
 まえがき v 23 行目

【誤】 町田一茂

【正】 町田一成

 73 頁脚注^{*4.30} 5-9 行目

【誤】 これが最小となる条件は、被積分関数の微分がゼロとなることである。そうすると、

$$\alpha\Psi + \beta|\Psi|^2\Psi + \gamma\frac{d^2\Psi}{dx^2} = 0 \quad (4.54C)$$

が得られる。この式は、 $\gamma = -\frac{\hbar^2}{2m^*}$ とおけば、 $\gamma\frac{d^2\Psi}{dx^2}$ を粒子の運動エネルギー、 $\alpha + \beta|\Psi|^2$ をポテンシャル

【正】 被積分関数を $F(x, \Psi, \Psi', \Psi^*, \Psi^{*'}) = F_0 + \alpha\Psi^*\Psi + \frac{\beta}{2}\Psi^{*2}\Psi^2 + \gamma\Psi^{*'}\Psi'$ (ただし、 $\Psi' = \frac{d\Psi}{dx}$, $\Psi^{*'} = \frac{d\Psi^*}{dx}$)

と書き換えて、積分汎関数が極値をとるときに適用できるオイラー (Euler) の微分方程式 $\frac{d}{dx}\left(\frac{\partial F}{\partial \Psi^{*'}}\right) - \frac{\partial F}{\partial \Psi^*} = 0$ を使うと、

$$\alpha\Psi + \beta|\Psi|^2\Psi - \gamma\frac{d^2\Psi}{dx^2} = 0 \quad (4.54C)$$

が得られる。この式は、 $\gamma = \frac{\hbar^2}{2m^*}$ とおけば、 $-\gamma\frac{d^2\Psi}{dx^2}$ を粒子の運動エネルギー、 $\beta|\Psi|^2$ をポテンシャル

 81 頁 4 行目

$$\text{【誤】 } |\alpha| = \frac{\hbar^2\eta}{4m^*} + \frac{m^*\omega_c^2}{4\eta} + \frac{m^*\omega_c^2x_0}{\sqrt{\pi\eta}} + \frac{m^*\omega_c^2x_0^2}{2} \quad (4.85)$$

$$\text{【正】 } |\alpha| = \frac{\hbar^2\eta}{4m^*} + \frac{m^*\omega_c^2}{4\eta} - \frac{m^*\omega_c^2x_0}{\sqrt{\pi\eta}} + \frac{m^*\omega_c^2x_0^2}{2} \quad (4.85)$$

 83 頁脚注^{*4.46} 1 行目
【誤】 $\delta\mathbf{B}(\mathbf{r})$ を $\mathbf{B}(\mathbf{r}) + \delta\mathbf{B}(\mathbf{r})$ と置き換えて【正】 $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ を $\mathbf{B}(\mathbf{r}) + \delta\mathbf{B}(\mathbf{r})$ と置き換えて

 84 頁脚注^{*4.47} 1-2 行目

$$\text{【誤】 } \int d^2\mathbf{r}(\lambda^2 \text{rot rot}\mathbf{B}(\mathbf{r}) + \mathbf{B}(\mathbf{r})) = \oint d\mathbf{s} \cdot \text{rot}\mathbf{B}(\mathbf{r}) + \Phi = \oint d\mathbf{s} \cdot \frac{4\pi\lambda^2}{c}\mathbf{J}_s(\mathbf{r}) + \Phi$$

$$\text{【正】 } \int d^2\mathbf{r}(\lambda^2 \text{rot rot}\mathbf{B}(\mathbf{r}) + \mathbf{B}(\mathbf{r})) = \oint d\mathbf{s} \cdot \lambda^2 \text{rot}\mathbf{B}(\mathbf{r}) + \Phi = \oint d\mathbf{s} \cdot \frac{4\pi\lambda^2}{c}\mathbf{J}_s(\mathbf{r}) + \Phi$$

 96 頁 12 行目

$$\text{【誤】 } J_c[\text{A} \cdot \text{m}^{-2}] = \frac{20\Delta M[\text{A} \cdot \text{m}^{-1}]}{d[\text{m}]}$$

$$\text{【正】 } J_c[\text{A} \cdot \text{m}^{-2}] = \frac{2\Delta M[\text{A} \cdot \text{m}^{-1}]}{d[\text{m}]} \quad \text{実用単位系を用いると, } J_c[\text{A} \cdot \text{cm}^{-2}] = \frac{20\Delta M[\text{emu} \cdot \text{cm}^{-3}]}{d[\text{cm}]}$$

 119 頁 5 行目

【誤】 図 5.7(a)

【正】 図 5.7(b)

 125 頁 4 行目

$$\text{【誤】 } C = \frac{2N(0)}{k_B T^2} \int_{-\infty}^{\infty} f(E)(1 - f(E_k)) \left(E^2 - \frac{T}{2} \frac{d\Delta^2(T)}{dT}\right) d\xi \quad (5.56)$$

$$\text{【正】 } C = \frac{2N(0)}{k_B T^2} \int_{-\infty}^{\infty} f(E)(1 - f(E)) \left(E^2 - \frac{T}{2} \frac{d\Delta^2(T)}{dT}\right) d\xi \quad (5.56)$$

 127 頁脚注^{*5.37} 6 行目

$$\text{【誤】 } \varepsilon = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial t}$$

$$\text{【正】 } \varepsilon = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$$

136 頁脚注^{*5.52} 13 行目**【誤】** モット(Mott)^{*5.114}ともに**【正】** モット(Mott)^{*5.114}とともに

153 頁脚注^{*5.82} 1 行目**【誤】** $l \neq 0$ 場合**【正】** $l \neq 0$ の場合

156 頁脚注^{*5.91}**【旧】** ^{*5.91} $s+d$ 状態と $s+id$ 状態は, s 波対のギャップ関数 Δ_k と d 波対の Δ_k が位相差ゼロ, あるいは, $i = e^{i\pi/2}$ の位相差を持って足された状態である. 後者の場合は, 時間反転対称性が自発的に破れた状態である. ^{*5.82}**【新】** ^{*5.91} 式(5.91)のように, $V_{kk'}$ は一般にルジャンドル多項式や球面調和関数で展開できるので, 複数の l が混じっても問題ない. たとえば, $l=0$ と $l=2$ が混じると, 波動関数の軌道部分は s 波対の軌道と d 波対の軌道の線形結合で表される. また, 式(5.95)と(5.96)より, 超伝導ギャップ関数 Δ_k も, $V_{kk'}$ の $l=0$ 成分と $l=2$ 成分に対応して, $\Delta_k = \Delta_k(s \text{ 波対}) + e^{i\theta} \Delta_k(d \text{ 波対})$ と表され, 位相差 $\theta=0$ で足される場合は $\Delta_k = \Delta_k(s \text{ 波対}) + \Delta_k(d \text{ 波対})$ ($s+d$ 状態と呼ばれる), $\theta=\pi/2$ で足される場合は $\Delta_k = \Delta_k(s \text{ 波対}) + i\Delta_k(d \text{ 波対})$ ($s+id$ 状態と呼ばれる)となる. なお, $s+id$ 状態は時間反転対称性が自発的に破れた状態である. ^{*5.82}

165 頁 11 行目

【誤】 $\Delta_k^2(T) = -\frac{1}{L^3} \sum_{k'} V_{kk'} \frac{\Delta_k(T) \Delta_{k'}(T)}{2E_{k'}} \tanh\left(\frac{E_{k'}}{2k_B T}\right) > 0$ (5.109)

【正】 $\Delta_k^2(T) = -\sum_{k'} V_{kk'} \frac{\Delta_k(T) \Delta_{k'}(T)}{2E_{k'}} \tanh\left(\frac{E_{k'}}{2k_B T}\right) > 0$ (5.109)

165 頁 20-22 行目**【誤】** 実際, たとえば $V_{kk'} = V_q = V_Q \delta(q-Q)$ (ただし, V_Q は正の定数, $\delta(q)$ はデルタ関数)とすると, 式(5.109)は,

$$\Delta_k^2(T) = -N(0) V_Q \frac{\Delta_k(T) \Delta_{k-Q}(T)}{2E_{k-Q}} \tanh\left(\frac{E_{k-Q}}{2k_B T}\right) > 0$$
 (5.110)

【正】 実際, たとえば $V_{kk'} = V_q = V_Q \delta_{qQ}$ (ただし, V_Q は正の定数, δ_{qQ} はクロネッカー (Kronecker) のデルタ)とすると, 式(5.109)は,

$$\Delta_k^2(T) = -V_Q \frac{\Delta_k(T) \Delta_{k-Q}(T)}{2E_{k-Q}} \tanh\left(\frac{E_{k-Q}}{2k_B T}\right) > 0$$
 (5.110)

258 頁脚注^{*6.106} 16 行目**【誤】** 図 6.42**【正】** 図 6.43

318 頁 25 行目**【誤】** フェルミ面による超伝導ギャップ フェルミ面による超伝導ギャップ**【正】** フェルミ面による超伝導ギャップ

321 頁 35 行目**【誤】** $\text{La}_{1-x}\text{M}_x\text{BiS}_2$ **【正】** $\text{La}_{1-x}\text{M}_x\text{OBiS}_2$

329 頁 35 行目**【誤】** S. Tamanaka**【正】** S. Yamanaka

332 頁 4 行目**【誤】** 町田一茂**【正】** 町田一成

332 頁 30 行目**【旧】** Y. Tokunaga and Y. Yanase, J. Phys.: Condens. Matter (2022).**【新】** Y. Tokunaga and Y. Yanase, J. Phys.: Condens. Matter **34**, 243002 (2022).
