

Четыре предварительных замечания к решению задач по теме магнитопровод.

3-е замечание.

Если сердечник в виде заполненной магнетиком трубки линий магнитного поля продеформировать, то поле \vec{H} внутри и снаружи сердечника будет различным, но поля внутри и снаружи останутся величинами одного порядка $H_{внутри} \approx H_{снаружи}$.

Интеграл $\oint_l H_l dl = I$ по контуру вдоль оси сердечника и по контуру рядом

с сердечником имеет одно и то же значение, так как правая часть равенства в обоих случаях одна и та же. Если интеграл от поля \vec{H} внутри и снаружи сердечника одинаков, то и само поле \vec{H} не может сильно отличаться внутри и снаружи сердечника.

4-е замечание.

Если сердечник изготовлен из материала с высокой магнитной проницаемостью $\mu \gg 1$, то линии магнитного поля \vec{B} не любят выходить из сердечника при его деформации, то есть повторяют форму сердечника.

Докажем это замечание.

Согласно третьему замечанию $H_{внутри} \approx H_{снаружи}$.

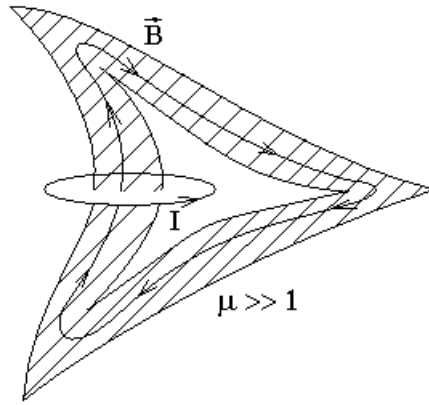
Но $\begin{cases} B_{внутри} = \mu_0 \mu H_{внутри} \\ B_{снаружи} = \mu_0 H_{снаружи} \end{cases}$ и $\mu \gg 1$, тогда

$$B_{внутри} = \mu_0 \mu H_{внутри} \approx \mu_0 \mu H_{снаружи} = \mu B_{снаружи} \gg B_{снаружи} \Rightarrow$$

$$B_{внутри} \gg B_{снаружи}.$$

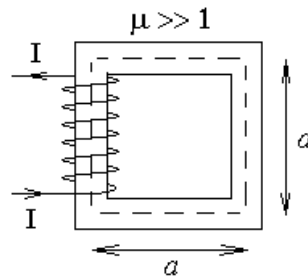
Плотность линий поля \vec{B} пропорциональна величине поля B , линии поля \vec{B} не рвутся. Тогда с учетом $B_{внутри} \gg B_{снаружи}$ из сердечника $\mu \gg 1$ может выходить лишь небольшая часть (порядка $\frac{1}{\mu}$) линий поля \vec{B} .

Следовательно, линии поля \vec{B} повторяют форму замкнутого сердечника $\mu \gg 1$, и в этом смысле линии поля \vec{B} не любят выходить из сердечника при $\mu \gg 1$.



Примеры решения задач с магнитопроводом.

1. Магнитное поле в катушке с замкнутым сердечником при $\mu \gg 1$.



Найдем магнитное поле \vec{B} в сердечнике.

Рассмотрим циркуляцию поля \vec{H} вдоль оси сердечника:

$$\oint_l H_l dl = I, \quad \text{где } I \text{ — сумма токов, пронизывающих контур}$$

интегрирования — пунктирный контур.

Пусть N — число витков в обмотке катушки. Каждый виток пронизывает площадку, ограниченную пунктирным контуром. Следовательно, NI — сумма токов проводимости, пронизывающих пунктирный контур интегрирования. Тогда

$$\oint_l H_l dl = NI, \quad (1)$$

где I — сила тока в обмотке катушки.

Линии магнитного поля \vec{B} не любят выходить из сердечника с высокой магнитной проницаемостью $\mu \gg 1$, поэтому через любое сечение сердечника перпендикулярное его пунктирной оси проходит одинаковое число линий поля \vec{B} . Поток Φ_B пропорциональный числу линий поля также одинаковый в любом сечении.

$\Phi_B = BS$, где S — площадь поперечного сечения сердечника перпендикулярного пунктирной линии. На протяжении почти всей длины сердечника площадь сечения S одинаковая, тогда и поле B во всех сечениях сердечника одинаковое. С учетом $B = \mu_0 \mu H$ поле H тоже одинаково во всем

сердечнике, и поле \vec{H} направлено вдоль оси сердечника. Следовательно, $H_l = H$ и эту константу можно вынести за знак интеграла в формуле (1).

$$H \cdot \oint_l dl = NI, \text{ здесь } \oint_l dl = l \text{ — длина сердечника. Тогда}$$

$$Hl = NI \quad \Rightarrow \quad H = \frac{NI}{l}$$

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} \Rightarrow$$

$$B = \frac{\mu_0 \mu NI}{l}, \text{ где } \mu \gg 1 \text{ — магнитная проницаемость сердечника; } N \text{ —}$$

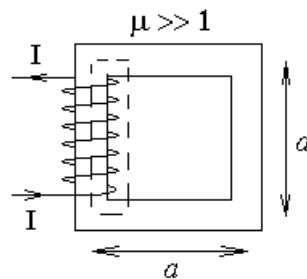
число витков в катушке, намотанной на сердечник; I — сила тока в катушке.

В системе СГС Гаусса для поля B нужно $\mu_0 \rightarrow \frac{4\pi}{c}$, в результате $B = \frac{4\pi}{c} \mu \frac{NI}{l}$,

для поля H нужно добавить множитель $\frac{4\pi}{c}$, в результате $H = \frac{4\pi NI}{cl}$.

Факультативная вставка.

Сравним приведенное выше правильное решение с ошибочным, представленным ниже.



Рассмотрим циркуляцию поля \vec{H} по новому пунктирному контуру. Казалось бы, магнитное поле в основном сосредоточено в сердечнике, поэтому вкладом в циркуляцию снаружи сердечника можно пренебречь. Тогда

$$\oint_l H_l dl = Ha = NI \Rightarrow H = \frac{NI}{a}, \text{ что в четыре раза отличается от}$$

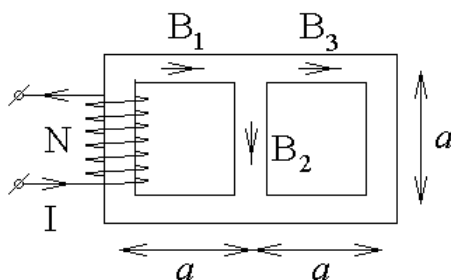
правильного решения $H = \frac{NI}{l}$.

Чтобы избежать ошибок в решении, нужно учитывать, что магнитное поле \vec{B} в сердечнике гораздо больше, чем рядом с сердечником, а напряженность магнитного поля \vec{H} в сердечнике и рядом с ним имеет один порядок величин. По этой причине нельзя пренебречь вкладом в циркуляцию поля \vec{H} снаружи сердечника, и второе предложенное решение оказывается неверным.

Конец факультативной вставки.

2. Магнитное поле в сердечнике с ветвлением.

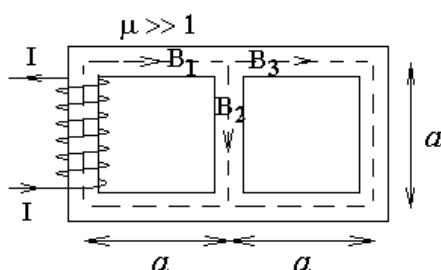
Рассмотрим ветвящийся сердечник. Пусть в задаче заданы геометрические размеры сердечника, его проницаемость $\mu \gg 1$, число витков катушки N и сила тока в катушке I .



Требуется найти магнитное поле в сердечнике.

При решении задачи составляются уравнения похожие на уравнения Кирхгофа. Узел — это место ветвления сердечника. Участок сердечника, как и участок электрической цепи — это отрезок от одного узла до соседнего узла. Есть уравнения для узлов, а именно, в узел втекает поток магнитного поля такой же, как вытекает; и для контуров — циркуляция напряженности магнитного поля по контуру равна сумме токов проводимости, пронизывающих контур.

Выберем положительное направление магнитного поля \vec{B} на каждом участке сердечника. Число линейно независимых уравнений для контуров совпадает с числом элементарных контуров, которые нельзя разделить на более мелкие по площади контуры.



Выберем в качестве контуров для составления уравнений два элементарных квадратных пунктирных контура. Выберем положительное направление обхода каждого контура, например по часовой стрелке.

Уравнения для контуров примут следующий вид:

$$\begin{cases} 3aH_1 + aH_2 = NI \\ 3aH_3 - aH_2 = 0 \end{cases}$$

Для решения системы относительно неизвестных H_1 , H_2 , H_3 не хватает третьего уравнения.

Добавим одно уравнение для узла.

Поток поля \vec{B} , втекающий в узел, равен потоку, вытекающему из угла.

Тогда

$$B_1 S_1 = B_2 S_2 + B_3 S_3,$$

где S_1 , S_2 , S_3 — площади поперечного сечения сердечника на участках 1, 2, 3.

Рассмотрим задачу, в которой площади сечения одинаковые, тогда $B_1 = B_2 = B_3$.

$H_1 = H_2 + H_3$ — третье недостающее уравнение системы:

$$\begin{cases} 3aH_1 + aH_2 = NI \\ 3aH_3 - aH_2 = 0 \\ H_1 = H_2 + H_3 \end{cases}$$

Три уравнения позволяют найти три неизвестные H_1, H_2, H_3 .

Магнитное поле $B_i = \mu_0 \mu H_i$ на каждом i -ом участке сердечника.

Уравнения для магнитного поля в произвольном магнитопроводе ($\mu \gg 1$) с ветвлением.

Уравнения для магнитного поля в магнитопроводе не просто похожи на уравнения Кирхгофа для электрических цепей, а полностью им эквивалентны с точностью до замены:

$$\begin{array}{lll} I & \Rightarrow & BS \\ \mathcal{E} & \Rightarrow & NI \\ R & \Rightarrow & \frac{l}{\mu_0 \mu S} \end{array}$$

В системе СГС Гаусса:

$$\begin{array}{lll} I & \Rightarrow & BS \\ \mathcal{E} & \Rightarrow & \frac{4\pi}{c} NI \\ R & \Rightarrow & \frac{l}{\mu S} \end{array}$$

Здесь в левом столбце: I — сила тока на участке электрической цепи, \mathcal{E} — электродвижущая сила на участке цепи, R — сопротивление участка цепи. В правом столбце: B — магнитное поле в сердечнике на участке магнитопровода, S — площадь поперечного сечения сердечника, N — число витков катушки на сердечнике; I — сила тока в катушке, l — длина участка сердечника, μ — магнитная проницаемость сердечника.

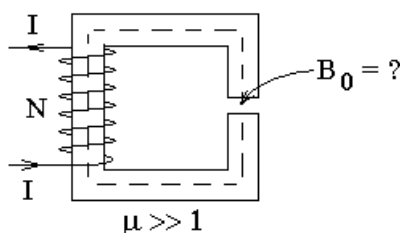
Так если сердечник не ветвится, то $NI = lH = l \frac{B}{\mu_0 \mu} = BS \cdot \frac{l}{\mu_0 \mu S} \Rightarrow$

Уравнение $NI = BS \cdot \frac{l}{\mu_0 \mu S}$ для магнитопровода, что после

соответствующих замен эквивалентно уравнению $\mathcal{E} = IR$ для электрических цепей.

Следовательно, величина $\frac{l}{\mu_0 \mu S}$ — сопротивление магнитопровода магнитному потоку. Тогда $\mu_0 \mu$ — удельная проводимость магнитного потока.

3. Магнитное поле в зазоре сердечника ($\mu \gg 1$).



Дано: N — число витков обмотки, I — сила тока в каждом витке, $\mu \gg 1$ — магнитная проницаемость сердечника, l — длина сердечника, h — ширина зазора, где $h \ll \sqrt{S}$, где S — площадь поперечного сечения сердечника, и тем более $h \ll l$.

Найти магнитное поле в зазоре B_0 .

Решение.

Линии поля \vec{B} идут вдоль оси сердечника, вдоль пунктирной линии. Следовательно, линии поля \vec{B} в зазоре сердечника перпендикулярны краям зазора. На краю зазора $B_{2n} - B_{1n} = 0$, откуда следует, что магнитное поле B в сердечнике равно магнитному полю B_0 в зазоре:

$$B = B_0.$$

Рассмотрим циркуляцию поля \vec{H} вдоль оси сердечника.

$$\oint_l H_l dl = NI \Rightarrow lH + hH_0 = NI, \text{ где } \begin{cases} H = \frac{B}{\mu_0\mu} \\ H_0 = \frac{B_0}{\mu_0} \end{cases}, \text{ тогда}$$

$$\frac{B}{\mu_0\mu}l + \frac{B_0}{\mu_0}h = NI, \text{ и с учетом } B = B_0 \text{ получаем}$$

$$\frac{B_0}{\mu_0\mu}l + \frac{B_0}{\mu_0}h = NI \quad \text{умножим это равенство на } \mu_0\mu \text{ и получим}$$

$$B_0 = \mu_0\mu \frac{NI}{l + \mu h}, \text{ где } \mu \text{ — магнитная проницаемость сердечника; } N \text{ —}$$

число витков катушки, намотанной на сердечник; I — сила тока в катушке; l — длина сердечника; h — ширина зазора.

Пусть теперь зазор настолько мал, что $\mu h \ll l$ несмотря на то, что $\mu \gg 1$.

$$\text{Тогда } B_0 \approx \mu_0\mu \frac{NI}{l} \sim \mu.$$

При условии $\mu \gg 1$ — это способ получения сильного магнитного поля в небольшом объеме.

$$H_0 = \mu \frac{NI}{l + \mu h} \approx \mu \frac{NI}{l}.$$

Силы, действующие на линейный магнетик в магнитном поле.

Аналогично объемной плотности сил в диэлектрике

$$\vec{f} \equiv \frac{d\vec{F}}{dV} = \frac{\varepsilon_0}{2} \vec{\nabla} \left(\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \tau} \right)_T \tau E^2 \right) - \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} \vec{\nabla} \varepsilon$$

можно доказать формулу для объемной плотности сил в намагниченной среде

$$\vec{f} \equiv \frac{d\vec{F}}{dV} = \frac{\mu_0}{2} \vec{\nabla} \left(\left(\frac{\partial \mu}{\partial \tau} \right)_T \tau H^2 \right) - \frac{\mu_0 H^2}{2} \vec{\nabla} \mu, \text{ где } \tau \text{ — плотность среды.}$$

Приближенному выражению для силы в электрическом поле

$$\vec{f} \approx \frac{\varepsilon_0 (\varepsilon - 1)}{2} \vec{\nabla} (E^2)$$

соответствует аналогичное выражение для силы в магнитном поле

$$\vec{f} \approx \frac{\mu_0 (\mu - 1)}{2} \vec{\nabla} (H^2).$$

Из формулы $\vec{f} \approx \frac{\mu_0 (\mu - 1)}{2} \vec{\nabla} (H^2)$ видно, что ферромагнетики

втягиваются в магнитное поле, так как для них $\mu \gg 1$. Чуть втягиваются в магнитное поле парамагнетики $\mu > 1$, и чуть выталкиваются диамагнетики $\mu < 1$.

В системе СГС Гаусса:

$$\vec{f} \equiv \frac{d\vec{F}}{dV} = \frac{1}{8\pi} \vec{\nabla} \left(\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \tau} \right)_T \tau E^2 \right) - \frac{E^2}{8\pi} \vec{\nabla} \varepsilon$$

$$\vec{f} \equiv \frac{d\vec{F}}{dV} = \frac{1}{8\pi} \vec{\nabla} \left(\left(\frac{\partial \mu}{\partial \tau} \right)_T \tau H^2 \right) - \frac{H^2}{8\pi} \vec{\nabla} \mu$$

$$\vec{f} \approx \frac{\varepsilon - 1}{8\pi} \vec{\nabla} (E^2) \quad \vec{f} \approx \frac{\mu - 1}{8\pi} \vec{\nabla} (H^2)$$

Силы, действующие на постоянный магнит в магнитном поле.

Намагниченность однозначно определяет связанные токи на поверхности магнита: $M_\tau = i'$.

На связанные токи в магнитном поле действует сила Ампера $d\vec{F} = I' [d\vec{l}, \vec{B}]$. Эти силы и представляют собой силы, действующие на постоянный магнит в магнитном поле. Во многих случаях нас не интересуют внутренние силы между связанными токами одного твердого тела, так как они уравновешены упругими силами внутри твердого тела. Тогда достаточно учесть силы Ампера со стороны внешнего магнитного поля $d\vec{F} = I' [d\vec{l}, \vec{B}_{\text{внешнее}}]$.

Другой и, как правило, наиболее простой способ найти силы, действующие на постоянный магнит в магнитном поле, состоит в том, чтобы найти силы, действующие на магнитные заряды, которых на самом деле нет.

Сила, действующая на заряд, равна произведению величины заряда на напряженность поля. Если не учитывать внутренние силы, то $\mu_0 \vec{H}_{\text{внешнее}} = \vec{B}_{\text{внешнее}}$:

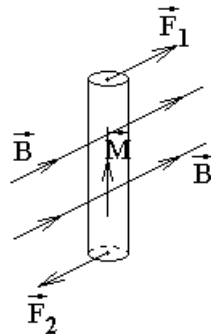
$$\vec{F} = q'_m \vec{H}_{\text{внешнее}} = M_n S \vec{H}_{\text{внешнее}} = M_n S \frac{\vec{B}_{\text{внешнее}}}{\mu_0}.$$

Здесь M_n — нормальная составляющая намагниченности; S — площадь участка поверхности магнита. Здесь можно рассматривать магнитное поле не только внешнее по отношению к магнитному заряду, но и ко всему магниту, если внутренние силы между магнитными зарядами нас не интересуют.

Рассмотрим два примера сил, действующих на намагниченную среду.

Пример 1. Силы, действующие на стрелку компаса.

Пусть для простоты стрелка имеет форму длинного цилиндра.

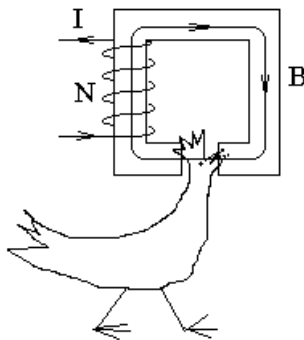


$$\text{Здесь } \vec{F}_1 = q'_m \vec{H} = MSH = MS \frac{\vec{B}}{\mu_0}, \quad \vec{F}_2 = -\vec{F}_1.$$

Стрелка стремится повернуться по полю.

Пример 2.

Голова петуха в магнитном поле.



Квазистационарное электромагнитное поле.
Закон электромагнитной индукции Фарадея.

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = -\frac{d\Phi_B}{dt} \quad \text{— закон электромагнитной индукции Фарадея. При}$$

изменении потока Φ_B магнитного поля \vec{B} через контур в контуре возникает ЭДС индукции $\mathcal{E}_{\text{инд}}$.

В системе СГС Гаусса:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = -\frac{1}{c} \frac{d\Phi_B}{dt}.$$

ЭДС возникает, если поток Φ_B изменяется по любым причинам. ЭДС возникает, если контур перемещается, поворачивается, деформируется, и если контур неподвижен, а поток Φ_B изменяется за счет изменения магнитного поля \vec{B} .

Половину закона можно доказать. Пусть поле \vec{B} не зависит от времени, а контур перемещается, поворачивается или деформируется. При перемещении элемента контура свободные заряды проводника перемещаются вместе с ним. На движущиеся заряды в магнитном поле действует сила Лоренца.

Пусть $d\vec{l}'$ — отрезок вдоль контура или элемент контура, пусть $d\vec{l}$ — перемещение отрезка $d\vec{l}'$. И пусть для простоты $d\vec{l} \perp d\vec{l}'$ и $\vec{B} \perp d\vec{l}'$. Тогда сила Лоренца направлена вдоль проводника $\vec{F}_L = q[\vec{V}, \vec{B}] = q\left[\frac{d\vec{l}}{dt}, \vec{B}\right] \parallel d\vec{l}'$.

Если рассматривать эту силу как стороннюю, то интеграл по контуру от напряженности этой силы равен ЭДС — ЭДС индукции.

Рассмотрим то же самое количественно.

Пусть теперь поле \vec{B} и перемещение $d\vec{l}$ произвольно ориентированы относительно элемента контура $d\vec{l}'$.

$$\vec{E}_{стор} \equiv \frac{\vec{F}_{стор}}{q} = \frac{\vec{F}_L}{q} = \frac{q[\vec{V}, \vec{B}]}{q} = [\vec{V}, \vec{B}] \Rightarrow$$

$$\mathcal{E}_{инд} = \mathcal{E} \equiv \oint_{l'} (\vec{E}_{стор}, d\vec{l}') = \oint_{l'} ([\vec{V}, \vec{B}], d\vec{l}')$$

Здесь $\vec{V} = \vec{V}_1 + \vec{V}_2$ — скорость движения свободных зарядов, \vec{V}_1 — скорость движения проводника, \vec{V}_2 — скорость движения зарядов относительно проводника.

$\vec{V}_2 \parallel d\vec{l}'$, так как относительно проводника заряды движутся вдоль проводника, тогда

$$[\vec{V}_2, \vec{B}] \perp \vec{V}_2 \parallel d\vec{l}' \Rightarrow ([\vec{V}_2, \vec{B}], d\vec{l}') = 0 \Rightarrow$$

\vec{V}_2 не дает вклад в ЭДС. Следовательно,

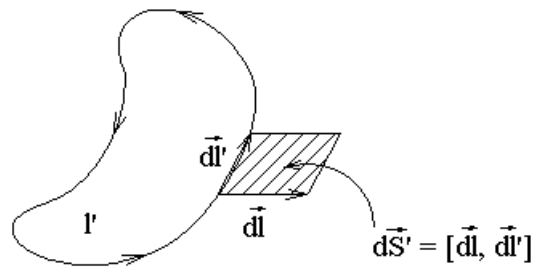
$$\mathcal{E}_{инд} = \oint_{l'} ([\vec{V}_1, \vec{B}], d\vec{l}')$$

Подставим сюда $\vec{V}_1 = \frac{d\vec{l}}{dt}$, где $d\vec{l}$ — перемещение элемента контура $d\vec{l}'$.

$$\mathcal{E}_{инд} = \oint_{l'} \left(\left[\frac{d\vec{l}}{dt}, \vec{B} \right], d\vec{l}' \right) = \frac{1}{dt} \oint_{l'} ([d\vec{l}, \vec{B}], d\vec{l}') = \frac{1}{dt} \oint_{l'} ([d\vec{l}', d\vec{l}], \vec{B}),$$

здесь в последнем равенстве сделана циклическая перестановка векторов в смешанном скалярно-векторном произведении, которая не изменяет его величину.

$$[d\vec{l}', d\vec{l}] = -d\vec{S}', \text{ так как}$$



$$\mathcal{E}_{инд} = -\frac{1}{dt} \oint_{l'} (\vec{B}, d\vec{S}')$$

С учетом того, что $d\Phi_B = (\vec{B}, d\vec{S}')$, получим

$$\mathcal{E}_{инд} = -\frac{1}{dt} \oint_{l'} d\Phi_B.$$

Здесь сумма изменений потока магнитного поля для каждого из элементов контура равна изменению потока магнитного поля для всего контура:

$$\oint_{l'} d\Phi_B = d\Phi_B, \text{ тогда}$$

$$\mathcal{E}_{инд} = -\frac{d\Phi_B}{dt} \text{ — одна половина закона Фарадея доказана.}$$

Вторую половину закона при неподвижном контуре и переменном магнитном поле мы доказать не можем. Вторая половина — опытный факт, поэтому — закон Фарадея, а не теорема.

Парадокс.

По теореме о потоке магнитного поля $\Phi_B = 0 \Rightarrow$

$$\mathcal{E}_{инд} = -\frac{d\Phi_B}{dt} = 0 \text{ — ЭДС индукции всегда равна нулю, то есть никакой}$$

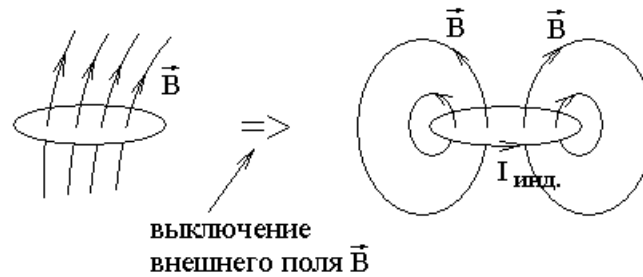
ЭДС индукции не бывает?

Разрешение парадокса в том, что в теореме о потоке магнитного поля поток равен нулю $\Phi_B = 0$ только для замкнутой поверхности. А в выражении для ЭДС индукции рассматривается поток магнитного поля через незамкнутую поверхность, опирающуюся краями на контур, в котором возникает ЭДС индукции. Этот поток может быть отличен от нуля и не зависит от формы поверхности, которая опирается на контур, что следует из равенства потока нулю для замкнутой поверхности.

Правило Ленца.

Индукционный ток имеет такое направление, что он ослабляет действие причины, вызывающей индукционный ток.

В частности, при выключении магнитного поля в проводящем контуре возникает ток индукции, который стремится сохранить поток Φ_B .



Интерпретация Максвелла половины закона электромагнитной индукции Фарадея.

Максвелл предположил, что изменение магнитного поля вызывает появление вихревого электрического поля, и это поле приводит к появлению $\mathcal{E}_{инд}$.

Рассмотрим два выражения для ЭДС индукции.

С одной стороны:

$$\mathcal{E}_{инд} \equiv \oint_l (\vec{E}_{стор}, d\vec{l}) = \oint_l (\vec{E}, d\vec{l}), \quad \text{где по предположению Максвелла}$$

$$\vec{E}_{стор} = \vec{E}. \quad \text{По теореме Стокса } \oint_l (\vec{E}, d\vec{l}) = \int_S (\text{rot}(\vec{E}), d\vec{S}), \quad \text{тогда}$$

$$\mathcal{E}_{инд} = \int_S (\text{rot}(\vec{E}), d\vec{S}).$$

С другой стороны по закону Фарадея:

$$\mathcal{E}_{инд} = -\frac{d\Phi_B}{dt} = -\frac{\partial\Phi_B}{\partial t}, \quad \text{здесь полная производная по времени заменена}$$

частной, чтобы подчеркнуть неподвижность контура, неизменность его пространственных координат. Тогда

$$\mathcal{E}_{инд} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_S d\Phi_B = -\frac{\partial}{\partial t} \int_S (\vec{B}, d\vec{S}) = \int_S \left(-\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}, d\vec{S} \right).$$

Приравниваем два выражения для ЭДС индукции и получаем:

$$\int_S (\text{rot}(\vec{E}), d\vec{S}) = \int_S \left(-\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}, d\vec{S} \right) \Rightarrow \int_S (\text{rot}(\vec{E}))_n dS = \int_S \left(-\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \right)_n dS,$$

где S — любая поверхность.

Пусть S — маленькая площадка, тогда интеграл можно заменить одним слагаемым:

$$(\text{rot}(\vec{E}))_n \cdot S = \left(-\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \right)_n \cdot S \Rightarrow (\text{rot}(\vec{E}))_n = \left(-\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \right)_n$$

для проекции на любое направление \vec{n} . Следовательно,

$rot(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ — математическая формулировка интерпретации

Максвелла закона электромагнитной индукции Фарадея.

В системе СГС Гаусса $rot(\vec{E}) = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$

$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \neq 0$ — это только первый шаг к рассмотрению переменных

электромагнитных полей. Второй шаг (токи смещения) сделаем позднее.

В электростатике $rot(\vec{E}) = 0$. Для переменных полей $rot(\vec{E}) \neq 0$ и поле \vec{E} — вихревое, не потенциальное поле.