

## КОРРЕКЦИЯ ЗАКОНА ФАРАДЕЯ

## 1. Описание экспериментальной установки

В распространенной формулировке закон Фарадея гласит: **электродвижущая сила (Э.Д.С.)  $\mathcal{E}_{\text{инд}}$  электромагнитной индукции в проводящем контуре пропорциональна и противоположна по знаку скорости изменения магнитного потока  $\Phi_m$  сквозь поверхность, натянутую на этот контур:**

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = \oint_{(L)} \vec{E} d\vec{\ell} = - \frac{\partial \Phi_m}{\partial t}.$$

Схема опыта Фарадея, установившего экспериментально этот закон, приведена на Рис.1, на котором изображены постоянный полосовой магнит и электропроводящая квадратная рамка, образующая контур с гальванометром, включенным в разрыв рамки. Как известно, при движении магнита в окно рамки в ней возникает импульс тока, отмечаемый гальванометром.

По схеме Рис. 1 была собрана экспериментальная установка, состоящая из постоянного магнита цилиндрической формы, гальванометра и набора из четырех соленоидов, играющих поочередно роль многовиткового контура.

Силовые линии магнитного поля полосового магнита, используемого в опыте, изображены на Рис. 1. При достаточно большом размере проводящего контура по отношению к толщине магнита, сквозь окно контура будут проходить участки силовых линий самого разного направления, вплоть до обратного движению магнита. Этот факт делает усложненным анализ закона Фарадея, но затруднение это устранимо.

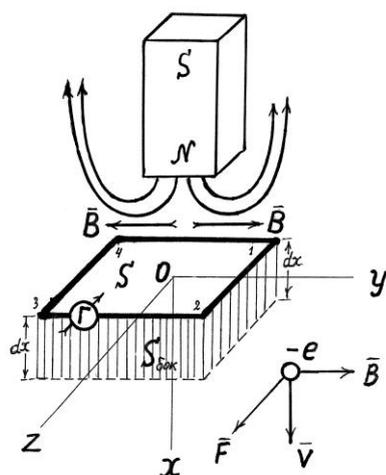


Рис. 1. Модель опыта Фарадея

Ограничив диаметр контура так, чтобы магнит проходил в окно контура с небольшим зазором, можно отсечь участки силовых линий с обратным направлением, но участки с поперечным направлением остаются все равно и потому должны быть учтены.

## 2. Данные эксперимента и их анализ

Использование одновиткового проводящего контура не обеспечило достаточной величины электродвижущей силы в контуре, поэтому пришлось использовать соленоиды (катушки) с достаточно большим числом витков (Рис. 2)

Эксперимент показал следующее.

1. Форма индуцируемого импульса (Э.Д.С.) повторяет форму боковой магнитной индукции как функции расстояния от полюса магнита, а не производной от нее. Скорость движения магнита при этом соблюдалась неизменной порядка 5 и 10 см/с.
2. Проведение магнита параллельно соленоиду на малом расстоянии от него показало уменьшение броска тока примерно в 4 раза.
3. Проведение магнита перпендикулярно оси соленоида над его ребром показало уменьшение тока еще в  $\sim 4$  раза.

4. Варьирование длины соленоида, его диаметров показало слабую зависимость формы индуцируемого импульса тока от параметров соленоида.
5. Колоколообразная форма импульсов тока во всех четырех опытах и близость относительных параметров этих импульсов позволяет дать единое описание формы в виде показательной-степенной функции, учитывающей некоторую несимметрию кривых при отсчете расстояния  $x$  от полюса магнита:  $B(x) = B_0 e^{-\alpha x} x^\beta$ , где  $\alpha$  и  $\beta$  постоянные величины.

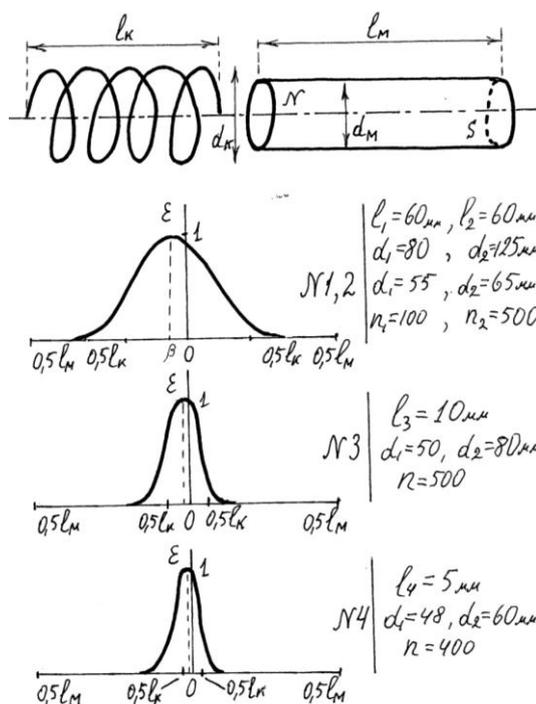


Рис.2. Данные эксперимента

Смещение максимума экспериментальных кривых индуцируемого тока учитывается в графиках введением координаты:

$$x' = x - \beta,$$

где  $\beta = 0,5 d_m$  — величина смещения,  $d_m$  — диаметр магнита.

### 3. Графическое исследование поля магнита

Картина магнитного поля полосового или цилиндрического магнита представлена на Рис.3, и на ней в связи с симметрией поля относительно продолжения осевой линии магнита изображена только четвертая часть картины. При этом исследованию подлежит только узкая часть поля, ограниченная в проводимом опыте цилиндрическими границами, определенными внутренним  $d_1$  и внешним  $d_2$  диаметрами соответствующего контура в виде многовитковой катушки (соленоида).

Исследование поля существенно облегчилось разложением вектора магнитной индукции  $\vec{B}$  на долевую (продольную)  $\vec{B}_d$  и боковую (поперечную)  $\vec{B}_B$  составляющие, четко ориентированные относительно продольной оси магнита и сторон контура. В опыте Фарадея контур использовался плоский, причем продолжение продольной оси магнита проходило через центр контура нормально плоскости контура.

Возникновение Э.Д.С. индукции и напряженности поля сторонних сил объясняется законом Лоренца, в полной форме имеющего вид

$$\vec{F}_L = -e [(\vec{V} + \vec{V}') \vec{B}],$$

в котором  $e$  – заряд свободного электрона в участке электропроводящего контура;  
 $V$  – скорость движения участка проводящего контура, а с ним и скорость электронов контура;

$V'$  – скорость движения электрона относительно участка провода контура;

$B$  – индукция магнитного поля.

$F_L$  – сила Лоренца.

Очевидно, что наибольшее значение лоренцевой силы получается при пересечении движущимся проводом магнитных силовых линий под прямым углом, что изображено на рис. №1.

Рассмотрим механизм возникновения Э.Д.С. индукции в опыте Фарадея согласно закону Лоренца. При этом отметим, что в действительности в опыте Фарадея возникновение явления индукции обязано не именно проводящему контуру, а наличию провода любой конфигурации, являющемуся участком измерительного контура. Формулу индуцированной Э.Д.С. можно отнести к опыту на рис.1, в котором изменение магнитного потока определяется заштрихованной площадью  $\ell dx$ , контур же нужен для обнаружения и измерения Э.Д.С. Боковые составляющие индукции  $B$  в опыте Фарадея играют активную роль в отличие от долевых составляющих, так как при вдвигении магнита в окно рамки-контура векторы магнитных индукций  $\vec{B}_B$  боковых участков силовых линий перпендикулярны вектору скорости  $\vec{V}$  движения магнита и пересекают стороны рамки под прямым углом, индуцируя в них Э.Д.С. Согласно закону Лоренца сила его имени действует на свободный заряд  $e$  электрона в проводнике, движущемся в магнитном поле с индукцией  $B$ , что вызывает электродвижущую силу.

Векторы  $\vec{B}_d$  долевых участков при вертикальном движении магнита параллельны вектору скорости  $\vec{V}$  и потому Э.Д.С. в рамке возбуждать не могут. Но даже без учета соотношения направлений векторов  $\vec{B}_d$  и  $\vec{V}$  коллинеарность векторов  $\vec{B}_d$  в разных ветвях вертикальных силовых линий дает встречное направление индуцированных в контуре Э.Д.С. по отношению к обходу контура, их равенство и взаимную компенсацию.

Если прямоугольную рамку продольно перемещать в однородном магнитном поле, то попарно противоположные стороны рамки окажутся в одинаковых условиях и их Э.Д.С. попарно взаимно скомпенсируются. Иная картина возникает в опыте Фарадея при неоднородном поле, когда полосовой магнит вводится продольно в контур, расположенный поперечно.

Противоположные стороны рамки пересекаются боковыми частями магнитных силовых линий, векторы магнитной индукции у которых равны по величине и направлены в разные стороны (рис. 1).

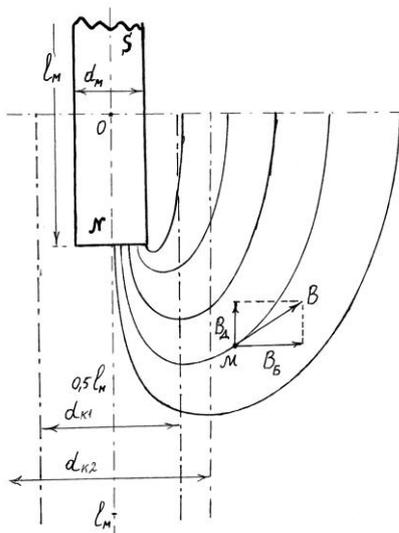


Рис. 3 Структура магнитного поля

Поэтому при обходе по контуру возникающие в противоположных сторонах рамки Э.Д.С. суммируются согласно; тоже происходит и со второй парой сторон рамки, в результате происходит согласное сложение четырех Э.Д.С. сторон рамки (магнит квадратный в поперечном сечении):

$$\oint_L \vec{E}_{\text{стор}} d\vec{\ell} = \varepsilon_{\text{инд}}^{(12)} + \varepsilon_{\text{инд}}^{(23)} + \varepsilon_{\text{инд}}^{(34)} + \varepsilon_{\text{инд}}^{(41)} = \varepsilon_{\text{инд}}.$$

Следует заметить, что опыт Фарадея состоится и в том случае, если магнит пропускать не через окно контура, а проводить рядом с контуром на небольшом расстоянии. Разумеется, импульс тока, показанный гальванометром в этом случае, будет примерно в четыре раза меньше, чем в первом случае. Это и естественно, поскольку наводиться Э.Д.С. будет только в одной ближайшей к магниту стороне рамки.

Более того, даже при поперечном расположении движущегося магнита над участком контура, в контуре возникает Э.Д.С., но еще меньшая по величине, нежели при продольном движении магнита вблизи участка контура.

Последние два опыта показывают, что не площадь  $S_k$  поверхности, натянутой на проводящий контур, а боковая площадь  $S_b$  активно участвует в образовании Э.Д.С. индукции согласно закону Лоренца.

Хотя в опыте Фарадея двигался магнит относительно неподвижного контура, для наглядности рисунка №1 удобней полагать, что движется продольно вниз контур при неподвижном магните, введенном в рамку. А главное — не просто движение магнитного поля играет ведущую роль в опыте Фарадея, а наличие движения магнитного поля относительно проводника со свободными зарядами-электронами. Без проводящей среды со свободными электронами опыт Фарадея состояться не может.

Это положение подтверждается очевидным фактом – ведение разрыва в проводящий контур, т.е. введение диэлектрического промежутка, приводит к разрыву измерительного контура, а возникающая в проводящем контуре напряженность  $E_{\text{стор}}$  сторонних сил компенсируется напряженностью  $E$  сил кулоновских.

Поле полосового магнита существенно неоднородное, поэтому магнитная индукция в опыте Фарадея является функцией от продольной координаты  $X$ , откладываемой не от центра магнита, а иногда от полюса магнита по направлению движения.

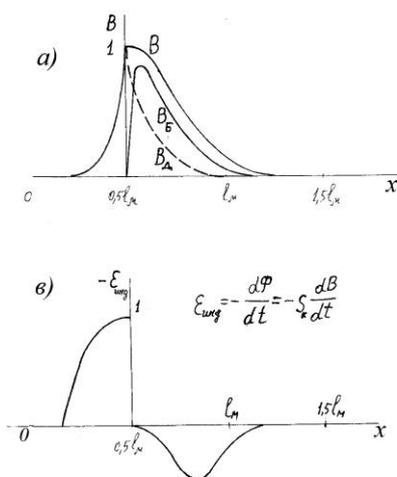


Рис. 4. Расчетные графики Э.Д.С. и магнитной индукции

Опытным графическим путем по направлению ОХ построен график боковой и долевой составляющей  $B_b$  и  $B_d$  магнитной индукции, изображенных на рис. 4. Оказалось, что маг-

нитное поле в продольном направлении от полюса магнита распространяется практически на расстояние, равное длине магнита  $\ell_\mu$ , а максимум кривой боковой индукции лежит на расстоянии примерно равном половине толщины  $d_\mu$  магнита.

По пикообразному графику магнитной индукции  $B(x)$  на том же рис.4 построен соответствующий график индуцированной электродвижущей силы как производной от своей магнитной индукции (рис.4в)

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = - \frac{d\Phi}{dt}, \quad \text{где } d\Phi = B dS_B.$$

оказалось, что расчетный график индуцированной Э.Д.С. значительно отличается от экспериментальных, что означает не полное соответствие истолкования закона Фарадея в прошлом с предлагаемым ниже, подкрепленным экспериментальными и аналитическими исследованиями.

Экспериментальные графики импульсов Э.Д.С. на Рис.2 близки по форме расчетной кривой боковой магнитной индукции  $B_B$ , расхождение в форме объясняется тем, что в эксперименте за начало отсчета бралась середина магнита, а во втором случае отсчет начинался от полюса магнита, что отсекало левую ветвь колоколообразной кривой Э.Д.С. Особенно впечатляет совпадение смещений максимума колоколообразных кривых  $\mathcal{E}_{\text{инд}}$  всех катушек в сторону движения магнита, что наблюдается и у расчетной кривой  $B_B$  на рис. 5а.

Следует подчеркнуть, что расчетные кривые были построены до получения экспериментальных данных.

#### 4. Вывод закона Фарадея по Лоренцу

Закон Фарадея можно вывести с помощью закона Лоренца, применяя этот закон сначала к участку прямолинейного проводника, а затем результат распространяя на проводящий контур. Схема опыта представлена на рис.5.

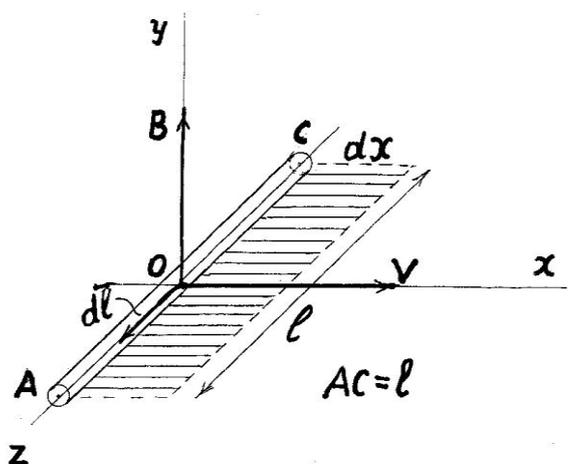


Рис. 5. Иллюстрация закона Лоренца.

При пренебрежении ввиду малости составляющей скорости  $V'$ , рассмотренный ранее закон Лоренца принимает вид

$$F_\pi = -e[\vec{V}\vec{B}],$$

тогда напряженность поля сторонних сил ( $npuV'=0$ ) равна:

$$\vec{E}_{\text{стор}} = \frac{\vec{F}_\pi}{(-e)} = [\vec{V}\vec{B}],$$

а индуцированная электродвижущая сила в отрезке AC проводника будет определяться интегралом

$$\varepsilon_{\text{инд}}^{AC} = \int_A^C \vec{E}_{\text{стор}} d\vec{\ell} = \int_A^C [\vec{V}\vec{B}] d\vec{\ell},$$

который станет основной формой закона электромагнитной индукции.

Заметим, что для измерения этой ЭДС как разности потенциалов точек А и С необходимо создать измерительный контур – подключение измерительного прибора в виде гальванометра к точкам А и С создает этот электропроводящий контур.

После замены местами символов  $\vec{V}$  и  $\vec{B}$  в векторном произведении, что даст знак минус перед интегралом, и последующей однократной циклической перестановки символов под знаком интеграла, поскольку векторы  $\vec{V}, \vec{B}$  и  $d\vec{\ell}$  образуют правую тройку, получаем удобную для дальнейшего формулу

$$\varepsilon_{\text{инд}}^{AC} = - \int_{AC} \vec{B} [\vec{V} d\vec{\ell}].$$

Так как согласно Рис.5 имеем  $\vec{V} \perp d\vec{\ell}$ , то

$$\varepsilon_{\text{инд}}^{AC} = -BV\ell_{AC}.$$

Поскольку  $V = dx/dt$ , а  $\ell dx = dS$ , то  $BdS = d\Phi$ , поэтому

$$\varepsilon_{\text{инд}}^{AC} = \int_{AC} \vec{E}_{\text{стор}} d\vec{\ell} = -BV\ell_{AC} = -B \frac{dS}{dt} = - \frac{d\Phi}{dt},$$

причем в принципе возможно постоянство

$$B = \text{Const} \quad \text{и} \quad V = \text{Const}.$$

Эту операцию интегрирования напряженности сторонних сил перенесем с участка АС прямого провода на проводящий квадратный контур, пересечение сторон которого боковыми частями магнитных силовых линий полосового магнита происходит под прямым углом. Поэтому индуцированная в контуре Э.Д.С. будет:

$$\varepsilon_{\text{инд}} = \oint_L \vec{E}_{\text{стор}} d\vec{\ell} = -B_B \ell_k V = -B_B \ell_k \frac{dx}{dt} = -B_B \frac{dS_B}{dt} = - \frac{d\Phi_B}{dt},$$

где  $\ell_k = 4\ell_{12}$  — длина провода контура (периметр),  
 $B_B$  — боковая составляющая магнитной индукции В,  
 $S_B$  — боковая поверхность.

На основании закона Лоренца не удалось вывести классическую форму закона Фарадея в виде Э.Д.С. как функции производной от полного магнитного потока через поверхность, натянутую на проводящий контур. Поверхность оказалась совсем другая, боковая, изменяющаяся во времени:

$$S_B = \ell_k x = \ell_k Vt.$$

## 5. Новая формулировка закона электромагнитной индукции

После выяснения сущности опыта Фарадея и установления трех новых форм закона Фарадея-Лоренца

$$\varepsilon_{\text{инд}} = -B_B \ell_k V = -B_B \frac{dS_B}{dt} = - \frac{d\Phi_B}{dt},$$

следует установить и новые формулировки закона.

Становится очевидным, что в явлении индукции основную роль играет согласно закону Лоренца не столько скорость изменения магнитного потока во времени, сколько скорость его

движения в пространстве. Скорость изменения бокового магнитного потока во времени вызвана изменением пронизываемой потоком площади, то есть исходным изменением в пространстве, движением в пространстве. Следует подчеркнуть, что из двух новых форм закона Фарадея основной является лоренцевая форма

$$\varepsilon_{\text{инд}} = -\mathbf{B}_E V \ell_k,$$

тогда как фарадеевская форма

$$\varepsilon_{\text{инд}} = -\frac{d\Phi_E}{dt}$$

является производной от первой и потому второстепенной. Однако применение этой формы позволяет сохранить весь наработанный аппарат радиотехники и электротехники почти неизменным, а какая площадь участвует в создании магнитного потока может оказаться несущественным.

Формулировка первой основной формы закона Фарадея-Лоренца выглядит следующим образом.

**Электродвижущая сила электромагнитной индукции, возникающая в замкнутом электропроводящем контуре, находящемся в неоднородном движущемся магнитном поле, пропорциональна и противоположна по знаку скорости движения магнитного поля, умноженной на периметр контура и боковую составляющую магнитной индукции поля.**

После установления новых форм закона Фарадея-Лоренца, обобщая все выкладки следует закон электромагнитной индукции записать в интегральной форме

$$\varepsilon_{\text{инд}} = \int_0^{\ell} [\mathbf{V} \mathbf{B}] d\bar{\ell}$$

и назвать его универсальным законом электромагнитной индукции Фарадея-Лоренца с формулировкой:

**– электродвижущая сила электромагнитной индукции в проводнике произвольной формы определяется интегралом по длине проводника от векторного произведения скорости  $\mathbf{V}$  движения проводника относительно неподвижного магнитного поля на магнитную индукцию  $\mathbf{B}$  этого неподвижного поля.**

Весьма возможно, что на других скоростях движения магнитного поля, а не на используемых в приведенных опытах  $V = (5 - 50) \text{ см/с}$ , результаты будут другие.

Во всяком случае, новое прочтение закона Фарадея накладывает отпечаток на уравнения Максвелла, а с ними и на всю электромагнитную теорию.

**Список литературы:** 1. Федорченко А. М. Теоретическая физика. Классическая электродинамика. Уч. Пособие. Высшая школа. 1988 г. 2. Парселл Э. Электричество и магнетизм. Уч. Руководство. М. Наука, 1983 т. II. 3. Нейман Л. Г., Демирчан К. С. Теоретические основы электротехники. Л. Энергоиздат, 1981 т. 1, 4. Прусов П. Д. Физика эфира. Николаев. 2003 г.

Харьковский политехнический университет

Поступила в редакцию 07.09.2012