訂正

北野正雄「量子力学の基礎」（共立出版）の正誤表です.
最終修正日 2012 年 1 月 27 日

初版第 1 刷への訂正

- 1 ページ, 式 (1.1) の直後の行
  (誤) と表される *3.
  (正) と表される *3. 偏光の自由度が考慮されている.
- 1 ページ, 式 (1.1) の下 2 行目
  (誤) （偏光の自由度を考慮して）モードあたり $2 \times k_{\mathrm{B}}T/2$ の
  (正) モードあたり $k_{\mathrm{B}}T$ の
- 70 ページ, 式 (7.14)
  (誤) $+\lambda\langle\hat{C}\rangle$
  (正) $-\lambda\langle\hat{C}\rangle$
- 70 ページ, 7.5 節 1 行目
  (誤) 基底
  (正) 正規直交基底
- 71 ページ, 式 (7.21)
  (誤) $\mathrm{Tr}\ \hat{A}_1\hat{A}_2\cdots\hat{A}_n = \mathrm{Tr}\ \hat{A}_n\hat{A}_1\cdots\hat{A}_{n-1}$
  (正) $\mathrm{Tr}\ \hat{A}_1\hat{A}_2\cdots\hat{A}_k = \mathrm{Tr}\ \hat{A}_k\hat{A}_1\cdots\hat{A}_{k-1}$
- 71 ページ, 式 (7.23) の最後の式
  (誤) $||\hat{A}||||\hat{B}|| \geq (\hat{A}, \hat{B})$
  (正) $||\hat{A}||||\hat{B}|| \geq |(\hat{A}, \hat{B})|$
- 72 ページ, 式 (7.31) の中ほど
  (誤) $\displaystyle\sum_{\sigma\in S_n}\prod_{i=1}^{n} A_{\sigma(i),i}$
  (正) $\displaystyle\sum_{\sigma\in S_n}\mathrm{sgn}(\sigma)\prod_{i=1}^{n} A_{\sigma(i),i}$
- 76 ページ, 5 行目
  (誤) $(i \neq j$
  (正) $(i \neq j)$

- 80 ページ, 式 (8.8) の上の文
  (誤) $\boldsymbol{a} = a_1 \boldsymbol{e}_2 + \cdots$
  (正) $\boldsymbol{a} = a_1 \boldsymbol{e}_1 + \cdots$
- 84 ページ, 式 (8.36), 2 箇所
  (誤) $\hat{\Omega}$ (正) Ω
- 89 ページ, 式 (8.60)
  (誤) $\boldsymbol{\Omega}_{\mathrm{eff}} = \omega_1 \boldsymbol{e}'_1 + \cdots$ (正) $\boldsymbol{\Omega}_{\mathrm{eff}} = \omega_1 \boldsymbol{e}_1 + \cdots$
- 90 ページ, 式 (8.62) 付近
  (誤) $|1\rangle$, $|2\rangle$ とすれば, 原子系のハミルトニアンは
  $$\hat{H}_0 = \hbar\omega_1 |1\rangle\langle 1| + \hbar\omega_2 |2\rangle\langle 2| = \hbar\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}\hat{1} + \hbar\frac{\omega_0}{2}\hat{\sigma}_3$$
  と表すことができる. $\omega_0 = \omega_1 - \omega_2$ は準位のエネルギー差を $\hbar$ で割ったものである.
  (正) $|1\rangle$, $|2\rangle$, エネルギーを E_1, E_2 とすれば, 原子系のハミルトニアンは
  $$\hat{H}_0 = E_1 |1\rangle\langle 1| + E_2 |2\rangle\langle 2| = \frac{E_1 + E_2}{2}\hat{1} + \hbar\frac{\omega_0}{2}\hat{\sigma}_3$$
  と表すことができる. $\omega_0 = (E_1 - E_2)/\hbar$ はエネルギー差を $\hbar$ で割ったものである.
- 90 ページ, 式 (8.63)
  (誤) $E_1 \boldsymbol{e}_1 \cos\omega t$
  (正) $E \boldsymbol{e}_1 \cos\omega t$
- 90 ページ, 式 (8.66) の上
  (誤) $\hat{d}_1 = d\hat{\sigma}_1$
  (正) $\hat{d}_1 = d_1\hat{\sigma}_1$
- 90 ページ, 式 (8.66)
  (誤) E_1
  (正) E
- 90 ページ, 式 (8.66) 下
  (誤) 同じ形になる.
  (正) 同じ形になる. ただし, $\omega_1 = -dE$ とおいた.
- 93 ページ, 式 (9.10)
  (誤) $\cdots = (-1)^n f^{(n)}(x)$
  (正) $\cdots = (-1)^n f^{(n)}(0)$
- 99 ページ, 式 (9.53)
  (誤)
  $$(\mathcal{F}f)(\omega) = \cdots \mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t}\mathrm{d}t$$
  $$(\mathcal{F}^{-1}g)(t) = \cdots \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t}\mathrm{d}t$$
  (正)
  $$(\mathcal{F}f)(\omega) = \cdots \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t}\mathrm{d}t$$
  $$(\mathcal{F}^{-1}g)(t) = \cdots \mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t}\mathrm{d}\omega$$

- 100 ページ, 式 (9.58) の上の文
  (誤) $|\psi\rangle$ の次元は
  (正) $|q\rangle$ の次元は
- 106 ページ, 10 行目
  (誤) $\psi' = \exp(-\mathrm{i}\varpi)\psi$
  (正) $\psi' = \exp(-\mathrm{i}\varpi t)\psi$
- 135 ページ, 式 (11.69)
  (誤) $\cdots + A_+ \mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega_\mathrm{c} t}$
  (正) $\cdots + A_- \mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega_\mathrm{c} t}$
- 136 ページ, 下から 8 行目
  (誤) 陽電子（ω_c で振動）
  (正) 陽電子（$-\omega_\mathrm{c}$ で振動）
- 159 ページ, 式 (13.13)
  (誤) $|e_{(ij)}\rangle\rangle$
  (正) $|e_{ij}\rangle\rangle$
- 159 ページ, 式 (13.14)
  (誤) $\langle\langle e_{(kl)}|e_{(ij)}\rangle\rangle$
  (正) $\langle\langle e_{kl}|e_{ij}\rangle\rangle$
- 159 ページ, 式 (13.15)
  (誤) $|e_{(ij)}\rangle\rangle\langle\langle e_{(ij)}|$
  (正) $|e_{ij}\rangle\rangle\langle\langle e_{ij}|$
- 159 ページ, 式 (13.16)
  (誤) $\displaystyle\sum_{(ij)}\sum_{(kl)}$
  (正) $\displaystyle\sum_{(i,j)}\sum_{(k,l)}$
- 161 ページ, 式 (13.24)
  (誤) $\rho_{(mn)(ij)}$
  (正) ρ_{mnij}
- 161 ページ, 式 (13.25)
  (誤) $\rho_{(mj)(ij)}$
  (正) ρ_{mjij}
- 162 ページ, 式 (13.29) の下 1 行目
  (誤) $\psi(x) = \langle x|e_i\rangle$, $\phi(y) = \langle y|f_j\rangle$
  (正) $\psi_i(x) = \langle x|e_i\rangle$, $\phi_j(y) = \langle y|f_j\rangle$
- 176 ページ, 問題 14.1, 1 行目
  (誤) $\hat{H} = \hbar\omega(\hat{\sigma}_3 - \hat{1}) \otimes \hat{\sigma}_1^\mathrm{M}$
  (正) $\hat{H} = \hbar\omega(\hat{\sigma}_3 - \hat{1}) \otimes (\hat{\sigma}_1^\mathrm{M} - \hat{1}^\mathrm{M})$
- 185 ページ, 5 行目
  (誤) 十分小さい
  (正) 十分大きい

- 185 ページ, 式 (14.43) の下
  (誤) 弱値に
  (正) 弱値の
- 196 ページ, 式 (15.28)
  (誤) $\dfrac{q_0^2}{2}\left(n+\dfrac{1}{2}\right)$
  (正) $q_0^2\left(n+\dfrac{1}{2}\right)$
- 199 ページ, 式 (15.46)
  (誤) $\mathrm{e}^{-|\alpha-\beta|^2}$
  (正) $\mathrm{e}^{-|\alpha-\beta|^2/2}$
- 201 ページ, 式 (15.56)
  (誤) $\omega P(t)$, $-\omega Q(t)$
  (正) $-\omega P(t)$, $\omega Q(t)$
- 202 ページ, 下から 9 行目
  (誤) エネルギーは $\hat{H}$
  (正) エネルギーは $\hat{H}_{\mathrm{E}}$
- 203 ページ, 問題 15.13
  (誤) $(|\alpha,0\rangle+|0,\alpha\rangle)/\sqrt{2}$ との
  (正) $|\alpha/\sqrt{2},\alpha/\sqrt{2}\rangle$ と $(|\alpha,0\rangle+|0,\alpha\rangle)/\sqrt{2}$ の
- 204 ページ, 問題 15.14
  (誤) ゼロ
  (正) 実質的にゼロ
- 205 ページ, 式 (15.84)
  (誤) $\mathrm{i}\omega_k a_{\boldsymbol{k},\lambda}$, $-\mathrm{i}\omega_k b_{\boldsymbol{k},\lambda}$
  (正) $-\mathrm{i}\omega_k a_{\boldsymbol{k},\lambda}$, $\mathrm{i}\omega_k b_{\boldsymbol{k},\lambda}$
- 206 ページ, 9 箇所
  (誤) ξ_{k0}, η_{k0}
  (正) $\xi_{k0}/\sqrt{2}$, $\eta_{k0}/\sqrt{2}$
- 214 ページ, 3 行目の式の中央の表式
  (誤) $u^*_{\boldsymbol{k}'}$
  (正) $u^*_{\boldsymbol{k}'}(\boldsymbol{r})$
- 215 ページ, 式 (16.43) の下
  (誤) $\hat{c}^\dagger_{\boldsymbol{r}}\hat{c}^\dagger_{\boldsymbol{r}'}$
  (正) $\hat{\psi}^\dagger(\boldsymbol{r})\hat{\psi}^\dagger(\boldsymbol{r}')$
- 220 ページ, 式 (16.70)
  (誤) $|0,0,1\rangle$
  (正) $|0,1,1\rangle$

誤りや問題点を指摘してくださった方々に感謝します.

初版への補足説明

- 5 章の適当な場所に追加
  演算子の関係式 $\hat{A}\hat{B} = 0$ は「$\hat{A} = 0$ または $\hat{B} = 0$」を意味しない. $\hat{A} = |e_1\rangle\langle e_1|$, $\hat{B} = |e_2\rangle\langle e_2|$ が反例である. $\hat{A}$, $\hat{B}$ がエルミートなら, $\hat{B}\hat{A} = 0$ も成り立ち, $[\hat{A}, \hat{B}] = 0$ である. 一般に, $\hat{A}$, $\hat{B}$ が可換であれば, 同時対角化できるので, $a_i b_i = 0$ $(i = 1, 2, \ldots, N)$ が導ける. つまり, 対応する固有値の少なくとも一方がゼロであればよい. 可換でない場合は, $\operatorname{Im}\hat{B} \subseteq \operatorname{Ker}\hat{A}$ であることだけがいえる. $\operatorname{Im}\hat{B} = \{\hat{B}|\psi\rangle \,|\, |\psi\rangle \in \mathcal{H}\}$ は $\hat{B}$ の像 (image), $\operatorname{Ker}\hat{A} = \{|\psi\rangle \in \mathcal{H} \,|\, \hat{A}|\psi\rangle = 0\}$ は $\hat{A}$ の核 (kernel) とよばれる部分空間である.
- 5.6 節の最後に追加
  正規演算子 $\hat{N}$ の固有値を $\lambda_1, \lambda_2, \ldots \lambda_n$ とする. 2 つの関数 f, g が $f(\lambda_i) = g(\lambda_i)$ $(i = 1, 2, \ldots, n)$ を満たすとき, $f(\hat{N}) = g(\hat{N})$ であることに注意する.
- このことを利用すると, $p_i(\lambda_j) = \delta_{ij}$ を満たす関数があれば, $p_i(\hat{N})$ は射影演算子 $\hat{P}_i$ に等しいことが分かる.
- 6.4 Baker-Campbell-Hausdorff の定理について
  定理の前提条件である $[\hat{A}[\hat{A}, \hat{B}]] = [\hat{B}[\hat{A}, \hat{B}]] = 0$ が典型的に成り立つのは, c を実数として, $[\hat{A}, \hat{B}] = \mathrm{i}c\hat{1}$ の場合であるが, このような交換関係は後に扱う無限次元でのみ可能である.
- 206, 207 ページ
  この辺りに登場する因子 $a_{k0} = \sqrt{\hbar/2\varepsilon_0\omega_k}$ は真空のインピーダンス Z_0 を用いて $a_{k0} = \sqrt{\hbar Z_0/2|\boldsymbol{k}|} = \varPhi_0/\sqrt{2|\boldsymbol{k}|}$ と表す方が分かりやすい. $\varPhi_0 = \sqrt{\hbar Z_0} \overset{\mathrm{SI}}{\sim} \mathrm{Wb}$ は磁束の次元をもつ定数である.
- 式 (16.23), (16.24) の補足
  ($\hbar$ を含まない) シュレディンガー型波動方程式

  $$\mathrm{i}\frac{\partial}{\partial t}\xi = -\frac{1}{2\mu}\nabla^2\xi$$

  を満たす, 「古典的な」物質波の振幅

  $$\xi(t, \boldsymbol{r}) \overset{\mathrm{SI}}{\sim} \sqrt{\mathrm{kg/m^3}}$$

  を考える. $\mu \overset{\mathrm{SI}}{\sim} \mathrm{s/m^2}$ は分散関係の曲率の逆数である.
  $\rho(\boldsymbol{r}, t) = |\xi(\boldsymbol{r}, t)|^2 \overset{\mathrm{SI}}{\sim} \mathrm{kg/m^3}$ は質量密度を表している. $M := \int_{L^3} \rho \mathrm{d}r^3$ は波の全質量であり, 保存量と考えることができる.
  質量密度の時間変化は, ξ に対する波動方程式を用いて

  $$\begin{aligned}\frac{\partial\rho}{\partial t} &= \frac{\partial\xi}{\partial t}\xi^* + \xi\frac{\partial\xi*}{\partial t} = \frac{\mathrm{i}}{2\mu}\left[(\nabla^2\xi)\xi^* - \xi(\nabla^2\xi^*)\right] \\ &= \frac{\mathrm{i}}{2\mu}\boldsymbol{\nabla}\cdot[(\boldsymbol{\nabla}\xi)\xi^* - \xi(\boldsymbol{\nabla}\xi^*)] = -\boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{p}\end{aligned}$$

ここで,

$$\boldsymbol{p} := \frac{1}{2}\left[\left(-\frac{\mathrm{i}}{\mu}\boldsymbol{\nabla}\xi\right)\xi^* - \xi\left(\frac{\mathrm{i}}{\mu}\boldsymbol{\nabla}\xi^*\right)\right] \overset{\mathrm{SI}}{\sim} (\mathrm{kg\,m/s})/\mathrm{m}^3$$

は運動量密度とみなすことができる.
一方,

$$w = \frac{1}{2\mu^2}|\boldsymbol{\nabla}\xi|^2 = \frac{1}{2}\left(-\frac{\mathrm{i}}{\mu}\boldsymbol{\nabla}\xi\right)\cdot\left(\frac{\mathrm{i}}{\mu}\boldsymbol{\nabla}\xi^*\right) \overset{\mathrm{SI}}{\sim} \mathrm{J/m^3}$$

は (運動) エネルギー密度に対応している. $-\mathrm{i}\mu^{-1}\boldsymbol{\nabla} \overset{\mathrm{SI}}{\sim} \mathrm{m/s}$ が速度 $\boldsymbol{v}$ に, $|\xi|^2$ が質量密度に対応することを考慮すれば, 粒子の運動エネルギー $m\boldsymbol{v}^2/2$ との自然な対応がつく.
w の時間変化と対応する流れを見ておこう.

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t}w &= \frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{1}{2\mu^2}(\boldsymbol{\nabla}\xi)\cdot(\boldsymbol{\nabla}\xi^*)\right] = \frac{1}{2\mu^2}\left[\left(\boldsymbol{\nabla}\frac{\partial\xi}{\partial t}\right)\cdot(\boldsymbol{\nabla}\xi^*) + (\boldsymbol{\nabla}\xi)\cdot\left(\boldsymbol{\nabla}\frac{\partial\xi^*}{\partial t}\right)\right] \\
&= \frac{1}{2\mu^2}\boldsymbol{\nabla}\cdot\left[\frac{\partial\xi}{\partial t}(\boldsymbol{\nabla}\xi^*) + (\boldsymbol{\nabla}\xi)\frac{\partial\xi^*}{\partial t}\right] - \frac{1}{2\mu^2}\left[\frac{\partial\xi}{\partial t}(\nabla^2\xi^*) + (\nabla^2\xi)\frac{\partial\xi^*}{\partial t}\right] \\
&= \boldsymbol{\nabla}\cdot\frac{1}{2\mu^2}\left[\frac{\partial\xi}{\partial t}(\boldsymbol{\nabla}\xi^*) + (\boldsymbol{\nabla}\xi)\frac{\partial\xi^*}{\partial t}\right] = -\boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{S}
\end{aligned}$$

波動方程式を用いた. ここで,

$$\boldsymbol{S} := \frac{\mathrm{i}}{2\mu}\left[\frac{\partial\xi}{\partial t}\left(\frac{\mathrm{i}}{\mu}\boldsymbol{\nabla}\xi^*\right) - \left(-\frac{\mathrm{i}}{\mu}\boldsymbol{\nabla}\xi\right)\frac{\partial\xi^*}{\partial t}\right] \overset{\mathrm{SI}}{\sim} \mathrm{W/m^2}$$

はエネルギーの流れを表す.
質量密度, エネルギー密度, 運動量密度を全空間で積分すると, 波動全体の質量 M, エネルギー E, 運動量 $\boldsymbol{P}$ が求められる. モード展開 $\xi(\boldsymbol{r},t) = \sum_{\boldsymbol{k}}\chi_{\boldsymbol{k}}(t)u_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r})$, $\int_{L^3}\mathrm{d}r^3 u_{\boldsymbol{k}}^*(\boldsymbol{r})u_{\boldsymbol{k}'}(\boldsymbol{r}) = \delta_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}'}$ を用いると,

$$\begin{aligned}
M &= \int_{L^3}\mathrm{d}r^3\rho = \sum_{\boldsymbol{k}}|\chi_{\boldsymbol{k}}|^2, \\
E &= \int_{L^3}\mathrm{d}r^3 w = \sum_{\boldsymbol{k}}\frac{k^2}{2\mu^2}|\chi_{\boldsymbol{k}}|^2 = \sum_{\boldsymbol{k}}\frac{\omega_{\boldsymbol{k}}}{\mu}|\chi_{\boldsymbol{k}}|^2, \\
\boldsymbol{P} &= \int_{L^3}\mathrm{d}r^3\boldsymbol{p} = \sum_{\boldsymbol{k}}\frac{\boldsymbol{k}}{\mu}|\chi_{\boldsymbol{k}}|^2
\end{aligned}$$

が得られる. ただし, $\omega_{\boldsymbol{k}} = |\boldsymbol{k}|^2/\mu$. ここで, $M = \hbar\mu$ とおくと,

$$M = \hbar\mu, \quad E = \sum_{\boldsymbol{k}}\hbar\omega_{\boldsymbol{k}}\frac{|\chi_{\boldsymbol{k}}|^2}{M}, \quad \boldsymbol{P} = \sum_{\boldsymbol{k}}\hbar\boldsymbol{k}\frac{|\chi_{\boldsymbol{k}}|^2}{M}$$

となる. $|\chi_{\boldsymbol{k}}|^2/M$ はモード $\boldsymbol{k}$ の相対重みである.

- p. 214, 6 行目
  機能的には, $\hat{\psi}(\boldsymbol{r})$, $\hat{\psi}^\dagger(\boldsymbol{r})$ は, それぞれ, $\hat{c}_{\boldsymbol{r}}$, $\hat{c}_{\boldsymbol{r}}^\dagger$ と表す方が分かりやすいかも知れない.