1.9.5. Векторы вакуумной напряженности и индукции

Рассмотрим выражение (1.9.50)

$$\vec{a} = \frac{c^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\left\{-grad\,(\ln\sqrt{g_{00}}) + \frac{1}{c}\left[\vec{v}\times\sqrt{g_{00}}\,rot\,\vec{g}\right]\right\}. \qquad (1.9.53)$$

Введем формальные обозначения

$$\mathbf{E}_o = -\,\gamma\ grad\ \varphi, \qquad \mathbf{H}_o = \gamma\sqrt{g_{00}}\,rot\,\vec{A} \qquad (1.9.54)$$

где

$$\gamma = \frac{c^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}, \qquad \varphi = \ln\sqrt{g_{00}}, \qquad \vec{A} = \vec{g}.$$

При этом выражение (1.9.53) приобретает компактный вид

$$\mathbf{a} = \mathbf{E}_o + 1/c\ [\mathbf{v}\times\mathbf{H}_o], \qquad (1.9.55)$$

удивительно напоминающий электродинамическую силу Лоренца

$$\mathbf{F}_l = q\mathbf{E} + \frac{q}{c}\,[\mathbf{v}\times\mathbf{H}], \qquad (1.9.56)$$

где **E –** вектор напряженности электрического поля;
H – вектор напряженности магнитного поля;
q – заряд частицы.

Установим связь между выражениями (1.9.55) и (1.9.56). Для этого вспомним, что сила $\mathbf{F}_l$ в инерциальной системе отсчета связана с ускорением $\mathbf{a}$ заряженной частицы, обладающей массой покоя m_0, релятивистским соотношением

$$\mathbf{F}_l = m_0\mathbf{a}/(1 - v^2/c^2)^{1/2}. \qquad (1.9.57)$$

Приравнивая правые части (1.9.56) и (1.9.57) имеем

$$m_0\mathbf{a}/(1 - v/c)^{1/2} = q\mathbf{E} + \frac{q}{c}\,[\mathbf{v}\times\mathbf{H}].$$

Откуда находим

$$\vec{a} = \frac{q\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}{m_0}\left(\vec{E} + \frac{1}{c}\left[\vec{v}\times\vec{H}\right]\right), \qquad (1.9.58)$$

или

$$\mathbf{a} = (1/\eta)\,(\mathbf{E} + [\mathbf{v}\times\mathbf{B}]), \qquad (1.9.59)$$

где

$$\eta = \frac{m_0}{q}\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \qquad (1.9.60)$$

– приведенная масса движущейся частицы;

$$\mathbf{B} = \mathbf{H}/c$$

– вектор магнитной индукции.

Теперь сравним уравнение вакуумной динамики (1.9.55) с уравнением из классической электродинамики (1.9.59). Для этого выпишем эти выражения:

$$\mathbf{a} = \mathbf{E}_o + 1/c\,[\mathbf{v}\times\mathbf{H}_o] = \mathbf{E}_o + [\mathbf{v}\times\mathbf{B}_o], \qquad (1.9.61)$$

$$\mathbf{a} = (1/\eta)\,(\mathbf{E} + [\mathbf{v}\times\mathbf{B}]).$$

В результате сравнения находим:

$$\mathbf{E}_o \equiv \mathbf{E}/\eta\,, \qquad (1.9.62)$$

$$\mathbf{B}_o = \mathbf{H}_o/c \equiv \mathbf{B}/\eta.$$

Откуда видно, что вектор $\mathbf{E}_o$ (1.9.54) с компонентами:

$$E_{ox^1} = -\gamma\frac{\partial \ln\sqrt{g_{00}}}{\partial x^1}; \qquad E_{ox^2} = -\gamma\frac{\partial \ln\sqrt{g_{00}}}{\partial x^2}; \qquad E_{ox^3} = -\gamma\frac{\partial \ln\sqrt{g_{00}}}{\partial x^3}, \qquad (1.9.63)$$

можно интерпретировать как вектор $\lambda_{m\div n}$-вакуумной напряженности.

В свою очередь, вектор $\mathbf{B}_o = \mathbf{H}_o/c$ (1.9.54) с компонентами:

$$B_{ox^1} = \gamma\sqrt{g_{00}}\left(\frac{\partial g_3}{\partial x^2} - \frac{\partial g_2}{\partial x^3}\right); \quad B_{ox^2} = \gamma\sqrt{g_{00}}\left(\frac{\partial g_1}{\partial x^3} - \frac{\partial g_3}{\partial x^1}\right); \quad B_{ox^3} = \gamma\sqrt{g_{00}}\left(\frac{\partial g_2}{\partial x^1} - \frac{\partial g_1}{\partial x^2}\right), \tag{1.9.64}$$

будем называть вектором $\lambda_{m\div n}$-вакуумной индукции.

Еще раз напомним, что векторы $\mathbf{E}_o$ *и* $\mathbf{B}_o$ *с геометризированными компонентами (1.9.63) и (1.9.64) описывают динамическое состояние* <u>*стационарной*</u> *(т. е. не зависящей от времени) искривленной 4-мерной метрической протяженности относительно исходного состояния («решимо»). При этом все 16 компонент метрического тензора* g_{ij}*, описывающего метрико-динамическое состояние каждой локальной области исследуемой стационарной метрической 4-протяженности, от времени не зависят.*

В декартовой системе координат $(x^1, x^2, x^3) = (x, y, z)$ геометризированные компоненты векторов $\lambda_{m\div n}$-вакуумной напряженности $\mathbf{E}_o$ и $\lambda_{m\div n}$-вакуумной индукции $\mathbf{B}_o$ принимают вид:

$$E_{ox} = -\gamma\frac{\partial \ln\sqrt{g_{00}}}{\partial x}; \qquad E_{oy} = -\gamma\frac{\partial \ln\sqrt{g_{00}}}{\partial y}; \qquad E_{oz} = -\gamma\frac{\partial \ln\sqrt{g_{00}}}{\partial z}, \tag{1.9.65}$$

$$B_{ox} = \gamma\sqrt{g_{00}}\left(\frac{\partial g_3}{\partial y} - \frac{\partial g_2}{\partial z}\right); \quad B_{oy} = \gamma\sqrt{g_{00}}\left(\frac{\partial g_1}{\partial z} - \frac{\partial g_3}{\partial x}\right); \quad B_{oz} = \gamma\sqrt{g_{00}}\left(\frac{\partial g_2}{\partial x} - \frac{\partial g_1}{\partial y}\right). \tag{1.9.66}$$

Принципиальное отличие классической электродинамики от геометризированной динамики $\lambda_{m\div n}$-вакуума заключается в следующем:

– в классической электродинамике предметом рассмотрения являются частицы, имеющие массу покоя m_0 и заряд q. Специфическое поведение таких частиц в особых условиях объяснялось наличием некоего силового поля, в частности электромагнитного;

– а в геометризированной $\lambda_{m\div n}$-вакуумной электродинамике предметом рассмотрения являются стационарные (т. е. не зависящие от времени) перемещения различных участков самой $\lambda_{m\div n}$-вакуумной протяженности. При этом, как будет показано ниже, вектора $\mathbf{E}_o$ и $\mathbf{B}_o$ задают соответственно ламинарную и турбулентную составляющие вакуумного «тока». В рамках данной концепции поведение наблюдаемой частицы обусловлено свойствами захватившего ее вакуумного «тока».

Для примера, возьмите какой ни будь предмет и отпустите его с некоторой высоты над поверхностью земли. Он будет падать к центру нашей Планеты с ускорением. Согласно представлениям Алсигны, путь, который проделывает падающий предмет, – это и есть усредненная линия ускоренного вакуумного «тока», устремленного из Космоса к ядру нашей Планеты. Это пример не из области электродинамики, но он наглядно демонстрирует, что Алсигна подразумевает под вакуумными «токами». Природа гравитации будет обсуждаться в последующих книгах Алсигны (см. также [17] и www.alsignat.narod.ru).