



УДК 537.1

**А.К. Томилин, Е.В. Прокопенко**  
 ВКГТУ, Усть-Каменогорск

**ОСОБЕННОСТИ КОЛЕБАНИЙ ТОЧЕЧНОГО ЗАРЯДА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

В настоящее время можно насчитать десятки устройств, в которых обнаруживаются явления, не совместимые с устоявшимися представлениями об электромагнитном взаимодействии [1]. Иными словами, существуют такие явления, которые в классической электродинамике, если считать её завершённой, просто не должны иметь места. Например, электродинамика Максвелла не описывает взаимодействие непараллельных токов, поскольку при использовании только силы Лоренца (Ампера) нарушается третий закон Ньютона. Попытки решения этой проблемы в рамках существующей электродинамики предприняты в известных учебниках Тамма И.Е. [2] и Матвеева А.Н. [3], однако их нельзя признать исчерпывающими. Это понимают и сами авторы. Матвеев А.Н., например, пишет, что невыполнимость третьего закона Ньютона в простейшей форме является следствием общих релятивистских свойств пространства и времени. С последним выводом нельзя не согласиться, поскольку все противоречия и парадоксы современной физики связаны с этими понятиями, точнее с нашими представлениями о них.

Возможный выход из создавшейся ситуации нашел Николаев Г.В., предложивший ввести в рассмотрение продольное электромагнитное взаимодействие, то есть силу, действующую по направлению тока [1].

Целью данной работы является теоретическое и экспериментальное исследование продольного электромагнитного взаимодействия при помощи колебаний точечного электрического заряда в поле, созданном системой постоянных магнитов.

Австрийский ученый Стефан Маринов предложил записать уравнения магнитостатики в виде:

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \text{rot} \vec{A}, \quad (1)$$

$$H^* = -\frac{1}{\mu_0} \text{div} \vec{A}, \quad (2)$$

$$\text{div} \vec{H} = 0, \quad (3)$$

$$\text{rot} \vec{H} = \vec{j} - \text{grad} H^*, \quad (4)$$

где  $H^*$  - скалярная функция, описывающая дополнительную составляющую магнитного поля («скалярное» магнитное поле);  $\vec{A}$  - векторный электродинамический потенциал,  $\vec{j}$  - ток проводимости.

В статье [4] показано, что система уравнений (1-4), как и в обычной электродинамике, сводится к уравнению Пуассона:

$$\Delta \vec{A} = -\mu_0 \vec{j}. \quad (5)$$

Электродинамический потенциал  $\vec{A}$  обладает здесь иными свойствами, чем в электродинамике Максвелла. В результате решения уравнения (5) для прямолинейного тока  $I$ , текущего по отрезку конечной длины  $L$ , расположенному на оси  $z$  (рисунок 1), получено [4] выражение векторного потенциала:

$$\vec{A}(x', y', z') = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \ln \left| \frac{L - z' + \sqrt{x'^2 + y'^2 + (L - z')^2}}{\sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2} - z'} \right| \cdot \vec{z}^0, \quad (6)$$

и с использованием выражения (2) записана функция напряженности скалярного магнитного поля:

$$H^*(x', y', z') = \frac{I}{4\pi} \frac{(r_1 - r_2)}{r_1 r_2}. \quad (7)$$

Здесь положительные величины

$$r_1 = \sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2}; \quad r_2 = \sqrt{x'^2 + y'^2 + (L - z')^2}$$

представляют собой модули радиус-векторов, проведенных в точку  $M(x', y', z')$  соответственно из начала и конца токового отрезка. Штрихованные координаты относятся к точке определения напряженности скалярного магнитного поля.

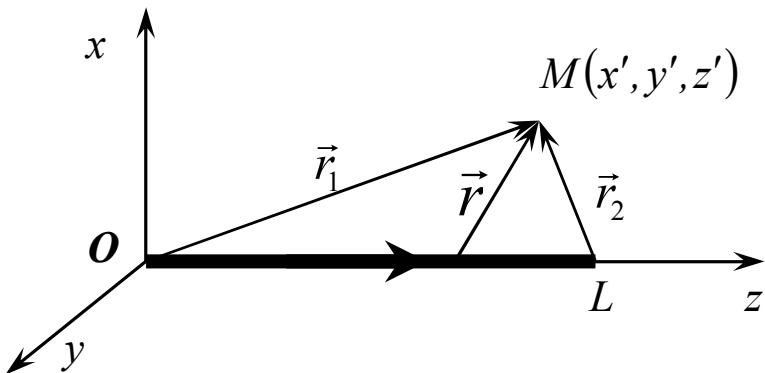


Рис. 1

На рис. 2 представлен график зависимости  $H^*(0,0,z')$ , то есть эта функция определена в точках, лежащих на оси  $z$ , при этом  $r_1 = z'$ ,  $r_2 = L - z'$ . Как видно из графика, функция  $H^*(0,0,z')$  является знакопеременной и на концах токового отрезка  $AB$  имеет разрывы.

Пользуясь выражением (7), исследуем зависимость напряженности скалярного маг-

нитного поля в точках, лежащих на оси  $x$ . Для этих точек  $r_1 = x'$ ,  $r_2 = \sqrt{L^2 + x'^2}$ , поэтому функция  $H^*(x', 0, 0)$  имеет отрицательный знак (рисунок 3а). Для точек, лежащих на оси  $y$  функция  $H^*(0, y', 0)$  тоже отрицательная. Таким образом, позади токового отрезка вблизи точки  $A$  создается скалярное магнитное поле отрицательного знака.

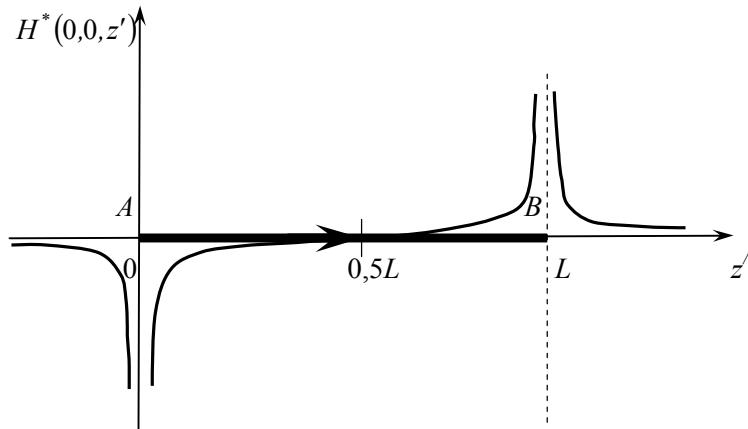


Рис. 2

Аналогичным способом нетрудно показать, что впереди токового отрезка вблизи точки  $B$  скалярное магнитное поле имеет положительный знак (рис. 3, б), так как  $H^*(x', 0, L) > 0$ ,  $H^*(0, y', L) > 0$ .

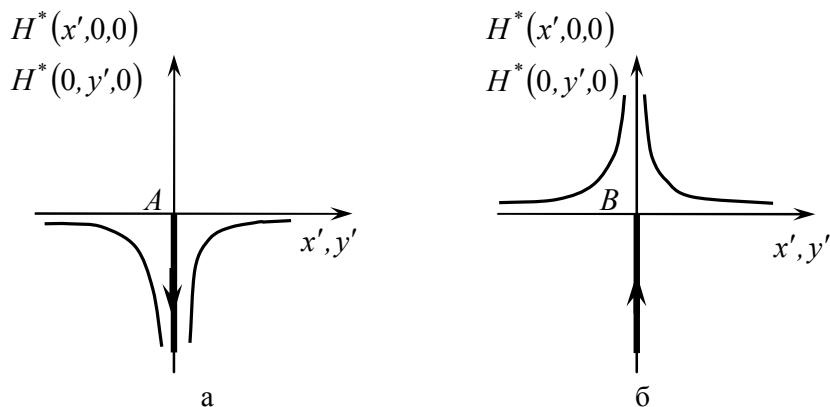


Рис. 3

Рассмотрим прямоугольный токовый контур. В любой точке пространства накладываются скалярные магнитные поля от четырех токовых отрезков его образующих. Нетрудно показать, что сумма всех четырех составляющих равна нулю. Действительно, для

замкнутого контура  $\operatorname{div} \vec{A} = 0$ , поэтому  $H^* = 0$ , то есть скалярное магнитное поле замкнутым токовым контуром не создается.

Теперь рассмотрим систему двух одинаковых токовых контуров, расположенных в одной плоскости (рис. 4). Определим векторный потенциал этой системы токов в любой точке  $M$  на пунктирной линии, которая является линией симметрии.

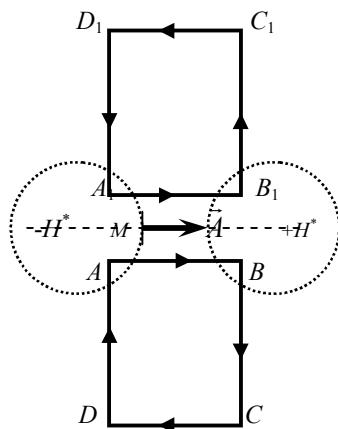


Рис. 4

Нетрудно показать, что в точке  $M$  векторные потенциалы токовых отрезков  $AD$  и  $D_1A_1$ , а так же  $CB$  и  $C_1B_1$  попарно компенсируются. Векторные потенциалы токов  $AB$  и  $A_1B_1$  направлены в правую сторону, а токов  $CD$  и  $C_1D_1$  - в левую. Очевидно, что результирующий векторный потенциал в точке  $M$  отличен от нуля и направлен вправо. Можно показать, что  $\operatorname{rot} \vec{A} = 0$ , следовательно, обычное магнитное поле на оси симметрии отсутствует. Вычислив дивергенцию векторного потенциала, получим выражение для напряженности скалярного магнитного поля:

$$H^*(x',y',z') = \frac{I}{2\pi} \left[ \frac{(r_1 - r_2)}{r_1 r_2} - \frac{(r_3 - r_4)}{r_3 r_4} \right], \quad (8)$$

где  $r_1, r_2$  - модули радиус-векторов, проведенных соответственно из точек  $A$  и  $B$  в точку  $M$ , а  $r_3, r_4$  - модули радиус-векторов, проведенных из точек  $C$  и  $D$  в точку  $M$  соответственно. Исследовав функцию (8), приходим к выводу, что в правой части зазора между магнитами создается скалярное магнитное поле положительного знака, а в левой части ему следует присвоить отрицательный знак.

Для создания скалярного магнитного поля можно использовать постоянные магниты. Впервые это было замечено Николаевым Г.В., который создал специальный магнит, поле которого моделируется пересекающимися круговыми и радиальными токами [1,4,5]. Токовая система, изображенная на рисунке 4, моделируется двумя плоскими магнитами. Для создания скалярного магнитного поля можно использовать и более сложные магнитостатические системы.

В работе [4] предлагается вычислять объемную плотность продольной магнитной силы по формуле:

$$\vec{F}^* = \mu\mu_0 H^* \vec{j}. \quad (9)$$

В зависимости от знака функции  $H^*$  сила  $\vec{F}^*$  направлена по току  $\vec{j}$ , или против него.

Для проведения эксперимента используем систему четырех плоских магнитов. Расположим их попарно, оставив между ними зазор для движения заряженного шарика (рис. 5). Такая токовая система в центральной области создает скалярное магнитное поле отрицательного знака.

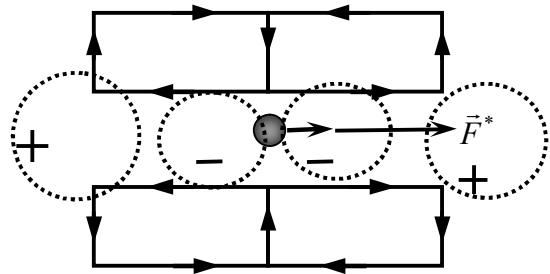


Рис. 5

Так как движущийся заряд имеет отрицательный знак, то на него действует магнитная сила  $\vec{F}^*$ , направленная всегда по скорости, то есть ускоряющая его. Конечно, в данном эксперименте, при очень небольшом заряде шарика, продольная сила  $\vec{F}^*$  не велика даже по сравнению с диссипативной силой, и колебания остаются затухающими. Однако она повлияет на значение фактора затухания, уменьшая его, по сравнению со случаем колебаний незаряженного шарика.

Заметим, при проведении эксперимента необходимо обеспечить неизменность плоскости колебаний маятника, а заряженный шарик должен располагаться симметрично (во всех направлениях) по отношению к магнитам. При этом условии обычные поперечные магнитные силы, возникающие при взаимодействии движущегося заряда с магнитным полем продольных токов и их моменты, не повлияют на энергию колебаний маятника.

Если магниты расположить, как показано на рис. 6, то в центральной области создается положительное скалярное магнитное поле и продольная магнитная сила, действующая на движущийся отрицательный заряд, всегда направлена против скорости. В этом случае фактор затухания колебаний возрастает по сравнению со случаем колебаний незаряженного шарика.

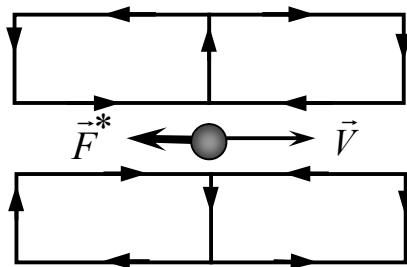


Рис. 6

При том же расположении магнитов на положительно заряженный шарик действует ускоряющая продольная магнитная сила.

Рассмотрим плоские колебания заряженного шарика на маятниковом подвесе. Кроме сил тяжести и вязкого сопротивления, учтем продольную магнитную силу, записанную в виде:

$$F^* = \mu_0 V q H^* = \mu_0 l \dot{\varphi} q H^*. \quad (10)$$

Запишем дифференциальное уравнение движения маятника:

$$ml^2 \ddot{\varphi} + \beta \dot{\varphi} + mgl \sin \varphi + \mu_0 l^2 q H^* \dot{\varphi} = 0, \quad (11)$$

где  $l$  - длина подвеса маятника,  $\beta$  - коэффициент сопротивления среды. Знак момента продольной магнитной силы зависит от знаков заряда и функции  $H^*$ .

Скалярное магнитное поле, созданное в центральной области моделируем законом:

$$H^* = \pm H_0^* (1 - \cos \varphi), \quad (12)$$

где  $H_0^*$  - максимальное значение напряженности скалярного поля. Знак в формуле (12) зависит от расположения магнитов.

Рассмотрим случай, когда отрицательный заряд движется в отрицательном скалярном магнитном поле. Для этого случая получим дифференциальное уравнение:

$$\ddot{\varphi} + \left( \frac{\beta}{ml^2} - \frac{\mu_0 q H_0^* (1 - \cos \varphi)}{m} \right) \dot{\varphi} + \frac{g}{l} \varphi = 0. \quad (13)$$

Образмерим это уравнение, приняв в качестве характерных следующие величины:  $l$ ,  $g$ ,  $m$ ,  $H_0^*$ ,  $q$ ,  $\mu_0$ ,  $\beta$ . Характерное время при этом  $t = \sqrt{\frac{l}{g}}$ .

Уравнение (13) запишется в безразмерном виде:

$$\ddot{\varphi} + \left( \frac{1}{Re} - St \cdot (1 - \cos \varphi) \right) \dot{\varphi} + \varphi = 0, \quad (14)$$

где  $St = \frac{\mu_0 q H^*}{m} \sqrt{\frac{l}{g}}$  – число Стюарта,  $\frac{1}{Re} = \frac{\beta}{ml^2} \sqrt{\frac{l}{g}}$  – число Рейнольдса.

Нелинейное уравнение (14) качественно исследуем с помощью метода фазовой плоскости. Рассмотрим случай, когда скалярное магнитное поле  $H^*$  отсутствует ( $St = 0$ ). Фазовый портрет таких затухающих колебаний приведен на рис. 7, а. На рис. 7, б представлен случай, когда отрицательный заряд колеблется в отрицательном скалярном магнитном поле и магнитная сила меньше диссипативной. Если магнитная сила больше диссипативной, амплитуда колебаний возрастает. Фазовый портрет для этого случая колебаний представлен на рис. 7, в.

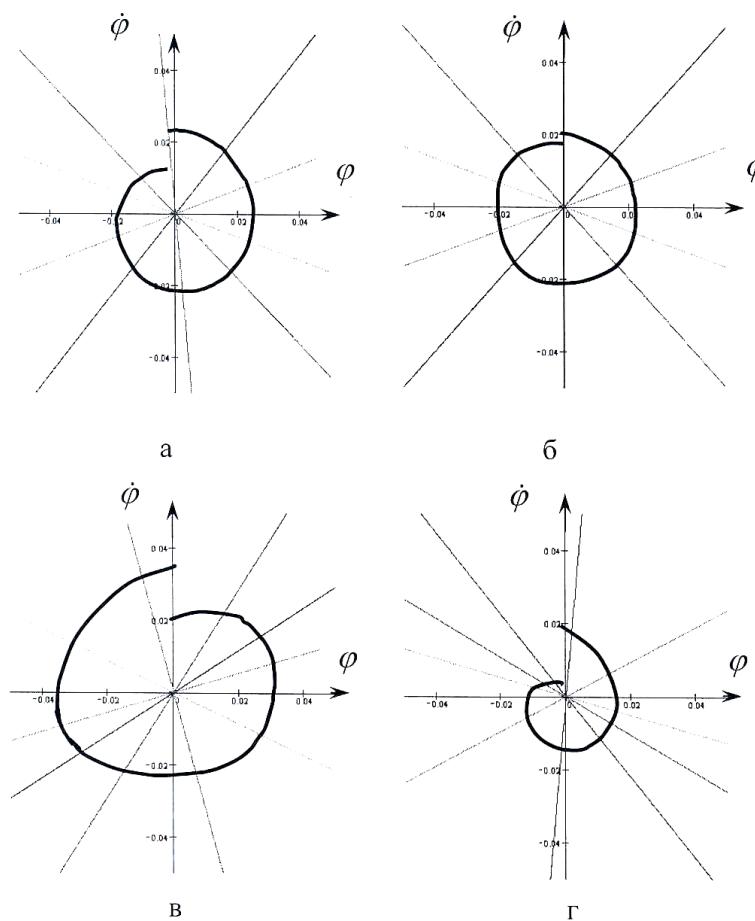


Рис. 7

Случай, когда отрицательный заряд колеблется в скалярном магнитном поле, имеющем знак положительный, знак представлен на рис. 7, г. Видно, что затухание колебаний в этом случае происходит быстрее, чем в случае, представленном на рис. 7, а. При проведении эксперимента использовался пластмассовый шарик на маятниковом подвесе, обеспечивающем плоские колебания. Электризации шарика осуществлялась путем натирания

его о шерстяную ткань. При электризации таким способом трудно добиться, чтобы заряд во всех случаях был одинаковым, поэтому каждый из экспериментов производился многократно, а результаты усреднялись.

График зависимости конечной амплитуды от времени колебаний представлен на рис. 8. Линия 1 соответствует колебаниям незаряженного шарика; линия 2 – колебаниям отрицательно заряженного шарика, в скалярном поле, имеющем знак «+»; линия 3 - колебаниям отрицательно заряженного шарика, в скалярном поле, имеющем знак «-».

Из графика видно, что линия 3 лежит выше линии 1, то есть затухание колебаний отрицательного заряженного шарика в отрицательном скалярном магнитном поле происходит медленнее, чем затухание колебаний незаряженного шарика. В данном случае на заряженный шарик действует продольная магнитная сила  $\vec{F}^*$ , направленная по его скорости. Линия 2 лежит ниже линии 1. В этом случае продольная магнитная сила  $\vec{F}^*$  направлена против скорости отрицательно заряженного шарика, так как скалярное магнитное поле  $H^*$  имеет знак «+», и поэтому затухание колебаний происходит быстрее, чем в случае незаряженного шарика.

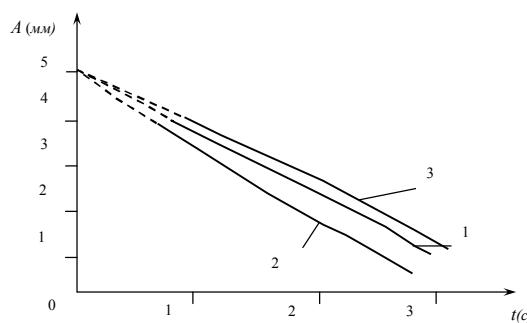


Рис. 8

В результате проведенного теоретического исследования и эксперимента можно сделать вывод, что взаимодействие движущегося заряда со скалярным магнитным полем влияет на энергию колебаний, которая за счет этого взаимодействия увеличивается или уменьшается. Иными словами, заряд в одном случае получает дополнительную энергию, а в другом - отдает ее. Встает вопрос об источниках и стоках энергии. По этому поводу можно сослаться на гипотезы, высказанные Николаевым Г.В. [1] и Ациковским В.А. [7], которые считают, что существует особая энергетическая материальная среда - эфир (физический вакуум). Взаимодействие движущегося заряда с этой средой происходит посредством скалярного магнитного поля, которое в одних случаях создает источники энергии, поступающей из эфира, а в других случаях - стоки. Такой подход, на наш взгляд, не противоречит материализму вообще и закону сохранения энергии в частности.

#### Список литературы

1. Николаев Г.В. Современная электродинамика и причины её парадоксальности. – Томск: Твердыня, 2003.- 149 с.
2. Тамм И.Е. Основы теории электричества. – М.: «Наука», 1976.- 616 с.

3. Матвеев А.Н. Механика и теория относительности. - М.: ВШ, 1976.- 416 с.
4. Томилин А.К. О проблеме магнитостатического взаимодействия / А.К. Томилин, Т.Н. Колесникова // Региональный вестник Востока. - 2001.- №3. - С. 19-26.
5. Томилин А.К. Эксперименты по обнаружению продольной магнитной силы / А.К. Томилин, Г.Е. Асылканов // Вестник ВКГТ. - 2004. - № 2.- Усть-Каменогорск, 2004. - С. 115-120.
6. Стрелков С.П. Введение в теорию колебаний.- М.: Наука, 1964.- 440 с.
7. Ацюковский В.А. Общая эфиродинамика. Моделирование структур вещества и полей на основе представлений о газоподобном эфире. - М.: Энергоатомиздат, 1990.

Получено 19.01.06.

---

---