

Лекция 4. Электромагнитная индукция и магнетики

Электромагнитная индукция

Закон Фарадея связывает ЭДС индукции с изменением магнитного потока через контур:

$$\varepsilon_{\text{инд}} = \oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{\partial \Phi}{\partial t},$$

где магнитный поток $\Phi = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S}$. Переменное магнитное поле создаёт вихревое электрическое поле: силовые линии такого поля замкнуты, а само поле действует на заряды даже в отсутствие проводника. Это явление лежит в основе работы трансформаторов и генераторов. Например, если быстро вращать магнит рядом с катушкой, возникающая ЭДС заставляет ток течь в цепи.

Для произвольного контура изменение потока связано с локальным изменением \vec{B} :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S}.$$

ЭДС можно выразить через интеграл от производной магнитного поля:

$$\varepsilon_S = - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S}.$$

Это означает, что чем быстрее меняется магнитное поле или чем больше площадь контура, тем сильнее индуцированный ток.

Магнитное поле в веществе

В материальной среде полное поле \vec{B} складывается из внешнего \vec{B}_0 и поля \vec{B}' , создаваемого намагниченностью вещества. Магнитные свойства описываются вектором намагниченности \vec{J} - магнитным моментом единицы объема:

$$\vec{J} = n\vec{p}_m, \quad [\vec{J}] = \text{А/м},$$

где n — концентрация атомов, \vec{p}_m — магнитный момент одного атома. Намагниченность связана с молекулярными токами: каждый атом ведёт себя как микроскопический виток с током $I' = \vec{J} \cdot \vec{l}$ (рис. 1). Суммарный молекулярный ток через поверхность S равен циркуляции \vec{J} по контуру:

$$I' = \oint \vec{J} \cdot d\vec{l}.$$

Основные уравнения. Полный ток (внешний I и молекулярный I') создаёт магнитное поле:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0(I + I').$$

Чтобы исключить молекулярные токи, вводят **напряжённость магнитного поля \vec{H}** :

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{j}, \quad \oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = I.$$

В дифференциальной форме: $\nabla \times \vec{H} = \vec{j}$, где \vec{j} — плотность внешних токов. Для большинства веществ \vec{B} и \vec{H} связаны линейно:

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}, \quad \vec{j} = \chi \vec{H},$$

где $\mu = 1 + \chi$ — относительная магнитная проницаемость, χ — магнитная восприимчивость.

Граничные условия. По аналогии с электрическим полем при переходе между средами с разными коэффициентами магнитной проницаемости:

- Нормальная компонента B непрерывна: $B_{1n} = B_{2n}$ (магнитные заряды не существуют).
- Касательная компонента H скачкообразно меняется при наличии поверхностных токов:

$$H_{2\tau} - H_{1\tau} = I_{\text{пов.}}. \text{ Если токов нет, } H_{1\tau} = H_{2\tau}, \text{ а } B\text{-поле меняется пропорционально } \mu: B_{2\tau} = \frac{\mu_2}{\mu_1} B_{1\tau}.$$

Типы магнетиков и энергия поля

Диамагнетики (медь, вода) слабо выталкиваются из поля ($\chi < 0$, $|\chi| \sim 10^{-5}$). Их атомы не имеют собственного момента; наведённые токи ослабляют внешнее поле.

Парамагнетики (алюминий) слабо втягиваются ($\chi > 0$, $\chi \sim 10^{-3}$): тепловое движение мешает ориентации атомных моментов.

Ферромагнетики (железо) сильно усиливают поле ($\mu \gg 1$) за счёт доменов - областей спонтанной намагниченности. При циклическом перемагничивании наблюдается гистерезис: зависимость $B(H)$ образует петлю, что приводит к потерям энергии.

Энергия магнитного поля. При изменении тока в катушке совершается работа против ЭДС индукции:

$$dW = I \cdot d\Phi = LI dI \quad \Rightarrow \quad W = \frac{LI^2}{2}.$$

Эта энергия «запасена» в поле: плотность энергии $w = \frac{B^2}{2\mu_0\mu}$. В ферромагнетиках часть энергии тратится на переориентацию доменов (гистерезисные потери).