



# 物理学 B 第13回

## インダクタンス

濱本 雄治<sup>1</sup>

情報工学部 情報通信工学科

2025年1月14日、19日

---

<sup>1</sup>hamamoto@c.oka-pu.ac.jp

<https://yhmmt.github.io/pages/>

# 前回の復習： ファラデーの電磁誘導の法則



## ▶ 電磁誘導

- ▷  $C_0$  内の磁束  $\Phi$  の変化で誘導電流  $I$  が発生
- ▷  $I$  が作る磁場が  $\Phi$  の変化を打ち消す向き  
**(レンツの法則)**
- ▷  $C_0$  内に発生する誘導起電力

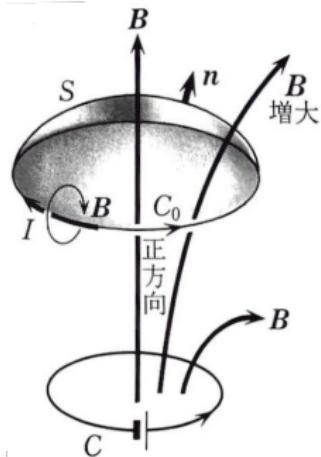
$$\phi^{\text{e.m.}} = -\frac{d\Phi}{dt}$$

符号は反時計回りが正

## ▶ ファラデーの法則

- ▷ 任意の閉曲線  $C_0$  とそれに囲まれる任意の曲面  $S$  に対して

$$\int_{C_0} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = - \int_S \frac{\partial B_n}{\partial t} dS$$



# 前回の復習：電磁場の基本法則



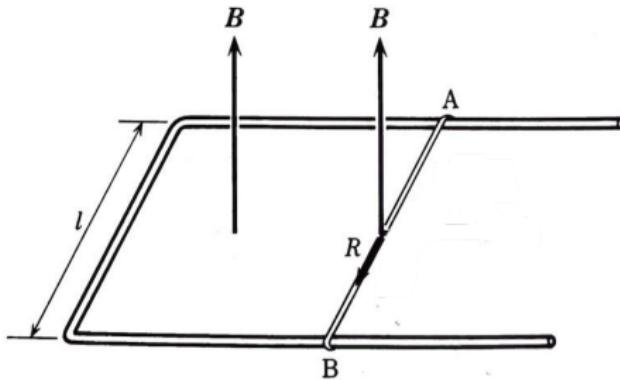
|                     | 積分形   | 微分形   |
|---------------------|---|---|
| ガウスの法則              | $\int_{S_0} D_n dS = Q_e$   | $\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_e$  |
| (磁場に関する)<br>ガウスの法則  | $\int_{S_0} B_n dS = 0$   | $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$   |
| ファラデーの法則            | $\int_{C_0} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = - \int_S \frac{\partial B_n}{\partial t} dS$     | $\nabla \cdot \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0$            |
| アンペール・マク<br>スウェルの法則 | $\int_{C_0} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{s} = I_e + \int_S \frac{\partial D_n}{\partial t} dS$ | $\nabla \cdot \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{i}_e$ |

ただし  $S_0$  は任意の閉曲面、 $C_0$  は任意の閉曲線、 $S$  は  $C_0$  で囲まれる任意の曲面とする

# 前回の小テストの解説



下図のように導線 AB が左右に移動可能な回路に垂直磁場  $B$  が印加されている。左端から測った導線 AB の位置を  $x(t) = x_0 + x_1 \cos \omega t$  のように振動させたとき、時刻  $t$  において導線 AB に生じる誘導起電力  $\phi^{\text{e.m.}}$  を求めよ。 $\phi^{\text{e.m.}}$  の正の向きを示すこと。





# 前回の小テストの解説(続き)

時刻  $t$  で回路を貫く磁束は

$$\Phi(t) = B\ell(x_0 + x_1 \cos \omega t).$$

導線 AB に生じる誘導起電力は

$$\phi^{\text{e.m.}} = -\frac{d\Phi}{dt} = B\ell x_1 \omega \sin \omega t.$$

磁場が右ネジの進行方向とすると、電流は右ネジの回転方向。  
つまり誘導起電力  $\phi^{\text{e.m.}}$  は B→A の向きが正。



# 伝導電流 vs. 変位電流

- ▶ 導体中で電場  $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 \sin \omega t$  がゆっくり変動するとき
  - ▷ 伝導電流密度に対してオームの法則が近似的に成立

$$\mathbf{i}_e \simeq \sigma \mathbf{E} = \sigma \mathbf{E}_0 \sin \omega t \quad (\sigma \sim 10^8 \Omega^{-1} m^{-1})$$

- ▷ 一方、変位電流密度は

$$\mathbf{i}_D = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \epsilon \omega \mathbf{E}_0 \cos \omega t \quad (\epsilon \sim 10\epsilon_0 \sim 10^{-10} F/m)$$

- ▷ 変位電流と伝導電流の振幅の比

$$\frac{|\mathbf{i}_D|_{\max}}{|\mathbf{i}_e|_{\max}} = \frac{\epsilon \omega}{\sigma} \sim 10^{-18} \omega$$

は低周波数  $\omega \sim 10^3 \text{ s}^{-1}$  のとき十分小さい



# 準定常電流

▶ 以下の条件を満たす電流を**準定常電流**と呼ぶ

1. 伝導電流と比較して変位電流が無視できる:

$$|i_D| \ll |i_e|$$

このときアンペールの法則が近似的に成立

$$\int_{C_0} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{s} \simeq I_e \quad (\text{右辺の変位電流の項を無視した})$$

2. 伝導電流と磁束の時間的な変化による電磁誘導が無視できない:

$$\phi^{\text{e.m.}} = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (\text{ファラデーの電磁誘導の法則})$$

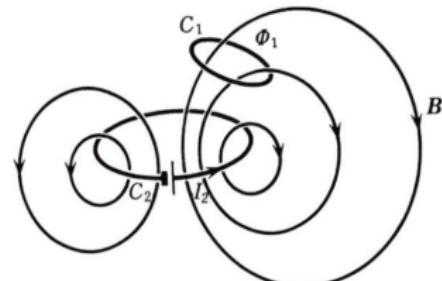
以下の交流回路では準定常電流を仮定



# 相互インダクタンス

- ▶  $C_2$  内の電流  $I_2$  を定数倍すると

$$\alpha I_2 = \alpha \int_{C_0} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{s} = \int_{C_0} (\alpha \mathbf{H}) \cdot d\mathbf{s}$$



から  $I_2$  が作る磁場  $\mathbf{H}$  も定数倍

- ▶ その結果、 $C_1$  を貫く磁束  $\Phi_1$  は  $I_2$  に比例

$$\Phi_1 = M_{12} I_2$$

比例係数  $M_{12}$  を  $C_1$  と  $C_2$  の間の相互インダクタンスを呼ぶ

# 自己インダクタンス



- ▶  $I_2$  が変化すると  $C_1$  に誘導起電力

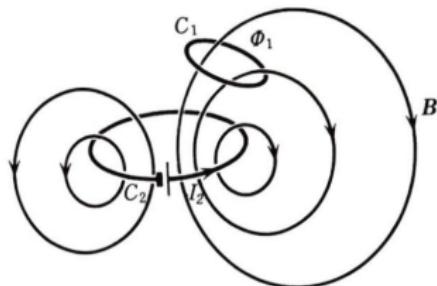
$$-\frac{d\Phi_1}{dt} = -M_{12} \frac{dI_2}{dt}$$

が発生し、誘導電流  $I_1$  が流れる

- ▶  $C_1$  内の誘導電流  $I_1$  が作る磁場も、 $C_1$  を貫く磁束  $\Phi_1$  に寄与:

$$\Phi_1 = L_1 I_1 + M_{12} I_2$$

比例係数  $L_1$  を  $C_1$  の**自己インダクタンス**を呼ぶ



# 複数のコイルからなる系の誘導起電力



- ▶  $C_1$  を貫く磁束

$$\Phi_1 = L_1 I_1 + M_{12} I_2$$

- ▶  $C_1$  内に発生する誘導起電力

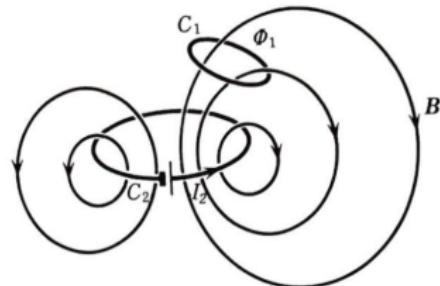
$$\phi_1^{\text{e.m.}} = -\frac{d\Phi_1}{dt} = -L_1 \frac{dI_1}{dt} - M_{12} \frac{dI_2}{dt}$$

- ▶  $C_2$  を貫く磁束

$$\Phi_2 = L_2 I_2 + M_{21} I_1 \quad (\text{一般に } M_{12} = M_{21} \text{ が成立})$$

- ▶  $C_2$  内に発生する誘導起電力

$$\phi_2^{\text{e.m.}} = -\frac{d\Phi_2}{dt} = -L_2 \frac{dI_2}{dt} - M_{21} \frac{dI_1}{dt}$$

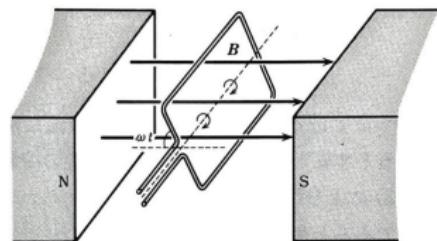


# 例1: 回転するコイルに生じる誘導起電力



- ▶ コイルを貫く外部磁場の磁束  $\Phi$
- ▶ 以前は誘導電流による磁場を無視

$$RI = \phi^{\text{e.m.}} = -\frac{d\Phi}{dt} = -BS\omega \cos \omega t$$



- ▶ 誘導電流による磁場も考慮すると

$$RI = \phi^{\text{e.m.}} = -\frac{d}{dt}(\Phi + LI), \quad \therefore L \frac{dI}{dt} + RI = -BS\omega \cos \omega t$$

- ▶ 電流の位相のずれを  $\alpha$  として  $I = I_0 \cos(\omega t - \alpha)$  を方程式に代入

$$L \frac{dI}{dt} = -LI_0\omega \sin(\omega t - \alpha) = -LI_0\omega (\sin \omega t \cos \alpha - \cos \omega t \sin \alpha)$$

$$RI = RI_0 \cos(\omega t - \alpha) = RI_0(\cos \omega t \cos \alpha + \sin \omega t \sin \alpha)$$

# 例1: 回転するコイルに生じる誘導起電力(続)

- ▶ 方程式を整理すると

$$(-L\omega \cos \alpha + R \sin \alpha)I_0 \sin \omega t + (L\omega \sin \alpha + R \cos \alpha)I_0 \cos \omega t = -BS\omega \cos \omega t$$

- ▶ 両辺を比較して

$$\begin{cases} -L\omega \cos \alpha + R \sin \alpha = 0 & \dots \textcircled{1} \\ L\omega \sin \alpha + R \cos \alpha = -\frac{BS\omega}{I_0} & \dots \textcircled{2} \end{cases}$$

- ▶ ①を変形すると、電流の位相のずれは

$$\tan \alpha = \frac{L\omega}{R}, \quad \therefore \alpha = \tan^{-1} \frac{L\omega}{R}$$

# 例1: 回転するコイルに生じる誘導起電力(続)

▶ ①②の両辺を二乗すると

$$\begin{cases} (L\omega)^2 \cos^2 \alpha - 2LR\omega \cos \alpha \sin \alpha + R^2 \sin^2 \alpha = 0 & \dots ①' \\ (L\omega)^2 \sin^2 \alpha + 2LR\omega \cos \alpha \sin \alpha + R^2 \cos^2 \alpha = \left(\frac{BS\omega}{I_0}\right)^2 & \dots ②' \end{cases}$$

①' ②' の辺々を加えると、電流の振幅は

$$(L\omega)^2 + R^2 = \left(\frac{BS\omega}{I_0}\right)^2, \quad \therefore I_0 = \frac{BS\omega}{\sqrt{(L\omega)^2 + R^2}}$$

## 例2: 直線ソレノイドの自己インダクタンス ⑤

▶ 無限の長さのソレノイド  $C$

- ▷ 内部の物質の透磁率  $\mu$
- ▷ 長さ  $\ell$ 、断面積  $S$
- ▷ 単位長さ当たりの巻き数  $n$

▶ 電流  $I$  を流したとき、 $C$  が作る磁束は

$$\Phi = BS = \mu nIS \quad (B = \mu nI)$$

$C$  を貫く磁束は

$$\Phi' = n\ell\Phi = \underbrace{\mu n^2 \ell S}_L I$$

# 例3: 二重ソレノイドの相互インダクタンス

## ▶ 無限の長さのソレノイド $C_1$

▷ 内部の物質の透磁率  $\mu$

▷ 単位長さ当たりの巻き数  $n_1$

▷ 断面積  $S_1$

▷ 電流  $I_1$  を流したとき、 $C_1$  を貫く磁束は

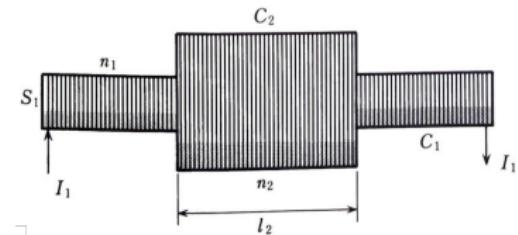
$$\Phi_1 = B_1 S_1 = \mu n_1 I_1 S_1 \quad (B_1 = \mu n_1 I_1)$$

## ▶ 有限の長さのソレノイド $C_2$

▷ 長さ  $\ell_2$

▷ 単位長さ当たりの巻き数  $n_2$

▷  $C_2$  を貫く磁束は



$$\Phi_2 = n_2 \ell_2 \Phi_1 = \underbrace{\mu n_1 n_2 \ell_2 S_1}_{M_{21}} I_1$$

# 演習：直線状導線と長方形コイルの間の $M$

- ▶ 導線から距離  $R$  の位置の磁束密度

$$B(R) = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}$$

- ▶ 長方形を貫く磁束

$$\Phi = \frac{\mu_0 I a}{2\pi} \int_{\ell}^{\ell+b} \frac{dR}{R} = \underbrace{\frac{\mu_0 a}{2\pi} \log \frac{\ell+b}{\ell}}_M I$$

