[19] Ю.В. Науменко «Единая теория векторных полей» , Армавир. 2006г.
[20] Ю.В. Науменко "Единая теория векторных полей (от электродинамики Максвелла к единой теории поля)" М. ФГУП "ВНТИЦ" описание и.п. № 722006000202006г.
[21] Томилин А.К. ”Обобщенная электродинамика” Усть-Каменогорск, 2009
[22] И.Е. Тамм “Основы теории электричества”, М., Наука Гл. ред. физ. мат лит-ры , 1976
[23] С.Р. де Гроот, Л.Г. Сатторп “Электродинамика” М.,Наука, Гл. ред. физ. мат. литературы, 1982
[24] Г. Корн, Т. Корн “Справочник по математике для научных работников и инженеров” М.,Наука, Гл. ред. физ. мат. литературы, 1974

Россия, Краснодарский край, г. Армавир, январь 2013 г.
mail-to: naumenko_ju@mail.ru http:// www.etvp.narod.ru