Российская Федерация

Науменко Ю. В.

Возможное развитие классических механики и электродинамики.

Армавир   2012

ББК 22.31
УДК 53.02
Н-34

Науменко Юрий Викторович

Возможное развитие классических механики и электродинамики.

Армавир 2012

В брошюре изложены размышления автора по вопросам:

1. Возможно ли развитие понятия ‘механическая работа силы”, введение понятий “работа Инерции”, “работа Источника силы”?
2. Можно ли найти перемещение материальной частицы, осуществляемое только Инерцией или только Источником силы?
3. Возможно ли объединение двух теорий, являющихся развитием классической электродинамики – теории Николаева Г.В. и единой теории векторных полей, предложенной автором этой брошюры?

Книга может представлять интерес для читателей, интересующихся фундаментальными проблемами физики и пытающихся осмыслить устоявшиеся понятия.

Посвящается памяти моих родителей
Науменко Валентины Сергеевны и
Науменко Виктора Ивановича.

Предисловие автора.

В книге изложены две статьи автора, написанные им в последнее время.
В статье "Механическая работа силы. Работа Инерции. Работа источника силы." предлагается способ развития классической механики и классического математического анализа, основанного на переосмыслении понятия Инерции, введении понятия Источника силы и рассмотрении интегралов вида:

$$\int_a^b f(x)\cdot(dx)^2 \quad .$$

Подробное введение в постановку такого проекта изложено в книге автора (- Науменко Ю.В. "Развитие понятий поля, работы, момента импульса", Армавир 2010, Армавирское полиграфпредприятие -) и на его сайте http://www.etvp.narod.ru.
В статье "Возможное развитие классической электродинамики" рассматривается способ построения единой теории векторных полей (ЕТВП), основанной на обобщении классической электродинамики, с учетом идеи Николаева Г.В. о существования скалярного магнитного поля. ЕТВП наиболее полно изложена в книге автора (- Науменко Ю.В. "Единая теория векторных полей", Армавир 2006, Армавирское полиграфпредприятие -) и на его сайте http://www.etvp.narod.ru.

Содержание брошюры отражает только мнение автора, который осознает спорность рассматриваемых вопросов и сделанных выводов.

Автор выражает благодарность доценту Армавирского государственного педагогического университета кандидату педагогических наук Нескороменко В.М. за участие в обсуждении рукописи книги.

Механическая работа силы. Работа Инерции. Работа Источника силы.

Науменко Ю.В.

В данной работе продолжается исследование, начатое в статье "Работа силы тяготения по удержанию спутника на орбите. Работа источника силы" книги [1] . В [1] рассматривается вопрос о работе силы тяготения по удержанию спутника на орбите, поставленный Л.Е. Федулаевым в его книге "Физическая форма гравитации". Наряду с механической работой силы предлагается ввести понятия работы Источника силы и работы Инерции. Приведем выводы этой статьи:

" *Оставаясь в рамках классической механики и рассматривая традиционный подход к понятию механической работы силы:*

$$A_{\text{механическая работа}} = \int_{t_1}^{t_2} \overline{f}(t) \cdot \overline{v}(t) \cdot dt = \int_{t_1}^{t_2} \overline{f}(t) \cdot d\overline{l}(t) = \int_{(L)} \overline{f}(l) \cdot d\overline{l}$$

должны признать, что работа тяготения по удержанию спутника на орбите не совершается.
Если же подойти к вопросу философски, то можно придти к следующим выводам:

1. Пришли к осознанию того, что Инерция, являясь источником нулевой силы, не оказывая силового воздействия, может совершать работу.

2. При удержании спутника на орбите гравитационное поле совершает работу, приближая спутник к центру с касательной на орбиту, отдавая энергию гравитационного поля. Инерция же совершает работу, отдаляя спутник от центра по касательной и отдавая энергию гравитационному полю.

3. Наряду с механической работой силы предлагается ввести понятия ***работы Источника силы и работы Инерции.*** *Сила, действующая на тело, обусловлена своим источником силы, который совершает работу*

$$A_{\text{работа Источника силы}} = \int_{t_1}^{t_2} \frac{1}{2} \cdot \frac{f^2}{m} \cdot (dt)^2$$

$$\left\langle \text{сравни } c \quad A = \frac{(\Delta p)^2}{2 \cdot m} = \frac{(f \cdot \Delta t)^2}{2 \cdot m} \right\rangle, \qquad (1)$$

которая пополняется за счет энергии физического вакуума (эфира). Инерция совершает работу

$$A_{\text{работа Инерции}} = \int_{(L)} \bar{f} \cdot d\bar{l}_{\text{Инерция}} = \int_{t_1}^{t_2} \bar{f}(t) \cdot \bar{v}(t) \cdot dt -$$

$$- \int_{t_1}^{t_2} \frac{1}{2} \cdot \frac{f^2}{m} \cdot (dt)^2 \qquad (2)$$

Механическая работа силы

$$A_{\text{механическая работа}} = A_{\text{работа Инерции}} + A_{\text{работа Источника силы}} =$$

$$= \int_{t_1}^{t_2} \bar{f}(t) \cdot \bar{v}(t) \cdot dt$$

При этом выполняется соотношение

$$A_{\text{работа Инерции}} + A_{\text{работа Источника силы}} = A_{\text{механическая работа}} .$$

Тогда понимание механики будет таким:
Инерция, являясь особой формой материи, воздействует на пробное тело (масса тела = m) совместно с источником силы

$\bar{f}$ *по закону* $\bar{v}(t + dt) = \bar{v}(t) + \dfrac{\bar{f}}{m} \cdot dt$.

Сила, действующая на тело, определяет:

работу, которую совершает Источник силы

$$dA_{работа\ Источника\ силы} = \frac{1}{2}\cdot\frac{f^2}{m}\cdot(dt)^2 \quad и$$

работу, которую совершает Инерция

$$dA_{работа\ Инерции} = \overline{f}\cdot\overline{v}\cdot dt - \frac{1}{2}\cdot\frac{f^2}{m}\cdot(dt)^2 .$$

4. Побочный результат наших рассуждений: может быть, стоит легализовать в математике записи вида

$$\int_a^b f(x)\cdot(dx)^2 \ \ и \ \ \int_a^b f(x)\cdot(dx)^n \ \ ?$$

5. Выдержка из книги Л.Е. Федулаева [2] : “То, что энергию, расходуемую на перемещение спутника мы не видим, это уже другой вопрос.”

А все же, почему мы не видим энергию? По мнению автора этой статьи, причина, по которой не видим энергию Тяготения, кроется в математическом анализе.

Известно, что всякая физическая теория имеет свои границы применимости. Если придерживаться философских взглядов, то нужно признать, что Математический анализ также должен иметь свои границы применимости. Здесь уместно вспомнить высказывание одного из мыслителей:

“Никто не понимает, почему работает математический анализ, но им пользуются потому, что он приносит хорошие результаты” .

§ 1 Обоснование понятий “Работа Инерции”, “Работа Источника силы”.

Рассуждения в [1], приводящие к формулам (1) и (2), не являются доказательствами. Они лишь подводят к мысли о том, что Инерция (как особая форма материи) и Источник силы совершают работу. В [1] работа Источника силы (1) и работа Инерции (2) определялись как результат рассуждений, основанных на *применении математического анализа и использования формулы механической работы силы*

$dA = \overline{f} \cdot d\overline{l}$ *вне пределов области их действия.*

Учитывая что, статья в книге [1] имеет уклон более философский, чем математический, постараемся обосновать и уточнить формулы (1) и (2) более строгими рассуждениями.

Размышляя над явлением Инерции, автор пришел к следующей формуле:

$$\Delta\overline{r} = \int_{t_1}^{t_2} \overline{v}(t) \cdot dt = \int_{t_1}^{t_2} (t_2 - t) \cdot \overline{a}(t) \cdot dt + (t_2 - t_1) \cdot \overline{v}(t_1) =$$

$$= \int_{t_1}^{t_2} (t_2 - t) \cdot d\overline{v}(t) + (t_2 - t_1) \cdot \overline{v}(t_1) \qquad (3)$$

Здесь $\Delta\overline{r}$ - вектор перемещения материальной частицы массы m, под действием силы $\overline{f}(t) = m \cdot \overline{a}(t)$,

$\overline{a}(t)$ - ускорение частицы, $\overline{v}(t)$ - скорость частицы.

В самом деле, за бесконечно малый промежуток времени dt в момент времени t скорость частицы $\overline{v}(t)$ получит приращение $d\,\overline{v}(t) = \overline{a}(t) \cdot dt$. В силу существования явления Инерции вектор перемещения частицы $\Delta\overline{r}$ получит приращение

$$d\,\Delta\overline{r} = (t_2 - t) \cdot d\overline{v}(t). \qquad (4)$$

Уже в другой момент времени t' вектор перемещения частицы $\Delta\overline{r}$ получит приращение $(t_2 - t') \cdot d\overline{v}(t')$. Интегрируя (4) и суммируя с $(t_2 - t_1) \cdot \overline{v}(t_1)$, получим вектор перемещения частицы $\Delta\overline{r}$ за промежуток времени $(t_2 - t_1)$ - формулу (3).

Формулу (3) можно обосновать и таким образом:

$$\Delta\overline{r} = \int_{t_1}^{t_2} \overline{v}(t) dt = /\,\textit{интегрируем по частям}\,/ = (\, t \cdot \overline{v}(t)\,\big|_{t_1}^{t_2} -$$

$$- \int_{t_1}^{t_2} t \cdot d\overline{v}(t) = (t_2 \cdot \overline{v}(t_2) - t_1 \cdot \overline{v}(t_1)) - \int_{t_1}^{t_2} t \cdot d\overline{v}(t) =$$

$$= [t_2 \cdot \bar{v}(t_2) - t_2 \cdot \bar{v}(t_1)] + [t_2 \cdot \bar{v}(t_1) - t_1 \cdot \bar{v}(t_1)] - \int_{t_1}^{t_2} t \cdot d\bar{v}(t) =$$

$$= t_2 \cdot [\bar{v}(t_2) - \bar{v}(t_1)] + \bar{v}(t_1)(t_2 - t_1) - \int_{t_1}^{t_2} t \cdot d\bar{v}(t) =$$

$$= t_2 \cdot \int_{t_1}^{t_2} d\bar{v}(t) - \int_{t_1}^{t_2} t \cdot d\bar{v}(t) + \bar{v}(t_1)(t_2 - t_1) =$$

$$= \int_{t_1}^{t_2} (t_2 - t) \cdot d\bar{v}(t) + \bar{v}(t_1)(t_2 - t_1).$$

Таким образом,

$$\Delta\bar{r} = \int_{t_1}^{t_2} (t_2 - t) \cdot \bar{a}(t) \cdot dt + \bar{v}(t_1)(t_2 - t_1) =$$

$$= \int_{t_1}^{t_2} (t_2 - t) \cdot d\bar{v}(t) + \bar{v}(t_1)(t_2 - t_1) = \int_{t_1}^{t_2} \bar{v}(t) \cdot dt \qquad (5)$$

Далее будем рассуждать следующим образом.
За бесконечно малый промежуток времени dt осуществляется взаимодействие частицы с Источником силы и за dt материальная частица перемещается в результате действия на частицу силы $\bar{f}(t) = m \cdot \bar{a}(t)$ (скорость получает приращение $d\bar{v}(t)$). Тогда в силу существования явления Инерции вектор перемещения частицы получит приращение

$$d\,\Delta\bar{r} = (t_2 - t - dt) \cdot d\bar{v}(t)\,.$$

Интегрируя и суммируя с $(t_2 - t_1) \cdot \bar{v}(t_1) = \int_{t_1}^{t_2} \bar{v}(t_1) \cdot dt$, получим вектор перемещения за промежуток времени $(t_2 - t_1)$, обусловленный только Инерцией:

$$\Delta\bar{r}_{\text{Инерция}} = \int_{t_1}^{t_2} (t_2 - t - dt) \cdot \bar{a}(t) \cdot dt + (t_2 - t_1) \cdot \bar{v}(t_1) =$$

$$= \int_{t_1}^{t_2} (t_2 - t) \cdot d\bar{v}(t) - \int_{t_1}^{t_2} \bar{a}(t) \cdot (dt)^2 + (t_2 - t_1) \cdot \bar{v}(t_1) =$$

$$= / \; см. (5) \; / = \int_{t_1}^{t_2} \bar{v}(t) \cdot dt - \int_{t_1}^{t_2} \bar{a}(t) \cdot (dt)^2 \qquad (6)$$

Ясно, что за промежуток времени $(t_2 - t_1)$ частица получит перемещение, обусловленное только источником силы:

$$\Delta\bar{r}_{Источник\ силы} = \int_{t_1}^{t_2} \bar{a}(t) \cdot (dt)^2 \qquad (7)$$

Сумма $\Delta\bar{r}_{Источник\ силы}$ и $\Delta\bar{r}_{Инерция}$ дает реальное механическое перемещение частицы за промежуток времени $(t_2 - t_1)$:

$$\Delta\bar{r} = \Delta\bar{r}_{Источник\ силы} + \Delta\bar{r}_{Инерция} =$$

$$= \int_{t_1}^{t_2} (t_2 - t) \cdot d\bar{v}(t) + (t_2 - t_1) \cdot \bar{v}(t_1) = \int_{t_1}^{t_2} \bar{v}(t) \cdot dt \qquad (8)$$

Тем самым найдено решение задачи о нахождении векторов перемещений частицы движущейся под действием силы $\bar{f}(t) = m \cdot \bar{a}(t)$, обусловленных только Инерцией или только воздействием Источника силы. Такая задача в принципе не может быть решена в классической механике с использованием классического математического анализа. Работа, обусловленная только Источником силы за промежуток времени $(t_2 - t_1)$:

$$A_{Источник\ силы} = \int_{t_1}^{t_2} \bar{f}(t) \cdot d\bar{l}_{Источник\ силы}(t) =$$

$$= \int_{t_1}^{t_2} m \cdot \bar{a}(t) \cdot \left\{ \int_{\tau_1 = t}^{\tau_2 = t + dt} \bar{a}(t) \cdot (d\tau)^2 \right\} \cdot dt = \frac{1}{m} \cdot \int_{t_1}^{t_2} f^2(t)(dt)^2 \qquad (9)$$

Работа, обусловленная только Инерцией за промежуток времени $(t_2 - t_1)$:

$$A_{Инерция} = \int_{t_1}^{t_2} \overline{f}(t) \cdot d\overline{l}_{Инерция}(t) = \int_{t_1}^{t_2} m \cdot \overline{a}(t) \cdot d\overline{l}_{Инерция}(t) =$$

$$= \int_{t_1}^{t_2} m \cdot \overline{a}(t) \cdot \left(\int_{\tau_1 = t}^{\tau_2 = t + dt} \overline{v}(t) \cdot d\tau - \int_{\tau_1 = t}^{\tau_2 = t + dt} \overline{a}(t) \cdot (d\tau)^2 \right) =$$

$$= \int_{t_1}^{t_2} m \cdot \overline{a}(t) \cdot \overline{v}(t) \cdot dt - \int_{t_1}^{t_2} m \cdot \overline{a}(t) \cdot \overline{a}(t) \cdot (dt)^2 =$$

$$= \int_{t_1}^{t_2} \overline{f}(t) \cdot \overline{v}(t) \cdot dt - \frac{1}{m} \cdot \int_{t_1}^{t_2} f^2(t) \cdot (dt)^2 \qquad (10)$$

Формулы (9) и (10) и служат обоснованием понятий “Работа источника силы” и “Работа Инерции” соответственно.

Суммируя $\Delta\overline{r}_{Источник\ силы}$ и $\Delta\overline{r}_{Инерция}$, получим реальное механическое перемещение частицы.

Суммируя $A_{Инерция}$ и $A_{Источник\ силы}$, получим механическую работу силы

$A_{Механическая\ работа\ силы} = A_{Источник\ силы} + A_{Инерция}$ - результат классической механики.

Формулы (9), (10) считаем окончательными формулами.

§ 2 Возможные варианты расширения понятия определенного интеграла.

Предлагается рассмотреть несколько вариантов:

Вариант I:

$$\int_a^b f(x)\cdot\psi(dx)=\lim_{n\to\infty}\sum_{k=1}^{n} f(x_k)\cdot\psi(\Delta x_n)=(\lim_{x\to 0}\frac{\psi(x)}{x})\cdot\int_a^b f(x)\cdot dx$$

Этот вариант не рассматриваем из за его несостоятельности.

Вариант II:

В §1 рассматривается интеграл $\int_a^b (dx)^2=\int_a^b(\int_a^b dx)\,dx$, как

частный случай двойного интеграла $\int_a^b(\int_a^b dx)\,dy$.

$$\int_a^b (dx)^2=\int_a^b(\int_a^b dx)\,dx=(b-a)\cdot\int_a^b dx=(b-a)^2$$

Аналогично определим

$$\int_a^b f(x)\cdot(dx)^n=\int_a^b\ldots(\int_a^b f(x)\,dx)\ldots dx=(b-a)^{n-1}\cdot\int_a^b f(x)\,dx$$

Формулу $\int_a^b f(x)\cdot(dx)^n=(b-a)^{n-1}\cdot\int_a^b f(x)\,dx$ можно

распространить и на случай $n<=0$.

$$\int_a^b f(x)=\int_a^b f(x)\cdot(dx)^0=\frac{1}{b-a}\cdot\int_a^b f(x)\,dx\Rightarrow\int_a^b(dx)^0=\int_a^b 1=1$$

$$\int_a^b f(x)\cdot(dx)^{-n}=\frac{1}{(b-a)^{n+1}}\cdot\int_a^b f(x)\,dx\Rightarrow\int_a^b(dx)^{-n}=\frac{1}{(b-a)^n}$$

Попробуем расширить понятие интеграла на случай

$\int_a^b f(x)\cdot\psi(dx)$.

Разлагая $\psi(dx)$ в степенной ряд, получим.

$$\boxed{\int_a^b f(x)\cdot\psi(dx) = \left\langle \int_a^b f(x) = \frac{\int_a^b f(x)\,dx}{b-a} \right\rangle = \frac{\psi(b-a)}{b-a}\cdot\int_a^b f(x)\cdot dx}$$

Коэффициент $\dfrac{\psi(b-a)}{b-a}$ в этой формуле показывает во сколько раз площадь $\int_a^b f(x)\cdot\psi(dx)$ больше площади $\int_a^b f(x)\cdot dx$. Фигура ($\approx\int_a^b f(x)\cdot\psi(dx)$) получается из фигуры ($\approx \int_a^b f(x)\cdot dx$) путем сжатия/растяжения в направлении вдоль оси OX (изменяется масштаб вдоль оси OX).

<u>Вариант III:</u>

Определим интеграл $\int_a^b f(x)\cdot(dx)^n$ следующим образом:

Рассуждения в [1] при рассмотрении вопроса о работе Тяготения по удержанию спутника на орбите приводят к мысли о принятии аксиомы -

Аксиома: $\int_a^b (dx)^n = \int_a^b \cdots (\int_a^b \; dx \;) \cdots dx =$ (11)

$$=(b-a)\cdot \ldots_{n-1\,сомножителей}\ldots\ldots\cdot(b-a)\cdot\int_a^b dx=(b-a)^n=\left(\int_a^b dx\right)^n .$$

Тогда

$$\int_a^b f^{\,n}(x)\cdot(dx)^n = /\ dF(x)=f(x)\cdot dx\ / = \int_{x=a}^{x=b}\big(dF(x)\big)^n =$$

$$=\int_{F(a)}^{F(b)}\big(dF\big)^n = /\ аксиома\ (11)\ / = \big(F(b)-F(a)\big)^n = \left(\int_a^b f(x)dx\right)^n$$

Как следствие / при учете знаков функции на [a ; b] / :

$$\int_a^b f(x)\cdot(dx)^n = \left(\int_a^b \sqrt[n]{f(x)}\,dx\right)^n ,\quad n=1,2,3,\ \ldots \quad .$$

Замечание : можно определить

$$\int_a^b f(x)\cdot(dx)^n = \frac{1}{n}\cdot\left(\int_a^b \sqrt[n]{f(x)}\,dx\right)^n .$$

В случае движения с постоянным ускорением :

$$\Delta\bar{r}_{Инерция} = \int_{t_1}^{t_2}\bar{v}(t)\cdot dt - \int_{t_1}^{t_2}\bar{a}\cdot(dt)^2 = \bar{v}(t_1)\cdot(t_2-t_1)+$$

$$+\frac{1}{2}\cdot\bar{a}\cdot(t_2-t_1)^2-\frac{1}{2}\cdot\bar{a}\cdot(t_2-t_1)^2=\bar{v}(t_1)\cdot(t_2-t_1)\,.$$

При таком определении следует, что перемещение, обусловленное только Инерцией $\Delta\bar{r}_{Инерция}$ *, зависит от скорости* $\bar{v}(t_1)$ *и не зависит от ускорения* $\bar{a}$ *.*

В пользу такого выражения для интеграла $\int_a^b f(x)\cdot(dx)^n$

приведем еще одно определение на примере $n=2$:

$$\int_a^b f(x)\cdot(dx)^2 = \int_{x=y=a}^{x=y=b}\int_{x=y=a}^{x=y=b}\sqrt{f(x)}\cdot\sqrt{f(y)}\;dx\cdot dy =$$

$$=\int_a^b\sqrt{f(x)}dx\cdot\int_a^b\sqrt{f(y)}dy=\left(\int_a^b\sqrt{f(x)}dx\right)^2.$$

Если $n=0$, то

$$\int_a^b(dx)^0=\left(\int_a^b dx\right)^0=(b-a)^0=/\;f(x)=1\,/=f(b-a)=1$$

Поэтому предполагаем, что

$$\int_a^b f(x)\cdot(dx)^0=\int_a^b f(x)=f(b-a)$$

$$\left\langle\; \textit{не можем определить}\int_a^b f(x)\cdot(dx)^0=\left(\int_a^b\sqrt[0]{f(x)}dx\right)^0\;\right\rangle$$

Разлагая $\psi(dx)$ в степенной ряд, можно попробовать

определить интеграл $\int_a^b f(x)\cdot\psi(dx)$.

$$\boxed{\begin{aligned}&\int_a^b f(x)\cdot\psi(dx)=\psi(x_0)\cdot\int_a^b f(x)+\int_a^b f(x)\cdot\frac{\psi'(x_0)}{1!}\cdot(dx-x_0)+\ldots+\\&\qquad+\int_a^b f(x)\cdot\frac{\psi^{(n)}(x_0)}{n!}\cdot(dx-x_0)^n+\ldots\end{aligned}}$$

Если $x_0=0$, то $\int_a^b f(x)\cdot\psi(dx)=\psi(0)\cdot\int_a^b f(x)+$

$$+\int_a^b f(x)\cdot\frac{\psi'(0)}{1!}\cdot dx+\int_a^b f(x)\cdot\frac{\psi''(0)}{2!}\cdot(dx)^2+\ldots+$$

$$+\int_a^b f(x)\cdot\frac{\psi^{(n)}(0)}{n!}\cdot(dx)^n+\ldots=$$

$$=\psi(0)\cdot f(b-a)+\frac{\psi'(0)}{1!}\cdot\int_a^b f(x)\cdot dx+$$

$$+\frac{\psi''(0)}{2!}\cdot\left(\int_a^b\sqrt{f(x)}\cdot dx\right)^2+\ldots+\frac{\psi^{(n)}(0)}{n!}\cdot\left(\int_a^b\sqrt[n]{f(x)}\cdot dx\right)^n+\ldots$$

– – – – – –

В вариантах II и III интегралы вида $\int_a^b\psi(dx)=\psi(b-a)$ дают одинаковый результат.

Приведем *возможные* формулы для работы источника силы за промежуток времени Δt от t_1 до t_2:

1) $A_{Источник}=\int_{t_1}^{t_2}\frac{f^2}{m}\cdot(dt)^2=\int_{t_1}^{t_2}\left(\int_{t_1}^{t_2}\frac{f^2}{m}\cdot dt\right)dt=(t_2-t_1)\cdot\int_{t_1}^{t_2}\frac{f^2}{m}\cdot dt$

$$\updownarrow$$

/ *мощность N в течении времени* Δt $N=\int_{t_1}^{t_2}\frac{f^2}{m}\cdot dt$ / $E=\Delta t\cdot N$

2) $A_{Источник}=\frac{1}{m}\cdot\int_{t_1}^{t_2}f^2(t)\cdot(dt)^2=\frac{1}{m}\cdot\left(\int_a^b\left|\overline{f}(t)\right|dt\right)^2 \leftrightarrow$

$$\leftrightarrow\quad E=\frac{(\Delta p)^2}{2\cdot m}.$$

Возможность 2) выглядит более предпочтительной из-за сходства с формулой

$$E=\frac{(\Delta p)^2}{2\cdot m}=\frac{(f(t)\cdot\Delta t)^2}{2\cdot m}\quad.$$

Из двух вариантов (II) и (III) определения интеграла

$$\int_a^b f(x)\cdot(dx)^n ,$$

вариант (III) предпочтителен, так как из двух аналогий 1) и 2), по мнению автора, предпочтительней последняя.

§ 3 Окончание.

На нескольких простых примерах покажем проявления Инерции и Источника силы.

1. Тело массы $m = 50\ кг$ висит на нити в поле силы тяжести Земли. На тело действует:

- сила тяжести $P = mg = 50кг\cdot 9.8м/сек^2 = 490н$.

Источник силы – гравитационное поле.
Работа гравитационного поля(работа Источника силы) за $\Delta t = 1\ час = 3600сек$

$$A = \frac{P^2}{m}\cdot\Delta t^2 = \frac{490^2}{50}\cdot 3600^2 = 62233920000\,дж .$$

Для сравнения такая же энергия выделяется при сгорании ≈ 2300 *кг* каменного угля.

- сила реакции нити $F = P = 490н$ Источник силы – нить.

Работа нити за $\Delta t = 1\ час = 3600сек$

$$A = \frac{F^2}{m}\cdot\Delta t^2 = \frac{490^2}{50}\cdot 3600^2 = 62233920000\,дж .$$

2. Частица массой m движется под действием постоянной силы $\overline{f} = m\cdot\overline{a}$ с постоянным ускорением $\overline{a}$ в течении промежутка времени $\Delta t = (t_2 - t_1)$ с начальной скоростью $\overline{v}(t)\big|_{t=0} = \overline{v}_0$.
Вектор перемещения, обусловленный только Инерцией

$$\Delta\overline{r}_{Инерция} = \int_{t_1}^{t_2}(t_2 - t - dt)\cdot\overline{a}(t)\cdot dt + (t_2 - t_1)\cdot\overline{v}(t_1) =$$

$$=\int_{t_1}^{t_2}(t_2-t)\cdot\bar{a}\cdot dt-\int_{t_1}^{t_2}\bar{a}\cdot(dt)^2+(t_2-t_1)\cdot\bar{v}(t_1)=$$

$$=\bar{a}\cdot t_2\cdot(t_2-t_1)-\bar{a}\cdot(\frac{t_2^2}{2}-\frac{t_1^2}{2})-\bar{a}\cdot(t_2-t_1)^2+$$

$$+(t_2-t_1)\cdot(\bar{a}\cdot t_1+\bar{v}_0)=\bar{a}\cdot(\frac{t_2^2}{2}-\frac{t_1^2}{2})-\bar{a}\cdot(t_2-t_1)^2+(t_2-t_1)\cdot\bar{v}_0$$

Вектор перемещения, обусловленный только Источником силы

$$\Delta\bar{r}_{\text{Источник силы}}=\int_{t_1}^{t_2}\bar{a}\cdot(dt)^2=\bar{a}\cdot(t_2-t_1)^2 \quad .$$

Вектор механического перемещения

$$\Delta\bar{r}=\Delta\bar{r}_{\text{Источник силы}}+\Delta\bar{r}_{\text{Инерция}}=(\frac{t_2^2}{2}-\frac{t_1^2}{2})\cdot\bar{a}+(t_2-t_1)\cdot\bar{v}_0=$$

$$=\int_{t_1}^{t_2}\bar{v}(t)\cdot dt \quad .$$

Работа Источника силы

$$A_{\text{Источник силы}}=\frac{1}{m}\cdot\int_{t_1}^{t_2}f^2(t)(dt)^2=m\cdot a^2\cdot\int_{t_1}^{t_2}(dt)^2=m\cdot a^2\cdot(t_2-t_1)^2$$

Работа Инерции

$$A_{\text{Инерция}}=\int_{t_1}^{t_2}\bar{f}(t)\cdot\bar{v}(t)\cdot dt-\frac{1}{m}\cdot\int_{t_1}^{t_2}f^2\cdot(dt)^2=$$

$$=\int_{t_1}^{t_2}m\cdot\bar{a}\cdot(\bar{a}\cdot t+\bar{v}_0)dt-m\cdot a^2\cdot\int_{t_1}^{t_2}(dt)^2=$$

$$=m\cdot a^2\cdot\frac{t^2}{2}\bigg|_{t_1}^{t_2}+m\cdot\bar{a}\cdot(\bar{v}_0\cdot t)\bigg|_{t_1}^{t_2}-m\cdot a^2\cdot(t_2-t_1)^2=$$

$$= m \cdot a^2 \cdot (\frac{t_2^2}{2} - \frac{t_1^2}{2}) + m \cdot \bar{a} \cdot \bar{v}_0 \cdot (t_2 - t_1) - m \cdot a^2 \cdot (t_2 - t_1)^2$$

Механическая работа силы

$$A_{\text{Механическая работа силы}} = A_{\text{Источник силы}} + A_{\text{Инерция}} = \int_{t_1}^{t_2} \bar{f}(t) \cdot \bar{v}(t) \cdot dt =$$

$$= m \cdot a^2 \cdot (\frac{t_2^2}{2} - \frac{t_1^2}{2}) + m \cdot \bar{a} \cdot \bar{v}_0 \cdot (t_2 - t_1) \quad .$$

3. Найдем работу силы тяготения, удерживающую Луну на орбите.
На круговой орбите сила тяготения постоянна по величине.

$$A = \frac{f^2}{m} \cdot (\Delta t)^2 = \frac{1}{m} \cdot \left(\frac{\gamma \cdot m \cdot M}{r^2} \right)^2 \cdot (\Delta t)^2 = \frac{\gamma^2 \cdot m \cdot M^2}{r^4} \cdot (\Delta t)^2 .$$

Работа за период

$$A = \frac{\gamma^2 \cdot m \cdot M^2}{r^4} \cdot T^2 =$$

$$= \frac{(6.67 \cdot 10^{-11} \, н \cdot м^2 / кг^2)^2 \cdot 7.34 \cdot 10^{22} \, кг \cdot (5.97 \cdot 10^{24} \, кг)^2}{(3.84 \cdot 10^8 \, м)^4} \times$$

$$\times (27.3 \cdot 24 \cdot 60 \cdot 60 \; сек)^2 = 3 \cdot 10^{30} \; дж$$

- -

Рассуждения, изложенные в этой работе, несколько выходят за рамки классической механики и классического математического анализа и позволяют увидеть работу Инерции и работу Источника силы. Если убедиться в правильности предложенных вариантов или найти другое более естественное определение интегралов $\int_a^b f(x) \cdot (dx)^2$

(из двух предложенных вариантов в §2, предпочтителен вариант III) , или по крайней мере интегралов $\int_a^b f^2(x)\cdot(dx)^2$

$$\left\langle \textit{предложен вариант}: \int_a^b f^2(x)\cdot(dx)^2 = \left(\int_a^b f(x)\cdot dx\right)^2 \right\rangle,$$

то можно надеяться на нахождение дальнейшего пути развития классической механики.

Литература:

[1] Ю.В. Науменко “Развитие понятий поля, работы, момента импульса”
Армавир, Армавирское полиграфпредприятие, 2010
[2] Л.Е. Федулаев “Физическая форма гравитации”
М.: КомКнига 2006
[3] И.В. Савельев “Курс общей физики т.1”
М. Наука, Гл. ред. Физ. мат. лит. 1973
[4] А.Н. Матвеев “Механика и теория относительности”
М., Высшая школа 1976
[5] Л. Бриллюэн “Новый взгляд на теорию относительности” М., Мир, 1972
[6] Г.М. Фихтенгольц “Курс дифференциального интегрального исчисления том III”
М., Фитзматгиз , 1960
[7] Н.В. Гулиа “Инерция” М., Наука, 1982
[8] Ю.В. Науменко “Единая теория векторных полей”
Армавир, Армавирское полиграфпредприятие 2006

Россия, Краснодарский край, г. Армавир, 2012г.

mail-to: naumenko_ju@mail.ru http:// www.etvp.narod.ru

Возможное развитие классической электродинамики.

Науменко Ю.В.

§ 1 Концепции, альтернативные электродинамике Максвелла.

Приведем цитаты, свидетельствующие о наличии таких концепций.

а) Электродинамика Вебера.

"Электродинамика Вебера исходит из положения механики Ньютона, по которой силы взаимодействия тел, в данном случае – взаимно перемещающихся зарядов, направлены по линии, соединяющей заряды. Приводим уравнения Вебера, выражающие силу взаимодействия и потенциальную энергию двух зарядов g_1 и g_2, в виде, принятом в настоящее время:

$$F = g_1 \cdot g_2 \left[\frac{1}{r^2} - \frac{1}{2 \cdot c^2 \cdot r^2} \cdot \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + \frac{1}{c^2 \cdot r} \cdot \left(\frac{d^2 r}{dt^2} \right) \right],$$

$$P = \frac{g_1 \cdot g_2}{r} \cdot \left[1 - \frac{1}{2 \cdot c^2} \cdot \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 \right],$$

где r - расстояние между зарядами, *c* – в соответствие с выводами Максвелла – скорость света. " / [4] стр. 6 /

б) "Ампером на основе полученных им экспериментальных фактов была выдвинута прямо противоположная концепция, что никакого <u>магнитного поля и</u> <u>магнитных силовых линий</u> в природе реально не существует и все новые эффекты и явления при движении зарядов связаны просто с динамическими свойствами электрических полей зарядов." / [1] стр. 52 /

"Кроме реально существующего у покоящегося заряда электрического поля, никакого специального «магнитного поля» у движущегося электрического заряда в действительности не появляется. Это то же самое электрическое поле заряда, но уже несколько деформированное и измененное

(известные эффекты запаздывания потенциалов!) за счет его движения в среде физического вакуума.” / [1] стр. 52 /
в) “Ампером еще в свое время было высказано удивительно прозорливое высказывание, которое гласило, « … что если в электродинамике не отказаться от понятия магнит, то в дальнейшем это грозит неимоверной путаницей в теории … »”. / [1] стр. 52 /
г) “Ампером было экспериментально установлено что, кроме поперечных магнитных сил взаимодействия движущихся зарядов, существуют еще и продольные магнитные силы взаимодействия”. / [1] стр. 52 /

§ 2 Электродинамика Максвелла.

Классическая электродинамика описывается уравнениями Максвелла. Уравнения Максвелла в вакууме в системах единиц СИ и Гаусса: (1)

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

В некоторой области V заданы непрерывные функции $\rho(\overline{r},t)$ и $\overline{j}(\overline{r},t)$ - источники. Каждая из формул в таблице является уравнением. Но надо понимать, что в формировании значений полей $\overline{E}(\overline{r},t)$ и $\overline{B}(\overline{r},t)$, а значит и их производных $div\,\overline{E}$, $div\,\overline{B}$, $rot\,\overline{E}$, $rot\,\overline{B}$ в некоторой точке

$M_0(\bar{r}_0)$ в момент времени t_0 участвуют не значения источников только в одной точке $M_0(\bar{r}_0)$, а значения источников во всех точках области V в моменты времени, с учетом запаздывания, вследствие конечной скорости распространения полей.

Электродинамика Максвелла применима к замкнутым токам. Она неприменима к незамкнутым токам, отрезкам тока и к движущимся единичным зарядам. На это указывал автор своей теории Максвелл. Выдающийся русский физик Николаев Г.В. в результате многолетних систематических исследований в области электромагнетизма пришел к следующим выводам:

1. Классическая электродинамика не является завершенной законченной теорией, как утверждают некоторые авторы учебников. Она полна противоречий. Для законченной теории существует слишком много парадоксов. Существует слишком много экспериментов, которые она не может корректно объяснить. “Предложенные Максвеллом уравнения электродинамики могут быть правомерно применимы только для одного единственного случая линейного бесконечного тока.” [2],[3] .
2. Решение уравнений Максвелла применительно к простым задачам требует неоправданной математической изощренности: калибровки, штрихованные координаты, … [2],[3] .
3. При анализе электромагнитных явлений невозможно обойтись без понятия “среда физического вакуума” .
4. При вычислении магнитных полей используют только токи переноса (тем самым используя нефизический на сегодняшний день принцип дальнодействия).
5. “До настоящего времени остается неясным, например, является ли поле векторного потенциала $\bar{A}$ реальным физическим полем или представляет собой лишь удобный математический прием для описания магнитного поля $\bar{H}$?” [2].
6. “Справедливо ли априорное допущение самого Максвелла, что теорема Гаусса для покоящихся электрических зарядов применима и для движущихся электрических зарядов?“ [2].

Николаев предлагает “возможные пути совершенствования электромагнитной теории и перспективы создания непротиворечивой электродинамики” [2].

§ 3 Электродинамика Николаева.

В своих работах Николаев 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
- разрешаются также другие многочисленные теоретические парадоксы.
- 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.

Программа Николаева создания непротиворечивой электродинамики реализовывалась в несколько этапов.

I. Электродинамика Николаева одиночного движущегося заряда. Одно из уравнений Максвелла

$rot\,\overline{H} = \frac{4 \cdot \pi}{c} \cdot \overline{j}_n + \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \overline{E}}{\partial t}$, выраженное через вектор плотности тока переноса и вектор плотности тока смещения, Николаев записывает виде:

$$rot\,\overline{H}_{\perp} = \frac{4\cdot\pi}{c}\cdot\overline{j}^{\,n}_{см} + \frac{4\cdot\pi}{c}\cdot\overline{j}_{см} \;,$$

где $\overline{j}_{см} = \overline{j}_{см\perp} + \overline{j}_{см\,II} = \frac{1}{4\pi}\cdot\frac{\partial\overline{E}}{\partial t}$ - вектор плотности тока смещения.

$$\overline{j}^{\,n}_{см} = \frac{-e\cdot\overline{v}}{4\cdot\pi\cdot R^3}$$ - вектор плотности "обратного тока смещения".

Такая запись с использованием только токов смещения (не используя ток переноса) в полном объеме реализует концепцию близкодействия.

Для электрических и магнитных полей равномерно движущегося заряда $(v << c)$

система уравнений и их решения таковы / [1] (8.1-8.15) /:

$$div\,\overline{E} = 4\cdot\pi\cdot\rho$$

$$rot\,\overline{E} = 0$$

$$\Delta\varphi = 4\cdot\pi\cdot\rho$$

$$div\,\overline{H}_{\perp} = 0$$

$$rot\,\overline{H}_{\perp} = \frac{4\cdot\pi}{c}\cdot\overline{j}^{\,n}_{см} + \frac{4\cdot\pi}{c}\cdot\overline{j}_{см}$$

$$-\,grad\,H_{II} = \frac{4\cdot\pi}{c}\cdot\overline{j}_{см}$$

$$\overline{j}_{см} = \frac{1}{4\pi}\cdot\frac{\partial\overline{E}}{\partial t}$$ - вектор плотности тока смещения

$$\overline{j}^{\,n}_{см} = \frac{-e\cdot\overline{v}}{4\cdot\pi\cdot R^3}$$ - вектор плотности обратного тока смещения

$$\varphi = \frac{e}{R(t)}\;;$$ - скалярный потенциал

$$\overline{E} = -grad\varphi = \frac{e}{R^3(t)} \cdot \overline{R}(t)$$ - векторное электрическое поле зарядов

$$\Delta\overline{A} = \frac{4\cdot\pi}{c} \cdot \overline{j}^{\,n}_{см}$$

$$\overline{A} = \frac{e\cdot\overline{v}}{c\cdot R(t)}$$ - векторный потенциал

$$\overline{H}_{\perp} = rot\overline{A} = \frac{e}{c\cdot R^3} \cdot [\overline{v} \times \overline{R}]$$ - векторное радиальное магнитное поле

$$H_{II} = -div\overline{A} = \frac{e}{c\cdot R^3} \cdot (\overline{v}\cdot\overline{R})$$ - скалярное магнитное поле

$$\overline{E}_0 = -\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial\overline{A}}{\partial t} = -\frac{e}{c^2\cdot R} \cdot \frac{\partial\overline{v}}{\partial t} = 0$$ - вихревое электрическое поле

$$\overline{E}_1 = -\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial\overline{A}}{\partial r} = -\frac{e\cdot v\cdot\cos\varphi}{c^2\cdot R^2} \cdot \overline{v}$$ - вихревое электрическое поле

$\overline{r}$ - радиус-вектор точки наблюдения,

$\overline{r}_0$ - радиус-вектор частицы,

$\overline{R} = \overline{r} - \overline{r}_0$, $R = \left|\overline{r} - \overline{r}_0\right|$ - расстояние от частицы до точки наблюдения.

[3] стр. 20: “Полная система уравнений электродинамики для двух типов магнитных полей оказалась теперь хорошо применимой как для замкнутых токов, так и для незамкнутых токов, отрезков тока и для одиночных движущихся зарядов (т.е. полностью устранялись ограничения, обнаруженные самим Максвеллом!). Более того, сами решения полной системы дифференциальных уравнений существенно упростились, так как безо всяких дополнительных условий, нормировок и калибровок, решения уравнений может быть найдено как в рамках формализма поля векторного потенциала,

так и простым интегрированием правых и левых частей уравнений.”.
II. Не исключается возможность существования градиентных электрических полей движущегося заряда.
III. Электродинамика Николаева в рамках формализма полного магнитного поля.
IV. Возможна схема построения электродинамики с полным отказом от формализма любых видов магнитных полей.

§ 4 Единая теория векторных полей (ЕТВП).

В 2006 г. автором этой статьи была опубликована единая теория векторных полей (ЕТВП), разработанная на основе обобщении электродинамики Максвелла [18] .
Уравнения, подобные уравнениям Максвелла, используют при построении гравидинамики. / [6],[15],[16],[17] /
Подход, к объединению полей в электродинамике и гравидинамике распространяется на случай объединения большего, чем два, числа полей.
Пусть имеется n векторных полей:

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

каждому из которых сопоставляется свой заряд:

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

Предлагается рассматривать эти поля, как проявления одного единого поля, удовлетворяющего уравнениям:

$$div\ \overline{Y} = \sum_L \nu_{YL} \cdot \rho_L \tag{2}$$

$$rot\,\overline{Y} = \sum_L \mu_{YL} \cdot \overline{j}_L + \sum_L \lambda_{YL} \cdot \frac{\partial \overline{L}}{\partial t}\ , \tag{3}$$

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) - матрица “электрических” постоянных,
(?) - матрица “магнитных” постоянных,

(λ) - матрица “электродинамических” постоянных,

ρ - плотности зарядов,

$\bar{j}$ - плотности токов.

Матрицы (ν), (μ), (λ) обуславливают взаимодействие полей $\bar{X}_1, \ \bar{X}_2, \ \cdots\cdots, \bar{X}_n$ друг с другом.

Например, элемент ν_{YL} матрицы (ν) трактуется, как постоянная, обуславливающая воздействие поля $\bar{Y}$ на поле $\bar{L}$.
Можно доказать, что требование релятивисткой инвариантности уравнений (2) и (3) приводит к условию:

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

где (I) – единичная матрица, c – предельная скорость распространения взаимодействий.
К такому же условию приводит требование существования волн поля. Можно показать, что в такой теории волны поля будут поперечными, как и в теории электромагнитного поля.
Из требования, выполнения закона сохранения заряда каждого вида

$$div\,\bar{j}_Y + \frac{\partial \rho_Y}{\partial t} = 0,$$

вытекает условие: $(\lambda) = (\mu)\cdot(\nu)^{-1}$.

Вводя обозначение: $\bar{\Phi}_Y = \sum_L \lambda_{YL}\cdot\bar{L}$,

напишем формулы преобразования напряженностей полей при переходе от одной ИСО к другой:

$$Y'_x = Y_x\ , \quad Y'_y = \frac{Y_y + \mathrm{v}\cdot\Phi_{Yz}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}\ , \quad Y'_z = \frac{Y_z - \mathrm{v}\cdot\Phi_{Yy}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad ,$$

при этом:

$$\Phi'_{Yx} = \Phi_{Yx}\ , \quad \Phi'_{Yy} = \frac{\Phi_{Yy} - \frac{\mathrm{v}}{c^2}\cdot Y_z}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\ , \quad \Phi'_{Yz} = \frac{\Phi_{Yz} + \frac{\mathrm{v}}{c^2}\cdot Y_y}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad .$$

Для поля $\overline{Y}$ магнитным полем является поле
$-\overline{\Phi}_Y = -\sum_L \lambda_{YL} \overline{L}$.

Наряду с уравнениями поля (2),(3) справедливы сопутствующие им уравнения

$$div\left(-\overline{\Phi}_Y\right) = -\sum_L \mu_{YL} \cdot \rho_L \qquad (2')$$

$$rot\left(-\overline{\Phi}_Y\right) = \frac{1}{c^2} \cdot \sum_L \nu_{YL} \cdot \overline{j}_L + \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial \overline{Y}}{\partial t} \quad . \qquad (3')$$

Закон сохранения энергии поля будет представлять собой совокупность *n* уравнений:

$$div \overline{S}_Y + \frac{\partial \omega_Y}{\partial t} = 0 \ ,$$

$$где: \overline{S}_Y = \overline{Y} \times \frac{c^2}{\nu_{YY}} \cdot \left(-\overline{\Phi}_Y\right) \qquad \textit{вектор Пойтинга поля } \overline{Y},$$

$$\omega_Y = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{c^2}{\nu_{YY}} \cdot \overline{\Phi}_Y \cdot \overline{\Phi}_Y + \frac{1}{\nu_{YY}} \overline{Y} \cdot \overline{Y} \right) \ \textit{плотность энергии поля } \overline{Y}.$$

Как и в теории электромагнитного поля вводятся в рассмотрение антисимметричные тензоры поля F_{Yik} и дуальные псевдотензоры $F^*{}_{Yik}$, которые представляют собой бивекторы : $F_{Yik} = \left(\overline{Y}, -c \cdot \overline{\Phi}_Y\right)$;

$$F^{*ik}_{Y} = \frac{1}{2} \cdot e^{iklm} \cdot F_{Ylm} = \left(c \cdot \overline{\Phi}_Y, -\overline{Y}\right) \ .$$

Уравнения поля (2) и (3) можно выразить через тензоры $F_Y{}^{ik}$ следующим образом:

$$\sum_k \frac{\partial F_Y{}^{ik}}{\partial x^k} = -\frac{1}{c} \cdot \sum_L \nu_{YL} \cdot j_L{}^i \quad \text{или} \quad \sum_k \frac{\partial F_Y{}^{*ik}}{\partial x^k} = \sum_L \mu_{YL} \cdot j_L{}^i \ . \ (4)$$

$\{j^i\} = \{j_{X_1}^i \quad \dots \quad j_{X_n}^i\}$ - 4 – векторы плотности токов,

$\{F^{ik}\} = \begin{Bmatrix} F_{X_1}^{ik} \\ \cdots \\ F_{X_n}^{ik} \end{Bmatrix}$ - тензоры поля.

Сила Лоренца, действующая на частицу с зарядами

$\{q_{X_1}, q_{X_2}, \cdots, q_{X_n}\}$ в поле $\{\overline{Y}\} = \begin{pmatrix} \overline{X}_1 \\ \cdots \\ \overline{X}_n \end{pmatrix}$ равна

$$\overline{f} = \sum_Y q_Y \cdot \overline{Y} + \sum_Y q_Y \cdot \left[\overline{v} \times \left(-\overline{\Phi}_Y\right)\right] =$$

$$= \sum_Y q_Y \cdot \overline{Y} + \sum_Y q_Y \cdot \left[\overline{v} \times \left(-\sum_L \lambda_{YL} \overline{L}\right)\right] \qquad (5)$$

Точечный источник с набором зарядов $\{q_Y\} = (q_{X_1} \quad \dots \quad q_{X_n})$ порождает поля $\{\overline{Y}\}$

$$\overline{Y} = \sum_L \frac{\nu_{YL} \cdot q_L}{4 \cdot \pi} \cdot \frac{\overline{r}}{r^3}$$, имеющие потенциал

$$\{\varphi_Y\} = \frac{-1}{4\pi \cdot r} \cdot (\lambda)^{-1} \cdot (\nu) \cdot \{q_Y\} = \frac{1}{4\pi \cdot r} \cdot c^2 \cdot (\mu) \cdot \{q\}.$$

Сила между частицей с набором зарядов

$q_{X_1}^1, q_{X_2}^1, \quad \cdots \quad, q_{X_n}^1$

и частицей с набором зарядов

$q_{X_1}^2, q_{X_2}^2, \quad \cdots \quad, q_{X_n}^2$

будет определяться обобщенным законом Кулона:

$$\overline{f} = \sum_Y \sum_X \frac{q_Y^1 \cdot \nu_{YX} \cdot q_X^2}{4 \cdot \pi \cdot r^3} \cdot \overline{r}.$$

Сила, действующая на частицу 2, движущуюся со скоростью $\overline{v}_2$, со стороны покоящейся частицы 1 равна

$$\overline{f}_{21} = \sum_Y q_Y^2 \cdot \sum_L \frac{\nu_{YL} \cdot q_L^1}{4\pi \cdot r^3} \cdot \left(\overline{r}\right) - \sum_Y q_Y^2 \cdot \sum_L \frac{\mu_{YL} \cdot q_L^1}{4\pi \cdot r^3} \cdot \left[\overline{v}_2 \times \overline{r}\right] =$$

$$= \overline{f}^{\,'}_{21} + \overline{f}^{\,''}_{21} \quad . \qquad (6)$$

Из формулы (6) , анализируя взаимодействие двух монополей (частиц, имеющих только один заряд) вытекают условия:

$$\overline{f}^{\,'}_{21} = -\overline{f}^{\,'}_{12} \quad , \quad \overline{f}^{\,''}_{21} = \overline{f}^{\,''}_{12} \quad \Rightarrow \quad \nu_{YX} = \nu_{XY} \quad , \quad \mu_{YX} = \mu_{XY}$$

или $\overline{f}^{\,'}_{21} = -\overline{f}^{\,'}_{12}$, $\overline{f}^{\,''}_{21} = -\overline{f}^{\,''}_{12} \Rightarrow \nu_{YX} = \nu_{XY}$, $\mu_{YX} = -\mu_{XY}$.

В единой теории векторных полей третий закон Ньютона формулируется таким

образом ($\overline{f}^{\,'}_{21} = -\overline{f}^{\,'}_{12}$, $\overline{f}^{\,''}_{21} = \overline{f}^{\,''}_{12}$) , чтобы выполнялись условия: $\nu_{YX} = \nu_{XY}$, $\mu_{YX} = \mu_{XY}$.

<u>Свойства матриц</u> $(\lambda), (\nu), (\mu)$:

$\begin{matrix}\nu_{YX} = \nu_{XY} \\ \mu_{YX} = \mu_{XY}\end{matrix}$ $\Leftarrow$ получение ур-й ЕТВП ; 3-й закон Ньютона.

$(\lambda)\cdot(\lambda) = -\dfrac{1}{c^2}\cdot(I)$ $\Leftarrow$ рел. инвариантность ур-й ЕТВП

$(\lambda) = (\mu)\cdot(\nu)^{-1}$ $\Leftarrow$ получение ур-й ; закон сохр. зарядов

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

$$(\lambda)\cdot(\nu) = (\mu)$$

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

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

Каждому полю $\overline{Y}$ поставлен в соответствие 4-потенциал $A_Y{}^i = \left(\varphi_Y, c\cdot\overline{A}_Y\right)$, где φ_Y *и* $\overline{A}_Y$ удовлетворяют условию Лоренца : $div\overline{A}_Y + \frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial}{\partial t}\varphi_Y = 0$

Напряженности полей выражаются через 4вектор-потенциалы:

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

Вектор $\overline{\Phi}_Y$ выражается через 4вектор-потенциалы:

$$\overline{\Phi}_Y = -\frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial\overline{A}_Y}{\partial t} - \frac{1}{c^2}\cdot grad\varphi_Y + \sum_L \lambda_{YL}\cdot rot\overline{A}_L .$$

Скалярный и векторный потенциалы удовлетворяют уравнениям, аналогичным уравнениям Даламбера:

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

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

Решения этих уравнений:

$$\varphi_Y(\overline{r},t) = \int \frac{c^2\cdot\sum_L \mu_{YL}\cdot\rho_L(r', t - \left|\overline{r}-\overline{r'}\right|/c)}{\left|\overline{r}-\overline{r'}\right|}\cdot dV' \qquad (7)$$

$$\overline{A}_Y(\overline{r},t) = \int \frac{\sum_L \mu_{YL}\cdot\overline{j}_L(r', t - \left|\overline{r}-\overline{r'}\right|/c)}{\left|\overline{r}-\overline{r'}\right|}\cdot dV' \qquad (8)$$

Поля, создаваемые шаром, вращающимся с угловой скоростью $\overline{\omega}$, и имеющий радиус R и набор зарядов $\{q\}$:

$$\overline{Y} = \sum_L \frac{\nu_{YL}\cdot q_L}{4\pi}\cdot\frac{\overline{r}}{r^3} + \sum_L \frac{\mu_{YL}\cdot q_L\cdot R^2}{20\pi}\cdot rot\frac{\overline{\omega}\times\overline{r}}{r^3} .$$

$$-\overline{\Phi}_Y = -\sum_L \lambda_{YL} \cdot \overline{L} = -\sum_L \frac{\mu_{YL} \cdot q_L}{4\pi} \cdot \frac{\overline{r}}{r^3} + \\ + \sum_L \frac{\nu_{YL} \cdot q_L \cdot R^2}{20\pi \cdot c^2} \cdot rot \frac{\overline{\omega} \times \overline{r}}{r^3}.$$

$$rot \frac{\overline{\omega} \times \overline{r}}{r^3} = \frac{1}{r^3} \cdot \left(2 \cdot \overline{\omega} - \frac{3 \cdot \overline{r} \times \left[\overline{\omega} \times \overline{r} \right]}{r^2} \right).$$

ЕТВП можно использовать как схему построения единой теории поля n векторных полей на основе обобщения уравнений Максвелла электромагнитного поля. Роль магнитного поля в такой теории играет линейная комбинация этих полей.

В [18] :

- приводится функция Лагранжа, из которой выводится выражение для силы Лоренца;
- написано выражение для действия, из которого получены уравнения поля.

ЕТВП позволяет по-новому взглянуть на уравнения Максвелла. Разработанный в ЕТВП подход к объединению полей, может быть применен к объединению самых разнообразных полей.

§ 5 Возможность включения в ЕТВП скалярных полей.

Предложим вариант ЕТВП, учитывающий существование скалярных полей (согласно Николаеву существует скалярное магнитное поле), записывая при этом уравнения ЕТВП при помощи токов переноса (а не при помощи только токов смещения, как делает это Николаев в своей теории). Считаем, что каждому векторному полю $\overline{Y}$ соответствует скалярный магнитный потенциал s_Y и скалярное поле $\tilde{s}_Y = \sum_L \lambda_{YL} \cdot s_L$

В ЕТВП используется тензор

$$F_Y^{ik} = \left(-\overline{Y}, -c \cdot \overline{\Phi}_Y \right) =$$

$$= \begin{pmatrix} 0 & -Y_x & -Y_y & -Y_z \\ Y_x & 0 & -c\cdot\left(-\Phi_{Y\,z}\right) & c\cdot\left(-\Phi_{Y\,y}\right) \\ Y_y & c\cdot\left(-\Phi_{Y\,z}\right) & 0 & -c\cdot\left(-\Phi_{Y\,x}\right) \\ Y_z & -c\cdot\left(-\Phi_{Y\,y}\right) & c\cdot\left(-\Phi_{Y\,x}\right) & 0 \end{pmatrix} \qquad (9)$$

Уравнения поля в ЕТВП можно выразить через тензоры $F_Y^{\ ik}$ следующим образом:

$$\sum_k \frac{\partial}{\partial x^k} F_Y^{\ ik} = -\frac{1}{c}\cdot\sum_L \nu_{YL}\cdot j_L^{\ i} \ . \qquad (10)$$

4-вектор плотности силы:

$$f_{пл}^{\ i} = \sum_Y f_{плY}^{\ i} = \frac{1}{c}\cdot\sum_Y \left(F_Y^{\ ik}\right)\cdot j_{Y\,k} \, .$$

Для того чтобы учесть скалярное поле, подобное скалярному магнитному полю Николаева, от тензоров (9) перейдем к рассмотрению тензоров с ненулевыми диагональными элементами. Тогда тензоры $F_Y^{\ ik}$ определят уравнения поля.

I. $F_Y^{\ ik} = \left(-\overline{Y}, -c\cdot\overline{\Phi}_Y, c\cdot\tilde{s}_Y\right) =$

$$= \begin{pmatrix} c\cdot\sigma_Y & -Y_x & -Y_y & -Y_z \\ Y_x & -c\tilde{s}_Y & -c\cdot\left(-\Phi_{Y\,z}\right) & c\cdot\left(-\Phi_{Y\,y}\right) \\ Y_y & c\cdot\left(-\Phi_{Y\,z}\right) & -c\cdot\tilde{s}_Y & -c\cdot\left(-\Phi_{Y\,x}\right) \\ Y_z & -c\cdot\left(-\Phi_{Y\,y}\right) & c\cdot\left(-\Phi_{Y\,x}\right) & -c\cdot\tilde{s}_Y \end{pmatrix} =$$

$$\left\langle \begin{array}{l} \textit{отметим}: \ \textit{из}\ (10) \Rightarrow \sigma_Y = \tilde{s}_Y \ ; \ \textit{вариант}\ \tilde{s}_Y = s_Y \\ \textit{менее предпочтителен, чем вариант}\ \ \tilde{s}_Y = \sum_L \lambda_{YL} \cdot s_L \end{array} \right\rangle$$

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

$$\Downarrow$$

$$\Rightarrow \begin{cases} div\overline{Y} = \sum_L \nu_{YL}\cdot\rho_L + \dfrac{\partial}{\partial t}\sum_L \lambda_{YL}\cdot s_L \quad ; i=0 \\ rot\overline{Y} - grad\, s_Y = \sum_L \mu_{YL}\cdot\overline{j}_L + \sum_L \lambda_{YL}\cdot\dfrac{\partial\overline{L}}{\partial t} ; i=1,2,3 \end{cases} \qquad (11)$$

где $\tilde{s}_Y = \sum_L \lambda_{YL}\cdot s_L$, $\tilde{\sigma}_Y = \tilde{s}_Y = \sum_L \lambda_{YL}\cdot s_L$.

$$F_{Yik} = -\sum_L \lambda_{YL}\cdot\left(\frac{\partial A_{Lk}}{\partial x^i} - \frac{\partial A_{Li}}{\partial x^k}\right) + \frac{1}{c}\cdot\left(\frac{\partial A_{Yk}}{\partial x^i} - \frac{\partial A_{Yi}}{\partial x^k}\right)^{\otimes} +$$
$$+ g_{ik}\cdot\sum_L \lambda_{YL}\cdot c\cdot s_Y \quad ,$$

где $\otimes$ - операция дуальности, g_{ik} - метрический тензор ($g_{00}=1,\ g_{11}=g_{22}=g_{33}=-1,\ g_{ik(i\neq k)}=0$).

Под $\tilde{s}_Y$ будем понимать скалярное поле (аналогия со скалярным магнитным полем Николаева $H_{II} = -div\,A_Y$), соответствующее полю $\overline{Y}$.

$$F_Y{}^{ik} =$$

$$= \begin{pmatrix} \sum_L c\cdot\lambda_{YL}\cdot s_L & -Y_x & -Y_y & -Y_z \\ Y_x & -\sum_L c\cdot\lambda_{YL}\cdot s_L & -c\cdot\left(-\varPhi_{Y\,z}\right) & c\cdot\left(-\varPhi_{Y\,y}\right) \\ Y_y & c\cdot\left(-\varPhi_{Y\,z}\right) & -\sum_L c\cdot\lambda_{YL}\cdot s_L & -c\cdot\left(-\varPhi_{Y\,x}\right) \\ Y_z & -c\cdot\left(-\varPhi_{Y\,y}\right) & c\cdot\left(-\varPhi_{Y\,x}\right) & -\sum_L c\cdot\lambda_{YL}\cdot s_L \end{pmatrix}$$

Преобразования компонент тензора при преобразованиях координат - преобразований Лоренца

$$x' = (x - v\cdot t)/\left(\sqrt{1-\mathrm{v}^2/\mathrm{c}^2}\right), \qquad y' = y\ , \quad z' = z\ ,$$

$$t' = \left(t - \frac{v}{c^2}\cdot x\right)/\left(\sqrt{1-\mathrm{v}^2/\mathrm{c}^2}\right) \qquad :$$

$$F'^{00} = \left(F^{00} - \frac{v}{c}\cdot F^{01} - \frac{v}{c}\cdot F^{10} + \frac{v^2}{c^2}\cdot F^{11}\right)/\left(1-\frac{\mathrm{v}^2}{c^2}\right) \quad \rightarrow$$

$$\rightarrow \qquad \sum_L c\cdot\lambda_{YL}\cdot s'_L = \sum_L c\cdot\lambda_{YL}\cdot s_L \qquad (12)$$

$$F'^{01} = \left(F^{01} - \frac{v}{c}\cdot F^{00} - \frac{v}{c}\cdot F^{11} + \frac{v^2}{c^2}\cdot F^{10}\right)/\left(1-\frac{\mathrm{v}^2}{c^2}\right) \quad \rightarrow$$

$$\rightarrow \qquad -Y'_x = -Y_x$$

$$F'^{02} = \left(F^{02} - \frac{v}{c}\cdot F^{12}\right)/\sqrt{1-\frac{\mathrm{v}^2}{c^2}} \quad \rightarrow$$

$$\rightarrow \qquad -Y'_y = [-Y_y - \frac{v}{c}\cdot(c\cdot\varPhi_{Y\,z})]/\sqrt{1-\frac{\mathrm{v}^2}{c^2}}$$

$$F'^{03} = \left(F^{03} - \frac{v}{c}\cdot F^{13}\right)/\sqrt{1-\frac{\mathrm{v}^2}{c^2}} \quad \rightarrow$$

$$\rightarrow \qquad -Y_z' = [-Y_z - \frac{v}{c}\cdot(-c\cdot\Phi_{Y\,y})] / \sqrt{1-\frac{\mathrm{v}^2}{c^2}}$$

$$F'^{10} = \left(F^{10} - \frac{v}{c}\cdot F^{11} - \frac{v}{c}\cdot F^{00} + \frac{v^2}{c^2}\cdot F^{01}\right) / \left(1-\frac{\mathrm{v}^2}{c^2}\right) \quad \rightarrow$$

$$\rightarrow \qquad Y_x' = Y_x$$

$$F'^{11} = \left(F^{11} - \frac{v}{c}\cdot F^{10} - \frac{v}{c}\cdot F^{01} + \frac{v^2}{c^2}\cdot F^{00}\right) / \left(1-\frac{\mathrm{v}^2}{c^2}\right) \quad \rightarrow$$

$$\rightarrow \quad -\sum_L c\cdot\lambda_{YL}\cdot s_L' = -\sum_L c\cdot\lambda_{YL}\cdot s_L$$

$$F'^{12} = \left(F^{12} - \frac{v}{c}\cdot F^{02}\right) / \sqrt{1-\frac{\mathrm{v}^2}{c^2}} \quad \rightarrow$$

$$\rightarrow \quad -c\cdot\left(-\Phi_{Y\,z}'\right) = \left(-c\cdot\left(-\Phi_{Y\,z}\right) - \frac{v}{c}\cdot(-Y_y)\right) / \sqrt{1-\frac{\mathrm{v}^2}{c^2}}$$

$$F'^{13} = \left(F^{13} - \frac{v}{c}\cdot F^{03}\right) / \sqrt{1-\frac{\mathrm{v}^2}{c^2}} \quad \rightarrow$$

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

$$F'^{20} = \left(F^{20} - \frac{v}{c}\cdot F^{21}\right) / \sqrt{1-\frac{\mathrm{v}^2}{c^2}} \quad \rightarrow$$

$$\rightarrow \qquad Y_y' = [Y_y - \frac{v}{c}\cdot(-c\cdot\Phi_{Y\,z})] / \sqrt{1-\frac{\mathrm{v}^2}{c^2}}$$

$$F'^{21} = \left(F^{21} - \frac{v}{c}\cdot F^{20}\right) / \sqrt{1-\frac{\mathrm{v}^2}{c^2}} \quad \rightarrow$$

$$\rightarrow \qquad c\cdot\left(-\Phi_{Y\,z}'\right) = \left(c\cdot\left(-\Phi_{Y\,z}\right) - \frac{v}{c}\cdot Y_y\right) / \sqrt{1-\frac{\mathrm{v}^2}{c^2}}$$

$$F'^{22} = F^{22} \qquad \rightarrow \quad -\sum_L c\cdot\lambda_{YL}\cdot s_L' = -\sum_L c\cdot\lambda_{YL}\cdot s_L$$

$$F'^{23} = F^{23} \quad \rightarrow \quad -c\cdot\left(-\Phi'_{Y\,x}\right) = \left(-c\cdot\left(-\Phi_{Y\,x}\right)\right)$$

$$F'^{30} = \left(F^{30} - \frac{v}{c}\cdot F^{31}\right) / \sqrt{1-\frac{\mathrm{v}^2}{c^2}} \quad \rightarrow$$

$$\rightarrow \quad Y'_z = [Y_z - \frac{v}{c}\cdot(+c\cdot\Phi_{Y\,y})] / \sqrt{1-\frac{\mathrm{v}^2}{c^2}}$$

$$F'^{31} = \left(F^{31} - \frac{v}{c}\cdot F^{30}\right) / \sqrt{1-\frac{\mathrm{v}^2}{c^2}} \quad \rightarrow$$

$$\rightarrow \quad -c\cdot\left(-\Phi'_{Y\,y}\right) = \left(-c\cdot\left(-\Phi_{Y\,y}\right) - \frac{v}{c}\cdot Y_z\right) / \sqrt{1-\frac{\mathrm{v}^2}{c^2}}$$

$$F'^{32} = F^{32} \quad \rightarrow \quad c\cdot\left(-\Phi'_{Y\,x}\right) = \left(c\cdot\left(-\Phi_{Y\,x}\right)\right)$$

$$F'^{33} = F^{33} \quad \rightarrow \quad -\sum_L c\cdot\lambda_{YL}\cdot s'_L = -\sum_L c\cdot\lambda_{YL}\cdot s_L$$

Из этих формул вытекает:

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

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

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

$$\Phi'_{Yx} = \Phi_{Yx}\,,$$

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

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

$$\sum_L c\cdot\lambda_{YL}\cdot s'_L = \sum_L c\cdot\lambda_{YL}\cdot s_L \quad \Rightarrow \quad \tilde{s}'_Y = \tilde{s}_Y \quad \Rightarrow \quad s'_Y = s_Y\ .$$

Отметим, что при переходе от одной ИСО к другой скалярное поле $\tilde{s}_Y$ не меняется!

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

$$\frac{1}{c} \cdot \sum_k F_Y^{\ ik} \cdot j_{Y\,k} =$$

$$= \frac{1}{c} \cdot \begin{pmatrix} c \cdot \tilde{s}_Y & -Y_x & -Y_y & -Y_z \\ Y_x & -c \cdot \tilde{s}_Y & -c \cdot \left(-\Phi_{Y\,z}\right) & c \cdot \left(-\Phi_{Y\,y}\right) \\ Y_y & c \cdot \left(-\Phi_{Y\,z}\right) & -c \cdot \tilde{s}_Y & -c \cdot \left(-\Phi_{Y\,x}\right) \\ Y_z & -c \cdot \left(-\Phi_{Y\,y}\right) & c \cdot \left(-\Phi_{Y\,x}\right) & -c \cdot \tilde{s}_Y \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c \cdot \rho_Y \\ -j_{Y\,x} \\ -j_{Y\,y} \\ -j_{Y\,z} \end{pmatrix} =$$

$$= \frac{1}{c} \cdot \begin{pmatrix} \tilde{s}_Y \cdot c^2 \cdot \rho_Y + Y_x \cdot j_{Yx} + Y_y \cdot j_{Yy} + Y_z \cdot j_{Yz} \\ c \cdot \rho_Y \cdot Y_x + j_{Y\,y} \cdot \left(-c\Phi_{Y\,z}\right) - j_{Y\,z} \cdot \left(-c\Phi_{Y\,y}\right) + \tilde{s}_Y \cdot j_{Y\,x} \\ c \cdot \rho_Y \cdot Y_y - j_{Y\,x} \cdot \left(-c\Phi_{Y\,z}\right) + j_{Y\,z} \cdot \left(-c\Phi_{Y\,x}\right) + \tilde{s}_Y \cdot j_{Y\,y} \\ c \cdot \rho_Y \cdot Y_z + j_{Y\,x} \cdot \left(-c\Phi_{Y\,y}\right) - j_{Yy} \cdot \left(-c\Phi_{Y\,x}\right) + \tilde{s}_Y \cdot j_{Y\,z} \end{pmatrix} =$$

$$= \frac{1}{c} \cdot \left(c \cdot \tilde{s}_Y \cdot c \cdot \rho_Y + \bar{j}_Y \cdot \bar{Y}, c \cdot \rho_Y \cdot \bar{Y} + c \cdot \bar{j}_Y \times \left(-\bar{\Phi}_Y\right) + c \cdot \tilde{s}_Y \cdot \bar{j}_Y\right) =$$

$$= \left(c \cdot \tilde{s}_Y \cdot \rho_Y + \frac{1}{c} \cdot \bar{j}_Y \cdot \bar{Y}, \rho_Y \cdot \bar{Y} + \bar{j}_Y \times \left(-\bar{\Phi}_Y\right) + \tilde{s}_Y \cdot \bar{j}_Y\right) =$$

$$= f_{пл\,Y}^{\ i} = \left(f_{пл\,Y}^{\ 0}, \bar{f}_{пл\,Y}\right) \tag{13}$$

Таким образом $f_{пл}^{\ i} = \sum_Y f_{пл\,Y}^{\ i} = \frac{1}{c} \cdot \sum_Y \left(F_Y^{\ ik}\right) \cdot j_{Y\,k}$, где

$f_{пл}^{\ i}$ – 4-вектор плотности силы.

$$f_{пл}^{\ 0} = \sum_Y c \cdot \tilde{s}_Y \cdot \rho_Y + \frac{1}{c} \cdot \bar{Y} \cdot \bar{j}_Y = \sum_Y c \cdot \tilde{s}_Y \cdot \rho_Y + \sum_Y \frac{1}{c} \cdot \rho_Y \cdot \bar{Y} \cdot \bar{\mathrm{v}} \ -$$

– *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:

$$\overline{f} = \sum_{Y} q_Y \cdot \left(\overline{Y} + \overline{\text{v}} \times \left(-\overline{\Phi}_Y\right) + \overline{v} \cdot \tilde{s}_Y\right), \qquad (14)$$

где $\tilde{s}_Y = \sum_{L} \lambda_{YL} \cdot s_L$ - скалярное магнитное поле.

Примем, что уравнения ЕТВП (10) справедливы и для уравнений ЕТВП, учитывающих скалярные поля, подобные скалярному магнитному полю Николаева.

Раскроем $\dfrac{\partial F_Y{}^{ik}}{\partial x^k} = -\dfrac{1}{c} \cdot \sum_{L} \nu_{YL} \cdot j_L^i$.

а) i=0

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

$$\frac{\partial\left(\sum_{L} c \cdot \lambda_{YL} \cdot s_L\right)}{\partial (c \cdot t)} - \frac{\partial Y_x}{\partial x} - \frac{\partial Y_y}{\partial y} - \frac{\partial Y_z}{\partial z} = -\frac{1}{c} \cdot \sum_{L} \nu_{YL} \cdot c \cdot \rho_L$$

$$\frac{\partial \left(\sum_{L} \lambda_{YL} \cdot s_L\right)}{\partial t} - div\overline{Y} = -\sum_{L} \nu_{YL} \cdot \rho_L$$

$$div\overline{Y} = \sum_{L} \nu_{YL} \cdot \rho_L + \sum_{L} \lambda_{YL} \cdot \frac{\partial s_L}{\partial t} .$$

б) i=1

$$\frac{\partial F_Y{}^{10}}{\partial x^0} + \frac{\partial F_Y{}^{11}}{\partial x^1} + \frac{\partial F_Y{}^{12}}{\partial x^2} + \frac{\partial F_Y{}^{13}}{\partial x^3} = -\frac{1}{c} \cdot \sum_{L} \nu_{YL} \cdot j_L{}^1$$

$$\frac{1}{c}\cdot\frac{\partial Y_x}{\partial t}+\frac{\partial(-c\cdot\sum_L \lambda_{YL}\cdot s_L)}{\partial x}-\frac{c\cdot\partial\left(-\Phi_{Yz}\right)}{\partial y}+\frac{c\cdot\partial\left(-\Phi_{Yy}\right)}{\partial z}=$$

$$=-\frac{1}{c}\cdot\sum_L \nu_{YL}\cdot j_{Lx}$$

$$\frac{\partial\Phi_{Yz}}{\partial y}-\frac{\partial\Phi_{Yy}}{\partial z}+\frac{\partial(-\sum_L \lambda_{YL}\cdot s_L)}{\partial x}=-\frac{1}{c^2}\cdot\sum_L \nu_{YL}\cdot j_{Lx}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial Y_x}{\partial t}$$

$$rot_x\overline{\Phi}_Y+grad_x(-\sum_L \lambda_{YL}\cdot s_L)=-\frac{1}{c^2}\cdot\sum_L \nu_{YL}\cdot j_{Lx}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial Y_x}{\partial t}\ .$$

в) i=2

$$\frac{\partial F_Y^{\ 20}}{\partial x^0}+\frac{\partial F_Y^{\ 21}}{\partial x^1}+\frac{\partial F_Y^{\ 22}}{\partial x^2}+\frac{\partial F_Y^{\ 23}}{\partial x^3}=-\frac{1}{c}\cdot\sum_L \nu_{YL}\cdot j_L^{\ 2}$$

$$\frac{\partial Y_y}{c\cdot\partial t}+\frac{c\cdot\partial\left(-\Phi_{Yz}\right)}{\partial x}+\frac{\partial\ (-c\cdot\sum_L \lambda_{YL}\cdot s_L)}{\partial y}-\frac{c\cdot\partial\left(-\Phi_{Yx}\right)}{\partial z}=$$

$$=-\frac{1}{c}\cdot\sum_L \nu_{YL}\cdot j_{Ly}$$

$$-\frac{\partial\Phi_{Yz}}{\partial x}+\frac{\partial\Phi_{Yx}}{\partial z}+\frac{\partial\ (-\sum_L \lambda_{YL}\cdot s_L)}{\partial y}=-\frac{1}{c^2}\cdot\sum_L \nu_{YL}\cdot j_{Ly}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial Y_y}{\partial t}$$

$$rot_y\overline{\Phi}_Y+grad_y\ (-\sum_L \lambda_{YL}\cdot s_L)=-\frac{1}{c^2}\cdot\sum_L \nu_{YL}\cdot j_{Ly}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial Y_y}{\partial t}\ .$$

г) i=3

$$\frac{\partial F_Y^{\ 30}}{\partial x^0}+\frac{\partial F_Y^{\ 31}}{\partial x^1}+\frac{\partial F_Y^{\ 32}}{\partial x^2}+\frac{\partial F_Y^{\ 33}}{\partial x^3}=-\frac{1}{c}\cdot\sum_L \nu_{YL}\cdot j_L^{\ 3}$$

$$\frac{\partial Y_z}{c\cdot\partial t}-\frac{c\cdot\partial\left(-\Phi_{Yy}\right)}{\partial x}+\frac{c\cdot\partial\left(-\Phi_{Yx}\right)}{\partial y}+\frac{\partial\ (-c\cdot\sum_L \lambda_{YL}\cdot s_L)}{\partial z}=$$

$$= -\frac{1}{c}\cdot\sum_L \nu_{YL}\cdot j_{Lz}$$

$$\frac{\partial \Phi_{Yy}}{\partial x} - \frac{\partial \Phi_{Yx}}{\partial y} + \frac{\partial\,(-\sum_L \lambda_{YL}\cdot s_L)}{\partial z} = -\frac{1}{c^2}\cdot\sum_L \nu_{YL}\cdot j_{Lz} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial Y_z}{\partial t}$$

$$rot_z\,\overline{\Phi}_Y + grad_z\,(-\sum_L \lambda_{YL}\cdot s_L) = -\frac{1}{c^2}\cdot\sum_L \nu_{YL}\cdot j_{Lz} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial Y_z}{\partial t}\ .$$

д) Таким образом

$$\frac{\partial F_Y^{\ ik}}{\partial x^k} = -\frac{1}{c}\cdot\sum_L \nu_{YL}\cdot j_L^i \quad \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow \begin{cases} div\overline{Y} = \sum_L \nu_{YL}\cdot\rho_L + \dfrac{\partial}{\partial t}\sum_L \lambda_{YL}\cdot s_L \qquad , \quad i=0; \\ \qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\quad i = 1,2,3 \\ rot\,\overline{\Phi}_Y + grad\,(-\sum_L \lambda_{YL}\cdot s_L) = -\dfrac{1}{c^2}\cdot\sum_L \nu_{YL}\cdot \overline{j}_L - \dfrac{1}{c^2}\dfrac{\partial \overline{Y}}{\partial t}; \end{cases}$$

$$\Downarrow$$

$$\left[\begin{array}{l} rot\,\{\overline{\Phi}\} - grad\,(\lambda)\cdot\{s\} = -\dfrac{1}{c^2}\cdot(\nu)\cdot\{\overline{j}\} - \dfrac{1}{c^2}\cdot\dfrac{\partial}{\partial t}\{\overline{Y}\} \\ (\lambda)\cdot rot\,\{\overline{\Phi}\} - (\lambda)\cdot grad\,(\lambda)\cdot\{s\} = \\ \qquad\qquad\qquad = -\dfrac{1}{c^2}\cdot(\lambda)\cdot(\nu)\cdot\{\overline{j}\} - \dfrac{1}{c^2}\cdot(\lambda)\cdot\dfrac{\partial}{\partial t}\{\overline{Y}\} \\ \qquad\qquad (\lambda)\cdot(\nu)\equiv(\mu) \\ -\dfrac{1}{c^2}\cdot rot\,\{\overline{Y}\} + \dfrac{1}{c^2}\cdot grad\,\{s\} = -\dfrac{1}{c^2}\cdot(\mu)\cdot\{\overline{j}\} - \dfrac{1}{c^2}\cdot(\lambda)\cdot\dfrac{\partial}{\partial t}\{\overline{Y}\} \\ rot\,\{\overline{Y}\} - grad\,\{s\} = (\mu)\cdot\{\overline{j}\} - (\lambda)\cdot\dfrac{\partial}{\partial t}\{\overline{Y}\} \\ rot\overline{Y} - grad\ s_Y = \sum_L \mu_{YL}\cdot\overline{j}_L + \sum_L \lambda_{YL}\cdot\dfrac{\partial\overline{L}}{\partial t} \end{array}\right]$$

$$\Downarrow$$

$$\Rightarrow \begin{cases} div\overline{Y} = \sum_L \nu_{YL} \cdot \rho_L + \dfrac{\partial}{\partial t} \sum_L \lambda_{YL} \cdot s_L \; ; \quad i = 0 \\ \\ rot\overline{Y} - grad\, s_Y = \sum_L \mu_{YL} \cdot \overline{j}_L + \sum_L \lambda_{YL} \cdot \dfrac{\partial \overline{L}}{\partial t} \; ; \quad i = 1,2,3 \end{cases}$$

Окончательно, уравнения поля:

$$div\overline{Y} = \sum_L \nu_{YL} \cdot \rho_L + \sum_L \lambda_{YL} \cdot \frac{\partial s_L}{\partial t} \tag{15}$$

$$rot\,\overline{Y} - grad\, s_Y = \sum_L \mu_{YL} \cdot \overline{j}_L + \sum_L \lambda_{YL} \cdot \frac{\partial \overline{L}}{\partial t} \tag{16}$$

или / т. к. $\{\tilde{s}\} = (\lambda) \cdot \{s\}$; $\{s\} = (\lambda)^{-1} \cdot \{\tilde{s}\} = -c^2 \cdot (\lambda) \cdot \{\tilde{s}\}$ /

$$div\overline{Y} = \sum_L \nu_{YL} \cdot \rho_L + \frac{\partial \tilde{s}_L}{\partial t}$$

$$rot\,\overline{Y} + c^2 \cdot grad \sum_L \lambda_{YL} \cdot \tilde{s}_L = \sum_L \mu_{YL} \cdot \overline{j}_L + \sum_L \lambda_{YL} \cdot \frac{\partial \overline{L}}{\partial t}$$

В интегральной форме уравнения (15),(16) запишутся в виде:

1. $$\oint \overline{Y} \cdot d\overline{S} = \int \sum_L \nu_{YL} \cdot \rho_L \cdot dV + \int \sum_L \lambda_{YL} \cdot \frac{\partial s_L}{\partial t} \cdot dV$$

Поток поля $\overline{\mathrm{Y}}$ через замкнутую поверхность равен полному заряду(реальный заряд + “заряд смещения”), находящемуся в объеме, ограниченной этой поверхностью.

2. $$\oint \overline{Y} \cdot d\overline{l} - \int grad\, s_Y \cdot d\overline{S} = \int \sum_L \lambda_{YL} \cdot \frac{\partial \overline{L}}{\partial t} \cdot d\overline{S} +$$

$$+ \int \sum_L \mu_{YL} \cdot \overline{j}_L \cdot d\overline{S} = -\int \sum_L \frac{\partial \left(- \overline{\Phi}_Y \right)}{\partial t} \cdot d\overline{S} + \int \sum_L \mu_{YL} \cdot \overline{j}_L \cdot d\overline{S}$$

Циркуляция поля $\overline{\mathrm{Y}}$ по некоторому контуру минус поток градиента скалярного магнитного потенциала s_Y через поверхность, натянутую на этот контур, равна сумме взятой с обратным знаком производной по времени от потока соответствующего магнитного поля через поверхность, ограниченную этим контуром, и тока соответствующего заряда, протекающего сквозь поверхность, ограничиваемую этим контуром.

Скалярный и векторный потенциалы φ_Y , $\overline{A}_Y$ удовлетворяют уравнениям, аналогичным уравнениям Даламбера.

Напряженности полей выражаются через 4-вектор-потенциалы

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

Подставив это выражение в уравнения ЕТВП (15), (16) и учитывая, что

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

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

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

придем к уравнениям (сравни [18] ч.II §11):

(17)

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

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

\- - - - - ⇓ - - - - -

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

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

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

решения, которых:

$$\varphi_Y(\overline{r},t) = \int \frac{c^2\cdot\sum\limits_L \mu_{YL}\cdot\rho_L(\overline{r}',t-\left|\overline{r}-\overline{r}'\right|/c)}{\left|\overline{r}-\overline{r}'\right|}\cdot dV'$$

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

$\overline{A}_Y(\overline{r},t)$ и $\varphi_Y(\overline{r},t)$ определяют поля

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

Применим операцию div к правым и левым частям уравнения (16) , учитывая (15) :

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

$$-div\,grad\ s_Y = div\sum_L \mu_{YL}\cdot\overline{j}_L +$$

$$+\sum_L \lambda_{YL}\cdot\frac{\partial}{\partial t}(\sum_N \nu_{LN}\cdot\rho_N + \sum_N \lambda_{LN}\cdot\frac{\partial s_N}{\partial t}).$$

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

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

Решение этого уравнения:

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

$$+\sum_L \mu_{YL} \cdot \int \frac{\frac{\partial}{\partial t}\rho_L\,(\bar{r}',t-\left|\bar{r}-\bar{r}'\right|/c)}{\left|\bar{r}-\bar{r}'\right|}\cdot dV' \qquad (18)$$

Если допустить выполнение закона сохранения зарядов каждого вида: $div\bar{j}_Y + \frac{\partial}{\partial t}\rho_Y = 0$, то

$$\sum_L \mu_{YL}\cdot div\bar{j}_L + \sum_L \mu_{YL}\cdot\frac{\partial}{\partial t}\rho_L = \sum_L \mu_{YL}\cdot(div\bar{j}_L + \frac{\partial}{\partial t}\rho_L) = 0$$

и придем к уравнениям:

$$\frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial^2}{\partial t^2}s_Y - \nabla^2 s_Y = 0 \qquad (19)$$

Из аналога условия Лоренца $div\bar{A}_Y + \frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial}{\partial t}\varphi_Y - s_Y = 0$

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

Вывод:

Выше изложенные рассуждения показывают, что в ЕТВП можно включить скалярные поля $\tilde{s}_Y(\bar{r},t)$, подобные скалярным магнитным полям Николаева, с получением уравнений поля (15),(16) и выражением для силы Лоренца-Николаева (14).

Ненулевые диагональные элементы у неантисимметричных тензоров F_Y^{ik} определяют дополнительные силы, которые, следуя Николаеву, рассматриваются как проявление магнитных скалярных полей.

Источником скалярного поля $\tilde{s}_Y(\bar{r},t) = \sum \lambda_{YL} \cdot s_L(\bar{r},t)$

являются точки пространства, в которых нарушается закон сохранения заряда.
Получили вариант ЕТВП для скалярных и векторных полей бесконечной дальности.

Однако следует учесть следующее: скалярное поле $\tilde{s}_Y$ возможно существует только при нарушении закона сохранения заряда какого-то вида $div\bar{j}_Y + \dfrac{\partial}{\partial t}\rho_Y = 0$ или при нарушении более общего закона $\sum\limits_L \mu_{YL} \cdot (div\bar{j}_L + \dfrac{\partial}{\partial t}\rho_L) = 0$.

Замечание 1:
Для частицы с набором зарядов $\{q\}$, движущейся со скоростью $\bar{v}$:
плотность заряда $\rho_Y = q_Y \cdot \delta(\bar{r} - \bar{r}_0) = q_Y \cdot \delta(\bar{R})$,
плотность тока $\bar{j}_Y = q_Y \cdot \bar{v} \cdot \delta(\bar{r} - \bar{r}_0) = q_Y \cdot \bar{v} \cdot \delta(\bar{R})$,
$\bar{r}$ - радиус-вектор точки наблюдения,
$\bar{r}_0$ - радиус-вектор частицы с набором зарядов $\{q\}$,
$\bar{R} = \bar{r} - \bar{r}_0$, $R = \left|\bar{r} - \bar{r}_0\right|$ - расстояние от частицы до точки наблюдения.

$$\frac{\partial\rho_Y}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}\left(q_Y \cdot \delta(\bar{R})\right) = q_Y \cdot \frac{\partial}{\partial t}\delta(\bar{r} - \bar{r}_0) =$$

$$= / \ \frac{\partial f(\bar{r} - \bar{v}\cdot t)}{\partial t} = -\bar{v}\cdot\bar{\nabla} f(\bar{r} - \bar{v}\cdot t) \ / =$$

$$= -q_Y \cdot \frac{\partial(\bar{r}_0)}{\partial t} \cdot \bar{\nabla}\ \delta(\bar{R}) = -q_Y \cdot \bar{v} \cdot grad\,\delta(\bar{R}) =$$

$$= -q_Y \cdot \left(v_x \cdot \frac{\partial}{\partial x}\delta(\bar{R}) + v_y \cdot \frac{\partial}{\partial y}\delta(\bar{R}) + v_z \cdot \frac{\partial}{\partial z}\delta(\bar{R}) \right) =$$

$$= -\left(\frac{\partial}{\partial x} q_Y \cdot v_x \cdot \delta(\overline{R}) + \frac{\partial}{\partial y} q_Y \cdot v_y \cdot \delta(\overline{R}) + \frac{\partial}{\partial z} q_Y \cdot v_z \cdot \delta(\overline{R}) \right) =$$

$$= -\left(\frac{\partial}{\partial x} j_{Yx} + \frac{\partial}{\partial y} j_{Yy} + \frac{\partial}{\partial z} j_{Yz} \right) = -div\, \overline{j}_Y \quad \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \quad \frac{\partial \rho_Y}{\partial t} + div\, \overline{j}_Y = 0$$

Выполняется закон сохранения зарядов каждого вида.

Замечание 2. Для частицы с набором зарядов $\{q\}$, движущейся со скоростью $\overline{v}$ $(v \ll c)$:

плотность заряда $\rho_Y = q_Y \cdot \delta(\overline{r} - \overline{r}_0) = q_Y \cdot \delta(\overline{R})$,

плотность тока $\overline{j}_Y = q_Y \cdot \overline{v} \cdot \delta(\overline{r} - \overline{r}_0) = q_Y \cdot \overline{v} \cdot \delta(\overline{R})$,

$\overline{r}$ - радиус-вектор точки наблюдения,

$\overline{r}_0$ - радиус-вектор частицы с набором зарядов $\{q\}$,

$\overline{r}'$ - переменная интегрирования,

$\overline{R} = \overline{r} - \overline{r}_0$, $R = \left| \overline{r} - \overline{r}_0 \right|$ - расстояние от частицы до точки наблюдения.

При движении частицы со скоростью $\overline{v}$ $(v \ll c)$ создаются поля:

$$\overline{A}_Y(\overline{r}, t) = \int \frac{\sum\limits_L \mu_{YL} \cdot \overline{j}_L(\overline{r}', t)}{\left| \overline{r} - \overline{r}' \right|} \cdot dV' =$$

$$= \int \frac{\sum\limits_L \mu_{YL} \cdot q_L \cdot \overline{v} \cdot \delta(\overline{r}' - \overline{r}_0)}{\left| \overline{r} - \overline{r}' \right|} \cdot dV' =$$

$$= \sum_L \mu_{YL} \cdot q_L \cdot \overline{v} \cdot \int \frac{1}{\left| \overline{r} - \overline{r}' \right|} \cdot \delta(\overline{r}' - \overline{r}_0) \cdot dV' =$$

$$=\sum_L \mu_{YL}\cdot q_L\cdot\bar{v}\cdot\frac{1}{\left|\bar{r}-\bar{r}'\right|}\Bigg|_{\bar{r}'=\bar{r}_0}=$$

$$=\sum_L \mu_{YL}\cdot q_L\cdot\bar{v}\cdot\frac{1}{\left|\bar{r}-\bar{r}_0\right|}=\sum_L \mu_{YL}\cdot\frac{q_L\cdot\bar{v}}{R}\ ,$$

$$\varphi_Y(\bar{r},t)=\int\frac{c^2\cdot\sum_L \mu_{YL}\cdot\rho(\bar{r}',t)}{\left|\bar{r}-\bar{r}'\right|}\cdot dV'=$$

$$=\int\frac{c^2\cdot\sum_L \mu_{YL}\cdot q_L\cdot\delta(\bar{r}'-\bar{r}_0)}{\left|\bar{r}-\bar{r}'\right|}\cdot dV'=$$

$$=c^2\cdot\sum_L \mu_{YL}\cdot q_L\cdot\int\frac{1}{\left|\bar{r}-\bar{r}'\right|}\cdot\delta(\bar{r}'-\bar{r}_0)\cdot dV'=$$

$$=c^2\cdot\sum_L \mu_{YL}\cdot q_L\cdot\frac{1}{\left|\bar{r}-\bar{r}'\right|}\Bigg|_{\bar{r}'=\bar{r}_0}=\frac{c^2\cdot\sum_L \mu_{YL}\cdot q_L}{\left|\bar{r}-\bar{r}_0\right|}=$$

$$=\frac{c^2\cdot\sum_L \mu_{YL}\cdot q_L}{R}.$$

$$s_Y(\bar{r},t)=s_{Y1}(\bar{r},t)+s_{Y2}(\bar{r},t)=$$

$$=\sum_L \mu_{YL}\cdot\int\frac{div\,\bar{j}_L(\bar{r}',t-\left|\bar{r}-\bar{r}'\right|/c)}{\left|\bar{r}-\bar{r}'\right|}\cdot dV'+$$

$$+\sum_L \mu_{YL}\cdot\int\frac{\frac{\partial}{\partial t}\rho_L(\bar{r}',t-\left|\bar{r}-\bar{r}'\right|/c)}{\left|\bar{r}-\bar{r}'\right|}\cdot dV'\ .$$

$$s_{Y1}(\bar{r},t)=\sum_L \mu_{YL}\cdot\int \frac{div\,\bar{j}_L\,(\bar{r}',t-|\bar{r}-\bar{r}'|/c)}{|\bar{r}-\bar{r}'|}\cdot dV' = /\ v<<c\ / =$$

$$=\sum_L \mu_{YL}\cdot\int \frac{div\,\bar{j}_L\,(\bar{r}',t)}{|\bar{r}-\bar{r}'|}\cdot dV' =$$

$$=\sum_L \mu_{YL}\cdot\int \frac{\bar{\nabla}\cdot(q_L\cdot\bar{v}\cdot\delta(\bar{r}'-\bar{r}_0))}{|\bar{r}-\bar{r}'|}\cdot dV' =$$

$$= /\ \bar{\nabla}\cdot\left(\Phi\cdot\bar{F}\right)=\Phi\bar{\nabla}\cdot\bar{F}+\left(\bar{\nabla}\Phi\right)\cdot\bar{F}=\Phi\cdot div\,\bar{F}+\left(grad\,\Phi\right)\cdot\bar{F}\ / =$$

$$=\sum_L \mu_{YL}\cdot q_L\cdot\int \frac{\delta(\bar{r}'-\bar{r}_0)\cdot(\bar{\nabla}\cdot\bar{v})+(\bar{\nabla}\,\delta(\bar{r}'-\bar{r}_0))\bar{v}}{|\bar{r}-\bar{r}'|}\cdot dV' =$$

$$=\sum_L \mu_{YL}\cdot q_L\cdot\int \frac{(\bar{\nabla}\,\delta(\bar{r}'-\bar{r}_0))\cdot\bar{v}}{|\bar{r}-\bar{r}'|}\cdot dV' = /\bar{\nabla}=\frac{\partial}{\partial\bar{r}'}=grad_{r'}\ / =$$

$$=\sum_L \mu_{YL}\cdot q_L\cdot\bar{v}\cdot\int \frac{1}{|\bar{r}-\bar{r}'|}\cdot\left[\frac{\partial}{\partial\bar{r}'}\delta(\bar{r}'-\bar{r}_0)\right]\cdot dV' =$$

$$= \ /\ \int f(\bar{r})\cdot\left[\frac{\partial}{\partial\bar{r}}\delta(\bar{r}-\bar{r}_0)\right]\cdot dV' = -\left[\frac{\partial}{\partial\bar{r}}f(\bar{r})\right]\Bigg|_{\bar{r}=\bar{r}_0}\ / \ =$$

$$=-\sum_L \mu_{YL}\cdot q_L\cdot\bar{v}\cdot\left[\frac{\partial}{\partial\bar{r}'}\frac{1}{|\bar{r}-\bar{r}'|}\right]\Bigg|_{\bar{r}'=\bar{r}_0} =$$

$$=-\sum_L \mu_{YL}\cdot q_L\cdot\bar{v}\cdot\left[grad_{r'}\frac{1}{|\bar{r}-\bar{r}'|}\right]\Bigg|_{\bar{r}'=\bar{r}_0} =$$

$$=-\sum_L \mu_{YL}\cdot q_L\cdot\bar{v}\cdot\left(\frac{\partial}{\partial x'}\frac{\bar{i}}{|\bar{r}-\bar{r}'|}+\frac{\partial}{\partial y'}\frac{\bar{j}}{|\bar{r}-\bar{r}'|}+\frac{\partial}{\partial z'}\frac{\bar{k}}{|\bar{r}-\bar{r}'|}\right)\Bigg|_{\bar{r}'=\bar{r}_0} =$$

$$= -\sum_L \mu_{YL} \cdot q_L \cdot \bar{v} \cdot (\bar{i} \cdot \frac{x - x'}{\left|\bar{r} - \bar{r}'\right|^3} + \bar{j} \cdot \frac{y - y'}{\left|\bar{r} - \bar{r}'\right|^3} + \bar{k} \cdot \frac{z - z'}{\left|\bar{r} - \bar{r}'\right|^3})\Big|_{\bar{r}' = \bar{r}_0} =$$

$$= -\left(\sum_L \mu_{YL} \cdot q_L \cdot \bar{v} \cdot \frac{\bar{r} - \bar{r}'}{\left|\bar{r} - \bar{r}'\right|^3} \right)\Big|_{\bar{r}' = \bar{r}_0} = -\sum_L \mu_{YL} \cdot q_L \cdot \frac{\bar{v} \cdot (\bar{r} - \bar{r}_0)}{\left|\bar{r} - \bar{r}_0\right|^3} =$$

$$= -\sum_L \mu_{YL} \cdot q_L \cdot \frac{\bar{v} \cdot \bar{R}}{R^3} \qquad (*)$$

Аналогично

$$s_{Y2}(\bar{r}, t) = \sum_L \mu_{YL} \cdot \int \frac{(\partial / \partial t) \rho_L (\bar{r}', t - \left|\bar{r} - \bar{r}'\right| / c)}{\left|\bar{r} - \bar{r}'\right|} \cdot dV' =$$

$$= / \, v << c \, / = \quad \sum_L \mu_{YL} \cdot \int \frac{(\partial / \partial t) \rho_L (\bar{r}', t)}{\left|\bar{r} - \bar{r}'\right|} \cdot dV' =$$

$$= \sum_L \mu_{YL} \cdot q_L \cdot \int \frac{(\partial / \partial t) \ \delta(\bar{r}' - \bar{r}_0)}{\left|\bar{r} - \bar{r}'\right|} \cdot dV' =$$

$$= \sum_L \mu_{YL} \cdot q_L \cdot (-\bar{v}) \cdot \int \frac{\delta'(\bar{r}' - \bar{r}_0)}{\left|\bar{r} - \bar{r}'\right|} \cdot dV' =$$

$$= \sum_L \mu_{YL} \cdot q_L \cdot (-\bar{v}) \cdot \left[-\frac{\partial}{\partial \bar{r}'} \frac{1}{\left|\bar{r} - \bar{r}'\right|} \right]\Big|_{\bar{r}' = \bar{r}_0} =$$

$$= \sum_L \mu_{YL} \cdot q_L \cdot \bar{v} \cdot \left[grad_{r'} \frac{1}{\left|\bar{r} - \bar{r}'\right|} \right]\Big|_{\bar{r}' = \bar{r}_0} =$$

$$= \sum_L \mu_{YL} \cdot q_L \cdot \bar{v} \cdot \frac{(\bar{r} - \bar{r}_0)}{\left|\bar{r} - \bar{r}_0\right|^3} = \sum_L \mu_{YL} \cdot q_L \cdot \frac{\bar{v} \cdot \bar{R}}{R^3} \qquad (**)$$

В итоге $s_Y(\bar{r},t) = s_{Y1}(\bar{r},t) + s_{Y2}(\bar{r},t) =$

$$= -\sum_L \mu_{YL} \cdot q_L \cdot \frac{\bar{v} \cdot \bar{R}}{R^3} + \sum_L \mu_{YL} \cdot q_L \cdot \frac{\bar{v} \cdot \bar{R}}{R^3} =$$

$$= \sum_L (\mu_{YL} - \mu_{YL}) \cdot q_L \cdot \frac{\bar{v} \cdot \bar{R}}{R^3} = 0 \ .$$

Движущаяся со скоростью $\bar{v}$ $(v << c)$ частица с набором зарядов $\{q\}$ не создает скалярное магнитное поле $\tilde{s}_Y = \sum_L \lambda_{YL} \cdot s_L$.

Интересно следующее: движущаяся со скоростью $\bar{v}$ $(v << c)$ частица с набором зарядов $\{q\}$ создает поле векторного потенциала $\bar{A}_Y = \sum_L \mu_{YL} \cdot \frac{q_L \cdot \bar{v}}{R}$, дивергенция которого

$$div\bar{A}_Y = \sum_L \mu_{YL} \cdot \left(\frac{\partial}{\partial x}\frac{q_L \cdot v_x}{R} + \frac{\partial}{\partial y}\frac{q_L \cdot v_y}{R} + \frac{\partial}{\partial z}\frac{q_L \cdot v_z}{R}\right) =$$

$$= -\sum_L \mu_{YL} \cdot \left(-\frac{q_L \cdot x \cdot v_z}{R^3} - \frac{q_L \cdot y \cdot v_y}{R^3} - \frac{q_L \cdot z \cdot v_z}{R^3}\right) =$$

$$= -\sum_L \mu_{YL} \cdot \frac{q_L}{R^3} \cdot (\bar{v} \cdot \bar{R}) \ .$$

с точностью до знака совпадает с (*) и (**) . Тем самым наблюдается аналогия со скалярным полем, создаваемым движущейся с постоянной скоростью заряженной частицей в электродинамике Николаева.

— — — — — — — — — — — — —

Частица с набором зарядов $\{q\}$, движущаяся со скоростью $\bar{v}$, не является источником скалярного магнитного поля. Источником скалярного магнитного поля могут быть точки пространства, в которых нарушается закон сохранения зарядов некоторого вида.

§ 6 Возможность включения в ЕТВП короткодействующих полей.

I. В (17) разделим переменные, положив, что

$$grad\left(div\overline{A}_Y+\frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial}{\partial t}\varphi_Y-s_Y\right)=k_Y{}^2\cdot\overline{A}_Y$$

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

и считая, что $k_Y=\dfrac{m_Y\cdot c}{\hbar}$ - обратная комптоновская длина волны соответствующего полю $\overline{Y}$ полевого кванта.

Приходим к уравнениям:

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

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

Решения этих уравнений:

$$\varphi_Y(\overline{r},t)=\int\frac{c^2\cdot\sum\limits_L\mu_{YL}\cdot\rho_L\left(\overline{r}',t-\dfrac{|\overline{r}-\overline{r}'|}{c}\right)}{|\overline{r}-\overline{r}'|\cdot\exp\left(k_Y\cdot|\overline{r}-\overline{r}'|\right)}\cdot dV',$$

$$\overline{A}_Y(\overline{r},t)=\int\frac{\sum\limits_L\mu_{YL}\cdot\overline{j}_L\left(\overline{r}',t-\dfrac{|\overline{r}-\overline{r}'|}{c}\right)}{|\overline{r}-\overline{r}'|\cdot\exp\left(k_Y\cdot|\overline{r}-\overline{r}'|\right)}\cdot dV' \quad .$$

Применяя операцию *div* к правым и левым частям уравнения (16), получим:

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

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

$$+\sum_L \mu_{YL}\cdot\int\frac{\frac{\partial}{\partial t}\rho_L(\bar{r}',t-|\bar{r}-\bar{r}'|/c)}{|\bar{r}-\bar{r}'|}\cdot dV' \ .$$

$\bar{A}_Y(\bar{r},t)$ и $\varphi_Y(\bar{r},t)$ определяют напряженности полей

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

$$h_Y\equiv div\bar{A}_Y+\frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial}{\partial t}\varphi_Y-s_Y$$

$$\begin{cases} grad\,h_Y=k^2\cdot\bar{A}_Y \\ \dfrac{\partial h_Y}{\partial t}=-k^2\cdot\varphi_Y\end{cases}\Rightarrow\begin{cases}\dfrac{\partial}{\partial t}grad\,h_Y=k^2\cdot\dfrac{\partial}{\partial t}\bar{A}_Y \\ grad\,\dfrac{\partial h_Y}{\partial t}=-k^2\cdot grad\varphi_Y\end{cases}$$

$$\Rightarrow \qquad \frac{\partial}{\partial t}\bar{A}_Y=-grad\varphi_Y \qquad (20)$$

(20) это также условие того, что

$dh_Y=\frac{\partial h_Y}{\partial t}\cdot dt+grad\,h_Y\cdot d\bar{r}$ - полный дифференциал.

Таким образом, если $k_X\neq 0$, то из (18), (19) вытекает, что

$\frac{\partial}{\partial t}\bar{A}_X+grad\varphi_X=0$ и в напряженность поля

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

не входит величина $\lambda_{YX}\cdot(\frac{\partial}{\partial t}\bar{A}_X+grad\varphi_X)$.

<u>Замечание</u>: для частицы с набором зарядов $\{q_Y\}$, движущейся со скоростью $\bar{v}\ (v<<c)$, потенциалы

$$\overline{A}_Y = \frac{\overline{v} \cdot \sum_L \mu_{YL} \cdot q_L}{c \cdot r \cdot \exp(k_Y \cdot r)} \quad \text{и} \quad \varphi_Y = \frac{c^2 \cdot \sum_L \mu_{YL} \cdot q_L}{r \cdot \exp(k_Y \cdot r)} \; ;$$

не удовлетворяют условию (20) . Это допустимо, если считать, что ЕТВП, как развитие теории Максвелла, не применима для одиночных движущихся частиц с набором зарядов $\{q_Y\}$.
Таким образом, в единой теории векторных полей есть возможность объединить поля короткодействующие ($k_Y \neq 0$) и поля бесконечной дальности($k_Y = 0$) .

§7 Возможность включения в современную теорию электродинамики скалярного поля.

Естественно, что предположение о неантисимметричном тензоре F_Y^{ik} в ЕТВП, изложенное в §5 , имеет смысл и для развития классической электродинамики.
Рассмотрим электродинамику, как вариант ЕТВП с двумя векторными полями $\overline{E}$ и $\overline{B}$, и скалярным магнитным полем $\tilde{s}$.

$$\{\rho\} = \begin{Bmatrix} \rho_E \\ \rho_B \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \rho \\ 0 \end{Bmatrix} \quad , \quad \{\overline{j}\} = \begin{Bmatrix} \overline{j}_E \\ \overline{j}_B \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \overline{j} \\ 0 \end{Bmatrix}.$$

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

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

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

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

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

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

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

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

Потенциалы:

$$\{\varphi\}=\begin{Bmatrix}\varphi_E\\ \varphi_B\end{Bmatrix}=\begin{Bmatrix}0\\ \varphi\end{Bmatrix};\quad \{\overline{A}\}=\begin{Bmatrix}\overline{A}_E\\ \overline{A}_B\end{Bmatrix}=\begin{Bmatrix}0\\ \overline{A}\end{Bmatrix};\quad \{s\}=\begin{Bmatrix}s_E\\ s_B\end{Bmatrix}=\begin{Bmatrix}0\\ s\end{Bmatrix}.$$

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

$$\Rightarrow\quad \begin{Bmatrix}\overline{E}\\ \overline{B}\end{Bmatrix}=\frac{\partial}{\partial t}(\lambda)\cdot\begin{Bmatrix}\overline{0}\\ \overline{A}_B\end{Bmatrix}+(\lambda)\cdot grad\begin{Bmatrix}0\\ \varphi_B\end{Bmatrix}+rot\begin{Bmatrix}\overline{0}\\ \overline{A}_B\end{Bmatrix}=$$

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

$$=\begin{Bmatrix}-\dfrac{\partial\overline{A}}{\partial t}-grad\varphi\\ rot\overline{A}\end{Bmatrix}\ \Rightarrow\quad \overline{E}=-\frac{\partial}{\partial t}\overline{A}-grad\varphi\ ,\quad \overline{B}=rot\overline{A}\ .$$

Для поля $\overline{Y}$ магнитным полем является поле

$$-\overline{\Phi}_Y = -\sum_L \lambda_{YL}\overline{L} \qquad \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \quad -\begin{Bmatrix} \overline{\Phi}_E \\ \overline{\Phi}_B \end{Bmatrix} = -\begin{pmatrix} 0 & -1 \\ \mu_0 \cdot \xi_0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} \overline{E} \\ \overline{B} \end{Bmatrix} = -\begin{Bmatrix} -\overline{B} \\ \mu_0 \cdot \xi_0 \cdot \overline{E} \end{Bmatrix} =$$

$$= \begin{Bmatrix} \overline{B} \\ -\mu_0 \cdot \xi_0 \cdot \overline{E} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \overline{B} \\ -\overline{E}/c^2 \end{Bmatrix} .$$

$$\{\tilde{s}\} = (\lambda) \cdot \{s\} = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ \mu_0 \cdot \xi_0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} 0 \\ s \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -s \\ 0 \end{Bmatrix} .$$

$$\begin{Bmatrix} \tilde{s}(\overline{r},t) \\ 0 \end{Bmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ \mu_0 \cdot \xi_0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} 0 \\ s(\overline{r},t) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -s(\overline{r},t) \\ 0 \end{Bmatrix}$$

$\tilde{s}(\overline{r},t)$ - скалярное магнитное поле.

Тензоры:

$$F_Y^{ik} = \begin{pmatrix} \sum_L c \cdot \lambda_{YL} \cdot s_L & -Y_x & -Y_y & -Y_z \\ Y_x & -\sum_L c \cdot \lambda_{YL} \cdot s_L & -c \cdot \left(-\Phi_{Yz}\right) & c \cdot \left(-\Phi_{Yy}\right) \\ Y_y & c \cdot \left(-\Phi_{Yz}\right) & -\sum_L c \cdot \lambda_{YL} \cdot s_L & -c \cdot \left(-\Phi_{Yx}\right) \\ Y_z & -c \cdot \left(-\Phi_{Yy}\right) & c \cdot \left(-\Phi_{Yx}\right) & -\sum_L c \cdot \lambda_{YL} \cdot s_L \end{pmatrix}$$

определяют уравнения поля $\dfrac{\partial F_Y^{\;ik}}{\partial x^k} = -\dfrac{1}{c} \cdot \sum_L \nu_{YL} \cdot j_L^i$:

$$div\overline{Y} = \sum_L \nu_{YL} \cdot \rho_L + \sum_L \lambda_{YL} \cdot \frac{\partial s_L}{\partial t} ,$$

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

В нашем случае:

$$F_E{}^{ik} = \begin{pmatrix} -c\cdot s & -E_x & -E_y & -E_z \\ E_x & c\cdot s & -B_z & B_y \\ E_y & B_z & c\cdot s & -B_x \\ E_z & -B_y & B_x & c\cdot s \end{pmatrix} \quad ,$$

$$F_B{}^{ik} = \begin{pmatrix} 0 & -B_x & -B_y & -B_z \\ B_x & 0 & E_z/c & -E_y/c \\ B_y & -E_z/c & 0 & E_x/c \\ B_z & E_y/c & -E_x/c & 0 \end{pmatrix} \quad .$$

$$\frac{\partial F_E{}^{ik}}{\partial x^k} = -\frac{1}{c}\cdot\sum_L \nu_{EL}\cdot j_L^i \quad ; \qquad \frac{\partial F_B{}^{ik}}{\partial x^k} = -\frac{1}{c}\cdot\sum_L \nu_{BL}\cdot j_L^i \ .$$

$$\left.\begin{aligned} div\overline{Y} &= \sum_L \nu_{YL}\cdot\rho_L + \sum_L \lambda_{YL}\cdot\frac{\partial s_L}{\partial t} \\ rot\,\overline{Y} - grad\, s_Y &= \sum_L \mu_{YL}\cdot\overline{j}_L + \sum_L \lambda_{YL}\cdot\frac{\partial \overline{L}}{\partial t} \end{aligned}\right| \Rightarrow$$

$\Rightarrow$ уравнения электродинамики с учетом существования скалярного магнитного поля:

(21)

$$div\begin{Bmatrix}\overline{E}\\ \overline{B}\end{Bmatrix} = \begin{pmatrix} 1/\xi_0 & 0 \\ 0 & -\mu_0 \end{pmatrix}\cdot\begin{Bmatrix}\rho\\ 0\end{Bmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ \mu_0\cdot\xi_0 & 0 \end{pmatrix}\cdot\frac{\partial}{\partial t}\begin{Bmatrix}0\\ s\end{Bmatrix}$$

$$rot\begin{Bmatrix}\overline{E}\\ \overline{B}\end{Bmatrix} - grad\begin{Bmatrix}0\\ s\end{Bmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \mu_0 \\ \mu_0 & 0 \end{pmatrix}\cdot\begin{Bmatrix}\overline{j}\\ 0\end{Bmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ \mu_0\cdot\xi_0 & 0 \end{pmatrix}\cdot\frac{\partial}{\partial t}\begin{Bmatrix}\overline{E}\\ \overline{B}\end{Bmatrix}$$

Их решения:

$$\begin{Bmatrix} 0 \\ \varphi(\bar{r},t) \end{Bmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \mu_0 \\ \mu_0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \int \frac{\begin{Bmatrix} \rho(\bar{r}',t-|\bar{r}-\bar{r}'|/c) \\ 0 \end{Bmatrix}}{|\bar{r}-\bar{r}'|} \cdot dV' .$$

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

$$\begin{Bmatrix} 0 \\ s(\bar{r},t) \end{Bmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \mu_0 \\ \mu_0 & 0 \end{pmatrix} \times$$

$$\times \int \frac{\begin{Bmatrix} div\,\bar{j}\,(\bar{r}',t-|\bar{r}-\bar{r}'|/c) + \frac{\partial}{\partial t}\rho\,(\bar{r}',t-|\bar{r}-\bar{r}'|/c) \\ 0 \end{Bmatrix}}{|\bar{r}-\bar{r}'|} \cdot dV' =$$

$$= \int \frac{\begin{Bmatrix} 0 \\ \mu_0 \cdot div\,\bar{j}\,(\bar{r}',t-|\bar{r}-\bar{r}'|/c) + \mu_0 \cdot \frac{\partial}{\partial t}\rho\,(\bar{r}',t-|\bar{r}-\bar{r}'|/c) \end{Bmatrix}}{|\bar{r}-\bar{r}'|} \cdot dV'$$

или:

$$\bar{E} = -\frac{\partial}{\partial t}\bar{A} - grad\varphi \ , \quad \bar{B} = rot\bar{A} \ , \quad \tilde{s} = -s \ .$$

$$\varphi(\bar{r},t) = \int \frac{\rho(\bar{r}',t-|\bar{r}-\bar{r}'|/c)}{\xi_0 \cdot |\bar{r}-\bar{r}'|} \cdot dV' \quad .$$

$$\overline{A}(\overline{r},t) = \int \frac{\mu_0 \cdot \overline{j}(\overline{r'}, t - \left|\overline{r} - \overline{r'}\right| / c)}{\left|\overline{r} - \overline{r'}\right|} \cdot dV' .$$

$$s(\overline{r},t) = \int \frac{\mu_0 \cdot [div\,\overline{j}\,(\overline{r'}, t - \left|\overline{r} - \overline{r'}\right| / c) + \frac{\partial}{\partial t}\rho\,(\overline{r'}, t - \left|\overline{r} - \overline{r'}\right| / c)]}{\left|\overline{r} - \overline{r'}\right|} \cdot dV'$$

Аналог условия Лоренца:

$$div\overline{A} + \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial}{\partial t}\varphi - s = 0 \quad \text{или} \quad s = div\overline{A} + \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial}{\partial t}\varphi \ .$$

Такой вариант электродинамики приводит к следующему:

1. Если будет зафиксировано наличие скалярного магнитного поля $\tilde{s}_Y = \sum_L \lambda_{YL} \cdot s_L$ в некоторой точке пространства $M(\overline{r})$ в некоторый момент времени *t*, то это будет говорить о том, что в каких-то точках пространстве $M'(\overline{r'})$ в моменты времени

$$t' = t - \left|\overline{r} - \overline{r'}\right| / c$$

произошло нарушение фундаментального закона сохранения электрического заряда.

Величина

$$div\overline{j}(\overline{r'}, t' = t - \left|\overline{r} - \overline{r'}\right| / c) + \frac{\partial}{\partial t}\rho(\overline{r'}, t' = t - \left|\overline{r} - \overline{r'}\right| / c),$$

не равная нулю, будет источником скалярного магнитного поля.

2. Если в некоторой области V заданы непрерывные функции $\overline{j}(\overline{r},t)$, $\rho(\overline{r},t)$, которые являются источниками для потенциалов $\overline{A}$ и φ, то значит определены электрическое поле $\overline{E} = -\frac{\partial}{\partial t}\overline{A} - grad\varphi$ и магнитное поле $\overline{B} = rot\,\overline{A}$

в области V. На сегодняшний день неизвестно как задать

в области V функцию $h(\bar{r},t) = div\bar{j} + \dfrac{\partial}{\partial t}\rho$, определяющую

нарушение закона сохранения электрического заряда, которая будет источником скалярного магнитного поля $\tilde{s}_Y = \sum\limits_L \lambda_{YL} \cdot s_L$

Замечание 1.

Частица с зарядом q, движущаяся со скоростью $\bar{v}$ имеет:

плотность заряда $\rho = q \cdot \delta(\bar{r} - \bar{r}_0) = q \cdot \delta(\bar{R})$,

плотность тока $\bar{j} = q \cdot \bar{v} \cdot \delta(\bar{r} - \bar{r}_0) = q \cdot \bar{v} \cdot \delta(\bar{R})$,

$\bar{r}$ - радиус-вектор точки наблюдения,

$\bar{r}_0$ - радиус-вектор частицы,

$\bar{r}'$ - переменная интегрирования,

$\bar{R} = \bar{r} - \bar{r}_0$, $R = \left|\bar{r} - \bar{r}_0\right|$ - расстояние от частицы до точки наблюдения.

При движении частицы со скоростью $\bar{v}$ $(v << c)$ создаются поля скалярных магнитных потенциалов:

$$s(\bar{r},t) = \int \frac{\mu_0 \cdot div\,\bar{j}(\bar{r}',t)}{\left|\bar{r} - \bar{r}'\right|} \cdot dV' + \int \frac{\mu_0 \cdot \dfrac{\partial}{\partial t}\rho(\bar{r}',t)}{\left|\bar{r} - \bar{r}'\right|} \cdot dV' =$$

$$= \int \frac{\mu_0 \cdot div(\, q \cdot \bar{v} \cdot \delta(\bar{r}' - \bar{r}_0)\,)}{\left|\bar{r} - \bar{r}'\right|} \cdot dV' +$$

$$+ \int \frac{\mu_0 \cdot \dfrac{\partial}{\partial t}(q \cdot \delta(\bar{r}' - \bar{r}_0))}{\left|\bar{r} - \bar{r}'\right|} \cdot dV' =$$

$$= \mu_0 \cdot q \cdot \bar{v} \cdot \int \frac{grad_{r'}\, \delta(\bar{r}' - \bar{r}_0)}{\left|\bar{r} - \bar{r}'\right|} \cdot dV' +$$

$$+\mu_0 \cdot q \cdot (-\bar{v}) \cdot \int \frac{grad_{r'} \delta(\bar{r}' - \bar{r}_0)}{\left|\bar{r} - \bar{r}'\right|} \cdot dV' =$$

$$= -\mu_0 \cdot q \cdot \bar{v} \cdot \left(grad_{r'} \frac{1}{\left|\bar{r} - \bar{r}'\right|} \right)\Bigg|_{\bar{r}'=\bar{r}_0} + \mu_0 \cdot q \cdot \bar{v} \cdot \left(grad_{r'} \frac{1}{\left|\bar{r} - \bar{r}'\right|} \right)\Bigg|_{\bar{r}'=\bar{r}_0} =$$

$$= -\mu_0 \cdot q \cdot \bar{v} \cdot \frac{\bar{r} - \bar{r}_0}{\left|\bar{r} - \bar{r}_0\right|^3} + \mu_0 \cdot q \cdot \bar{v} \cdot \frac{\bar{r} - \bar{r}_0}{\left|\bar{r} - \bar{r}_0\right|^3} =$$

$$= -\frac{\mu_0 \cdot q \cdot \bar{v} \cdot \bar{R}}{R^3} + \frac{\mu_0 \cdot q \cdot \bar{v} \cdot \bar{R}}{R^3} = 0 .$$

Движущаяся с постоянной скоростью заряженная частица не создает скалярного магнитного поля $\tilde{s}_Y = \sum_L \lambda_{YL} \cdot s_L$.

Но, путем формального не учета члена $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ в источнике скалярного поля $(div\,\bar{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t})$ можно придти к скалярному магнитному полю Николаева $H_{II} = -div\bar{A} = \frac{\mu_0 \cdot q}{R^3} \cdot (\bar{v} \cdot \bar{R})$ для одиночной движущейся со скоростью $\bar{v}$ $(v \ll c)$ заряженной частицы.

Учитывая специфичность δ - функции и возможную спорность, полученного с ее помощью теоретического результата делаем физическое предположение (постулат) “**Для *одиночного движущегося со скоростью $\bar{v}$ заряда е не выполняется закон сохранения электрического заряда, записанного в виде уравнения непрерывности. Возможно, для движущихся микрочастиц выполняется***

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \;\; ; \;\; \frac{\partial^2}{\partial t^2} s - \nabla^2 s = div\,\bar{j} \Rightarrow s = -\frac{\mu_0 \cdot q \cdot \bar{v} \cdot \bar{R}}{R^3} \;\; ; \tilde{s} = -s \;\; \text{”.}$$

Этот постулат и уравнения поля (21) определяют теорию

электродинамики, описывающую: векторное электрическое поле, векторное магнитное поле и скалярное магнитное поле одиночного движущегося с постоянной скоростью заряда.
Замечание 2.
Проведем рассуждения.

а) Условие Лоренца: $div\overline{A}+\frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial}{\partial t}\varphi=0$

$$div\overline{A}+\frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial}{\partial t}\varphi = div\int\frac{\mu_0\cdot\overline{j}\left(\overline{r}',t-\frac{|\overline{r}-\overline{r}'|}{c}\right)}{|\overline{r}-\overline{r}'|}\cdot dV'+$$

$$+\frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial}{\partial t}\int\frac{\rho\left(\overline{r}',t-\frac{|\overline{r}-\overline{r}'|}{c}\right)}{\xi_0\cdot|\overline{r}-\overline{r}'|}\cdot dV' = \quad / \quad \frac{|\overline{r}-\overline{r}'|}{c}\to 0 \quad / =$$

$$=\int\mu_0\cdot div_r\frac{\overline{j}(\overline{r}',t)}{|\overline{r}-\overline{r}'|}\cdot dV'+\int\frac{\mu_0}{|\overline{r}-\overline{r}'|}\cdot\frac{\partial}{\partial t}\rho(\overline{r}',t)\cdot dV' =$$

$$=/\quad div(\Phi\cdot\overline{F})=\Phi\cdot div\overline{F}+(grad\,\Phi)\cdot\overline{F} \quad ,$$

$$grad_r\frac{1}{|\overline{r}-\overline{r}'|}=-grad_{r'}\frac{1}{|\overline{r}-\overline{r}'|}=-\frac{\overline{r}-\overline{r}'}{|\overline{r}-\overline{r}'|^3},$$

закон сохранения заряда $\frac{\partial}{\partial t}\rho(\overline{r}',t)+div_{r'}\overline{j}(\overline{r}',t)=0 \quad / =$

$$=\mu_0\cdot\int\frac{-\overline{j}(\overline{r}',t)\cdot(\overline{r}-\overline{r}')}{|\overline{r}-\overline{r}'|^3}\cdot dV'+\mu_0\cdot\int\frac{-div_{r'}\overline{j}(\overline{r}',t)}{|\overline{r}-\overline{r}'|}\cdot dV' =$$

$$=-\mu_0\cdot\int\left(\frac{\overline{j}(\overline{r}',t)\cdot(\overline{r}-\overline{r}')}{|\overline{r}-\overline{r}'|^3}+\frac{div_{r'}\overline{j}(\overline{r}',t)}{|\overline{r}-\overline{r}'|}\right)\cdot dV' =$$

$$= / \quad div(\Phi\cdot\overline{F})=\Phi\cdot div\overline{F}+(grad\,\Phi)\cdot\overline{F} \quad /=$$

$$=-\mu_0\cdot\int div_{r'}\frac{\overline{j}(\overline{r}',t)}{|\overline{r}-\overline{r}'|}\cdot dV' = \text{ / т. Гаусса / } =$$

$$= -\mu_0 \cdot \oint \frac{\overline{j}(\overline{r}',t)}{|\overline{r}-\overline{r}'|} \cdot d\overline{S} = \text{ / все токи в кон. обл. / } = 0 \qquad (*)$$

б) Аналог условия Лоренца: $div\overline{A} + \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial}{\partial t}\varphi - s = 0$

$$div\overline{A} + \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial}{\partial t}\varphi - s =$$

$$= div \int \frac{\mu_0 \cdot \overline{j}\left(\overline{r}', t - \frac{|\overline{r}-\overline{r}'|}{c}\right)}{|\overline{r}-\overline{r}'|} \cdot dV' +$$

$$+ \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \int \frac{c^2 \cdot \mu_0 \cdot \rho\left(\overline{r}', t - \frac{|\overline{r}-\overline{r}'|}{c}\right)}{|\overline{r}-\overline{r}'|} \cdot dV' -$$

$$- \int \frac{\mu_0 \cdot div_{r'}\, \overline{j}\left(\overline{r}', t - \frac{|\overline{r}-\overline{r}'|}{c}\right)}{|\overline{r}-\overline{r}'|} \cdot dV' -$$

$$- \int \frac{\mu_0 \cdot \frac{\partial}{\partial t}\rho\left(\overline{r}', t - \frac{|\overline{r}-\overline{r}'|}{c}\right)}{|\overline{r}-\overline{r}'|} \cdot dV' = \ / \quad \frac{|\overline{r}-\overline{r}'|}{c} \to 0 \quad / =$$

$$= div \int \frac{\mu_0 \cdot \overline{j}(\overline{r}',t)}{|\overline{r}-\overline{r}'|} \cdot dV' + \frac{\partial}{\partial t} \int \frac{\mu_0 \cdot \rho(\overline{r}',t)}{|\overline{r}-\overline{r}'|} \cdot dV' -$$

$$- \int \frac{\mu_0 \cdot div_{r'}\, \overline{j}(\overline{r}',t)}{|\overline{r}-\overline{r}'|} \cdot dV' - \int \frac{\mu_0 \cdot \frac{\partial}{\partial t}\rho(\overline{r}',t)}{|\overline{r}-\overline{r}'|} \cdot dV' =$$

$$= div \int \frac{\mu_0 \cdot \overline{j}(\overline{r}',t)}{|\overline{r}-\overline{r}'|} \cdot dV' - \int \frac{\mu_0 \cdot div_{r'}\, \overline{j}(\overline{r}',t)}{|\overline{r}-\overline{r}'|} \cdot dV' =$$

$$= / \quad div(\Phi \cdot \overline{F}) = \Phi \cdot div\overline{F} + (grad\,\Phi) \cdot \overline{F} \quad / =$$

$$= \int \frac{-\mu_0 \cdot \overline{j}(\overline{r}', t) \cdot (\overline{r} - \overline{r}')}{|\overline{r} - \overline{r}'|^3} \cdot dV' - \int \frac{\mu_0 \cdot div_{r'}\, \overline{j}(\overline{r}', t)}{|\overline{r} - \overline{r}'|} \cdot dV' =$$

$$= -\mu_0 \cdot \int \left[\frac{\overline{j}(\overline{r}', t) \cdot (\overline{r} - \overline{r}')}{|\overline{r} - \overline{r}'|^3} + \frac{div_{r'}\, \overline{j}(\overline{r}', t)}{|\overline{r} - \overline{r}'|} \right] \cdot dV' =$$

$$= / \quad div(\Phi \cdot \overline{F}) = \Phi \cdot div\overline{F} + (grad\,\Phi) \cdot \overline{F} \quad / =$$

$$= -\mu_0 \cdot \int div_{r'} \frac{\overline{j}(\overline{r}', t)}{|\overline{r} - \overline{r}'|} \cdot dV' = \text{ / т. Гаусса / =}$$

$$= -\mu_0 \cdot \oint \frac{\overline{j}(\overline{r}', t)}{|\overline{r} - \overline{r}'|} \cdot d\overline{S} = \text{ / все токи в кон. обл. / = 0} \qquad (**)$$

Сравнивая выводы (*) и (**), делаем заключение, что

$$div\overline{A}_Y + \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial}{\partial t}\varphi_Y \text{ и } div\overline{A}_Y + \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial}{\partial t}\varphi_Y - s$$

дают одинаковый результат.

Но вывод (*) получен с учетом соблюдения закона сохранения электрического заряда, в отличие от вывода (**), в котором такого допущения нет. _ _ _ _ _ _ _ _ _ _ _ _ _ _ _ _ _

Источником скалярного магнитного поля в теории Николаева является движущийся электрический заряд. Источником скалярного магнитного поля, рассмотренного здесь варианта развития современной электродинамики, являются точки пространства, в которых нарушается закон сохранения электрического заряда.

Включение в современную теорию электродинамики скалярного магнитного поля приводит к возможности нарушения закона сохранения электрического заряда.

Стоит ли жертвовать фундаментальным законом сохранения электрического заряда? Может быть проще считать, что в современной теории электродинамики, основанной на теории относительности и уравнениях Максвелла, существование скалярного магнитного поля невозможно? С другой стороны

Николаев Г. В. в своих работах убедительно показал возможность существования скалярного магнитного поля. Показал не только теоретически, не применяя теорию относительности, но и экспериментально. Стефаном Мариновым построены различные модели электрических двигателей, разработанные на идее существования скалярного магнитного поля.
Это вынуждает признать незавершенность современной теории электродинамики. Выше показано, что:

1) $s = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial}{\partial t}\varphi + div\overline{A} \quad \Rightarrow \quad s = s_\rho + s_{\bar{j}} \;\; ; \; \tilde{s} = -s$

2) $\frac{\partial^2 s}{\partial t^2} - \nabla^2 s = \mu_0 \cdot (\frac{\partial}{\partial t}\rho + div\,\bar{j}) \Rightarrow \quad s = s_\rho + s_{\bar{j}} \;\; ; \;\; \tilde{s} = -s$.

В случае движения одиночной частицы, имеющей электрический заряд, не учет $s_\rho = \mu_0 \cdot q \cdot \bar{v} \cdot \overline{R} / R^3$ приводит к скалярному магнитному полю Николаева.
Это является отправной точкой того, что по мнению автора представляет интерес такая теория электродинамики:

$$\boxed{\textit{уравнения поля } (21) + (\textit{уравнение } \frac{\partial\rho}{\partial t} = 0 \textit{ для одиночной микрочастицы})} \; ,$$

в которой учитывается существование скалярного магнитного поля (F_E^{ik} - не всегда тензор; при учете движения микрочастиц, имеющих электрический заряд, F_E^{ik} - псевдотензор).
Полностью уравнения, предлагаемого варианта электродинамики:

$$div\overline{E} = \frac{\rho}{\xi_0} + \frac{\partial\tilde{s}}{\partial t} \;\; , \qquad rot\,\overline{E} = -\frac{\partial\overline{B}}{\partial t} \;\; ,$$

$$div\,\overline{B} = 0 \qquad , \qquad rot\,\overline{B} + grad\,\tilde{s} = \mu_0\,\bar{j} + \mu_0 \cdot \xi_0 \cdot \frac{\partial\overline{E}}{\partial t}.$$

($\frac{\partial\rho}{\partial t} = 0$ для одиночной микрочастицы). ___ ___ ___ (22)

Их решения:

$$\overline{E} = -\frac{\partial}{\partial t}\overline{A} - grad\varphi\ , \quad \overline{B} = rot\overline{A}\ , \quad \widetilde{s}(\overline{r},t) = -s(\overline{r},t)\,.$$

$$\varphi(\overline{r},t) = \int \frac{\rho(\overline{r'},t - |\overline{r} - \overline{r'}|/c)}{\xi_0 \cdot |\overline{r} - \overline{r'}|} \cdot dV' \quad .$$

$$\overline{A}(\overline{r},t) = \int \frac{\mu_0 \cdot \overline{j}(\overline{r'},t - |\overline{r} - \overline{r'}|/c)}{|\overline{r} - \overline{r'}|} \cdot dV' \ .$$

$$s(\overline{r},t) = \int \frac{\mu_0 \cdot div\,\overline{j}\,(\overline{r'},t - |\overline{r} - \overline{r'}|/c)}{|\overline{r} - \overline{r'}|} \cdot dV' \ .$$

Аналог условия Лоренца: $div\overline{A} + \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial}{\partial t}\varphi - s = 0$.

Здесь φ, $\overline{A}$, s - потенциалы; $\overline{E}$, $\overline{B}$, $\widetilde{s}$ - поля.

(22) указывает на то, что возможно существование скалярного магнитного поля наиболее полно будет обосновано с позиций квантовой механики.

§8 Заключение.

Содержание данной работы является философским размышлением о том, что классическая электродинамика будет развиваться и далее. Возможно, коренным образом она будет преобразована. Мысль, которая высказывается на протяжении десятков лет разными исследователями.

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, §31.
[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 «Развитие понятий поля, работы,
момента импульса» , Армавир. 2010г.
[18] Ю.В. Науменко «Единая теория векторных полей» ,
Армавир. 2006г.
[19] Ю.В. Науменко "Единая теория векторных полей (от
электродинамики Максвелла к единой теории поля)"
М. ФГУП "ВНТИЦ" описание и.п. № 72200600020200бг.
[20] И.Е. Тамм “Основы теории электричества”,
М., Наука Гл. ред. физ. мат лит-ры , 1976
[21] С.Р. де Гроот, Л.Г. Сатторп “Электродинамика”

М.,Наука, Гл. ред. физ. мат. литературы, 1982
[22] Г.Фрауэнфельдер, Э.Хенли “Субатомная физика” ,
М., Мир, 1979

[23] 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, 2012г.
mail-to: naumenko_ju@mail.ru http:// www.etvp.narod.ru

Содержание:

Об авторе.

Науменко Юрий Викторович родился 18 мая 1955г. в г. Тихорецке Краснодарского края. В 1977г. закончил физико-математический факультет Армавирского педагогического института. Работал на предприятиях и в учреждениях г.Армавира.
Написал три книжки:

1. Ю.В. Науменко «Единая теория векторных полей» , Армавир. 2006г.
2. Ю.В. Науменко «Развитие понятий поля, работы, момента импульса» , Армавир. 2010г.
3. Ю.В. Науменко «Возможное развитие классических механики и электродинамики» , Армавир. 2012г

Книги размещены на сайте www.etvp.narod.ru

e-mail автора: naumenko_ju@mail.ru

Адрес: 352913 Краснодарский край, г. Армавир ,

ул. Азовская 9 кв. 45 Науменко Ю.В.

Россия, Краснодарский край, г. Армавир, 2012г.
mail-to: naumenko_ju@mail.ru http:// www.etvp.narod.ru

24 августа 2012 г.

Науменко Ю.В.

Науменко Юрий Викторович

Возможное развитие классических механики и электродинамики.

Подписано в печать 27.08.2012 г. Формат бумаги 60х84/16 Бумага офсетная пл. 80. Печать офсетная. Усл. п.л. 4,5. Усл. изд.л. 4,75. Заказ 1881-у. Тираж 100.
Открытое Акционерное общество
“Армавирское полиграфпредприятие”.
ИНН 2302048394.
Россия, Краснодарский край, 352900 г. Армавир, ул. Комсомольская, 123. Тел. (86137) 3-22-27.

ISBN 978-5-93750-260-5

штрих код