



117296 Москва, Ленинский проспект, 64-А, «Квант»
тел. : [095] 930-56-48
e-mail: bquantum@sovam.com (с пометкой «Квант»).

№ 3 - 1999 г.

Школа в «Кванте»

Е. Ромишевский

Эта загадочная магнитная сила

© Квант

*Использование или распространение этого материала
в коммерческих целях
возможно лишь с разрешения редакции*



Образовательный сетевой выпуск
VIVOS VOCO! - ЗОВУ ЖИВЫХ!
<http://www.techno.ru/vivovoco>

Эта загадочная магнитная сила

ОПЫТНО УСТАНОВЛЕНО, ЧТО СИЛА, действующая на точечный электрический заряд q , помещенный в электрическое и магнитное поля, зависит в общем случае от положения этого заряда и от его скорости движения. Обычно эту силу разделяют на две составляющие – электрическую $\vec{F}_э = q\vec{E}$, которая не зависит от движения заряда, а определяется его положением в электрическом поле с напряженностью $\vec{E}$, и магнитную $\vec{F}_м$, зависящую от скорости заряда $\vec{v}$. Именно о магнитной силе и пойдет речь в дальнейшем.

В любой точке пространства магнитная сила перпендикулярна вектору скорости заряда. Перпендикулярна она также и определенному выбранному в пространстве направлению. Величина же магнитной силы (ее модуль) пропорциональна той составляющей скорости заряда, которая перпендикулярна этому выделенному направлению. Эти свойства магнитной силы можно описать, пользуясь понятием магнитного поля. Магнитное поле характеризуется вектором магнитной индукции $\vec{B}$, который и определяет выбранное направление в пространстве.

Для определения магнитной силы можно записать следующее выражение:

$$\vec{F}_м = qvB \sin \alpha \cdot \vec{\zeta},$$

где v и B – модули векторов скорости заряда и индукции магнитного поля, α – угол между этими векторами, а единичный вектор $\vec{\zeta}$ – правый винт (или буравчик) – указывает только направление магнитной силы. Это направление соответствует направлению движения правого винта, головка которого лежит в плоскости векторов $\vec{v}$ и $\vec{B}$ и который мы закручиваем, поворачивая его на наименьший угол от вектора $\vec{v}$ к вектору $\vec{B}$ (рис.1). Магнитная сила $\vec{F}_м$ перпендикулярна и вектору $\vec{v}$, и вектору $\vec{B}$.

Полную электромагнитную силу $\vec{F} = \vec{F}_э + \vec{F}_м$, действующую на электрический заряд q , называют силой Лоренца (заметим, что иногда силой Лоренца

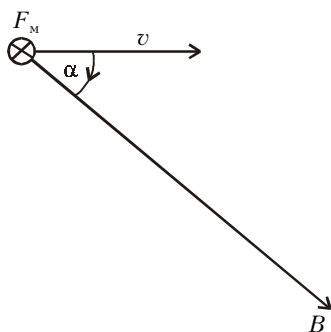


Рис. 1

называют лишь магнитную силу). По действию силы Лоренца на электрический заряд известного знака можно, в принципе, определить модули и направления векторов $\vec{E}$ и $\vec{B}$.

Следует особо отметить, что на покоящийся электрический заряд магнитное поле не действует. Важной особенностью магнитной силы является также то, что она всегда перпендикулярна вектору скорости заряда, поэтому работы над зарядом не совершает. Это означает, что в постоянном магнитном поле кинетическая энергия заряженной частицы всегда остается неизменной, как бы частица ни двигалась.

Рассмотрим, например, как будут двигаться две разноименно заряженные частицы с зарядами $+q$ и $-q$, имеющие разные массы $M_1 = 2m$ и $M_2 = m$, если в начальный момент скорости этих частиц равны v_0 и направлены перпендикулярно границе области существования однородного магнитного поля с индукцией $\vec{B}$ (рис.2; вектор $\vec{B}$ перпендикулярен плоскости листа и направлен от нас). На оказавшуюся в области однородного магнитного поля положительную частицу действует магнитная сила, равная $F_m = qv_0B$ и направленная вначале вверх. На отрицательную частицу действует такая же по величине

не сила, но направленная вначале вниз. Каждая из частиц опишет полуокружность, после чего покинет область магнитного поля. Радиус окружности можно найти из второго закона Ньютона:

$$qv_0B = \frac{Mv_0^2}{R},$$

откуда

$$R = \frac{Mv_0}{qB}.$$

Угловая скорость движения частицы по окружности и период ее полного обращения будут равны

$$\omega = \frac{v_0}{R} = \frac{qB}{M} \text{ и } T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi M}{qB}.$$

Видно, что положительная частица ($M_1 = 2m$) опишет полуокружность в два раза большего радиуса, чем отрицательная ($M_2 = m$), которая будет двигаться в противоположную сторону. Возвратится же обратно тяжелая частица (зеркально отразившись) через промежуток времени, в два раза больший, чем отрицательная. Таким образом, однородное магнитное поле как бы разделяет в пространстве и во времени влетевшие вместе, но разные по заряду и по массе частицы.

Если магнитное поле воздействует только на движущиеся заряды, то, как показывает опыт, движущиеся заряды (электрические токи), в свою очередь, всегда возбуждают в пространстве магнитное поле. В результате обобщения экспериментальных данных был получен элементарный закон, определяющий индукцию $\vec{B}$ магнитного поля точечного заряда q , движущегося с постоянной скоростью v , много меньшей по величине скорости света c . Этот закон можно записать в виде

$$\vec{B} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{qv \sin \alpha}{r^2} \vec{\zeta},$$

где α – угол между вектором скорости

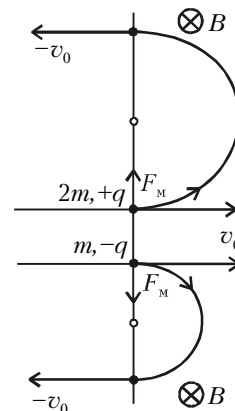


Рис. 2

заряда $\vec{v}$ и радиусом-вектором $\vec{r}$, проведенным от заряда в точку наблюдения, $\vec{\zeta}$ – единичный «вектор буравчика», получаемый вращением вектора $\vec{v}$ к вектору $\vec{r}$ (рис.3) и отвечающий за направление вектора $\vec{B}$. Константу $1/(\epsilon_0 c^2)$ обычно обозначают μ_0 и называют магнитной постоянной.

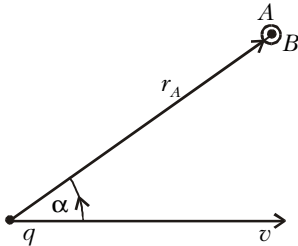


Рис. 3

Заметим, что если умножить обе части приведенной формулы на число электронов $\Delta N = n\Delta l S$, находящихся в элементе провода длиной Δl , по которому течет ток $I = qnvS$, то получим известный закон Био – Савара для индукции $\Delta \vec{B}$ магнитного поля, созданного элементом тока $I \Delta \vec{l}$:

$$\Delta \vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I \Delta l \sin \alpha}{r^2} \vec{\zeta}.$$

Линии магнитной индукции в данном случае представляют собой концентрические окружности, окружающие ли-

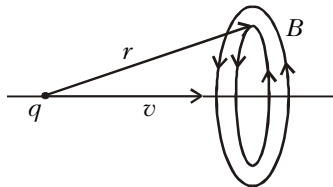


Рис. 4

нию движения заряда (рис.4), а величина магнитной индукции убывает с расстоянием пропорционально $1/r^2$, как и величина напряженности электрического поля точечного заряда. Но магнитное поле не имеет источников и стоков, магнитные линии всегда замкнуты. Это физическое векторное поле уже иного свойства, его называют соленоидальным или вихревым.

Рассмотрим теперь такой пример.

Пусть две достаточно массивные точечные частицы 1 и 2, заряженные одним и тем же зарядом q , движутся параллельно друг другу с одинаковыми нерелятивистскими скоростями $\vec{v}$ (рис.5). На каждую частицу действуют электрическая сила отталкивания, рав-

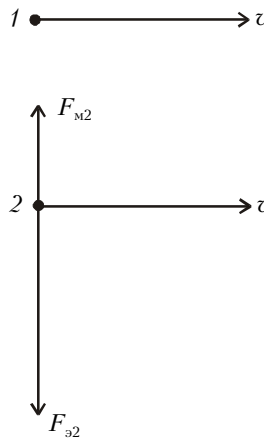


Рис. 5

ная $F_3 = qE$, и магнитная сила притяжения, равная $F_m = qvB$ (скорость одной частицы перпендикулярна магнитному полю, создаваемому другой частицей). Сравним количественно эти две составляющие общей электромагнитной силы Лоренца, действующей, к примеру, на частицу 2:

$$\frac{F_{m2}}{F_{32}} = \frac{qvB_{21}}{qE_{21}},$$

где B_{21} и E_{21} – индукция магнитного поля и напряженность электрического поля, создаваемых зарядом 1 в месте нахождения заряда 2. Подставив соответствующие значения индукции и напряженности, получим

$$F_{m2}:F_{32} = qv \frac{qv}{4\pi\epsilon_0 c^2 r^2} : q \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} = v^2:c^2.$$

Это означает, что при нерелятивистских скоростях движения зарядов магнитная сила существенно меньше электрической и является очень малой поправкой к их общей силе электромагнитного взаимодействия – силе Лоренца.

А что если выбрать другую инерциальную систему отсчета, движущуюся равномерно и прямолинейно со скоростью $\vec{v}$ наших заряженных частиц? В этой системе заряды будут покоиться, пропадут их магнитные поля, пропадет и магнитная сила их взаимодействия. Иными словами, поскольку магнитная составляющая силы Лоренца зависит от скорости частицы, она изменяется при переходе от одной инерциальной системы отсчета к другой. Вместе с тем, сама сила Лоренца в нерелятивистском случае, как любая другая сила, не зависит от выбора инерциальной системы отсчета. Это означает, что в системе отсчета, в ко-

торой пропадает магнитная составляющая силы, должна изменяться и электрическая ее составляющая. Получается, что разделение полной силы Лоренца на электрическую и магнитную составляющие без указания конкретной системы отсчета не имеет смысла.

После рассмотренного нами примера движения двух заряженных частиц может возникнуть естественный вопрос – стоит ли вообще изучать и учитывать такие относительно малые магнитные силы? Оказывается, стоит, и вот почему.

Во-первых, полученное соотношение сил справедливо и при релятивистских скоростях $v \sim c$, а тогда магнитные силы оказываются уже сравнимыми с электрическими. Так происходит, например, когда мы имеем дело с пучками быстрых заряженных частиц.

Во-вторых, бывают ситуации, когда ничтожная по величине магнитная сила является единственной действующей силой. Например – при движении электронов вдоль проводов (электрические токи), ибо в этом случае электрические силы отсутствуют в результате почти идеального баланса отрицательных и положительных зарядов в проводниках. Кроме того, участие в создании электрического тока громадного числа носителей зарядов (их примерно 10^{23} в одном кубическом сантиметре проводника) делает магнитную силу весьма значительной.

В-третьих, приходится встречаться с движением заряженных частиц в самых разных по величине внешних электрических и магнитных полях, создаваемых различным образом. В этих случаях соотношения между электрическими и магнитными силами могут быть самыми разнообразными.