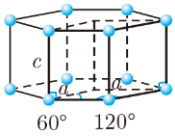
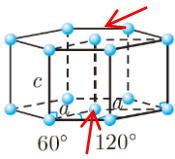
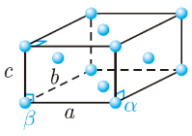
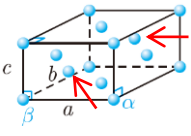
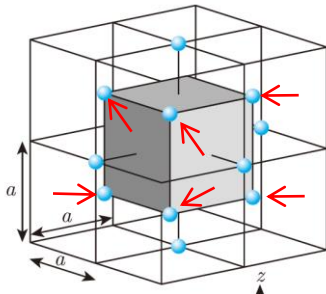
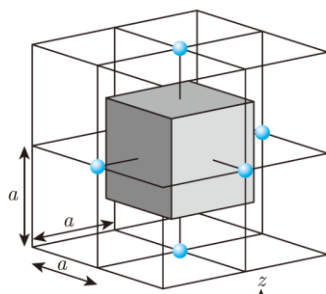
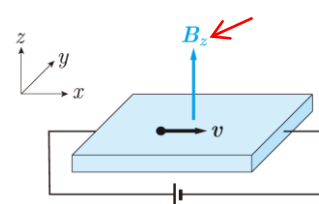
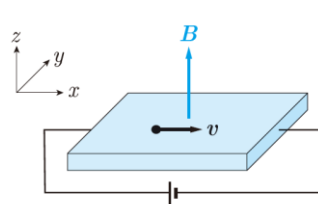


頁	行	誤	正
11	欄外注3	<p>⁴³ オーギュスト・ブラヴェ (Auguste Bravais, 1811～1863) はフランスの物理学者。ガロア理論で有名なエヴァリスタ・ガロア (Évariste Galois, 1811～1832) のエコール・ポリテクニークの同級生であった。</p>	<p>⁴³ オーギュスト・ブラヴェ (Auguste Bravais, 1811～1863) はフランスの物理学者。</p>
	表 2.1 六方晶系・ 単純格子		
	表 2.1 直方晶系・ 面心格子		
12	図 2.14	 <p>図 2.14 単純立方格子の ウィグナー-ザイツ胞</p>	 <p>図 2.14 単純立方格子の ウィグナー-ザイツ胞</p>
16	9 行目	$(\frac{a}{4}, \frac{3a}{4}, \frac{3a}{4}), (\frac{3a}{4}, \frac{a}{4}, \frac{3a}{4}), (\frac{3a}{4}, \frac{a}{4}, \frac{3a}{4})$	$(\frac{a}{4}, \frac{3a}{4}, \frac{3a}{4}), (\frac{3a}{4}, \frac{a}{4}, \frac{3a}{4}), (\frac{3a}{4}, \frac{3a}{4}, \frac{a}{4})$
25	下から 5 行 目	3.2.2 3次元の逆格子	3.2.2 3次元の逆格子点
31	真ん中 あたり	$\frac{2\pi}{\lambda}(\overline{AP} - \overline{OP}) = (\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r}$	$\frac{2\pi}{\lambda}(\overline{AP} - \overline{OB}) = (\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r}$
48	欄外注 24 8 行目	式(4.5)で示した不確定性関係	式(4.20)で示した不確定性関係
	最下行	不確定性関係が成り立つ	不確定性原理が成り立つ
51	一番上の式	$\tilde{\psi}(p_x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x, t) e^{-i \frac{p_x x}{\hbar}} dx$	$\tilde{\psi}(p_x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x, t) e^{-i \frac{p_x x}{\hbar}} dx$
52	図 4.5 縦軸	$\log \tilde{\psi}(p_x, t) ^2$	$ \tilde{\psi}(p_x, t) ^2$
57	式(4.36)の 次の行	と表される。	と表される。ここで、 \mathbf{r} は動径ベクトル、 \mathbf{p} は運動量である。

69	式(4.81)	$\hat{H}\varphi(x) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{2}m\omega^2 x^2\right) \varphi(x) = E\varphi(x)$	$\hat{H}\varphi(x) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{2}m\omega^2 x^2\right) \varphi(x) = \mathcal{E}\varphi(x)$ ↓
84	式(6.6)の次の行	が得られる。	が得られる。ただし、 $S_{21} = \int \phi_2^* \phi_1 d\mathbf{r}$ である。
	式(6.7)の次の行	c_1, c_2 が 0 でないためには、	c_1, c_2 が ともに 0 でないためには、
85	図 6.3 縦軸の目盛り	0	\mathcal{E}_{1s}
90	6.3.2 項 3 行目の式	$V_i = -\frac{Me^2}{2\pi\epsilon_0 a} = 1.43 \times 10^{-18} \text{ J} = 8.92 \text{ eV}$	$V_i = -\frac{Me^2}{2\pi\epsilon_0 a} = -1.43 \times 10^{-18} \text{ J} = -8.92 \text{ eV}$
122	最下行	一方、 左辺 は	一方、 右辺 は
147	下から 7 行目	$\phi(\mathbf{r})$ はブロッホの定理より $\phi(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$	$\phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ はブロッホの定理より $\phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$
148	式(10.22)	$\phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{G_m} C_{G_m} e^{i(\mathbf{k}+G_m)\cdot\mathbf{r}}$	$\phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{G_m} C_{G_m} e^{i(\mathbf{k}+G_m)\cdot\mathbf{r}}$
150	図 10.5 上の曲線を 示す式	$\mathcal{E} = V_0 + \frac{1}{2} \left\{ \frac{\hbar^2}{2m_e} k^2 + \frac{\hbar^2}{2m_e} (k + G_m)^2 \right\} + \frac{1}{2} \sqrt{\left\{ \frac{\hbar^2}{2m_e} k^2 + \frac{\hbar^2}{2m_e} (k + G_m)^2 \right\}^2 + 4 V_{G_m} ^2}$	$\mathcal{E} = V_0 + \frac{1}{2} \left\{ \frac{\hbar^2}{2m_e} k^2 + \frac{\hbar^2}{2m_e} (k + G_m)^2 \right\} + \frac{1}{2} \sqrt{\left\{ \frac{\hbar^2}{2m_e} k^2 - \frac{\hbar^2}{2m_e} (k + G_m)^2 \right\}^2 + 4 V_{G_m} ^2}$
161	式(11.12)	$\begin{bmatrix} \frac{dv_x}{dt} \\ \frac{dv_y}{dt} \\ \frac{dv_z}{dt} \end{bmatrix} = \frac{1}{\hbar^2} \begin{bmatrix} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_x^2} & \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_x \partial k_y} & \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_x \partial k_z} \\ \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_y \partial k_x} & \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_y^2} & \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_y \partial k_z} \\ \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_z \partial k_x} & \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_z \partial k_y} & \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_z^2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \frac{dv_x}{dt} \\ \frac{dv_y}{dt} \\ \frac{dv_z}{dt} \end{bmatrix} = \frac{1}{\hbar^2} \begin{bmatrix} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_x^2} & \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_x \partial k_y} & \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_x \partial k_z} \\ \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_y \partial k_x} & \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_y^2} & \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_y \partial k_z} \\ \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_z \partial k_x} & \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_z \partial k_y} & \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_z^2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \end{bmatrix}$
162	図 11.4 一番下の図	m_e	m_e^*
167	図 11.10	$I = \int_S \mathbf{j} \cdot d\mathbf{S}$	$I = \int_S \mathbf{j} \cdot d\mathbf{S}$ (S はベクトル)
174	式(11.63)の 次の行	温度 T が高く、 $\hbar\omega_{k,s} < k_B T$ が成り立てば	温度 T が高く、 $\hbar\omega_{k,s} \ll k_B T$ が成り立てば
176	図 11.12		

208	13.3.2 磁化 2-3 行目	磁気モーメントを合計して $\mathbf{M} = \frac{1}{\Delta V} \sum_i \mathbf{m}_i \quad (13.11)$	磁気モーメント \mathbf{m}_i を合計して $\mathbf{M} = \frac{1}{\Delta V} \sum_i \mathbf{m}_i \quad (13.11)$
220	下から 3 行目	ここで, 上向きスピンの電子数 N_{up} および下向き スピンの電子数 N_{down} はそれぞれ $N_{\text{up}} = \int_{-\infty}^{\infty} D_{\text{up}}(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon \quad (13.51)$ $N_{\text{down}} = \int_{-\infty}^{\infty} D_{\text{down}}(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon \quad (13.52)$	ここで, 単位体積あたりの上向きスピンの電子数 N_{up} および下向きスピンの電子数 N_{down} はそれぞれ $N_{\text{up}} = \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} D_{\text{up}}(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon \quad (13.51)$ $N_{\text{down}} = \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} D_{\text{down}}(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon \quad (13.52)$
221	式(13.55)	$M = \frac{1}{2} g \mu_B (N_{\text{down}} - N_{\text{up}})$ $= \frac{1}{2} g \mu_B \int_{-\infty}^{\infty} \{D_{\text{down}}(\varepsilon) - D_{\text{up}}(\varepsilon)\} f(\varepsilon) d\varepsilon$ $= \frac{1}{4} g \mu_B \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ D\left(\varepsilon + \frac{1}{2} g \mu_B B\right) - D\left(\varepsilon - \frac{1}{2} g \mu_B B\right) \right\} f(\varepsilon) d\varepsilon$ $= \frac{1}{4} g \mu_B \int_{-\infty}^{\infty} D(\varepsilon) \left\{ f\left(\varepsilon - \frac{1}{2} g \mu_B B\right) - f\left(\varepsilon + \frac{1}{2} g \mu_B B\right) \right\} d\varepsilon$	$M = \frac{1}{2} g \mu_B (N_{\text{down}} - N_{\text{up}})$ $= \frac{1}{2V} g \mu_B \int_{-\infty}^{\infty} \{D_{\text{down}}(\varepsilon) - D_{\text{up}}(\varepsilon)\} f(\varepsilon) d\varepsilon$ $= \frac{1}{4V} g \mu_B \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ D\left(\varepsilon + \frac{1}{2} g \mu_B B\right) - D\left(\varepsilon - \frac{1}{2} g \mu_B B\right) \right\} f(\varepsilon) d\varepsilon$ $= \frac{1}{4V} g \mu_B \int_{-\infty}^{\infty} D(\varepsilon) \left\{ f\left(\varepsilon - \frac{1}{2} g \mu_B B\right) - f\left(\varepsilon + \frac{1}{2} g \mu_B B\right) \right\} d\varepsilon$
	式(13.57)	$M = -\frac{1}{4} g^2 \mu_B^2 B \int_{-\infty}^{\infty} D(\varepsilon) f'(\varepsilon) d\varepsilon$	$M = -\frac{1}{4V} g^2 \mu_B^2 B \int_{-\infty}^{\infty} D(\varepsilon) f'(\varepsilon) d\varepsilon$
	式(13.58)	$M = -\frac{1}{4} g^2 \mu_B^2 B [D(\varepsilon) f(\varepsilon)]_{-\infty}^{\infty} + \frac{1}{4} g^2 \mu_B^2 B \int_{-\infty}^{\infty} D'(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon$ $= \frac{1}{4} g^2 \mu_B^2 B \int_{-\infty}^{\infty} D'(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon$	$M = -\frac{1}{4V} g^2 \mu_B^2 B [D(\varepsilon) f(\varepsilon)]_{-\infty}^{\infty} + \frac{1}{4V} g^2 \mu_B^2 B \int_{-\infty}^{\infty} D'(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon$ $= \frac{1}{4V} g^2 \mu_B^2 B \int_{-\infty}^{\infty} D'(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon$
222	式(13.59)	$M = \frac{1}{4} g^2 \mu_B^2 B \left\{ \int_{-\infty}^{\mu} D'(\varepsilon) d\varepsilon + \frac{\pi^2}{6} (k_B T)^2 D''(\mu) \right\}$ $= \frac{1}{4} g^2 \mu_B^2 B \left\{ D(\mu) + \frac{\pi^2}{6} (k_B T)^2 D''(\mu) \right\}$	$M = \frac{1}{4V} g^2 \mu_B^2 B \left\{ \int_{-\infty}^{\mu} D'(\varepsilon) d\varepsilon + \frac{\pi^2}{6} (k_B T)^2 D''(\mu) \right\}$ $= \frac{1}{4V} g^2 \mu_B^2 B \left\{ D(\mu) + \frac{\pi^2}{6} (k_B T)^2 D''(\mu) \right\}$
	式(13.66)	$M = \frac{1}{4} g^2 \mu_B^2 B D(\varepsilon_F) \left[1 + \frac{\pi^2}{6} (k_B T)^2 \left\{ \frac{D''(\varepsilon_F)}{D(\varepsilon_F)} - \frac{D'(\varepsilon_F)^2}{D(\varepsilon_F)^2} \right\} \right]$	$M = \frac{1}{4V} g^2 \mu_B^2 B D(\varepsilon_F) \left[1 + \frac{\pi^2}{6} (k_B T)^2 \left\{ \frac{D''(\varepsilon_F)}{D(\varepsilon_F)} - \frac{D'(\varepsilon_F)^2}{D(\varepsilon_F)^2} \right\} \right]$
223	式(13.67)	$M = \frac{1}{4} g^2 \mu_B^2 B D(\varepsilon_F)$	$M = \frac{1}{4V} g^2 \mu_B^2 B D(\varepsilon_F)$
	式(13.68)	$\chi_P = \frac{1}{4} \mu_0 g^2 \mu_B^2 D(\varepsilon_F)$	$\chi_P = \frac{1}{4V} \mu_0 g^2 \mu_B^2 D(\varepsilon_F)$
	式(13.69)	$\chi_P = \mu_0 \mu_B^2 D(\varepsilon_F)$	$\chi_P = \frac{1}{V} \mu_0 \mu_B^2 D(\varepsilon_F)$
224	式(13.71)	$\chi_L = -\frac{1}{3} \mu_0 \mu_B^2 D(\varepsilon_F) = -\frac{1}{3} \chi_P$	$\chi_L = -\frac{1}{3V} \mu_0 \mu_B^2 D(\varepsilon_F) = -\frac{1}{3} \chi_P$
247	式(14.27) 3 行目	$= \left(\frac{m_v^* k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{\mu - \varepsilon_v}{k_B T}}$	$= 2 \left(\frac{m_v^* k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{\mu - \varepsilon_v}{k_B T}}$
248	式(14.31)	$\mu = \frac{\varepsilon_g}{2} + \frac{3k_B T}{4} \log \left(\frac{m_v^*}{m_c^*} \right)$	$\mu = \frac{\varepsilon_c + \varepsilon_v}{2} + \frac{3k_B T}{4} \log \left(\frac{m_v^*}{m_c^*} \right) = \varepsilon_v + \frac{\varepsilon_g}{2} + \frac{3k_B T}{4} \log \left(\frac{m_v^*}{m_c^*} \right)$

251	下から 6行目	半導体の有効質量および誘電率を	半導体の有効質量および比誘電率を
254	式(14.45) 2行目	$= \frac{N_D}{1 + \frac{1}{2} e^{-\frac{e\phi_c - e\phi_d - \mu}{k_B T}}}$	$= \frac{N_D}{1 + \frac{1}{2} e^{-\frac{e\phi_c - e\phi_d - \mu}{k_B T}}}$
255	式(14.52)	$N_e \approx \frac{1}{4} N_c e^{-\frac{e\phi_d}{k_B T}} \dots$	$n_e \approx \frac{1}{4} N_c e^{-\frac{e\phi_d}{k_B T}} \dots$
263	式(14.70)	$I = I_S \left(e^{\frac{eV_c}{k_B T}} - 1 \right)$	$I = I_S \left(e^{\frac{eV_c}{k_B T}} - 1 \right)$
266	下から 9行目	磁化率は $\chi = -1$ となる。	磁化率は $\chi_m = -1$ となる。
292	9行目から 12行目	さらに3次元自由電子の状態密度が $D(\varepsilon) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e}{\hbar^2} \right)^{3/2} \varepsilon^{1/2}$ であることを用いれば $\chi_L = -\frac{1}{3} \mu_0 \mu_B^2 D(\mu)$ が得られる。	さらに3次元自由電子の状態密度が $D(\varepsilon) = \frac{V}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e}{\hbar^2} \right)^{3/2} \varepsilon^{1/2}$ であることを用いれば $\chi_L = -\frac{1}{3V} \mu_0 \mu_B^2 D(\mu)$ が得られる。
307	演習問題 11.2 解答 4行目の式	$m_e^* = \frac{6ta^2 \hbar^2}{\cos \frac{ka}{2} (2 \sin^2 \frac{ka}{2} - \cos^2 \frac{ka}{2})}$	$m_e^* = \frac{\hbar^2}{6a^2 \cos \frac{ka}{2} (2 \sin^2 \frac{ka}{2} - \cos^2 \frac{ka}{2})}$
	演習問題 11.2 解答の 最後に追加 (補足説明)	が得られる。	が得られる。ただし、243 ページで説明しているように、3次元 \mathbf{k} 空間において $[111]$ 方向の有効質量を求めるためには、実際には $(k_x, k_y, k_z) = \frac{1}{\sqrt{3}} (\xi, \xi, \xi)$ として、 $m_e^* = \left\{ \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}(\xi)}{\partial \xi^2} \right\}^{-1}$ を用いて計算しなければならぬ。このとき $\mathcal{E}(\xi) = \varepsilon_0 + 8t \cos^3 \frac{\xi a}{2\sqrt{3}}$ であるので、有効質量は $m_e^* = \frac{\hbar^2}{2ta^2 \cos^3 \frac{\xi a}{2\sqrt{3}} \left(2 \sin^2 \frac{\xi a}{2\sqrt{3}} - \cos^2 \frac{\xi a}{2\sqrt{3}} \right)}$ となる。