

Краснодарский университет МВД России

Кафедра информационной безопасности

Раздел III. Электричество и магнетизм

Тема 18. Магнитное поле в веществе.

Система уравнений Максвелла

дисциплина «ФИЗИКА»

Лекция

Обсуждено и одобрено на
заседании кафедры
протокол 10 от 10.01.2018

Краснодар

2018

- **Цель лекции:** *изучить теорию магнитного поля в веществе, рассмотреть свойства различных типов магнетиков, обсудить вопрос о систематизации электромагнитных явлений, изучить систему уравнений Максвелла.*
- **Материально-техническое обеспечение:** *компьютер, видеопроектор, экран*
- **Учебно-методическое обеспечение:** *учебно-методический материал в электронном виде, программный комплекс «ФИЗИКА»*

Рекомендуемая литература

а) нормативные правовые акты:

По данной учебной дисциплине использование нормативно-правовых актов не предусмотрено.

б) основная литература:

Ташлыкова-Бушкевич И.И. Физика. Часть 1. Механика. Молекулярная физика и термодинамика. Электричество и магнетизм [Электронный ресурс] : учебник / И.И. Ташлыкова-Бушкевич. — Электрон. текстовые данные. — Минск: Вышэйшая школа, 2014. — 304 с. — Режим доступа: <http://www.iprbookshop.ru/35562.html>

Ташлыкова-Бушкевич, И.И. Физика. Часть 2. Оптика. Квантовая физика. Строение и физические свойства вещества [Электронный ресурс] : учебник / И.И. Ташлыкова-Бушкевич. — Электрон. текстовые данные. — Минск: Вышэйшая школа, 2014. — 232 с. — Режим доступа: <http://www.iprbookshop.ru/35563.html>

Никеров, В.А. Физика : современный курс: [Текст]: учебник / В.А. Никеров. – М.: Издательско-торговая корпорация «Дашков и К°», 2016. – 452 с.

в) дополнительная литература:

Кузнецов, С.И. Курс физики с примерами решения задач [Текст]: учеб. пособие. Ч. 3. Оптика. Основы атомной физики и квантовой механики. Физика атомного ядра и элементарных частиц / С.И. Кузнецов.– 4-е изд., перераб. и доп.– СПб.: Лань, 2015.

Кузнецов, С.И. Курс физики с примерами решения задач [Текст]: учеб. пособие. Ч. 1. Механика. Молекулярная физика. Термодинамика / С.И. Кузнецов.– 4-е изд., перераб. и доп.– СПб.: Лань, 2015.

Трофимова, Т.И. Руководство к решению задач по физике [Текст]: учеб. пособие / Т.И. Трофимова.– 2-е изд., перераб. и доп.– М.: Юрайт, 2013.

Содержание

Лекция 1

1. Магнетики. Намагниченность
2. Магнитное поле в магнетиках
3. Типы магнетиков
 - 3.1. Диамагнетизм
 - 3.2. Парамагнетизм
 - 3.3. Ферромагнетизм
4. Применение магнетиков

Лекция 2

5. Уравнения Максвелла
 - 5.1. Первая пара уравнений Максвелла в интегральной форме
 - 5.2. Вторая пара уравнений Максвелла в интегральной форме
6. Система уравнений Максвелла в дифференциальной форме

1. Магнетики. Намагниченность

Рассмотрим магнитное поле в веществе. Анализ можно провести аналогично тому, как это делалось для электрического поля: предполагается, что у молекул (атомов) вещества есть собственные магнитные дипольные моменты, которые при отсутствии поля ориентированы произвольно, а в присутствии магнитного поля ориентируются по полю, либо магнитные дипольные моменты молекул (атомов) возникают, индуцируются полем.

Вещество, которое под действием магнитного поля приобретает магнитный момент, называют магнетиком.

1. Магнетики. Намагниченность

Магнитное поле \mathbf{B} в веществе представляет сумму поля \mathbf{B}_0 , создаваемого внешними, сторонними источниками и внутреннего поля \mathbf{B}' магнитных диполей:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}' \quad (1)$$

Известно, что магнитных зарядов нет, но поле кругового тока, вне контура с током, эквивалентно полю магнитного диполя. Ампер предположил, что на молекулярном и атомном уровне в веществе существуют круговые молекулярные токи. Теперь известно, что это токи, создаваемые электронами, вращающимися по орбитам. Эти токи частично объясняют магнитный момент магнетика, вторая причина - магнитный дипольный момент электрона.

1. Магнетики. Намагниченность

Намагничивание магнетика характеризуется магнитным моментом единицы объема вещества. Эту величину называют *намагниченностью*:

$$j = \frac{\sum p_m}{\Delta V}, \quad (2)$$

где $\sum p_m$ - сумма всех магнитных моментов в объеме ΔV .

Магнитный дипольный момент имеет размерность:

$$p_m = [\text{А} \cdot \text{м}^2]$$

Из формулы (2) следует, что размерность намагниченности равна:

$$j = [\text{А} / \text{м}]$$

2. Магнитное поле в магнетиках

Рассмотрим круглый стержень из магнетика, на который намотан соленоид (рис.1).

Ток I , текущий по соленоиду, создает внешнее магнитное поле. Модуль вектора магнитной индукции этого поля B_0 равен:

$$B_0 = \mu_0 n I. \quad (3)$$

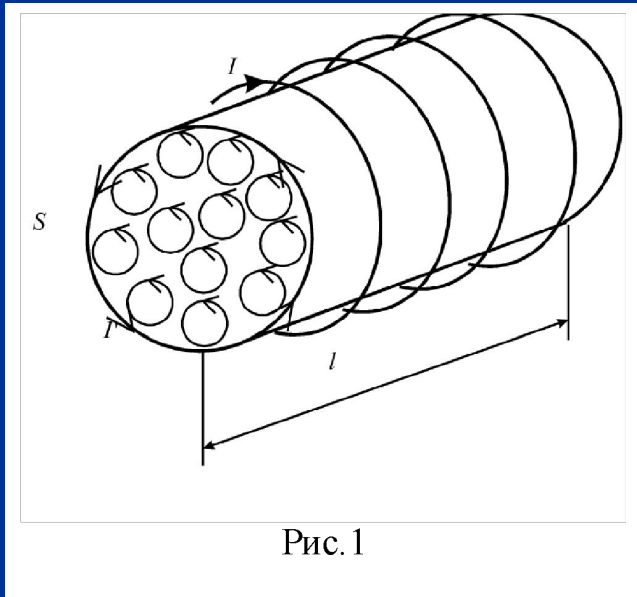


Рис. 1

Вектор B_0 направлен по оси стержня.

Молекулярные круговые токи на рис.1 показаны в сечении S . Из рисунка видно, что в местах касания круговых токов они текут в противоположных направлениях и друг друга компенсируют. Поскольку диаметры токов малы, точек касания много, то можно считать, что внутри магнетика молекулярные токи друг друга компенсируют и остается молекулярный ток, текущий по поверхности магнетика.

2. Магнитное поле в магнетиках

Найдем j_l - линейную плотность молекулярного тока Γ , текущего по поверхности магнетика. Ток, текущий по кольцу цилиндра высотой l , равен:

$$\Gamma = j_l l.$$

Магнитный момент кольца с током, по определению (см. (9.3)), равен:

$$p_m = S\Gamma = S j_l l = j_l V; \quad (4a)$$

где V - объем магнетика.

С другой стороны, магнитный момент равен, согласно определению намагниченности (2):

$$p_m = JV. \quad (4б)$$

Приравнивая выражения (4а) и (4б), получаем, что линейная плотность молекулярных токов равна намагниченности магнетика:

$$j_l = J. \quad (5)$$

2. Магнитное поле в магнетиках

Для определения вектора магнитной индукции, создаваемого молекулярными токами, текущими по поверхности магнетика, можно воспользоваться теоремой о циркуляции вектора магнитной индукции.

Действительно, молекулярный ток I' текущий по поверхности цилиндра, так же, как и ток соленоида, создает внутри магнетика поле B' . Для нахождения B' следует учесть, что в этом «молекулярном соленоиде» всего лишь один широкий виток, охватывающий весь стержень из магнетика. В формуле (3) n - число витков на единицу длины, значит, nI - ток на единицу длины. В «молекулярном соленоиде» ток на единицу длины равен отношению I/l . Для B из (3) получаем следующее выражение:

$$B' = \mu_0 \frac{I}{l} = \mu_0 \frac{j_l l}{l} = \mu_0 j_l$$

с учетом (5):

$$B' = \mu_0 J.$$

2. Магнитное поле в магнетиках

Это соотношение справедливо и в векторной форме, таким образом, магнитная индукция поля в магнетике, согласно (1), равна:
$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mu_0 \mathbf{J}. \quad (6)$$

При расчете магнитной индукции нам известны лишь сторонние токи, поэтому удобно ввести *вспомогательный вектор* \mathbf{H} - **вектор напряженности магнитного поля**:

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B} - \mu_0 \mathbf{J}}{\mu_0} \quad (7)$$

Для соленоида: $\mathbf{H} = n\mathbf{I}$, (8)
напряженность магнитного поля определяется внешними, сторонними токами и не зависит от молекулярных токов в магнетике. Можно провести аналогию между вектором напряженности магнитного поля \mathbf{H} и вектором электрического смещения \mathbf{D} в электростатике. Силовой характеристикой магнитного поля является вектор магнитной индукции \mathbf{B} , вектор \mathbf{H} носит вспомогательный характер.

2. Магнитное поле в магнетиках

Для большинства магнетиков можно принять, что намагниченность пропорциональна напряженности магнитного поля:

$$\mathbf{J} = \chi \mathbf{H}. \quad (9)$$

Коэффициент χ называют магнитной восприимчивостью.

Подставляя выражение для \mathbf{J} в формулу (6) и учитывая формулы (3) и (8) для вектора \mathbf{B} , получаем:

$$\mathbf{B} = \mu_0 (1 + \chi) \mathbf{H}.$$

Множитель $(1 + \chi)$ называют относительной магнитной проницаемостью:

$$\mu = (1 + \chi). \quad (10)$$

С учетом (10) связь между вектором магнитной индукции и вектором напряженности магнитного поля будет иметь следующий вид:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H}. \quad (11)$$

2. Магнитное поле в магнетиках

Рассмотрим магнитное поле в свободном пространстве (вакууме). Если магнетика нет, намагниченность $J=0$. Следовательно, $\chi=0$, относительная магнитная проницаемость $\mu=1$. Связь между вектором магнитной индукции \mathbf{B} и напряженностью магнитного поля \mathbf{H} в вакууме, в соответствии с (11), имеет вид:

$$\mathbf{B}=\mu_0\mathbf{H}. \quad (12)$$

Следовательно, согласно (16.10), напряженность магнитного поля в центре кольца с током равна:

$$H = \frac{\mu_0 I}{2 R}$$

значит, размерность H равна А/м.

Учитывая размерность намагниченности из (9) получаем, что магнитная восприимчивость χ - величина безразмерная и относительная магнитная проницаемость μ тоже величина безразмерная.

2. Магнитное поле в магнетиках

Аналогично тому, как в электростатике результаты, полученные для электрического поля в вакууме, справедливы для диэлектрика, если заменить ϵ_0 на $\epsilon\epsilon_0$, так и результаты для магнитного поля в вакууме справедливы для магнетиков, если заменить μ_0 на $\mu_0\mu$.

Закон Био-Савара-Лапласа в вакууме:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I[dl, r]}{r^3}$$

в магнетике:

$$dB = \frac{\mu_0\mu}{4\pi} \frac{I[dl, r]}{r^3}$$

для напряженности магнитного поля:

$$dH = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I[dl, r]}{r^3}$$

Плотность энергии магнитного поля в магнетике:

$$w = \frac{B^2}{2\mu_0\mu}$$

Эквивалентные формулы для плотности энергии:

$$w = \frac{BH}{2} = \frac{\mu\mu_0 H^2}{2}$$

3. Типы магнетиков

Классификация магнетиков проводится по значениям магнитной восприимчивости χ и относительной магнитной проницаемости μ

$\mu < 1, \chi < 0, \chi \ll 1$ не зависят от температуры	диамагнетики (вода, медь, графит, кварц) $ \chi \approx (0,1-10) \cdot 10^{-6}, \mu \sim 1 - (0,1-10) \cdot 10^{-6}$
$\mu > 1, \chi > 0, \chi \ll 1$ зависят от температуры	парамагнетики (алюминий, платина, натрий) $ \chi \approx (1-10) \cdot 10^{-7}, \mu \sim 1 + (1-10) \cdot 10^{-7}$ при $T \approx 300$ К
$\mu \gg 1, \chi > 0, \chi > 1,$ зависят от температуры и нелинейно от поля B_0	ферромагнетики (железо, никель, кобальт) $\chi = 5000$ для Fe, при $T \approx 300$ К, вне области насыщения

Магнетики можно разделить на три основные группы: *диамагнетики, парамагнетики и ферромагнетики.*

Если магнитное поле слабо усиливается в веществе, то такое вещество называется парамагнетиком

$$\mu = \frac{B}{B_0} > 1 \text{ (Ce}^{3+}, \text{Pr}^{3+}, \text{Ti}^{3+}, \text{V}^{3+}, \text{Fe}^{2+}, \text{Mg}^{2+}, \text{Li, Na})$$

если ослабевает, то это диамагнетик

$$\mu = \frac{B}{B_0} < 1 \text{ (Bi, Cu, Ag, Au и др.).}$$

Вещества, обладающие сильными магнитными свойствами называются ферромагнетиками

$$\mu = \frac{B}{B_0} \gg 1 \text{ (Fe, Co, Ni и пр.).}$$

постоянные магниты.

3. Типы магнетиков

3.1. Диамагнетизм

Рассмотрим химические соединения, у которых электронная оболочка симметрична, т.е. электронные орбиты расположены в пространстве так, что орбитальные дипольные магнитные моменты отдельных электронов и их спиновые магнитные моменты взаимно компенсируют друг друга, суммарный магнитный момент молекулы равен нулю.

Если такое вещество поместить в магнитное поле, то на движущиеся электроны будет действовать сила Лоренца, стремящаяся повернуть орбиту электрона. Как следствие начнется вращение электронной орбиты относительно вектора магнитной индукции.

Вращение электронных орбит эквивалентно появлению кольцевого электрического тока. Согласно правилу Ленца, этот ток направлен так, чтобы создаваемое им магнитное поле было направлено против вызывающего вращение магнитного поля. В этом случае возникающий магнитный дипольный момент направлен против поля, т.е. $\chi < 0$, вектор магнитной индукции уменьшается. Это явление называется диамагнетизмом. Так как возникающий магнитный дипольный момент не зависит от теплового движения, то магнитная восприимчивость χ и магнитная проницаемость μ у диамагнетиков не зависит от температуры.

Диамagnetизм (от греч. *dia* – расхождение) – свойство веществ намагничиваться навстречу приложенному магнитному полю.

Диамagnetиками называются вещества, магнитные моменты атомов которых в отсутствии внешнего поля равны нулю, т.к. магнитные моменты всех электронов атома взаимно скомпенсированы (например инертные газы, водород, азот, NaCl, Bi, Cu, Ag, Au и др.).

При внесении диамagnetного вещества в магнитное поле его атомы приобретают наведенные магнитные моменты **направленные противоположно вектору** ΔP_m
 \mathbf{B}

3. Типы магнетиков 3.2. Парамагнетизм

Рассмотрим вещества, у которых орбитальные или спиновые магнитные дипольные моменты электронов полностью не компенсируются. Собственные магнитные моменты таких атомов и молекул отличны от нуля. Если это вещество поместить в магнитное поле, то магнитные дипольные моменты отдельных атомов будут стремиться ориентироваться по полю, так как в этом случае потенциальная энергия магнитного диполя минимальна. Тепловое движение будет нарушать эту ориентацию, но преимущественная ориентация магнитных диполей по полю приведет к появлению дипольного момента магнетика, направленного по полю.

В этом случае также наблюдается вращение электронных орбит, но дипольный момент, возникающий за счет вращения, так называемый естественный диамагнетизм, намного меньше дипольного момента за счет ориентации орбитальных моментов атомов. Суммарный дипольный момент ориентирован по полю, т.е. $\chi > 0$. Это явление называют парамагнетизмом.

Так как степень ориентации орбитальных магнитных моментов зависит от температуры, поэтому у парамагнетиков наблюдается зависимость магнитной восприимчивости χ и проницаемости μ от температуры.

Парамагнетизм (от греч. *para* – возле) – свойство веществ во внешнем магнитном поле намагничиваться в направлении этого поля поэтому внутри парамагнетика к действию внешнего поля прибавляется действие наведенного внутреннего поля.

Парамагнетиками называются вещества, атомы которых имеют в отсутствии внешнего магнитного поля, отличный от нуля магнитный момент \vec{P}_m .

Эти вещества намагничиваются в направлении вектора $\vec{B}_{внеш}$.

- **К парамагнетикам** относятся многие щелочные металлы, кислород O_2 , оксид азота NO , хлорное железо $FeCl_2$, Ce^{3+} , Pr^{3+} , Ti^{3+} , V^{3+} , Fe^{2+} , Mg^{2+} , Li , Na и др.
- В отсутствии внешнего магнитного поля **намагниченность парамагнетика $J = 0$** , так как векторы \mathbf{P}_{mi} разных атомов ориентированы беспорядочно.
- **При внесении парамагнетика** во внешнее магнитное поле, происходит преимущественная ориентация собственных магнитных моментов атомов \mathbf{P}_{mi} **по направлению поля**, так что парамагнетик намагничивается.
- **Значения χ для парамагнетиков** **положительны ($\chi > 0$)** и находятся в пределах $\sim 10^{-5} \div 10^{-3}$, то есть, как и у диамагнетиков.

3. Типы магнетиков

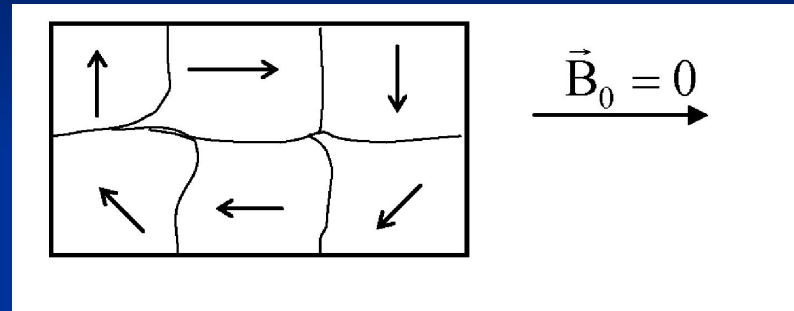
3.3. Ферромагнетизм

У большинства веществ спины электронов в атомах ориентированы так, что спиновые магнитные моменты компенсируют друг друга. У элементов переходной группы (железо, никель, хром), редкоземельных элементов, а также их сплавов, строение электронных оболочек таково, что из-за обменного взаимодействия электронов (чисто квантового эффекта) энергетически выгодно, чтобы собственные магнитные моменты электронов были направлены в одну сторону. Они упорядочены в пределах области спонтанного намагничивания - магнитного домена (от французского *domaine* - область). Магнитные домены достаточно большие объекты - их можно увидеть в микроскоп.

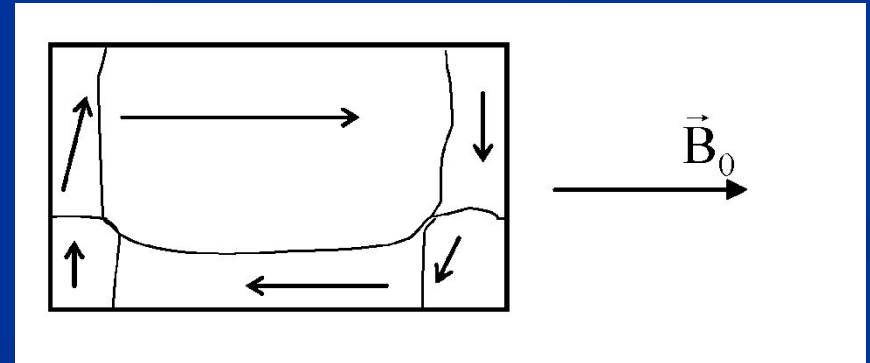
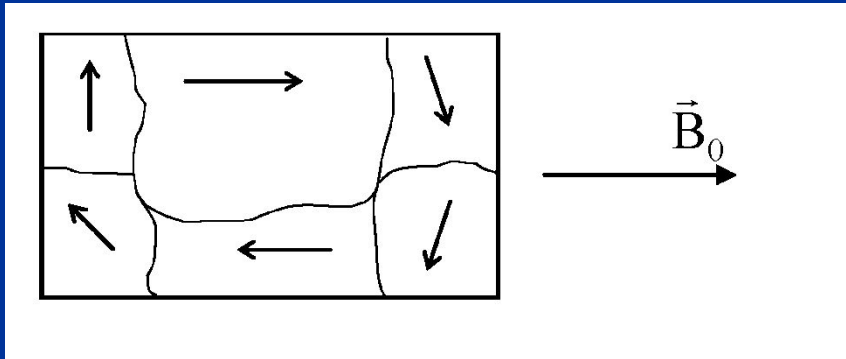
- **Ферромагнетики** это вещества, обладающие самопроизвольной намагниченностью, которая сильно изменяется под влиянием внешних воздействий – магнитного поля, деформации, температуры.
- У ферромагнетиков **магнитная восприимчивость** положительна и очень велика $\chi = 10^4 \div 10^5$.
- В ферромагнетиках происходит резкое усиление внешних магнитных полей.
- Для ферромагнетиков χ сложным образом зависит от величины магнитного поля.
- **Типичными ферромагнетиками** являются Fe, Co, Ni, Gd, Dy, Ho, Er, Tm, а также соединения ферромагнитных материалов с неферромагнитными: Fe_3Al , Ni_3Mn , $ZnCMn_3$
- Ферромагнетики, в отличие от слабо магнитных диа- и парамагнетиков, являются **сильно магнитными веществами**: внутреннее магнитное поле в них может в сотни раз превосходить внешнее поле.

3. Типы магнетиков 3.3. Ферромагнетизм

В пределах одного домена магнитные моменты электронов ориентированы в одном направлении. Магнитные моменты разных доменов в отсутствие внешнего поля ориентированы по-разному, так, чтобы энергия созданного ими магнитного поля была минимальная:

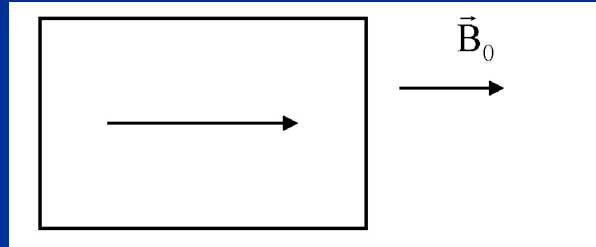


При включении внешнего поля за счет соседей расширяются домены, которые ориентированы по полю:



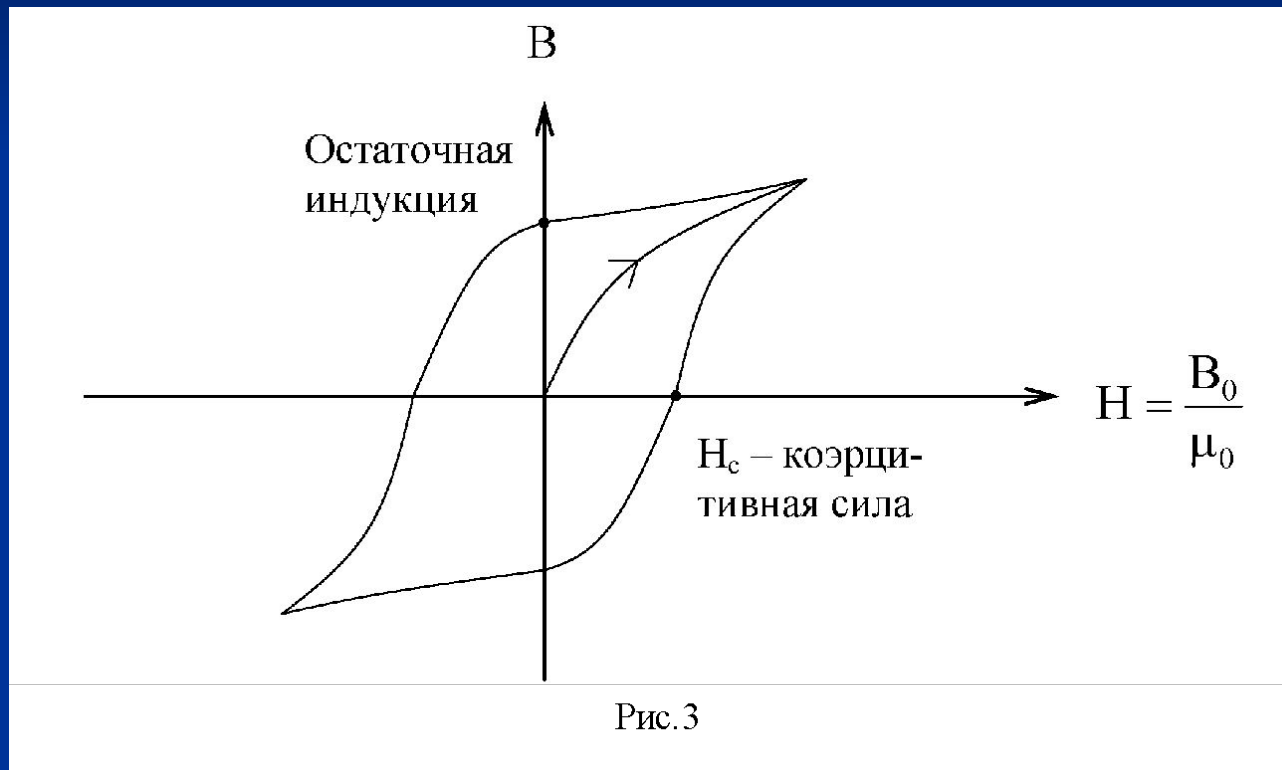
3. Типы магнетиков 3.3. Ферромагнетизм

Затем оставшиеся домены переориентируются и ферромагнетик намагничивается до насыщения:



3. Типы магнетиков 3.3. Ферромагнетизм

У ферромагнетиков магнитная восприимчивость не постоянная величина, а функция H . Магнитная индукция B нелинейно зависит от внешнего поля B_0 . Зависимость B от H показана на рис.3.



Намагничивание вещества

Насыщение намагничивания происходит тогда, когда магнитные моменты доменов выстраиваются параллельно

Когда намагничивающее поле уменьшается до нуля, ферромагнитный материал остается намагниченным. Это используется в запоминающих устройствах.



Намагничивание нелинейно зависит от намагничивающего поля



Напряженность приложенного магнитного поля

H



Петля гистерезиса показывает "историю" намагничивания ферромагнетика. После насыщения намагничивания внешнее поле снимется, материал же остается намагниченным. Он "помнит" свою историю.

M



Чтобы размагнитить материал, необходимо изменить направление намагничивающего поля и увеличить его



К насыщению в противоположном направлении

3. Типы магнетиков 3.3. Ферромагнетизм

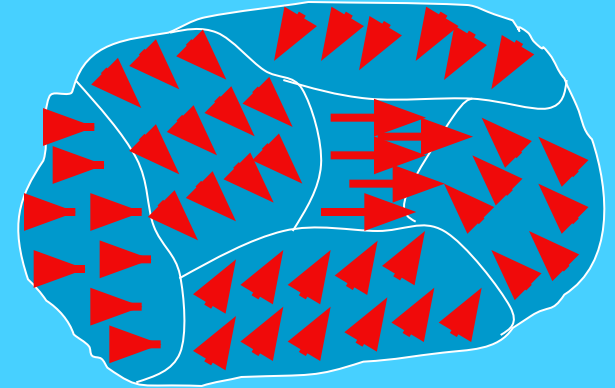
При включении внешнего поля B нелинейно растет с увеличением H , после достижения насыщения намагниченность остается постоянной и кривая $B(H)$ переходит в прямую. Если теперь уменьшить внешнее поле, уменьшение B пойдет по кривой, лежащей выше первоначальной, объясняется это тем, что из-за сил внутреннего трения между доменами они сохраняют, хотя бы частично, ориентацию, которая была до уменьшения внешнего поля.

Зависимость магнитной индукции в ферромагнетике от «предыстории» образца называется гистерезисом, кривая зависимости $B(H)$ - петлей гистерезиса (от греческого hysteresis - запаздывание). Значение B при H , равном нулю, называют остаточной индукцией, значение H , при котором магнитная индукция равна нулю - коэрцитивной силой H_c .

Ферромагнетизм

Ферромагнитные материалы - наиболее магнитоактивные вещества в мире, и имеют очень большую магнитную восприимчивость, в пределах от 1000 до 100 000

Атомы этих материалов имеют **ПОСТОЯННЫЙ** магнитный момент и они могут образовать систему с другими атомами (с **параллельным** магнитным моментом) в состоянии с более низкой энергией - возникают микроскопические области, в которых миллиарды магнитных диполей **объединяются** эти области называют **магнитными доменами**



Выше некоторой **критической температуры**, называемой **температурой Кюри**, тепловое движение атомов становится настолько сильным, что **ферромагнитный материал прекращает** быть ферромагнетиком

В сильном магнитном поле домены **вынуждены соединяться** в большие области, выровненные по внешнему полю - когда внешнее поле выключают, электроны в оболочках **поддерживают выравнивание**, и магнетизм **остаётся** - эту особенность называют **гистерезисом**

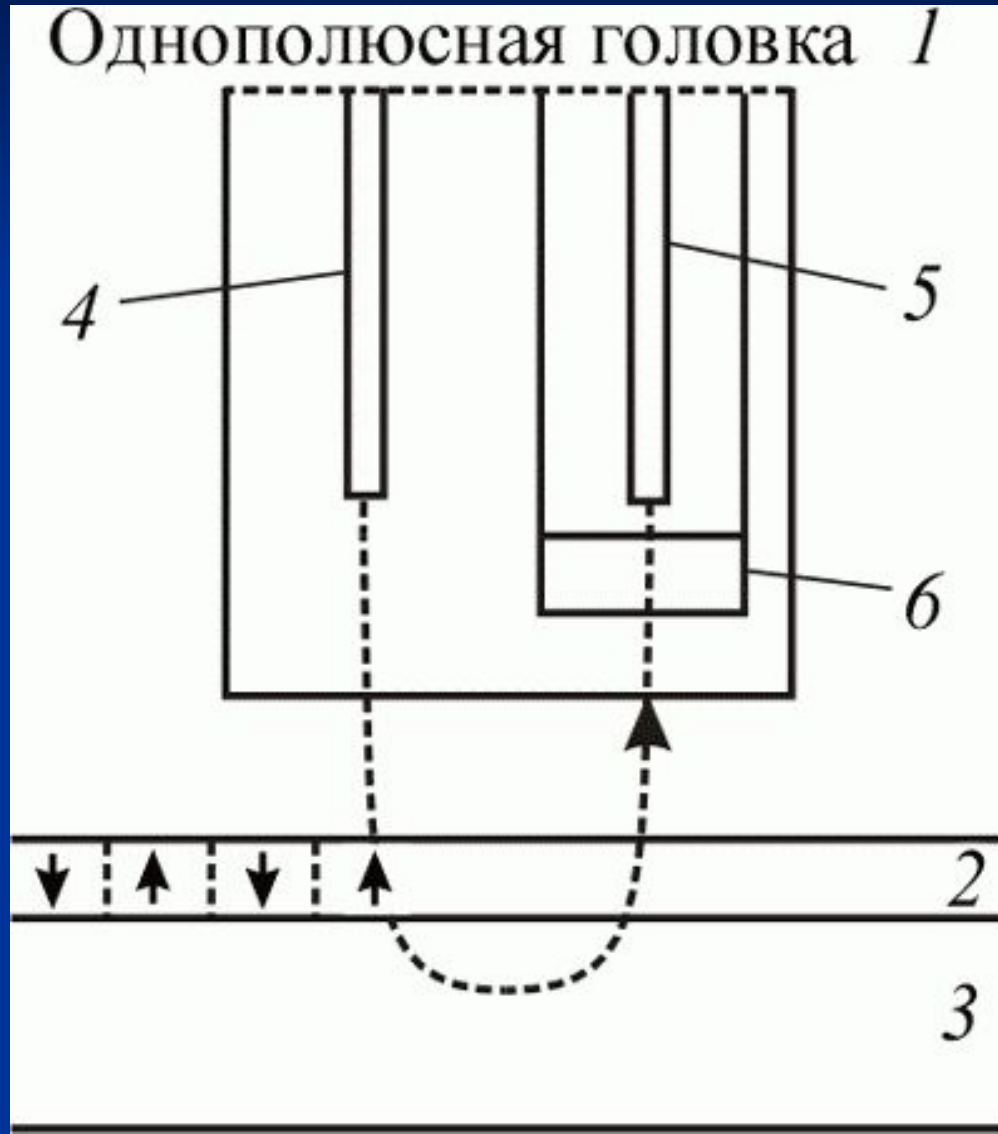
4. Применение магнетиков

Ферромагнетики находят широкое применение в технике, поскольку они позволяют из-за больших значений магнитной восприимчивости χ и магнитной проницаемости μ получать сильные магнитные поля.

Если петля гистерезиса узкая, коэрцитивная сила мала, то такие материалы называют магнитомягкими, их используют там, где нужно получить переменные во времени магнитные поля. Из них делают сердечники трансформаторов, катушек громкоговорителей, используют при изготовлении электродвигателей и электрогенераторов.

Если петля гистерезиса широкая, коэрцитивная сила велика - это магнито жесткие материалы. Из них делают постоянные магниты, остаточная индукция определяет величину магнитной индукции постоянного магнита. Запоминающие устройства современных персональных компьютеров (дискеты, винчестеры), магнитофонные ленты также делают из магнито жестких материалов.

Магнитные материалы широко используются в традиционной технологии записи информации в винчестере (рис.).



Магнитное вещество нанесено тонким слоем на основу твердого диска.

Каждый бит информации представлен группой магнитных доменов (в идеальном случае – одним доменом).

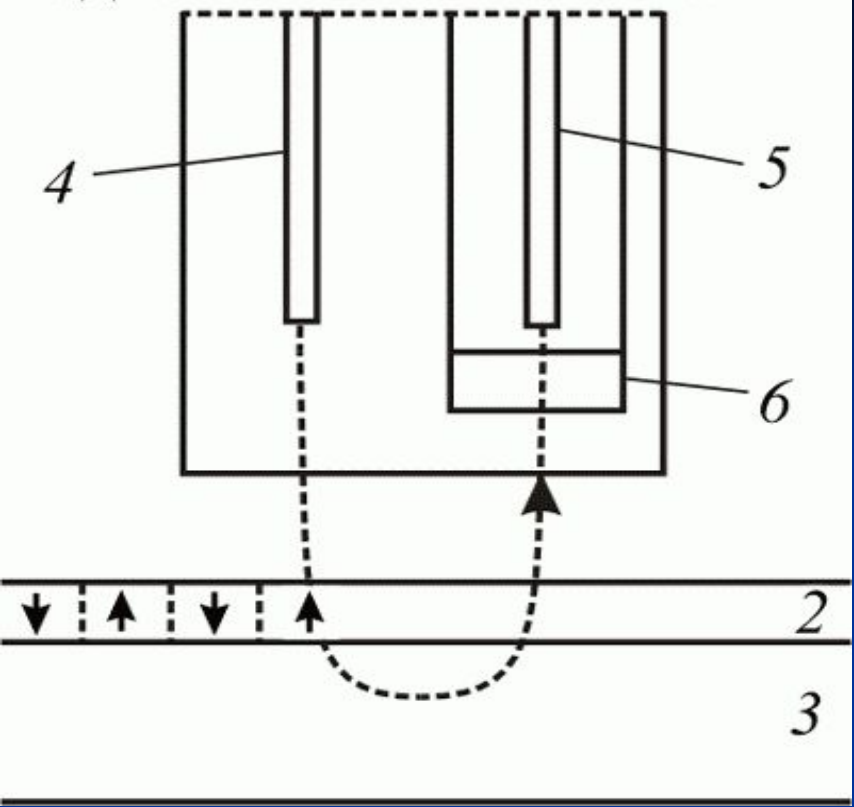
Для перемагничивания домена (изменения направления вектора его намагниченности) используется поле записывающей головки.

Энергия, необходимая для этого, зависит от объема домена и наличия дополнительных стабилизирующих слоев, препятствующих самопроизвольной потере информации.

При этом используется запись на вертикально ориентированные домены и достигается плотность записи до 450 Гб/см^2

(в обычных винчестерах в 10 раз меньше).

Однополюсная головка 1



Лекция 2

5. Уравнения Максвелла

Уравнения Максвелла выражают связи между характеристиками электромагнитного поля: они связывают электрические и магнитные поля с зарядами и токами.

Сформулированы уравнения в 1861 - 1865 гг. великим английским физиком Дж. К. Максвеллом на основе обобщения эмпирических законов электрических и магнитных явлений. Развивая идеи М. Фарадея Максвелл впервые ввел точный термин «электромагнитное поле».



**Максвелл Джеймс
Клерк**
(1831 – 1879) –
величайший английский
физик

Его работы посвящены электродинамике, молекулярной физике, общей статике, оптике, механике, теории упругости.

Самым большим достижением Максвелла является **теория электромагнитного поля** - система нескольких уравнений, выражающих все основные закономерности электромагнитных явлений.

Электромагнитная теория Максвелла

- Это последовательная теория единого электромагнитного поля, создаваемого произвольной системой зарядов и токов.
- В ней решается *основная задача электродинамики*: по заданному распределению зарядов и токов отыскиваются основные характеристики создаваемых ими электрических и магнитных полей.

Электромагнитная теория Максвелла

- *феноменологическая теория*, т.е. она не рассматривает механизмы явлений, происходящих в среде и вызывающих появление полей.
- Электрические и магнитные свойства среды характеризуются:
 - ε – относительной диэлектрической проницаемостью,
 - μ – относительной магнитной проницаемостью,
 - σ – удельной электрической проводимостью.

Электромагнитная теория Максвелла

рассматриваются *макроскопические поля*,
которые создаются макроскопическими зарядами и
токами, сосредоточенными в объемах много
больших, чем объем атомов и молекул,
расстояние от источников полей до рассматриваемой
точки пространства много больше размеров атомов
и молекул,
период изменения переменных электрических и
магнитных полей много больше периода
внутримолекулярных процессов.

Макроскопические заряды и токи

являются совокупностью *микроскопических зарядов и токов*, которые создают свои **микрполя**, непрерывно изменяющиеся во времени в каждой точке пространства.

Макроскопические поля являются усредненными микр полями

- по интервалам времени много большим, чем периоды внутриатомных процессов и
- по объемам много большим, чем объем атомов и молекул.

Теория Максвелла –

теория *близкодействия*, т.е. электромагнитное взаимодействие происходит с конечной скоростью, равной скорости света c .

Основные положения теории Максвелла

1.

$$\oint_L \vec{E}_B \cdot d\vec{l} = - \int_S \frac{\partial B}{\partial t} dS, \quad (13)$$
$$\oint_L \vec{E}_B \cdot d\vec{l} = \mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi_B}{dt}.$$

Переменное магнитное поле создает в проводящем замкнутом контуре *вихревое электрическое поле*.

Фарадей обнаружил, что индукционный ток возникает в замкнутом контуре.

Максвелл предположил, что уравнение (1) справедливо не только для проводящего контура, но и для любого замкнутого контура в пространстве.

Следовательно:

Циркуляция вектора напряженности электрического поля по произвольному замкнутому контуру L равна взятой с обратным знаком скорости изменения магнитного потока сквозь поверхность, натянутую на контур.

$$\oint_L \vec{E}_B \cdot d\vec{l} = - \frac{d\Phi_B}{dt}.$$

Основные положения теории Максвелла

2. Закон полного тока

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 (I_{\text{макро}} + I_{\text{микро}}), \quad (14)$$

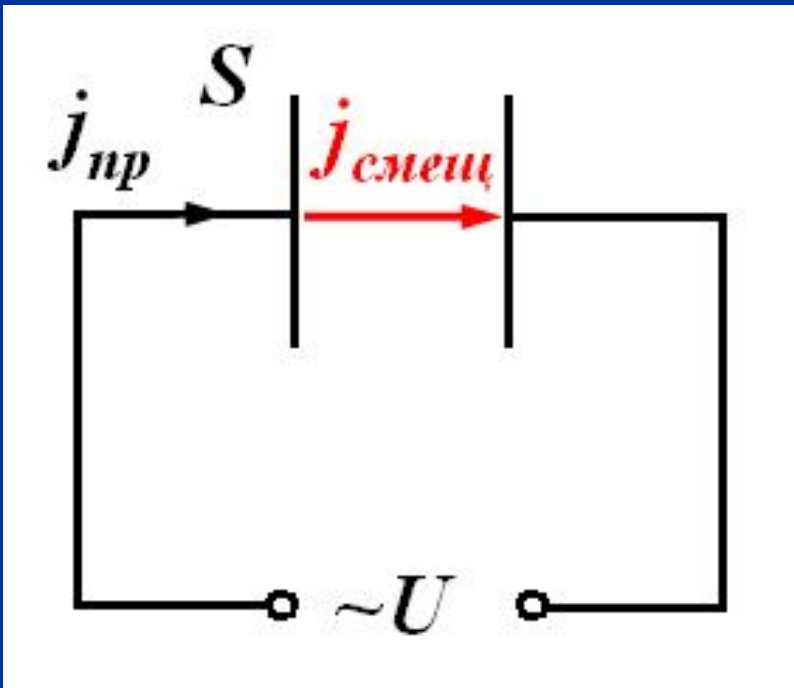
где $I_{\text{макро}}$ – результирующий макроток (проводимости и конвекционный),

$I_{\text{микро}}$ – микроток сквозь поверхность, натянутую на замкнутый контур L .

- Электрический ток порождает магнитное поле.

Ток смещения

Максвелл предположил, что переменное электрическое поле подобно электрическому току порождает магнитное поле, и ввел понятие *ток смещения*.



Постулируется: линии тока проводимости на границах обкладок конденсатора переходят в линии тока смещения.

Ток смещения

$$j_{np} = j_{см}. \quad (15)$$

$$j_{np} = \frac{I}{S}. \quad (16)$$

$$I = \frac{dq}{dt}. \quad (17)$$

Уравнение (3) показывает, как увеличивается заряд q на обкладках конденсатора C .

Заряд на обкладках конденсатора

$$q = \sigma S. \quad (18)$$

Ток смещения

Ток в цепи

$$I = S \frac{d\sigma}{dt}. \quad (19)$$

С учетом уравнений (1), (2) получаем:

$$j_{см} = \frac{I}{S} = \frac{d\sigma}{dt}. \quad (20)$$

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}, \quad (21)$$

$$D = \varepsilon_0 E = \sigma. \quad (22)$$

$$j_{см} = \frac{dD}{dt}. \quad (23)$$

$$j_{см} = \frac{dD}{dt}. \quad (24)$$

Вектор электрического смещения

$$\vec{D} = \vec{D}(S, t)$$

Если обкладки неподвижны и не деформируются, то от полной производной в уравнении (10) можно перейти к частной производной по времени:

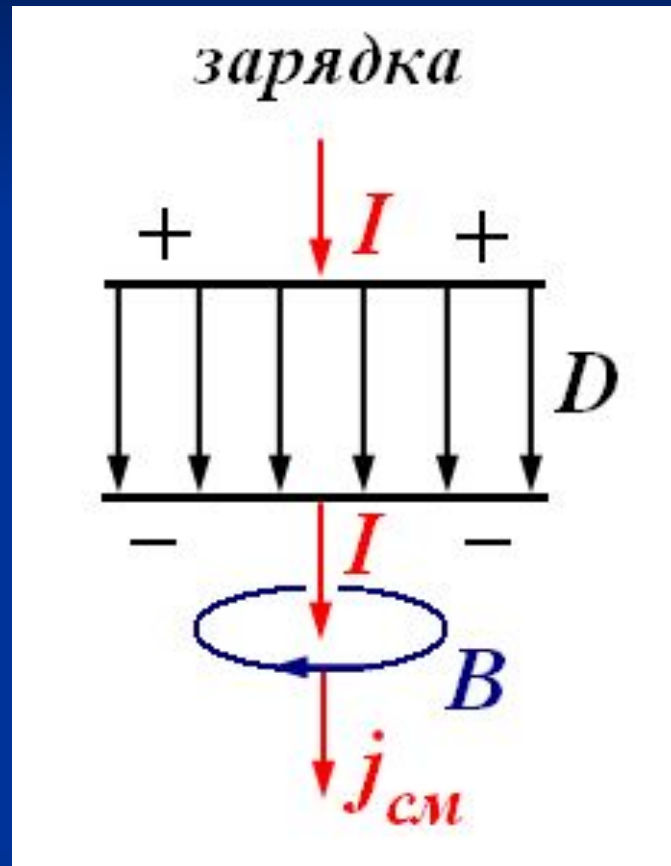
$$\vec{j}_{см} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (25)$$

- Конденсатор заряжается.

$$\vec{j}_{см} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}.$$

Электрическое поле
возрастает,
вектор \vec{D} увеличивается,

$$\vec{j}_{см} \uparrow \uparrow \vec{D}.$$

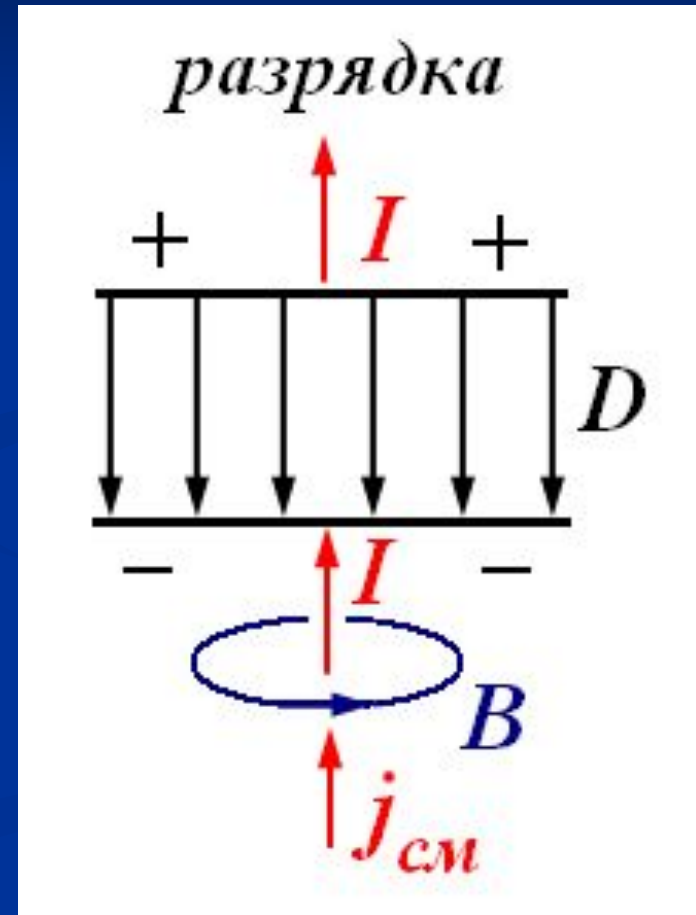


- Конденсатор разряжается.

Электрическое поле
убывает,
вектор D уменьшается,

$$\vec{j}_{см} \uparrow \downarrow \vec{D}.$$

$$\begin{aligned} I_{смещ} &= \int_S \vec{j}_{смещ} \cdot d\vec{S} = \\ &= \int_S \frac{\partial D}{\partial t} dS = \frac{\partial \Phi_D}{\partial t}. \end{aligned}$$



Максвелл приписал току смещения только одно
общее свойство с током проводимости –
*способность создавать в окружающем пространстве
магнитное поле.*

Следовательно,

- 1) ток смещения не является направленным движением заряженных частиц, поэтому может существовать в вакууме,
- 2) протекание тока смещения не приводит к выделению тепла, поэтому проводник не нагревается.

ПОЛНЫЙ ТОК

$$\mathbf{j}_{\text{полн}} = \mathbf{j}_{\text{пр}} + \mathbf{j}_{\text{см}} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \quad (26) \quad \Rightarrow$$

$$\oint_L \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_S \left(\mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) d\mathbf{S}.$$

Циркуляция вектора \mathbf{H} напряженности магнитного поля по произвольному замкнутому контуру L равна алгебраической сумме макротоков и тока смещения сквозь поверхность, натянутую на этот контур.

В диэлектрике:

$$D = \varepsilon_0 E + P \quad \Rightarrow$$
$$j_{см} = \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial t} .$$

пл.тока смещ.в вакууме *пл.тока поляризации*

Ток поляризации связан с потерей энергии в диэлектрике в процессе его поляризации. Следовательно, выделяется джоулево тепло.

Система уравнений Максвелла в интегральной форме

1.

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}.$$

2.

$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0.$$

3

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \int_S \left(\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\vec{S}.$$

4.

$$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = \int_V \rho dV.$$

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}.$$

1. Циркуляция вектора напряженности \vec{E} вихревого электрического поля по замкнутому контуру равна скорости изменения магнитного потока через площадь контура, взятую с обратным знаком.

Отражает:

- первое положение теории Максвелла,
- закон электромагнитной индукции.

$$\oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0.$$

2. Поток вектора индукции \mathbf{B} магнитного поля через любую замкнутую поверхность равен нулю.

Следовательно, силовые линии магнитного поля замкнуты.

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \int_S \left(\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\vec{S}.$$

3. Циркуляция вектора напряженности \vec{H} магнитного поля по замкнутому контуру равна алгебраической сумме токов, пронизывающих этот контур.

Закон полного тока.

Физический смысл: магнитное поле порождается током проводимости и переменным электрическим полем.

$$\oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = \int_V \rho dV.$$

4. Поток вектора электрической индукции \mathbf{D} через любую замкнутую поверхность равен сумме свободных зарядов, охватываемых этой поверхностью.

Теорема Гаусса для вектора \mathbf{D} .

Физический смысл: электрическое поле может создаваться нескомпенсированными электрическими зарядами.

Уравнения Максвелла в дифференциальной форме

Переход к уравнениям Максвелла в
дифференциальной форме осуществляется на
основании

теоремы Остроградского-Гаусса:

$$\oint_S A dS = \int_V \operatorname{div} A dV,$$

теоремы Стокса:

$$\oint_L A dl = \int_S \operatorname{rot} A dS.$$

Уравнения Максвелла в дифференциальной форме

1.

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}.$$

2.

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0.$$

3.

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}.$$

4.

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho.$$

Из уравнений Максвелла следует

- 1) Электрическое и магнитное поля взаимосвязаны, т. е. в общем случае электрическое и магнитное поля не могут существовать независимо друг от друга. Следовательно, существует единое *электромагнитное поле*.
- 2) Уравнения Максвелла являются инвариантными относительно преобразований Лоренца, т.е. их вид не меняется при переходе от одной ИСО к другой.

Из уравнений Максвелла следует

3) В общем случае уравнения Максвелла не симметричны.

$$\operatorname{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} ; \quad \operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} .$$

одно слагаемое два слагаемых

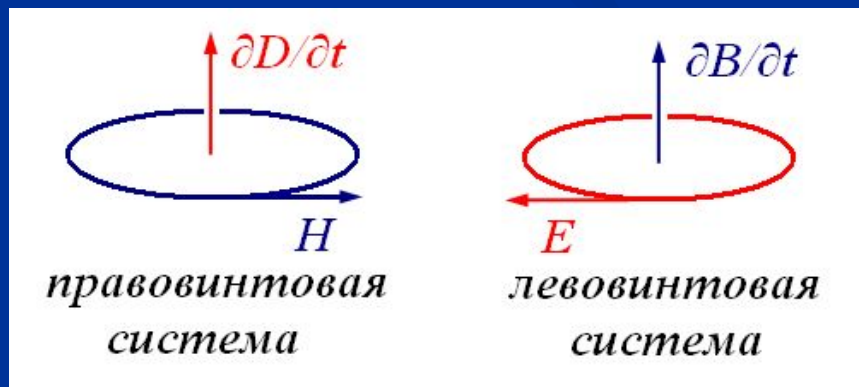
Если среда не содержит свободных зарядов ($\rho = 0$) и в ней нет тока проводимости ($j = 0$), следовательно, получаем систему уравнений

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} E &= -\frac{\partial B}{\partial t}; & \operatorname{rot} H &= \frac{\partial D}{\partial t}. \\ \operatorname{div} B &= 0; & \operatorname{div} D &= 0. \end{aligned} \quad (27)$$

Уравнения становятся симметричными, и в системе (1) они отличаются только знаками.

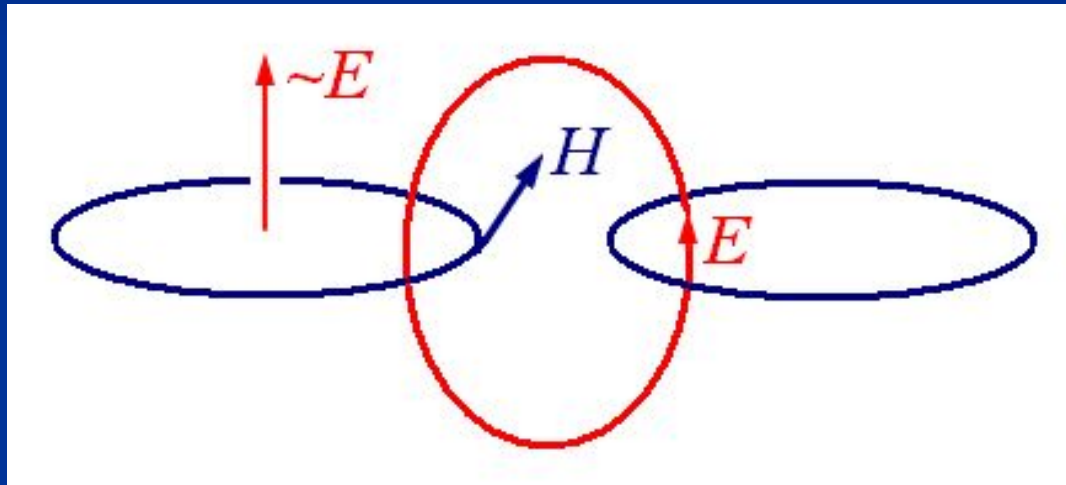
Различие в знаках правых частей уравнений Максвелла соответствует закону сохранения энергии и правилу Ленца, что является необходимым условием существования устойчивого электромагнитного поля.

Если бы знаки при $\partial B/\partial t$ и $\partial D/\partial t$ были бы одинаковы, то бесконечно малое увеличение одного из полей привело бы к неограниченному возрастанию обоих полей, и наоборот.



Из уравнений Максвелла следует

4) Возникновение электромагнитной волны.



Материальные уравнения Максвелла

Система уравнений Максвелла

- согласуется с уравнениями движения заряженной частицы под действием полной силы Лоренца,
- не учитывает квантовые эффекты.

Для расчета полей в среде система уравнений Максвелла дополняется уравнениями, которые характеризуют электрические и магнитные свойства среды – *материальные уравнения Максвелла*:

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \epsilon\epsilon_0 \vec{E}, \\ \vec{B} &= \mu\mu_0 \vec{H}, \\ \vec{j} &= \sigma \left(\vec{E}_{\text{кул}} + \vec{E}_{\text{ст}} \right). \end{aligned}$$

Система статических уравнений Максвелла

В случае, когда вектора \vec{D} и \vec{B} не зависят от времени, т. е. \vec{D} и $\vec{B} = const$, система уравнений Максвелла принимает вид:

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = 0, \quad \text{rot} \vec{E} = 0.$$

$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0, \quad \text{div} \vec{B} = 0.$$

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \int_S \vec{j} d\vec{S}, \quad \text{rot} \vec{H} = \vec{j}.$$

$$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = \int_V \rho dV, \quad \text{div} \vec{D} = \rho.$$

Значение теории Максвелла

1. Показал, что электромагнитное поле — это совокупность взаимосвязанных электрических и магнитных полей.
2. Предсказал существование электромагнитных волн, распространяющихся от точки к точке с конечной скоростью.
3. Показал, что световые волны являются электромагнитными волнами.
4. Связал воедино электричество, магнетизм и оптику.

Уравнения Максвелла подтверждены огромной совокупностью опытных данных. Они лежат в основе современной электротехники и радиотехники, играют важную роль в развитии многих направлений современной физики: оптики, астрофизики, физики плазмы.

Область применения уравнений Максвелла ограничена лишь большими частотами электромагнитных волн, когда становятся существенными квантовые эффекты.

$$\sqrt{M(X^2) - (M(X))^2}$$

b

$$\int_a^b f(x) dx$$

a

$A =$

$a_{11} \quad a_{12} \quad a_{13} \quad \dots \quad a_{1n}$

$a_{21} \quad a_{22} \quad a_{23} \quad \dots \quad a_{2n}$

$a_{31} \quad a_{32} \quad a_{33} \quad \dots \quad a_{3n}$

$\dots \quad \dots \quad \dots$

$a_{n3} \quad \dots \quad a_{nn}$

БЛАГОДАРЮ

за внимание!