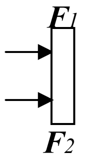
Кузнецов Ю.Н.

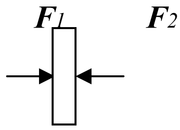
Условия образования потенциального магнитного поля.

1**. Двойственность векторной причины.** Из достоверных знаний следует что, в рамках одной и той же природной сущности, векторная причина природного явления может описываться как однонаправленным вектором, так и центрально-симметричными векторами. Практическая реализация перехода явления с одним видом векторной причины к другому сопровождается наблюдаемыми изменениями причинно-следственной связи и физических свойств участников.

На рисунке 1 показан пример реализации симметрийно-физического перехода в явлении воздействия механических сил на тело.



$$a = \frac{\sum \overline{F}}{m} \quad (1.1)$$



$\sum \boldsymbol{F} = 0, \quad |\boldsymbol{F}_1| = |\boldsymbol{F}_2| \neq 0$

$$\varepsilon = \frac{|\overline{F}|}{ES} \quad (2.1)$$

Рис.1

Геометрическая сумма двух механических сил, однонаправлено воздействующих на тело, входит во второй закон Ньютона (1.1). Результат их центрально-симметричного воздействия описывается скалярным законом Гука (2.1).

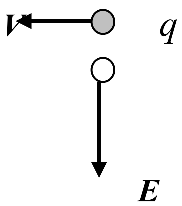
Характерной особенностью центрально-симметричной причины является нуль-векторный результат ($\sum \overline{F}$=0) геометрического суммирования составляющих её векторов. По определению начало нуль-вектора совпадает с его концом. Нулевой вектор не имеет длинны (его модуль равен нулю) и направления (три пространственных угла раны нулю).

Формально в описание центрально-симметричного силового воздействия на тело (2.1) должен входить математически корректный нуль-вектор. Но, в силу своей физической иррациональности, он (вопреки правилам математики) заменяется скалярным модулем. Оправдывается это антиматематическое действие тем, что объединённые в векторе геометрия и физика, подчиняются разным правилам. Нет запрета на нулевой результат суммирования двух равных и противоположно направленных векторов. Материальная сторона, описываемая этими векторами, бесследно исчезнуть не может. Она сохраняется в скалярном модуле. Физика, в отличии от геометрии, учитывает законы сохранения.

Нуль-векторность, обладающая материальностью есть необходимое и достаточное условие реализации симметрийно-физического перехода.

В последующем изложении раскрываются условия образования потенциального магнитного поля (ПМП) – нуль-векторность ($\sum \overline{H}$=0) в пространственной области наложении циркуляционных магнитных полей противонаправленных токов, сопровождаемая сохранением магнитной энергии ($\omega_H \neq 0$). По сути дела, речь пойдёт о переходе циркуляционных магнитных свойств накладывающихся магнитных полей в потенциальное у общего поля.

2. **Распределение магнитной энергии в поле одного движущегося заряда.** В первом примере (Рис.2) вся масса движущегося вслед за своим зарядом электрического поля приобретает кинетическую энергию, пропорциональную квадрату модуля вектора скорости.



$$\overline{B} = \frac{\overline{B}_0 - [\overline{V}\,\overline{E}]/C^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (1.2) \qquad \overline{B} = -\frac{[\overline{E}\overline{V}]}{C^2} \quad (2.2) \qquad B = \frac{EV\sin(\overline{E},\overline{V})}{C^2} \quad (3.2)$$

$$\varpi_H = \varpi_E \frac{V^2}{C^2}\sin^2(\overline{E},\overline{V}) \quad (4.2)$$

Рис.2

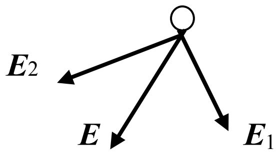
В силу инвариантности заряда количество электрического свойства в движущемся поле остаётся неизменным. Приращению энергии поля эквивалентно магнитное свойство. Его распределение по пространству описывается формулой релятивистского преобразования (1.2). При двух условиях ($\overline{B_0} = 0$, $V << C$) равенство (1.2) переходит к частному случаю преобразования в его векторной (2.2) и скалярной (3.2) формах записи.

Для выявления записи пространственного распределения магнитной энергии возведём обе части равенства (3.2) в квадрат. Затем разделим результаты на два и сделаем соответствующие преобразования. В итоге получаем отношение (4.2) между локальными плотностями энергии электрического поля (ω_{E}) и, образующейся в нём, релятивистской магнитной составляющей (ω_{H}).

3. **Распределение магнитной энергии в общем поле двух однонаправлено движущихся зарядов**. Во втором примере (Рис.3) одинаковые по величине и знаку заряды зафиксированы

$$\frac{1}{2}\omega_E = \frac{1}{2}(\omega_{E1} + \omega_{E2} + \omega_{E1E2}) \quad (1.3) \qquad \omega_H = \varpi_{H1} + \varpi_{H2} \quad (2.3)$$

$$\varpi_{H1} + \varpi_{H2} = \frac{1}{2}\varpi_E \frac{V_1^2}{C^2}\sin^2(\overline{E_1}, \overline{V_1}) + \frac{1}{2}\varpi_E \frac{V_2^2}{C^2}\sin^2(\overline{E_2}, \overline{V_2}) \quad (3.3)$$



$$H_1 = \left(\frac{2\varpi_{H1}}{\mu_0}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.3) \qquad H_2 = \left(\frac{2\varpi_{H2}}{\mu_0}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.3) \qquad \sum \overline{H} = \overline{H_1} + \overline{H_2} \quad (6.3)$$

Рис.3

на концах упругого диэлектрического стержня, который равномерно перемещается вдоль линии, соединяющей заряды.

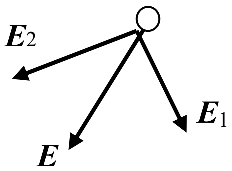
Локальные плотности электрической и магнитной энергии в общем поле двух источников описываются трёхзвенными формулами. Два их первых члена характеризуют вклады энергий собственных полей источников, а перекрёстный член учитывает энергию взаимодействия междуисточниками. Особенностью рассматриваемой идеализации является отсутствие магнитного взаимодействия между движущимися зарядами, так как на соединяющей их общей линии магнитного поля нет. Поскольку перекрёстный магнитный член (ω_{H1H2}) равен нулю, то локальная магнитная энергия общего магнитного поля описывается только двумя членам (2.3).

Подставив в формулу (4.2) магнитный двучлен (2.3) и две половины электрического трёхчлена (1.3), получаем равенство (3.3). Оно позволяет вычислить раздельно модули векторов напряжённости (4.3), (5.3) магнитных полей, образуемых каждым движущимся зарядом. Согласно правилу правого винта направленности обоих магнитных векторов одинаковые. Напряжённость общего магнитного поля характеризуется их геометрической суммой (6.3).

4. **Распределение магнитной энергия в общем поле двух противонаправленно движущихся зарядов**. В третьем примере стержень равномерно сжимается так, что его центр покоится, а концы с зарядами движутся относительно наблюдателя с одинаковыми по модулю, но с противоположно направленными векторами скорости (Рис.4). Теперь две равные части общего.

$$\frac{1}{2}\omega_E = \frac{1}{2}(\omega_{E1} + \omega_{E2} + \omega_{E1E2}) \quad (1.4) \qquad \omega_H = \varpi_{H1} + \varpi_{H2} \quad (2.4)$$

$$\varpi_{H1} + \varpi_{H2} = \frac{1}{2}\varpi_E \frac{V_1^2}{C^2}\sin^2(\overline{E_1}, \overline{V_1}) + \frac{1}{2}\varpi_E \frac{V_2^2}{C^2}\sin^2(\overline{E_2}, \overline{V_2}) \quad (3.4)$$



$$H_1 = (\frac{2\varpi_{H1}}{\mu_0})^{\frac{1}{2}} \quad (4.4) \quad H_2 = (\frac{2\varpi_{H2}}{\mu_0})^{\frac{1}{2}} \quad (5.4) \quad \overline{H_1} + \overline{H_2} = 0 \quad (6.4)$$

$$\sum \overline{A} = 0 \quad (7.4) \quad \omega_H \neq 0 \quad (8.4) \quad \sum |\overline{A}| \neq 0, \quad (9.4)$$

$$- \mathrm{grad}\, |\overline{A}| = \overline{B} \;) \quad (10.4)$$

Рис.4

электрического поля встречно движутся друг сквозь друга. Каждая из них обладает такой же кинетической энергией, что и движущиеся однонаправлено. И с таким же результатом их алгебраического суммирования, что и во втором примере. Формулы (1.4) – (5.4) совпадают с формулами предыдущего примера, поскольку ни электрические поля, ни их кинетические энергии от изменения направления движения одного из зарядов не зависят, а магнитное взаимодействие так же отсутствует.

Принципиально отличаются результаты суммирования магнитных векторов. В магнитостатике двух однонаправлено движущихся зарядов (Рис.3) магнитные векторы напряжённости поля имеют одинаковые направленности, дающие при геометрическом суммировании удвоенный вектор.

В центрально-симметричной магнитостатике (Рис.4) векторы магнитной напряжённости поля имеют противоположные направления. Согласно принципу суперпозиции их геометрическое суммирование даёт в итоге нуль-вектор (6.4). Налицо не парадокс, а истинное противоречие между достоверными результатами (1.4 – 5.4) и (6.4), отвечающими принципам сохранения энергии и суперпозиции. Оно было разрешено в пользу первого принципа, являющегося всеобщим. В отсутствии магнитного взаимодействия собственные магнитные энергии полей коаксиальных противотоков сохраняется. Поэтому равенством (6.4) описывается взаимная компенсация циркуляционных свойств накладывающихся магнитных полей, а не отсутствие общего магнитного поля. Взамен скомпенсировавшимся магнитным свойствам, в меру имеющейся магнитной энергии, в общем магнитном поле проявляется потенциальное магнитное свойство. Теоретическое толкование перехода магнитных свойств в нуль-векторной ситуации следующее. В силу сохранения материальной основы нуль-вектор магнитного потенциала (7.4) заменяется скалярным модулем (9.4), в котором эта материальность содержится. Градиент неоднородности скалярного поля описывает радиально ориентированный вектор магнитной индукции (10.4), характеризующий потенциальное свойство общего магнитного поля.

В [1] приведено наглядное представление релятивистской природы потенциального магнитного поля.

5. **Идеализация локального центрально-симметричного токового источника**. Совокупность произвольно направленных элементов тока зарядов характеризуется суммарным однонаправленным вектором. При сферическом варианте центрально-симметричного распределения векторов плотности тока геометрическое суммирование даёт в итоге нуль-вектор (Рис.5).

$\sum \boldsymbol{J} = 0$

$\sum \boldsymbol{J} \equiv |\boldsymbol{J}|$

Рис.5

Математически корректный, но физически иррациональный нуль-вектор тока не пригоден для теоретического описания общего центрально-симметричного источника магнитного поля. Безальтернативной заменой ему является скалярный модуль вектора.

$$\sum \overline{J} \equiv |\overline{J}|. \tag{1}$$

Лишённый направленности, он сохраняет способность описывать количественную сторону суммарного внутреннего движения зарядов. Двойственность описания однонаправленного электротока и системы центрально-симметричных токов

$$\rho \overline{V} = \overline{J}, \tag{2}$$

$$\rho |\overline{V}| = |\overline{J}| \tag{3}$$

обуславливает двойственность описания их связей с цилиндрообразным и шарообразным магнитными полями

$$\overline{J} = rot \overline{H}, \tag{4}$$

$$|\overline{J}| = div \overline{H}, \tag{5}$$

Локальная система сферически-симметричных токов (3) с тремя скалярными компонентами ($|\overline{J}\,\mathrm{x}, \overline{J}\,\mathrm{y}, \overline{J}\,\mathrm{z}|$) является основой безвихревой электродинамики [2]..

Литература

1. *Кузнецов Ю.Н.* http://www.trinitas.ru/rus/doc/0016/001c/00161436.htm
2. *Кузнецов Ю.Н.* http://www.trinitas.ru/rus/doc/0016/001c/00161443.htm