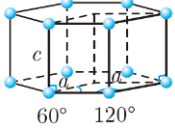
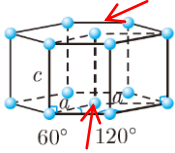
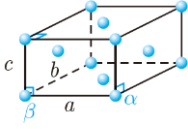
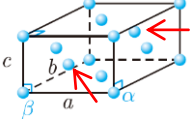
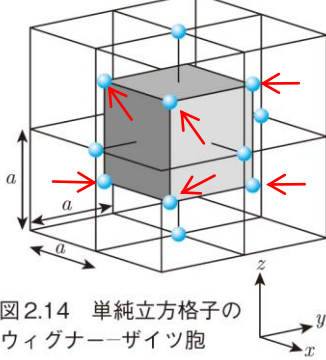
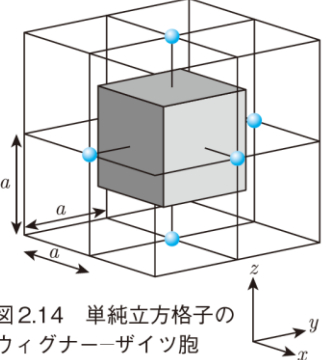


頁	行	誤	正
11	欄外注3	*3 オーギュスト・ブラヴェ (Auguste Bravais, 1811～1863) はフランスの物理学者。ガロア理論で有名なエヴァリスタ・ガロア (Évariste Galois, 1811～1832) のエコール・ポリテクニークの同級生であった。	*3 オーギュスト・ブラヴェ (Auguste Bravais, 1811～1863) はフランスの物理学者。
	表 2.1 六方晶系・単 純格子		
	表 2.1 直方晶系・面 心格子		
12	図 2.14		
		図 2.14 単純立方格子の ウィグナー-ザイツ胞	図 2.14 単純立方格子の ウィグナー-ザイツ胞
51	一番上の式	$\tilde{\psi}(p_x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x, t) e^{-i \frac{p_x x}{\hbar}} dx$	$\tilde{\psi}(p_x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x, t) e^{-i \frac{p_x x}{\hbar}} dx$
69	式(4.81)	$\hat{H}\varphi(x) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{2} m\omega^2 x^2 \right) \varphi(x) = E\varphi(x)$	$\hat{H}\varphi(x) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{2} m\omega^2 x^2 \right) \varphi(x) = \mathcal{E}\varphi(x)$
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)	$\begin{bmatrix} \frac{dv_x}{dt} \\ \frac{dv_y}{dt} \\ \frac{dv_z}{dt} \end{bmatrix} = \frac{1}{\hbar^2} \begin{bmatrix} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_x^2} & \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_x \partial k_y} & \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_x \partial k_z} \\ \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_y \partial k_x} & \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_y^2} & \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_y \partial k_z} \\ \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_z \partial k_x} & \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_z \partial k_y} & \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_z^2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \frac{dv_x}{dt} \\ \frac{dv_y}{dt} \\ \frac{dv_z}{dt} \end{bmatrix} = \frac{1}{\hbar^2} \begin{bmatrix} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_x^2} & \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_x \partial k_y} & \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_x \partial k_z} \\ \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_y \partial k_x} & \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_y^2} & \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_y \partial k_z} \\ \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_z \partial k_x} & \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_z \partial k_y} & \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_z^2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \end{bmatrix}$

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 $M = \frac{1}{\Delta V} \sum_j \mathbf{m}_j \quad (13.11)$	磁気モーメント \mathbf{m}_i を合計して $M = \frac{1}{\Delta V} \sum_i \mathbf{m}_i \quad (13.11)$
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 $N_{\text{up}} = \int_{-\infty}^{\infty} D_{\text{up}}(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon \quad (13.51)$ $N_{\text{down}} = \int_{-\infty}^{\infty} D_{\text{down}}(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon \quad (13.52)$	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 $N_{\text{up}} = \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} D_{\text{up}}(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon \quad (13.51)$ $N_{\text{down}} = \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} D_{\text{down}}(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon \quad (13.52)$
221	式(13.55)	$M = \frac{1}{2} g \mu_B (N_{\text{down}} - N_{\text{up}})$ $= \frac{1}{2} g \mu_B \int_{-\infty}^{\infty} \{D_{\text{down}}(\epsilon) - D_{\text{up}}(\epsilon)\} f(\epsilon) d\epsilon$ $= \frac{1}{4} g \mu_B \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ D\left(\epsilon + \frac{1}{2} g \mu_B B\right) - D\left(\epsilon - \frac{1}{2} g \mu_B B\right) \right\} f(\epsilon) d\epsilon$ $= \frac{1}{4} g \mu_B \int_{-\infty}^{\infty} D(\epsilon) \left\{ f\left(\epsilon - \frac{1}{2} g \mu_B B\right) - f\left(\epsilon + \frac{1}{2} g \mu_B B\right) \right\} d\epsilon$	$M = \frac{1}{2} g \mu_B (N_{\text{down}} - N_{\text{up}})$ $= \frac{1}{2V} g \mu_B \int_{-\infty}^{\infty} \{D_{\text{down}}(\epsilon) - D_{\text{up}}(\epsilon)\} f(\epsilon) d\epsilon$ $= \frac{1}{4V} g \mu_B \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ D\left(\epsilon + \frac{1}{2} g \mu_B B\right) - D\left(\epsilon - \frac{1}{2} g \mu_B B\right) \right\} f(\epsilon) d\epsilon$ $= \frac{1}{4V} g \mu_B \int_{-\infty}^{\infty} D(\epsilon) \left\{ f\left(\epsilon - \frac{1}{2} g \mu_B B\right) - f\left(\epsilon + \frac{1}{2} g \mu_B B\right) \right\} d\epsilon$
	式(13.57)	$M = -\frac{1}{4} g^2 \mu_B^2 B \int_{-\infty}^{\infty} D(\epsilon) f'(\epsilon) d\epsilon$	$M = -\frac{1}{4V} g^2 \mu_B^2 B \int_{-\infty}^{\infty} D(\epsilon) f'(\epsilon) d\epsilon$
	式(13.58)	$M = -\frac{1}{4} g^2 \mu_B^2 B [D(\epsilon) f(\epsilon)]_{-\infty}^{\infty} + \frac{1}{4} g^2 \mu_B^2 B \int_{-\infty}^{\infty} D'(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon$ $= \frac{1}{4} g^2 \mu_B^2 B \int_{-\infty}^{\infty} D'(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon$	$M = -\frac{1}{4V} g^2 \mu_B^2 B [D(\epsilon) f(\epsilon)]_{-\infty}^{\infty} + \frac{1}{4V} g^2 \mu_B^2 B \int_{-\infty}^{\infty} D'(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon$ $= \frac{1}{4V} g^2 \mu_B^2 B \int_{-\infty}^{\infty} D'(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon$
222	式(13.59)	$M = \frac{1}{4} g^2 \mu_B^2 B \left\{ \int_{-\infty}^{\mu} D'(\epsilon) d\epsilon + \frac{\pi^2}{6} (k_B T)^2 D''(\mu) \right\}$ $= \frac{1}{4} g^2 \mu_B^2 B \left\{ D(\mu) + \frac{\pi^2}{6} (k_B T)^2 D''(\mu) \right\}$	$M = \frac{1}{4V} g^2 \mu_B^2 B \left\{ \int_{-\infty}^{\mu} D'(\epsilon) d\epsilon + \frac{\pi^2}{6} (k_B T)^2 D''(\mu) \right\}$ $= \frac{1}{4V} g^2 \mu_B^2 B \left\{ D(\mu) + \frac{\pi^2}{6} (k_B T)^2 D''(\mu) \right\}$
	式(13.66)	$M = \frac{1}{4} g^2 \mu_B^2 B D(\epsilon_F) \left[1 + \frac{\pi^2}{6} (k_B T)^2 \left\{ \frac{D''(\epsilon_F)}{D(\epsilon_F)} - \frac{D'(\epsilon_F)^2}{D(\epsilon_F)^2} \right\} \right]$	$M = \frac{1}{4V} g^2 \mu_B^2 B D(\epsilon_F) \left[1 + \frac{\pi^2}{6} (k_B T)^2 \left\{ \frac{D''(\epsilon_F)}{D(\epsilon_F)} - \frac{D'(\epsilon_F)^2}{D(\epsilon_F)^2} \right\} \right]$
223	式(13.67)	$M = \frac{1}{4} g^2 \mu_B^2 B D(\epsilon_F)$	$M = \frac{1}{4V} g^2 \mu_B^2 B D(\epsilon_F)$
	式(13.68)	$\chi_P = \frac{1}{4} \mu_0 g^2 \mu_B^2 D(\epsilon_F)$	$\chi_P = \frac{1}{4V} \mu_0 g^2 \mu_B^2 D(\epsilon_F)$
	式(13.69)	$\chi_P = \mu_0 \mu_B^2 D(\epsilon_F)$	$\chi_P = \frac{1}{V} \mu_0 \mu_B^2 D(\epsilon_F)$

224	式(13.71)	$\chi_L = -\frac{1}{3}\mu_0\mu_B^2 D(\varepsilon_F) = -\frac{1}{3}\chi_P$	$\chi_L = -\frac{1}{3V}\mu_0\mu_B^2 D(\varepsilon_F) = -\frac{1}{3}\chi_P$
255	式(14.52)	$N_e \approx \frac{1}{4}N_c e^{\frac{\varepsilon_d}{k_B T}} \dots$	$n_e \approx \frac{1}{4}N_c e^{\frac{\varepsilon_d}{k_B T}} \dots$
263	式(14.70)	$I = I_S \left(e^{\frac{eV_f}{k_B T}} - 1 \right)$	$I = I_S \left(e^{\frac{eV_f}{k_B T}} - 1 \right)$
292	9行目から 12行目	<p>さらに3次元自由電子の状態密度が</p> $D(\varepsilon) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e}{\hbar^2} \right)^{3/2} \varepsilon^{1/2}$ <p>であることを用いれば</p> $\chi_L = -\frac{1}{3}\mu_0\mu_B^2 D(\mu)$ <p>が得られる。</p>	<p>さらに3次元自由電子の状態密度が</p> $D(\varepsilon) = \frac{V}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e}{\hbar^2} \right)^{3/2} \varepsilon^{1/2}$ <p>であることを用いれば</p> $\chi_L = -\frac{1}{3V}\mu_0\mu_B^2 D(\mu)$ <p>が得られる。</p>

[2017年8月17日作成]