

## ЭКВИВАЛЕНТНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ ОРТОГОНАЛЬНЫХ ПОЛЕЙ СИСТЕМОЙ КОВАРИАНТНЫХ СИЛОВЫХ ЛИНИЙ

С. Г. Арутюнян

Показано, что электродинамику ортогональных магнитных и электрических полей можно представить как динамику ковариантных силовых линий. Приведено такое представление для лиенар-вихертовского поля произвольно "вижущегося" заряда и поля заряда, равномерно движущегося по окружности. Показано, что 4-вектор, описывающий силовые линии электрического поля, записывается в виде суммы 4-вектора заряда и 4-радиуса-вектора, направленного в точку наблюдения вдоль светового конуса. Этот вектор является решением уравнения, формально совпадающего с уравнением движения магнитного момента во внешних полях при условии, что собственный магнитный момент равен нулю. По системе линий, соответствующей полному уравнению движения магнитного момента, восстановлено электромагнитное поле. Рассмотрено такое поле для равномерно циркулирующего заряда.

Для визуализации электромагнитного поля часто прибегают к понятиям силовых линий. Эти "древнейшие" символы электродинамики, однако, обычно вводятся как "условно-вспомогательные" [1], так как не удовлетворяют условиям ковариантности (Р. Фейнман: "Нет никакого способа сделать вообще осмысленным понятие о скорости движущихся линий поля" [2]) и не восстанавливают информацию о величине напряженностей полей. Недостатком аппарата силовых линий, отмеченным также Фейнманом, является то, что "...понятие о линиях поля не содержит глубочайшего из принципов электродинамики - принципа суперпозиции" [2].

Проблему ковариантности силовых линий для класса ортогональных электрических и магнитных полей впервые решил, по-видимому, Ньюкомб [3] (см. также [4]). Были получены ковариантные уравнения в полных дифференциалах, описывающих силовые линии. Силовые линии становились объектами, которые после применения к ним преобразований Лоренца оставались силовыми линиями. Такая ковариантность достигалась

приписыванием определенных дрейфовых скоростей силовым линиям.

В работе [5] показано, что по ковариантной системе движущихся линий можно восстановить полную информацию о тензоре электромагнитного поля.

Аппарат силовых линий, не обладающий свойством суперпозиции, имеет самостоятельную ценность в физике плазмы (см., например, [6]) именно в силу того, что динамика частиц в сумме полей не складывается из отдельных движений, присущих каждому полю.

Дополнительным аргументом в пользу изучения пространственно-временной картины электромагнитного поля, в том числе и с помощью силовых линий (в отличие от известных методов анализа, сводящихся в большинстве случаев к разложению поля на гармоники) является то, что для ультраквантитативистских пучков число таких гармоник велико. Все эти гармоники существенны в самосогласованных задачах, где учитываются собственные поля пучков (проблемы генерирования излучения релятивистскими пучками, динамика частиц в ускорителях и накопителях).

В данной работе электродинамика ортогональных электрических и магнитных полей представлена как динамика ковариантных силовых линий. В частном случае лиенар-вихертовского поля радиус-вектор электрической силовой линии записан в виде суммы 4-вектора заряда в запаздывающей точке и 4-вектора светового сигнала. Изменение этого вектора по запаздывающему времени формально определяется уравнением движения "фиктивного" магнитного момента, обладающего только аномальной составляющей. Это совпадение представляется нетривиальным, поэтому произведена следующая гипотетическая процедура. Строится ковариантная система силовых линий, соответствующая симметризованному (с учетом собственного магнитного момента) уравнению Баргмана-Мишеля-Телегди. Методика [5] позволяет восстановить электромагнитное поле, в котором помимо обычного лиенар-вихертовского члена появляется компонента, пропорциональная собственному магнитному моменту и соответствующая лежащему на световом конусе пространственному магнитному току.

1. Напомним, как для взаимоортогональных полей строится ковариантная система силовых линий. Определим тензор электромагнитного поля  $F^{\mu\nu}$  и дуальный к нему тензор  $F^{*\mu\nu} = (1/2)\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}F_{\alpha\beta}$ , где  $\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}$  - совершенно антисимметричный единичный 4-тензор четвертого ранга.

Система лоренц-ковариантных электрических силовых линий определяется уравнениями в полных дифференциалах [3, 4]:

$$F_{\mu\nu}^* dx^\mu = 0, \quad (1)$$

$dx^\mu = (cdt, d\vec{r})$ . Уравнения (1) покомпонентно имеют вид

$$[\vec{dr} \times \vec{E}] - cd t \vec{H} = 0, \quad (\vec{H} \cdot d\vec{r}) = 0, \quad (2)$$

где  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  – электрическое и магнитное поле соответственно.

Система (1) имеет нетривиальные решения, если  $\det F^{\mu\nu} = 0$ , т. е. в случае, когда электрическое и магнитное поля ортогональны.

Условие интегрируемости системы (1)

$$[\vec{E} \times (\text{rot} \vec{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t})] - \vec{H} \cdot \text{div} \vec{E} = 0 \quad (3)$$

выполняется в пространстве без зарядов и токов.

При условии  $\vec{E} \cdot \vec{H} = 0$  ранг антисимметричного тензора равен двум, и, следовательно, уравнения (1) определяют двумерную поверхность  $x^\mu(\tau, \sigma)$ , которая замечается электрическими силовыми линиями (сечения этой поверхности гиперплоскостями  $t = \text{const}$ ).

В работе [5] показано, что по системе силовых линий, заданных на этой поверхности, можно с точностью до скаляра  $\lambda$  восстановить тензор электромагнитного поля:

$$F^{\mu\nu} = \lambda (\dot{x}^\mu \dot{x}^\nu - x'^\mu \ddot{x}^\nu), \quad (4)$$

где точка и штрих означают дифференцирование по  $\tau$  и  $\sigma$  соответственно.

Можно получить замкнутые уравнения, соответствующие уравнениям Максвелла, если предположить, что система линий заполняет все пространство. Вводя дополнительную зависимость  $x^\mu(\tau, \sigma; c_1, c_2)$  от параметров  $c_1$  и  $c_2$ , можно переписать уравнения Максвелла для ортогональных полей. Первая пара уравнений в пространстве без зарядов и токов записывается в виде

$$\frac{\partial}{\partial \xi^0} (\lambda G \frac{\partial x^\nu}{\partial \xi'}) - \frac{\partial}{\partial \xi'} (\lambda G \frac{\partial x^\nu}{\partial \xi^0}) = 0, \quad (5)$$

где безразмерные переменные  $(\tau, \sigma; c_1, c_2)$  объединены в  $\xi^k = (\tau, \sigma; c_1, c_2)$ ,  $G = \det(\partial x^\mu / \partial \xi^k)$ .

Вторая пара уравнений Максвелла имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial \xi^1} [\epsilon^{ijk} \lambda x^\nu_{,i} (x x_{,j}) (x' x_{,k})] = 0. \quad (6)$$

Из уравнения (5) следует, что  $\lambda \sim G^{-1}$ . Правильную размерность поля получим, если  $\lambda = eG^{-1}$ . Тогда

$$F^{\mu\nu} = \frac{e}{G} (x^\mu x'^\nu - x'^\mu x^\nu). \quad (7)$$

2. В работах [7 - 9] построена система силовых линий электрического и магнитного поля произвольно движущегося заряда. Полученная картина поля дает хорошее представление о его структуре. Обнаружены характерные узкие пространственные локализации поля излучения ультрапрелистического заряда. Однако система линий определена для фиксированного момента времени и вопрос восстановления поля по силовым линиям в этих работах не обсуждался. Поле произвольно движущегося точечного заряда удовлетворяет условию ортогональности, поэтому применима изложенная выше теория.

Силовые линии параметризуются в виде [7]

$$x^\mu = R \left( \tau, \frac{\vec{r}_0(\sigma)}{R} + (\tau - \sigma) \vec{n}(\sigma, c_1, c_2) \right) = R \left( \sigma, \frac{\vec{r}_0(\sigma)}{R} \right) + R(\tau - \sigma) (1, \vec{n}), \quad (8)$$

где  $R$  - множитель, имеющий размерность длины,  $\tau = ct/R$ ,  $\sigma = ct'/R$ ,  $t$  и  $t'$  - текущее и запаздывающее времена,  $\vec{r}_0(\sigma)$  - траектория движения заряда,  $\vec{n}$  - направленный из точки  $\vec{r}_0(\sigma)$  в точку наблюдения единичный вектор.

По параметрам текущего и запаздывающего времени определяется точка в пространстве, удовлетворяющая уравнению запаздывания по построению. Физические решения, соответствующие запаздывающим потенциалам, описываются условием  $\sigma \leq \tau$ .

При фиксированных параметрах  $\tau, c_1, c_2$  изменение  $\sigma$  развертывает одномерную линию в 4-пространстве. Требуется, чтобы пространственная часть касательной к этой линии совпадала с направлением электрического поля

$$\begin{aligned} R^2 \vec{E} = & e / [\gamma^2 (\tau - \sigma)^2 (1 - \vec{\beta} \vec{n})^3] (\vec{n} - \vec{\beta} + \\ & + \gamma^2 (\tau - \sigma) [\vec{n} \times [(\vec{n} - \vec{\beta}) \times \vec{\beta}']]), \end{aligned} \quad (9)$$

где  $\vec{\beta} c = (c/R) (d\vec{r}_0/d\sigma)$  - скорость движения заряда,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ .

Учитывая (8) и (9), определим уравнение для вектора  $\vec{n}$ :

$$\vec{n}' = - \gamma^2 [\vec{n} \times (\vec{n} - \vec{\beta}) \times \vec{\beta}']. \quad (10)$$

Общее решение (10) зависит от двух постоянных интегрирования.

Полученная система линий, согласно (7) даст правильное выражение для тензора  $F^{\mu\nu}$ , если

$$G = R^4(\tau - \sigma)^2\gamma^2(1 - \vec{\beta}\vec{n})^3. \quad (11)$$

В свою очередь это верно, если

$$\left[ \frac{\partial \vec{n}}{\partial c_1} \times \frac{\partial \vec{n}}{\partial c_2} \right] = -\vec{n}\gamma^2(1 - \vec{\beta}\vec{n})^2. \quad (12)$$

Дифференцируя обе части этого равенства по  $\sigma$  и используя (10) и (12), можно показать, что условие (12) не противоречит уравнениям движения (10).

Общее решение (10) можно найти, например, для равномерного движения заряда по окружности радиуса  $R$ , когда 4-вектор  $x^\mu$  записывается в виде

$$x^\mu = R(\sigma, \cos \beta\sigma + (\tau - \sigma)(v_1 \cos \beta\sigma - v_2 \sin \beta\sigma), \sin \beta\sigma + (\tau - \sigma)(v_1 \sin \beta\sigma + v_2 \cos \beta\sigma), (\tau - \sigma)v_3), \quad (13)$$

где

$$v_1 = \frac{\sqrt{1 - c_2^2}}{\gamma} \frac{\sin(\beta\gamma\sigma + c_1)}{1 + \beta \sqrt{1 - c_2^2} \cos(\beta\gamma\sigma + c_1)},$$

$$v_2 = \frac{\beta + \sqrt{1 - c_2^2} \cos(\beta\gamma\sigma + c_1)}{1 + \beta \sqrt{1 - c_2^2} \cos(\beta\gamma\sigma + c_1)},$$

$$v_3 = \frac{c_1}{\gamma} \frac{1}{1 + \beta \sqrt{1 - c_2^2} \cos(\beta\gamma\sigma + c_1)}.$$

Зависимость  $x^\mu$  от  $c_1$  и  $c_2$  выбрана в таком виде, чтобы выполнялось условие (12). Это значит, что формула (13) полностью определяет тензор электромагнитного поля заряда, равномерно движущегося по окружности.

3. Сделав преобразование

$$\vec{v} = \frac{\vec{n} + ((\gamma - 1)(\vec{\beta}\vec{n})/\beta^2 - \gamma)\vec{\beta}}{\gamma(1 - \vec{\beta}\vec{n})}, \quad (14)$$

вместо (10) получим уравнение

$$\vec{v}' = \frac{\gamma - 1}{\beta^2} [\vec{v} \times (\vec{B} \times \vec{B}')]. \quad (15)$$

Введем 4-вектор  $a^\mu$ , компоненты которого в мгновенной сопутствующей системе отсчета в момент времени есть  $(0, \vec{v})$ .

В лабораторной системе отсчета имеем

$$a^\mu = \left( \gamma \frac{\vec{\beta} \vec{n} - \beta^2}{1 - \vec{\beta} \vec{n}}, \frac{\vec{n}}{\gamma(1 - \vec{\beta} \vec{n})} - \vec{\beta} \gamma \right). \quad (16)$$

Вектор  $x^\mu$  при этом записывается в виде

$$x^\mu = r_0^\mu + (\tau - \sigma) \gamma (1 - \vec{\beta} \vec{n}) (u^\mu + a^\mu), \quad (17)$$

где  $u^\mu = (\gamma, \vec{\beta} \gamma)$  – 4-скорость заряда. Произведение  $(\tau - \sigma) \gamma (1 - \vec{\beta} \vec{n})$  лоренц-инвариантно и связано со вторым инвариантом поля  $\vec{E}^2 - \vec{H}^2 = \epsilon^{\alpha\beta\gamma\delta} F_{\alpha\beta} F_{\gamma\delta}$  соотношением

$$(\tau - \sigma) \gamma (1 - \vec{\beta} \vec{n}) = R [(\vec{E}^2 - \vec{H}^2)/e^2]^{1/4}. \quad (18)$$

Уравнение движения для вектора  $a^\mu$ , следующее из (15), записывается в виде

$$\frac{c}{R} \gamma \frac{da^\mu}{d\sigma} = \frac{e}{mc} u^\mu f^{\nu\lambda} u_\nu a_\lambda, \quad (19)$$

где  $f^{\nu\lambda}$  – тензор внешнего электромагнитного поля, которое определяет траекторию движения частицы. Левая часть (19) представляет дифференцирование  $a^\mu$  по собственному времени частицы. Следовательно (это отмечалось в [9]), уравнение (19) совпадает с уравнением движения спина во внешних полях [10], если положить для значения собственного магнитного момента  $\mu = 0$  и аномального магнитного момента  $\mu' = -e\hbar/(2mc)$ .

Пусть вектор  $a^\mu$ , который в нашем случае вводился не как вектор поляризационного состояния частицы, следует общему уравнению Баргмана – Мишеля – Телегди. Используя это, по (17) и (7) восстановим соответствующее электромагнитное поле, т. е. вместо (19) запишем

$$\frac{c}{R} \gamma \frac{da^\mu}{d\sigma} = 2\mu f^{\mu\nu} a_\nu - 2\mu' u^\mu f^{\nu\lambda} u_\nu a_\lambda. \quad (20)$$

Следующее отсюда уравнение для  $\vec{n}$  имеет вид

$$\vec{n} = \bar{\mu}' \gamma^2 [\vec{n} \times [(\vec{n} - \vec{\beta}) \times \vec{\beta}']] + \frac{\bar{\mu}}{\gamma} (\vec{n} \times \vec{h}_0) - [\vec{n} \times [\vec{n} \times \vec{e}_0]], \quad (21)$$

где  $\bar{\mu} = 2mc\mu/(e\hbar)$ ,  $\bar{\mu}' = 2mc\mu'/(e\hbar)$ ,  $\bar{\mu} - \bar{\mu}' = 1$ ,  $\vec{e}_0$ ,  $\vec{h}_0$  – электрическое и магнитное поля тензора  $F^{\mu\nu}$ , нормированные на величину  $mc^2/(eR)$ . Внешнее поле рассматривается только на траектории, поэтому  $\vec{e}_0$  и  $\vec{h}_0$  функции только  $\sigma$ .

Нетрудно видеть, что величина  $G$  не меняется и, следовательно, восстановленное согласно (7) поле имеет вид

$$R^2 \vec{E} = \frac{e}{\gamma^2 (\tau - \sigma)^2 (1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})^3} (\vec{n} - \vec{\beta} - \bar{\mu}' (\tau - \sigma) \gamma^2 [\vec{n} \times [(\vec{n} - \vec{\beta}) \times \vec{\beta}']] + \frac{\bar{\mu}}{\gamma} (\tau - \sigma) ([\vec{n} \times [\vec{n} \times \vec{e}_0]] - [\vec{n} \times \vec{h}_0])) , \quad \vec{H} = [\vec{n} \times \vec{E}] . \quad (22)$$

Обычно электромагнитное поле определяется по заданным токам. Сейчас же, наоборот, надо выяснить, каким токам соответствует поле (22). Выражение для электрического тока  $j_E^\nu$  следует из уравнений  $\partial F^{\mu\nu}/\partial x^\nu = 4\pi j_E^\nu/c$ , которые записываются в виде

$$\frac{1}{4G} \left( \frac{\partial}{\partial \xi^0} (\lambda G \frac{\partial x^\nu}{\partial \xi^1}) - \frac{\partial}{\partial \xi^1} (\lambda G \frac{\partial x^\nu}{\partial \xi^0}) \right) = \frac{4\pi}{c} j_E^\nu . \quad (23)$$

Выражение для  $j_E^\nu$  не зависит от того, определяется ли  $\vec{n}$  уравнениями (10) или (21), так как при  $(\tau - \sigma) \rightarrow 0$  (для  $(\tau - \sigma) \neq 0$  правая часть (23) обращается в нуль) в 4-векторе  $x'^\mu = R(0, \vec{\beta} - \vec{n} + (\tau - \sigma)\vec{n}')$  член, пропорциональный  $\vec{n}'$  выпадает, а вектор  $\vec{n}$  сокращается с аналогичной компонентой 4-вектора  $\dot{x}^\mu = R(1, \vec{n})$ . Получается прежний электрический ток, соответствующий движению заряда  $e$  по заданной траектории и пропорциональный  $(1, \vec{\beta})$ .

Вторая пара уравнений Максвелла содержит выражение  $\partial F^{*\mu\nu}/\partial x^\nu$ , которое имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial F^{*\mu\nu}}{\partial x^\nu} &= \frac{e}{4G} \frac{\partial}{\partial \xi^1} [\epsilon^{1jk1} \frac{1}{G} \frac{\partial x^\nu}{\partial \xi^1} (\dot{x}x_{,j})(x'x_{,k})] = \\ &= \frac{2e\bar{\mu}R((\vec{n} - \vec{\beta})\vec{h}_0 + \vec{\beta}[\vec{n} \times \vec{e}_0])(1, \vec{n})}{2G\gamma(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})} . \end{aligned} \quad (24)$$

Это выражение не обращается в нуль, следовательно его следует трактовать как возникновение пространственного магнитного тока

$$j_M^\nu = \frac{\bar{\mu}e^2}{8\pi mc} \frac{f^{*\lambda\mu} n_\mu u_\lambda}{R^2 (\tau - \sigma)^2 \gamma^2 (1 - \vec{\beta}\vec{n})^2} n^\nu, \quad (25)$$

где  $n^\nu = \frac{(1, \vec{n})}{\gamma(1 - \vec{\beta}\vec{n})}$ .

Существенно, что ток  $j_M^\nu$  является изотропным 4-вектором. Заметим, что электрический ток с таким свойством был введен Рорлихом [11] для описания фронта ограниченного в пространстве поля равнотускоренного заряда.

Отметим следующее: вместо уравнения (19) мы записали более общее уравнение (20). Это в некотором смысле аналогично введению монополя, симметризирующего уравнения Максвелла. Затем мы использовали аппарат восстановления поля по ковариантной системе линий, разработанный для ортогональных полей. Возможно, что для общего уравнения (20) следовало использовать другой, более общий, аппарат восстановления не обязательно ортогональных полей. Возможно, что такое поле будет иметь более ординарный физический смысл, чем поля (22), соответствующие пространственному изотропному магнитному току.

Дирак [13] сформулировал проблемы квантовой теории поля, такие как дискретность электрического заряда (см. также [14]), концепция "голого" электрона (см. также формулировку электродинамики как теорию действия на расстоянии — здесь поля явно не проявляются [15]), решение которых по предположению автора может быть связано с развитием аппарата ковариантных силовых линий. Важное место в таком аппарате могут иметь полученные в работе решения проблемы силовых линий для линеар-вихертовского поля и его гипотетическое, нетривиальное расширение, основанное на симметризации уравнений движения силовых линий по отношению к уравнениям Баргмана — Мишеля — Телегди.

4. Рассмотрим поле (22) на примере равномерного движения релятивистского заряда по окружности. Сделать это можно с помощью силовых линий электрического поля, которые, как это следует из (21), описываются в плоскости орбиты в виде

$$\vec{r} = R(\sin \beta\sigma + (\tau - \sigma)(v_1 \sin \beta\sigma + v_2 \cos \beta\sigma), \cos \beta\sigma +$$

$$+ (\tau - \sigma)(v_1 \cos \beta\sigma - v_2 \sin \beta\sigma)), \quad v_1 = \frac{\sin(\beta\gamma(1-\bar{\mu})\sigma + c_1)}{\gamma(1 + \beta \cos(\beta\gamma(1-\bar{\mu})\sigma + c_1))},$$

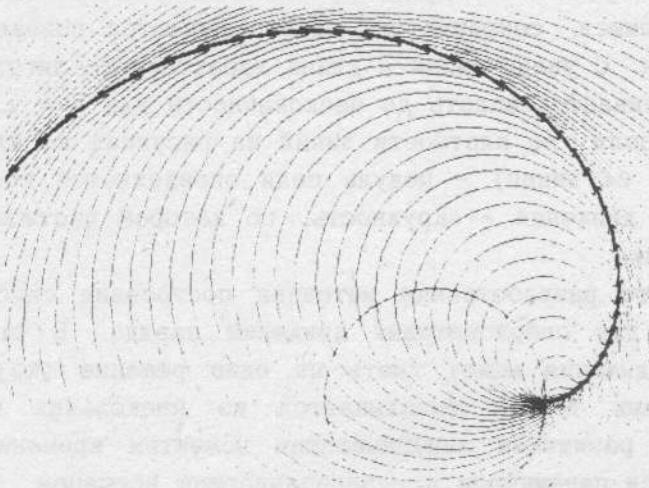


Рис.1.

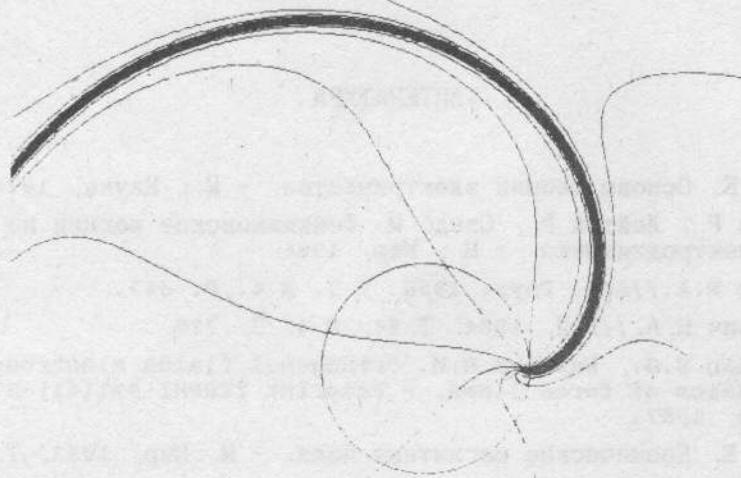


Рис.2.

$$\nu_2 = \frac{\beta + \cos(\beta\gamma(1-\bar{\mu})\sigma + c_1)}{1 + \beta\cos(\beta\gamma(1-\bar{\mu})\sigma + c_1)}. \quad (26)$$

Как видно, эти решения отличаются от формул (13) множителем  $(1 - \bar{\mu})$  вместо единицы перед параметром  $\sigma$  в выражениях для  $\nu_1$  и  $\nu_2$ . На рис. 1, 2 приведены иллюстрации силовых линий заряда с лоренц-фактором  $\gamma = 3$  для значений  $\bar{\mu} = 0; 0, 9$ . Рис. 1 соответствует синхронному

излучению. Видна  $\gamma$ -область - область пространственной локализации жесткой части излучения. На рис. 2 аналог такой области, имеющий геометрический смысл, сохраняется, однако меняется поведение линий вне этой области. С увеличением  $\bar{\mu}$  длина характерного зигзага внутри  $\gamma$ -области увеличивается вплоть до бесконечности для  $\bar{\mu} = 1$ . Судить о напряженности поля по плотности линий на рисунках не следует (на всех изображено 24 линии) - модуль поля определяется соотношением (7). Траектория движения - окружность, по которой частица движется по часовой стрелке.

Заметим, что разработанная методика построения силовых линий работает также для сверхсветовых движений заряда. В этом случае уравнение запаздывания может иметь не одно решение [12], поэтому поле в некоторых точках складывается из нескольких компонент, соответствующих различным запаздывающим моментам времени. Силовые линии описываются параметром  $\sigma$  - запаздывающим временем, т. е. такие линии самопересекаются.

Автор благодарен В. Л. Гинзбургу, Б. М. Болотовскому, Г. А. Нагорскому за полезные обсуждения работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Тамм И. Е. Основы теории электричества. - М.: Наука, 1976.
2. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Т. 6. Электродинамика. - М.: Мир, 1966.
3. Newcomb W.A. //Ann. Phys. 1958. V.3. N 4. P. 347.
4. Леонтович М. А. //УФН. 1964. Т. 84. N 4. С. 715.
5. Arutunian S.G., Babujan H.M. Orthogonal fields electrodynamics as dynamics of force lines. - Preprint YERPHI-991(41)-87, Yerevan, 1987.
6. Паркер Е. Космические магнитные поля. - М.: Мир, 1982. Т. 1.
7. Aginian M.A., Arutunian S.G. Force lines of electric and magnetic fields of arbitrary moving charge. - Preprint YERPHI-684(74)-83, Yerevan, 1983.
8. Арутюнян С. Г. //Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28. N 7. С. 896.
9. Арутюнян С. Г. //УФН. 1986. Т. 150. N 3. С. 445.
10. Берестецкий В. Б., Либшиц Е. М., Питаевский Л. П. Релятивистская квантовая теория. - М.: Наука, 1968. Ч. 1.
11. Fulton T., Rohrlich F. //Ann. Phys. 1960. V. 9. P. 499.
12. Болотовский Б. М., Быков В. П. //УФН. Т. 160. N 6. С. 141.
13. Дирак П. Эволюция физической картины природы//Элементарные частицы. /Под. ред. Б. В. Медведева. - М.: Наука, 1965. С. 123.

14. Wheeler J.A. Neutrinos, gravitation and geometry. - Bologna.  
1960.
15. Wheeler J.A., Feynman R.P.//Rev. Mod. Rhys. 1949. V.21. P. 425.

Ереванский физический  
институт

Поступила в редакцию  
16 июля 1990 г.

ORTHOGONAL FIELD ELECTRODYNAMICS EQUIVALENT  
REPRESENTATION BY A SYSTEM OF COVARIANT LINES OF FORCE

*S. G. Arutyunyan*

It is shown that orthogonal field electrodynamics can be represented as a dynamics of covariant lines of force. Such a representation is made for the Lienard-Wichert field of an arbitrary moving charge and more detailed one for a charge uniformly moving over the circle. The 4-vector of electric lines of force is written as a sum of 4-vector of charge and 4-vector directed to the point of view along of cone of light. The motion of this vector is described by an equation formally identical to that describing the motion of a magnetic moment with zero self-magnetic moment in external fields. The procedure of hypothetic character is done - the electromagnetic field is restored by the system of lines corresponding to the total equation of magnetic moment moving in external fields.