

まえがき v23 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 $F(x, \psi, \psi', \psi^*, \psi^{*'}) = F_n + \alpha\psi^*\psi + \frac{\beta}{2}\psi^{*2}\psi^2 + \gamma\psi^{*'}\psi'$ (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

【誤】 $|\alpha| = \frac{\hbar^2\eta}{4m^*} + \frac{m^*\omega_c^2}{4\eta} + \frac{m^*\omega_c^2x_0}{\sqrt{\pi\eta}} + \frac{m^*\omega_c^2x_0^2}{2}$ (4.85)【正】 $|\alpha| = \frac{\hbar^2\eta}{4m^*} + \frac{m^*\omega_c^2}{4\eta} - \frac{m^*\omega_c^2x_0}{\sqrt{\pi\eta}} + \frac{m^*\omega_c^2x_0^2}{2}$ (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【誤】 $\int d^2\mathbf{r}(\lambda^2\operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathbf{B}(\mathbf{r}) + \mathbf{B}(\mathbf{r})) = \oint d\mathbf{s} \cdot \operatorname{rot}\mathbf{B}(\mathbf{r}) + \Phi = \oint d\mathbf{s} \cdot \frac{4\pi\lambda^2}{c}\mathbf{J}_s(\mathbf{r}) + \Phi$ 【正】 $\int d^2\mathbf{r}(\lambda^2\operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathbf{B}(\mathbf{r}) + \mathbf{B}(\mathbf{r})) = \oint d\mathbf{s} \cdot \lambda^2\operatorname{rot}\mathbf{B}(\mathbf{r}) + \Phi = \oint d\mathbf{s} \cdot \frac{4\pi\lambda^2}{c}\mathbf{J}_s(\mathbf{r}) + \Phi$ 87 頁脚注^{*4.49} 2 行目

【誤】渦糸自身が渦芯の作る磁場

【正】渦糸自身が渦芯に作る磁場

96 頁 12 行目

【誤】 $J_c[\text{A} \cdot \text{m}^{-2}] = \frac{20\Delta M[\text{A} \cdot \text{m}^{-1}]}{d[\text{m}]}$ 【正】 $J_c[\text{A} \cdot \text{m}^{-2}] = \frac{20\Delta M[\text{A} \cdot \text{m}^{-1}]}{d[\text{m}]}$ 実用単位系を用いると、 $J_c[\text{A} \cdot \text{cm}^{-2}] = \frac{20\Delta M[\text{emu} \cdot \text{cm}^{-3}]}{d[\text{cm}]}$ 113 頁脚注^{*5.22} 2 行目【誤】一つの \mathbf{k} を 2 回数えている【正】一つの \mathbf{k}' を 2 回数えている117 頁脚注^{*5.30}【誤】 \mathbf{k} に関する和 $\sum_{\mathbf{k}}$ の項に付いている…一つの \mathbf{k} を 2 回数えていることによっている。【正】 \mathbf{k}' に関する和 $\sum_{\mathbf{k}'}$ の項に付いている…一つの \mathbf{k}' を 2 回数えていることによっている。

119 頁 5 行目

【誤】図 5.7(a)

【正】図 5.7(b)

121 頁脚注^{*5.33} 2 行目【誤】一つの \mathbf{k} を 2 回数えている【正】一つの \mathbf{k}' を 2 回数えている

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

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

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

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

【誤】 モット(Mott)^{*5.114} とともに

【正】 モット(Mott)^{*5.114} とともに

【誤】 $l \neq 0$ の場合

【正】 $l \neq 0$ の場合

【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, $i = e^{i\pi/2}$ の位相差を持つ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}

【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)

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

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

【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,

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

【誤】 場の量子論

【正】 場の理論

【誤】 $(T_c - T)^{-1/2}$

【正】 $(T_c - T)^{1/2}$

【誤】 $\xi_c < d$

【正】 $\xi_c < d_{\text{int}}$

【誤】 $\xi_c \sim d$

【正】 $\xi_c \sim d_{\text{int}}$

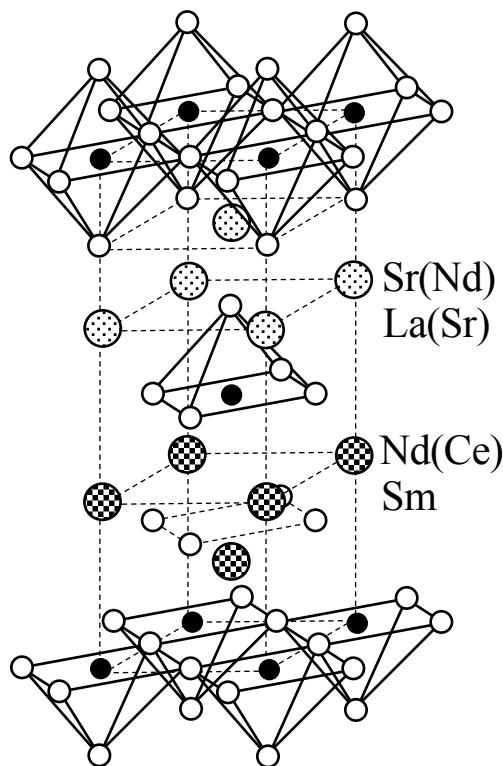
【誤】 6.12.1 の C

【正】 6.12.1 の A

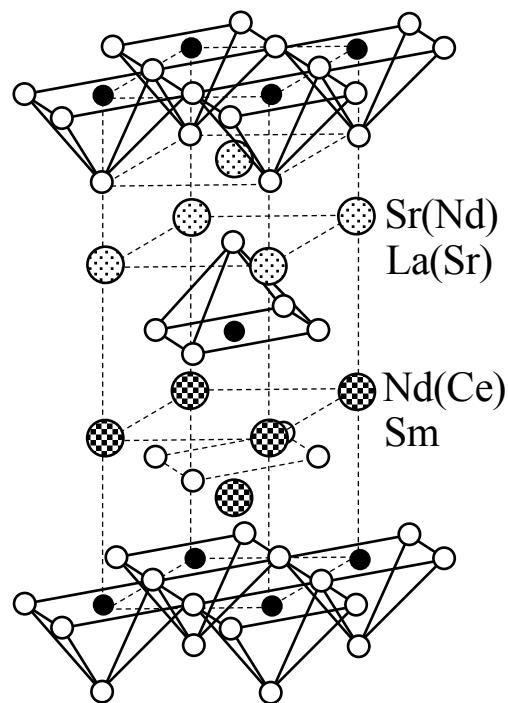
【誤】 図 6.42

【正】 図 6.43

【誤】

(b) T^* 型

【正】

(b) T^* 型

【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

【誤】 $La_{1-x}M_xBiS_2$ 【正】 $La_{1-x}M_xOBiS_2$

【誤】 Natherland

【正】 Netherlands

【誤】 S. Tamanaka

【正】 S. Yamanaka

【誤】 町田一茂

【正】 町田一成

【旧】 Y. Tokunaga and Y. Yanase, J. Phys.: Condens. Matter (2022).

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

【誤】 O Jepsen

【正】 O. Jepsen

【誤】 Geball

【正】 Geballe