



# 物理学B 第10回

## アンペールの力とローレンツ力

濱本 雄治<sup>1</sup>

情報工学部 情報通信工学科

2025年12月3日、12月8日

---

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

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



# 前回の復習：静磁場の基本法則

## ▶ ガウスの法則

- ▷ 任意の閉曲面  $S_0$  に対して

$$\int_{S_0} B_n dS = 0$$

- ▷ 磁束線の発生源となる磁荷が存在しないことと等価

## ▶ アンペールの法則

- ▷ 任意の閉曲線  $C_0$  に対して

$$\int_{C_0} \mathbf{B} \cdot \mathbf{s} = \mu_0 I$$

- ▷  $I$  は  $C_0$  で囲まれる開曲面を貫く電流の総和



# 前回の復習：静磁場の基本法則（続き）

## ▶ ビオ・サバールの法則

- △ 任意の経路  $C_0$  に沿った電流が位置  $x$  に作る磁束密度

$$B(x) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_{C_0} \frac{ds \times (x - s)}{|x - s|^3}$$

## ▶ 静電場との比較

	静電場	静磁場
力線の発生源	真電荷 $Q_e$ が存在	磁荷 $Q_m$ は不在
面積分に関する法則	ガウスの法則 $\int_{S_0} D_n dS = Q_e$	ガウスの法則 $\int_{S_0} B_n dS = 0$
線積分に関する法則	(名無しの法則) $\int_{C_0} E \cdot ds = 0$	アンペールの法則 $\int_{C_0} B \cdot ds = \mu_0 I$

# 前回の小テストの解説



中空で無限に長い半径  $a$  の導体円筒中を電流  $I$  が一様に流れているとき、円筒の内部および外部における磁束密度の大きさと向きを求めよ。

軸上の点を中心とし、軸に垂直な半径  $r$  の円周を  $C_0$  とすると  $C_0$  上で磁束密度は  $r$  のみの関数なので、アンペールの法則から

$$\int_{C_0} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = 2\pi r B(r) = \begin{cases} 0 & (0 < r < a) \\ \mu_0 I & (r > a) \end{cases},$$

$$\therefore B(r) = \begin{cases} 0 & (0 < r < a) \\ \frac{\mu_0 I}{2\pi r} & (r > a) \end{cases}$$

$I$  の向きを右ネジの進行方向とすると、 $B(r)$  の向きは右ネジの回転方向



# 磁場内の電流に作用する力

- ▶ 磁場  $B$  と電流  $I$  が直交する場合

- ▷ 電流  $I_2$  が距離  $R$  に作る磁場

$$B = \frac{\mu_0 I_2}{2\pi R}$$

- ▷ 電流  $I_1$  が  $B$  から受ける単位長さ当たりの力

$$F = I_1 B$$

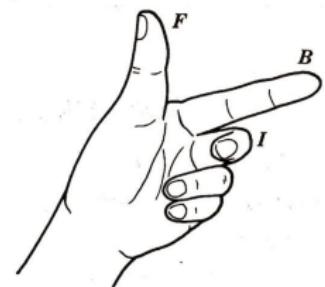
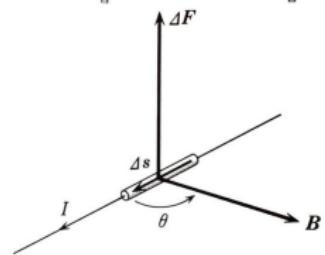
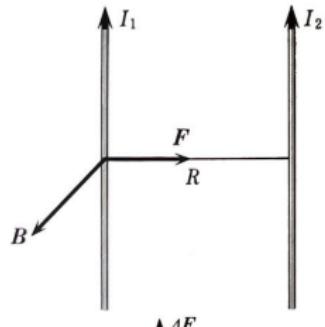
- ▶ 磁場  $B$  と電流  $I$  が直交しない場合

- ▷ 電流素片  $I\Delta s$  に作用する力

$\Delta F = I\Delta s \times B$  (アンペールの力)

$\Delta s$  から  $B$  に右ネジを回したとき

$\Delta F$  の向きは右ネジの進行方向





# 例1：磁場内のコイルに作用する力

- ▶ 直線電流とコイルからなる系
  - ▷ 無限に長い直線電流  $I_1$
  - ▷ 縦  $a$ 、横  $b$  の長方形コイルを流れる電流  $I_2$
- ▶ 辺 AB 上の磁束密度と辺 AB に作用する力

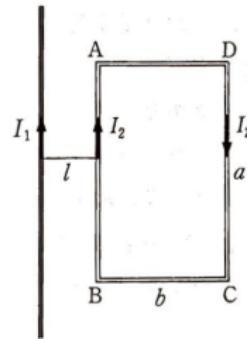
$$B = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi\ell}, \quad F = I_2 Ba = \frac{\mu_0 I_1 I_2 a}{2\pi\ell}$$

- ▶ 辺 CD 上の磁束密度と辺 CD に作用する力

$$B' = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi(\ell + b)}, \quad F' = I_2 Ba = \frac{\mu_0 I_1 I_2 a}{2\pi(\ell + b)}$$

- ▶ コイル全体が受ける力

$$F - F' = \frac{\mu_0 I_1 I_2 a}{2\pi} \left( \frac{1}{\ell} - \frac{1}{\ell + b} \right) = \frac{\mu_0 I_1 I_2 ab}{2\pi\ell(\ell + b)}$$



## 例2: 磁場内のコイルに働く力のモーメント

- 一様磁場  $B$  中の PC 周りに回転するコイル
- 辺 BC に作用する力のモーメント

$$N_{BC} = IBb \sin \theta \times \frac{a}{2} = \frac{IBab}{2} \sin \theta$$

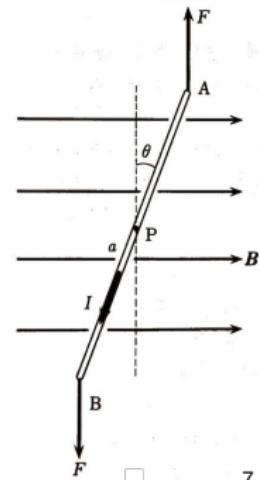
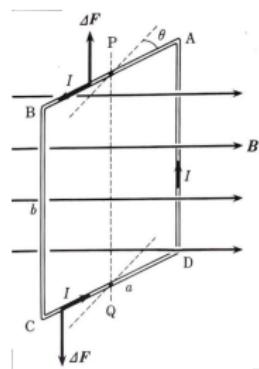
- 辺 DA に作用する力のモーメント

$$N_{DA} = IBb \sin \theta \times \frac{a}{2} = \frac{IBab}{2} \sin \theta$$

- コイル全体に作用する力のモーメント

$$N = N_{BC} + N_{DA} = IBS \sin \theta \quad (S = ab)$$

$N$  は軸の位置に依らないことが示せる





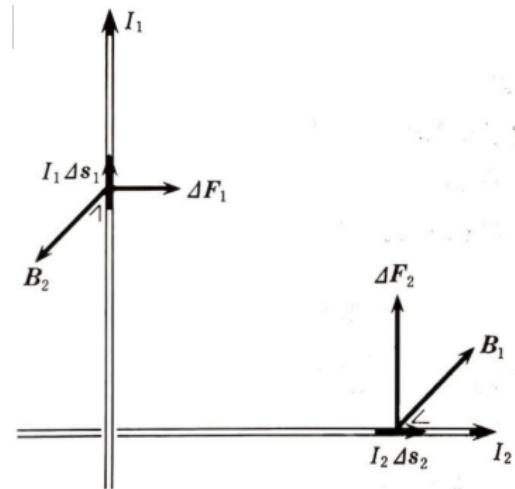
# 定常電流間に働く力の作用・反作用

- ▶ 直交した 2 本の直線電流  $I_1, I_2$
- ▶ 電流素片  $I_1 \Delta s_1$  に作用する力

$$\Delta F_1 = I_1 \Delta s_1 \times B_2$$

- ▶ 電流素片  $I_2 \Delta s_2$  に作用する力

$$\Delta F_2 = I_2 \Delta s_2 \times B_1$$



- ▶  $\Delta F_1$  と  $\Delta F_2$  は平行でないので  $\Delta F_1 + \Delta F_2 \neq 0$

電流素片間の力には作用・反作用の法則は成り立たない

# 定常電流間に働く力の作用・反作用(続き) ⑤

- ▶ ビオ・サバールの法則から

$$\mathbf{B}_1 = \frac{\mu_0 I_1}{4\pi} \int_{I_2 \text{上}} \frac{d\mathbf{s}_1 \times (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|^3}, \quad \mathbf{B}_2 = \frac{\mu_0 I_2}{4\pi} \int_{I_1 \text{上}} \frac{d\mathbf{s}_2 \times (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^3}$$

- ▶  $I_1$  全体に作用する力

$$\mathbf{F}_1 = \int_{I_1 \text{上}} I_1 d\mathbf{s}_1 \times \mathbf{B}_2 = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{4\pi} \int_{I_1 \text{上}} \frac{d\mathbf{s}_1 \times [d\mathbf{s}_2 \times (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)]}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^3}$$

- ▶  $I_2$  全体に作用する力

$$\mathbf{F}_2 = \int_{I_2 \text{上}} I_2 d\mathbf{s}_2 \times \mathbf{B}_1 = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{4\pi} \int_{I_2 \text{上}} \frac{d\mathbf{s}_2 \times [d\mathbf{s}_1 \times (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)]}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|^3}$$

- ▶ 外積の公式  $\mathbf{A} \times (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) = \mathbf{B} \times (\mathbf{C} \times \mathbf{A})$  から  $\mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 = 0$

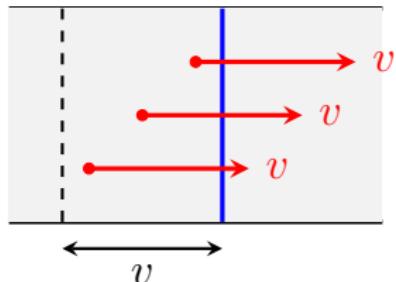
電流間の力には作用・反作用の法則が成り立つ



# 磁場中の荷電粒子

## ▶ 導線内部を運動する荷電粒子

- ▷ 電荷  $q$ 、速さ  $v$ 、単位長さ当たりの密度  $n$
- ▷ 断面を単位時間当たり通過する粒子数  $nv$
- ▷ 断面を単位時間当たり通過する電流



$$I = qnv$$

## ▶ 磁場 $B$ を印加したとき長さ $\Delta s$ 内の荷電粒子に作用する力

$$\Delta \mathbf{F} = I \Delta \mathbf{s} \times \mathbf{B} = qnv \Delta s \times \mathbf{B} = n \Delta s \cdot q \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (\because \Delta s // \mathbf{v})$$

## ▶ $n \Delta s$ は長さ $\Delta s$ 内の粒子数なので、粒子 1 個に作用する力は

$$\mathbf{F} = \frac{\Delta \mathbf{F}}{n \Delta s} = q \mathbf{v} \times \mathbf{B}$$



# 電磁場中の荷電粒子

- ▶ 電場  $E$ 、磁束密度  $B$  の内部で運動する粒子に作用する力

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (\text{ローレンツ力})$$

- ▶ 質量  $m$  の荷電粒子が従うニュートン方程式

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

- ▶ ニュートン方程式の解き方

1. 速度に関する方程式を解いて速度の各成分  $v_x, v_y, v_z$  を求める
2. 速度を積分して座標の各成分  $x, y, z$  を求める
3. 初期条件から積分定数を決める

# 例1: 一様な静磁場中の荷電粒子



- ▶ ニュートン方程式

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$$

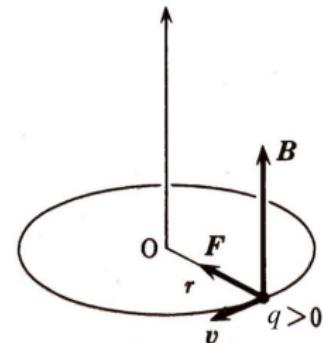
- ▶ 加速度 ( $\propto F$ ) は速度に直交するので

$$0 = \dot{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{v} = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} |\mathbf{v}|^2, \quad \therefore |\mathbf{v}| = v_0 = \text{const.}$$

- ▶ 円運動を仮定すると

$$m \frac{v^2}{r} = qvB, \quad \therefore r_c = \frac{mv}{qB} = \frac{mv_0}{qB} \quad (\text{サイクロトロン半径}),$$

$$\omega_c = \frac{v_0}{r_c} = \frac{qB}{m} \quad (\text{サイクロトロン角振動数})$$



## 例2: 一様な静電場と静磁場の中の荷電粒子

►  $E = (0, E, 0)$ ,  $B = (0, 0, B)$  とすると

$$\mathbf{v} \times \mathbf{B} = (v_y B_z - v_z B_y,$$

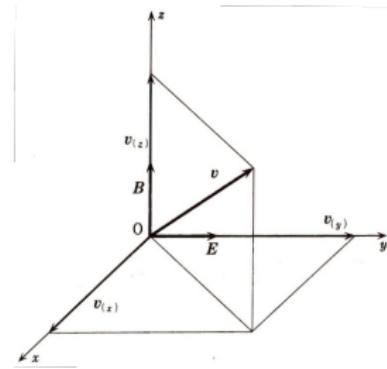
$$v_z B_x - v_x B_z,$$

$$v_x B_y - v_y B_x)$$

$$= (v_y B, -v_x B, 0)$$

► ニュートン方程式

$$m \frac{dv_x}{dt} = qv_y B, \quad m \frac{dv_y}{dt} = q(E - v_x B), \quad m \frac{dv_z}{dt} = 0$$





(1) 初速度が  $v_x = \frac{E}{B}, v_y = 0, v_z = 0$  のとき

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{dv_y}{dt} = \frac{dv_z}{dt} = 0,$$

から上の初速度が維持され、粒子は速さ  $\frac{E}{B}$  で  $x$  方向に直進

(2) 初め粒子が原点に静止しているとき

$$v_x(0) = v_y(0) = v_z(0) = 0, \quad x(0) = y(0) = z(0) = 0$$

(a)  $v_z$  の方程式を積分して初期条件  $v_z(0) = 0$  を使うと

$$v_z(t) = \text{const.}, \quad 0 = v_z(0) = \text{const.}, \quad \therefore v_z(t) = \frac{dz}{dt} = 0$$

時間積分して初期条件  $z(0) = 0$  を使うと

$$z(t) = \text{const.}, \quad 0 = z(0) = \text{const.}, \quad \therefore z(t) = 0$$

よって粒子は  $x-y$  面内で運動



(b)  $v'_x \equiv v_x - \frac{E}{B}$  とおくと  $v_x, v'_y$  の微分方程式は

$$\frac{dv'_x}{dt} = \frac{qB}{m}v_y = \omega_c v_y, \quad \frac{dv_y}{dt} = -\frac{qB}{m}v'_x = -\omega_c v'_x$$

第二式を時間微分して第一式を代入し、 $v'_x$  を消去すると

$$\frac{d^2v_y}{dt^2} = -\omega_c \frac{dv'_x}{dt} = -\omega_c^2 v_y$$

この単振動の方程式は次の形の一般解を持つ

$$v_y(t) = C_1 \sin \omega_c t + C_2 \cos \omega_c t$$

$v_y$  の初期条件から  $0 = v_y(0) = 0 + C_2$  なので

$$\therefore v_y(t) = \frac{dy}{dt} = C_1 \sin \omega_c t$$

時間積分して初期条件  $y(0) = 0$  を使うと

$$y(t) = -\frac{C_1}{\omega_c} \cos \omega_c t + C_3, \quad 0 = y(0) = -\frac{C_1}{\omega_c} + C_3,$$

$$\therefore y(t) = \frac{C_1}{\omega_c} (1 - \cos \omega_c t)$$



(c)  $v_y(t)$  の式を  $v'_x$  の微分方程式に代入すると

$$v'_x(t) = -\frac{1}{\omega_c} \frac{dv_y}{dt} = -C_1 \cos \omega_c t$$

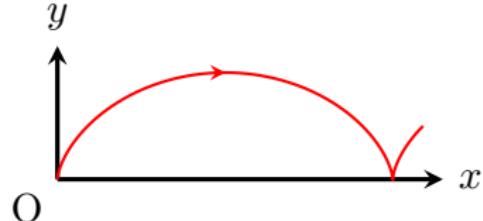
$v'_x = v_x - \frac{E}{B}$  の初期条件から  $-\frac{E}{B} = -C_1$  なので

$$v_x(t) = \frac{dx}{dt} = v'_x(t) + \frac{E}{B} = \frac{E}{B}(1 - \cos \omega_c t)$$

時間積分して初期条件  $x(0) = 0$  を使うと

$$x(t) = \frac{E}{B} \left( t - \frac{1}{\omega_c} \sin \omega_c t \right) + C_4, \quad 0 = x(0) = C_4,$$

$$\therefore \begin{cases} x(t) = \frac{E}{B\omega_c}(\omega_c t - \sin \omega_c t), \\ y(t) = \frac{E}{B\omega_c}(1 - \cos \omega_c t) \end{cases}$$



粒子はサイクロイド曲線を描く

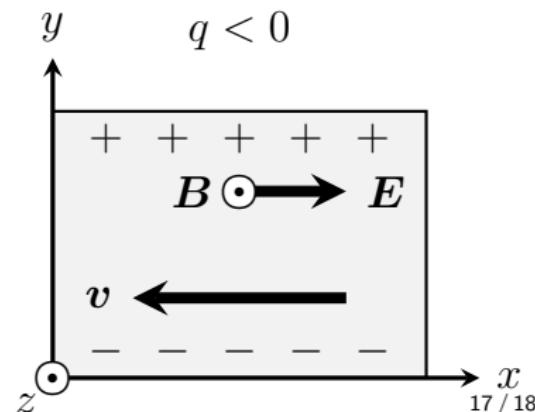
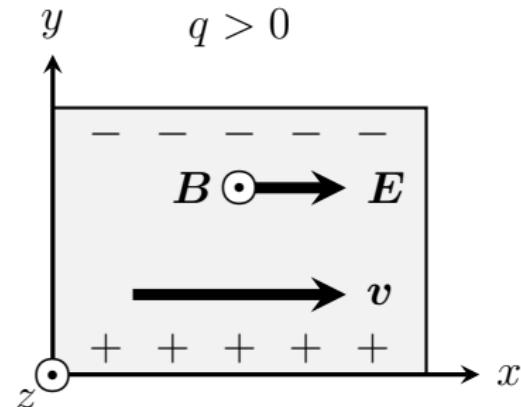


# 演習：ホール効果

- ▶ 電荷担体の電荷を  $q$ 、速度を  $v$  とすると磁場から受ける力は

$$\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$$

- ▶  $q > 0$  とき  $\mathbf{F}$  は下向きなので導体の下側が正、上側が負に帯電
- ▶  $q < 0$  とき  $\mathbf{F}$  は下向きなので導体の下側が負、上側が正に帯電





# 演習：ホール効果（続き）

- ▶ 上側と下側に生じた電荷によるホール電場を  $E_H$  とすると

$$|E_H| = |\mathbf{v} \times \mathbf{B}|$$

- ▷  $q > 0$  とき  $E_H$  は上向き
- ▷  $q < 0$  とき  $E_H$  は下向き
- ▶ ホール電圧を測定すると電荷担体が持つ電荷の符号が判明

