１．初版第１刷　誤植及び追加一覧

訂 正 箇 所		誤	正
15 ページ	問題 1.2【解答】第1行	エルミート演算子の性質により	エルミート共役の性質により
31 ページ	第 3 行	思考実験を分析ことにより	思考実験を分析することにより
35 ページ	(1.138)	$\left\langle (\Delta\hat{x})^2 \right\rangle \frac{1}{2} e^{-2r}, \quad \left\langle (\Delta\hat{p})^2 \right\rangle \frac{1}{2} e^{-2r}$	$\left\langle (\Delta\hat{x})^2 \right\rangle = \frac{\hbar}{2m\omega} e^{-2r}, \quad \left\langle (\Delta\hat{p})^2 \right\rangle = \frac{m\hbar\omega}{2} e^{2r}$
36 ページ	問題 1 8【解答】第1行	$\hat{\mathrm{A}}, \hat{\mathrm{B}}\hat{\mathrm{C}}\,\mathrm{t}$	$\left[\hat{\mathrm{A}}, \hat{\mathrm{B}}\hat{\mathrm{C}}\right]$
41 ページ	(1.169)式 第 2 行 左辺	$\underbrace{\langle n \vert \hat{a}\hat{a}^\dagger \vert n \rangle}_{\langle n \vert \hat{a}\hat{a}^\dagger + 1 \vert n \rangle = n+1}$	$\underbrace{\langle n \vert \hat{a}\hat{a}^\dagger \vert n \rangle}_{\langle n \vert \hat{a}^\dagger\hat{a} + 1 \vert n \rangle = n+1}$
43 ページ	下部脚注　第 1 行	次の公式が成立する	次のメーラー(Mehler) 公式が成立する
55 ページ	第 3 行	(第 6 章参照) 決定する	(第 6 章参照)を決定する
55 ページ	第 11 行	(問題 1.8 参照)	(問題 1.9 参照)
55 ページ	第 20 行	不確定性関係 (2.131)	不確定性関係 (1.131)
61 ページ	(2.76)式 右辺 第 2 行	$2\pi \mathrm{c}^2 \int_0^\pi (\sin\theta)^{2\mathrm{L}+1}$	$2\pi \mathrm{c}^2 \int_0^\pi (\sin\theta)^{2\mathrm{L}+1} d\theta$
67 ページ	(2.106) 右式 左辺	$\left[\hat{J}_z,\ \hat{L}_x\right]$	$\left[\hat{J}_z,\ \hat{J}_x\right]$
67 ページ	(2.109)式 右辺 第 1 行	$\hat{J}_1^2 + \hat{J}_2^2 + 2\hat{J}_1\hat{J}_2$	$\hat{J}_1^2 + \hat{J}_2^2 + 2\hat{J}_1 \cdot \hat{J}_2$
73 ページ	(2.131)式 右辺	$\sum_n w_k \vert\psi_k\rangle\langle\psi_k\vert.$	$\sum_k w_k \vert\psi_k\rangle\langle\psi_k\vert.$
92 ページ	(3.57)式 右辺	$(\hat{P}_{k\lambda}^2 + \omega_{k\lambda}^2 \hat{Q}_{k\lambda}^2)$	$(\hat{P}_{k\lambda}^2 + \omega_k^2 \hat{Q}_{k\lambda}^2)$

134 ページ	問題 5.2	固有値と固体エネルギーが,	固有値と固体状態が,
157 ページ	本文 第 10 行〜11 行	平均場は，秩序パラメーターともよばれる.	巨視的量子現象を記述する平均場は, 秩序パラメーターともよばれる.
168 ページ	第 13 行	ハミルトニアンと運動量演算子が	ハミルトニアンと全運動量演算子が
183 ページ	（6.119）式	$\sum_i m(v_{1-} v)\hat{P}_{\mathrm{I}} - mvN.$	$\sum_i m(v_{1-} v) = \hat{P}_{\mathrm{I}} - mvN.$
185 ページ	第 2 行	準粒子が熱平衡にある系を	準粒子が熱平衡にある系（すなわち容器）を
185 ページ	第 3 行	実験室系からみた励起エネルギーを	凝縮体からみた励起エネルギーを
185 ページ	第 4 行	超流動体と一緒に	容器と一緒に
202 ページ	下部脚注　第 4 行	したがって,	（削除）

上記は第２刷では既に修正されています。　第２刷で新たに見つかりました誤植及び追加は次ページからご確認下さい。

2．初版第２刷　誤植及び追加一覧

訂 正 箇 所		誤	正
目次 （最後）	右下枠内	http://millennium. ap. titech. ac. jp/	http://cat. phys. s. u-tokyo. ac. jp/~ueda/kyokasyo. html
20 ページ	第 5 行	ブラベクトル	ケットベクトル
20 ページ	第 5 行	ケットベクトル	ブラベクトル
56 ページ	(2.43) の 2 行上	$\left\|L, M^{\max}\right\rangle = 0$	$\left\|L, M^{\max}\right\rangle$
66 ページ	【解答】5 行目に追加	⋮ $=\hat{1}\cos\frac{\theta}{2} - i\hat{\sigma}_i \sin\frac{\theta}{2}.$ (2.103)より、波動関数 $\psi = \begin{pmatrix}\psi_1 \\ \psi_2\end{pmatrix}$ は, …	⋮ $=\hat{1}\cos\frac{\theta}{2} - i\hat{\sigma}_i \sin\frac{\theta}{2}.$ より一般に $\hat{\mathbf{n}}$ を任意の単位ベクトルとすると $e^{-\frac{i}{2}\theta\hat{\mathbf{n}}\cdot\hat{\boldsymbol{\sigma}}} = \hat{1}\cos\frac{\theta}{2} - i\,\hat{\mathbf{n}}\cdot\hat{\boldsymbol{\sigma}}\sin\frac{\theta}{2}$ が成立する. (2.103)より、波動関数 $\psi = \begin{pmatrix}\psi_1 \\ \psi_2\end{pmatrix}$ は, …
68 ページ	(2.116) 式 2 行目	$=\frac{1}{\sqrt{(J_1+J_2)(2J_1+2J_2-3)}}\left[\sqrt{J_1(2J_2-1)}\left\|J_1, J_2-2\right\rangle\right.$	$=\frac{1}{\sqrt{(J_1+J_2)(J_1+J_2-1)}}\left[\sqrt{J_1(2J_2-1)}\left\|J_1, J_2-2\right\rangle\right.$
71 ページ	問題 2.6	任意の演算子 $\hat{A}, \hat{B}$に対して, $\mathrm{Tr}(\hat{A}\hat{B}) = \mathrm{Tr}(\hat{B}\hat{A})$　(2.127)	有限次元のヒルベルト空間に作用する任意の演算子 $\hat{A}, \hat{B}$に対して, $\mathrm{Tr}(\hat{A}\hat{B}) = \mathrm{Tr}(\hat{B}\hat{A})$　(2.127)
72 ページ	【解答】の後に次のパラグラフを追加		(2.127) はヒルベルト空間の次元が無限大の場合は, 一般には成立しないことに注意しよう. 実際, $\hat{A} = \hat{x}$, $\hat{B} = \hat{p}$ とおくと, $\mathrm{Tr}(\hat{x}\,\hat{p}) - \mathrm{Tr}(\hat{p}\,\hat{x}) = \mathrm{Tr}(i\hbar) = \infty$ となる.

87 ページ	1 行目 ‘与えられる．’ 直後に脚注として追加		A から B へ至る確率振幅が（3.31）式と（3.32）式のように経路に依存した 2 種類の関数で記述されていることに注意しよう．もし，シュレーディンガー方程式（3.29）が可積分ならば，これらは位置の関数として一意に決まるはずである．しかし，図 3．1 のようにループの中に磁束が存在する場合は，ベクトルポテンシャルがループの真中で発散するために空間が単連結でなくなり，位相が可積分ではなくなるのである．その結果，A 点から B 点へ移動する確率振幅は経路に依存する．
89 ページ	（3.44）式	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}$
89 ページ	（3.44）式の後の文章	**ここで，積分の前の因子が $\frac{1}{2}$ でなく $\frac{1}{4}$ となっているのは，フーリエ成分を複素数で扱っているためである．**	（削除）
90 ページ	最下行	**鏡像電荷が誘起されるので**	**電荷が鏡像効果により誘起されるので**
96 ページ	下から 9 行目	$\hat{D}(\alpha)\hat{D}^{\dagger}(\alpha)\alpha\hat{D}(\alpha)\|0\rangle.$	$\hat{D}(\alpha)\hat{D}^{\dagger}(\alpha)\hat{a}\hat{D}(\alpha)\|0\rangle$
102 ページ	（3.114）式 4 行目右辺	$\|\alpha\|^2+\frac{1}{2}\sinh^2 r$	$\|\alpha\|^2+\sinh^2 r$
108 ページ	追加		**3.11 超選択則** 異なった電荷を持った状態の重ね合わせの状態を作ることは出来ない．もし電荷 q_1 の状態 ψ_1 と電荷 q_2 の状態 ψ_2 の重ね合わせの状態 $\psi=\alpha\psi_1+\beta\psi_2$ が実現可能であると仮定すると，この状態は（3.28）のゲージ変換によって次のように変換される． $\psi=\alpha e^{iq_1\chi}\psi_1+\beta e^{iq_2\chi}\psi_2=e^{iq_1\chi}(\alpha\psi_1+\beta e^{i(q_2-q_1)\chi}\psi_2)$ これから，粒子の存在確率がゲージ関数 χ に依存してしまい，物理量がゲージ変換に対して不変であるという原理に矛盾する． 従って，電荷の異なった状態の重ね合わせの状態は物理的には存在しない．これを電荷の超選択則と呼ぶ．

113 ページ	（4. 7）式　右辺	$\hat{a}_{k_1} e^{ik_1 r_1} u_1 + \hat{a}_{k_2} e^{ik_2 r_2} \boldsymbol{u}_2$	$\hat{a}_{k_1} e^{ik_1 r} u_1 + \hat{a}_{k_2} e^{ik_2 r} \boldsymbol{u}_2$
124 ページ	（4.46）式　２行目右辺	$V_A e^{ik_{A2}(r_2 - r_A)} + V_B e^{ik_{B1}(r_2 - r_B)}$	$V_A e^{ik_{A2}(r_2 - r_A)} + V_B e^{ik_{B2}(r_2 - r_B)}$
148 ページ	下から２行目	これに（5.64）を代入して，	これに（5.63）を代入して，
149 ページ	第８行	（5.63）のように共通の電場場モード	（5.63）のように共通の電磁場モード
150 ページ	（5.71）式　右辺	$\frac{1}{2}\left\{\hbar\left[\omega+\omega_0-\frac{\omega N}{2}\right]\pm\hbar\sqrt{4g^2N+(\omega-\omega_0)^2}\right\}$	$\frac{1}{2}\left\{\hbar\left[\omega+\omega_0-\omega N\right]\pm\hbar\sqrt{4g^2N+(\omega-\omega_0)^2}\right\}$
166 ページ	（6.32）式　右辺	$\frac{1}{\sqrt{N!}}\hat{\Psi}(\boldsymbol{x}_1)\,\hat{\Psi}(\boldsymbol{x}_2)\cdots\hat{\Psi}(\boldsymbol{x}_N)\,\lvert\mathrm{vac}\rangle$	$\frac{1}{\sqrt{N!}}\hat{\Psi}^{\dagger}(\boldsymbol{x}_1)\,\hat{\Psi}^{\dagger}(\boldsymbol{x}_2)\cdots\hat{\Psi}^{\dagger}(\boldsymbol{x}_N)\,\lvert\mathrm{vac}\rangle$
175 ページ	最後から２番目の文章	しかし，問題 1.1 で示したように，ポテンシャルエネルギーが有限な領域では，|Ψ|の 1 階微分はいたるところ連続でなければならないので矛盾する．したがって，Ψは非負にとることができる．	しかし，そのような微分が不連続な点があると運動エネルギーが　損をする．そこで，不連続な無限小部分だけをまるめて滑らかな曲線でつないだ波動関数 Ψ' を作れば，Ψ' は |Ψ| よりも低いエネルギーを与えるので矛盾する．したがって，ボース粒子系の基底状態の波動関数は非負にとることができる．
191 ページ	（6.148）式　右辺	$\frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha\Psi_1\pm\beta\Psi_2)$	$\alpha\Psi_1\pm\beta\Psi_2$
200 ページ	第８行	$a=0, 1, 2, \cdots, 2^{n-1}$ の 2^n 個の状態	$a=0, 1, 2, \cdots, 2^n-1$ の 2^n 個の状態
200 ページ	下から３行目	この操作は，古典計算機では 2^n 回の操作が必要であるが，	この操作は，古典計算機では 2^{n-1} 回の操作が必要であるが，
226 ページ	下から６行目	グローバーの検索アルゴリズム	グローバーの“検索”アルゴリズム

228 ページ	7.11 節の直前に追加		グローバーのアルゴリズムは，検索したい終状態が既知であることが仮定されているので，厳密には検索アルゴリズムとはいえない．むしろ，既知の状態に最短のステップ数で到達するためのアルゴリズムといえよう．
246 ページ	著者紹介 （経歴に追加）	2000年　東京工業大学大学院理工学研究科教授 （現在に至る）	2000 年　東京工業大学大学院理工学研究科教授 2008 年　東京大学大学院理学系研究科教授（現在に至る）

上記の一部は第３刷で既に修正されています。　第３刷の誤植及び追加は次ページからご確認下さい。

３．初版第３刷　誤植及び追加一覧

訂 正 箇 所		誤	正
5 ページ	(1.25)	$\Psi(x,t)=\sqrt{\frac{2}{L}}e^{-\frac{i}{\hbar}Et}\sin\frac{\pi x}{L}.$	$\Psi_n(x,t)=\sqrt{\frac{2}{L}}e^{-\frac{i}{\hbar}E_n t}\sin\frac{\pi nx}{L}\qquad (n=1,\ 2,\ 3,\ \cdots).$
20 ページ	脚注 2 行目	**を意味するヒルベルト空間**	**を規定するヒルベルト空間**
38 ページ	(1.150)	$\Psi_{\mathrm{I}}(x,\ t)\simeq\left(1-\frac{i}{\hbar}\int_0^{t_0}V_1(t)dt\right)\Psi_{\mathrm{I}}(x,\ 0).$	$\Psi_{\mathrm{I}}(x,\ t_0)\simeq\left(1-\frac{i}{\hbar}\int_0^{t_0}V_1(t)dt\right)\Psi_{\mathrm{I}}(x,\ 0).$
42 ページ	(1.175)	$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2}+\frac{m\omega^2\hat{x}^2}{2}\right)\phi_n(x)=E_n\phi_n(x)$	$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2}+\frac{m\omega^2 x^2}{2}\right)\phi_n(x)=E_n\phi_n(x)$
54 ページ	(2.32) の後	(2.30)より $\hat{H}$と$\hat{P}$の同時固有状態$\{\lvert E_1,p_1\rangle\}$が存在し, $\hat{H}\lvert E_1,p_1\rangle=E_1\lvert E_1,p_1\rangle,\quad \hat{P}\lvert E_1,p_1\rangle=p_1\lvert E_1,p_1\rangle$ である。他方, (2.32) からある$i=1$ が存在して $\hat{Q}\lvert E_1,p_1\rangle\neq c\lvert E_1,p_1\rangle$ (2.33) である(cは0でない定数). その理由は, もし$\hat{Q}\lvert E_1,p_1\rangle=c\lvert E_1,p_1\rangle$ ならば, $\hat{P}\hat{Q}\lvert E_1,p_1\rangle=c\hat{P}\lvert E_1,p_1\rangle=cp_1\lvert E_1,p_1\rangle,$ $\hat{Q}\hat{P}\lvert E_1,p_1\rangle=p_1\hat{Q}\lvert E_1,p_1\rangle=cp_1\lvert E_1,p_1\rangle$ となり, $\hat{P}$と$\hat{Q}$が交換してしまうからである。	(2.30)より $\hat{H}$と$\hat{P}$の同時固有状態の完全系$\{\lvert E_i,p_i\rangle\}$が存在し, $\hat{H}\lvert E_i,p_i\rangle=E_i\lvert E_i,p_i\rangle,\quad \hat{P}\lvert E_i,p_i\rangle=p_i\lvert E_i,p_i\rangle$ である。他方, (2.32)からある$i=1$ が存在して $\hat{Q}\lvert E_1,p_1\rangle\neq c\lvert E_1,p_1\rangle$ (2.33) である(cは定数). その理由は, もしすべての i に対して$\hat{Q}\lvert E_i,p_i\rangle=c\lvert E_i,p_i\rangle$ ならば, $\hat{P}\hat{Q}\lvert E_i,p_i\rangle=c\hat{P}\lvert E_i,p_i\rangle=cp_i\lvert E_i,p_i\rangle,$ $\hat{Q}\hat{P}\lvert E_i,p_i\rangle=p_i\hat{Q}\lvert E_i,p_i\rangle=cp_i\lvert E_i,p_i\rangle$ となり, $\hat{P}$と$\hat{Q}$が交換してしまうからである。
55 ページ	(2.35)	$\Delta L_x\Delta L_y\geq\frac{1}{2}\left\lvert\langle\hat{L}_z\rangle\right\rvert$	$\Delta L_x\Delta L_y\geq\frac{\hbar}{2}\left\lvert\langle\hat{L}_z\rangle\right\rvert$
71 ページ	問題 2.6	任意の演算子 $\hat{A}$, $\hat{B}$に対して, $\mathrm{Tr}(\hat{A}\hat{B})=\mathrm{Tr}(\hat{B}\hat{A})$ (2.127)	有限次元のヒルベルト空間に作用する任意の演算子 $\hat{A}$, $\hat{B}$に対して, $\mathrm{Tr}(\hat{A}\hat{B})=\mathrm{Tr}(\hat{B}\hat{A})$ (2.127)

72 ページ	【解答】の後にパラグラフを追加		(2.127) はヒルベルト空間の次元が無限大の場合は，一般には成立しないことに注意しよう． 実際，$\hat{A}=\hat{x}$, $\hat{B}=\hat{p}$ とおくと，$\mathrm{Tr}(\hat{x}\,\hat{p})-\mathrm{Tr}(\hat{p}\,\hat{x})=\mathrm{Tr}(i\hbar)=\infty$ となる．
87 ページ	1 行目 ‘与えられる．’ 直後に脚注として追加		A から B へ至る確率振幅が（3.31）式と(3.32) 式のように経路に依存した 2 種類の関数で記述されていることに注意しよう．もし，シュレーディンガー方程式（3.29）が可積分ならば，これらは位置の関数として一意に決まるはずである．しかし，図 3.1 のようにループの中に磁束が存在する場合は，ベクトルポテンシャルがループの内側で発散するために空間が単連結でなくなり，位相が可積分ではなくなるのである．その結果，A 点から B 点へ移動する確率振幅は経路に依存する．
108 ページ	追加		**3.11 超選択則** 異なった電荷を持った状態の重ね合わせの状態を作ることは出来ない．もし電荷 q_1 の状態 ψ_1 と電荷 q_2 の状態 ψ_2 の重ね合わせの状態 $\psi=\alpha\psi_1+\beta\psi_2$ が実現可能であると仮定すると，この状態は（3.28）のゲージ変換によって次のように変換される． $\psi=\alpha\mathrm{e}^{\mathrm{i}q_1\chi}\psi_1+\beta\mathrm{e}^{\mathrm{i}q_2\chi}\psi_2=\mathrm{e}^{\mathrm{i}q_1\chi}(\alpha\psi_1+\beta\mathrm{e}^{\mathrm{i}(q_2-q_1)\chi}\psi_2)$ これから，粒子の存在確率がゲージ関数 χ に依存してしまい，物理量がゲージ変換に対して不変であるという原理に矛盾する． 従って，電荷の異なった状態の重ね合わせの状態は物理的には存在しない．これを電荷の超選択則と呼ぶ．
226 ページ	下から 6 行目	グローバーの検索アルゴリズム	グローバーの “検索” アルゴリズム
228 ページ	7.11 節の直前に追加		グローバーのアルゴリズムは，検索したい終状態が既知であることが仮定されているので，厳密には検索アルゴリズムとはいえない．むしろ，既知の状態に最短のステップ数で到達するためのアルゴリズムといえよう．

上記の一部は第４刷で既に修正されています。　第４刷の誤植及び追加は次ページからご確認下さい。

４．初版第４刷　誤植及び追加一覧

訂正箇所		誤	正
1 ページ	最下行	プランク定数	hはプランク定数
11 ページ	**1.3.2 多世界解釈** 9 行目	確率振幅の絶対値の 2 乗を	確率振幅の絶対値の 2 乗が
14 ページ	**式(1.40)の最右辺**	$\left(\int \Psi^* \hat{A}\Phi\right)^*$	$\left(\int \Psi^* \hat{A}\Phi dx\right)^*$
42 ページ	**(1.175)式の次の行**	が得られる。	が得られる。(1.175)はすでに座標表示をとっているので x にはハット記号をつけていない。
43 ページ	**式(1.183)右辺の指数部**	$-\dfrac{x^2+y^2}{d^2}$	$-\dfrac{x^2+y^2}{2d^2}$
46 ページ	**式(1.203)の下の行**	（1.202）を（1.203）に	（1.202）に（1.203）を
68 ページ	**(2.113)の次の行**	がえれらる.	が得られる。
89 ページ	**式(3.44)中央の辺**	H^2	B^2
148 ページ	**(5.61)式**	$\hat{S}_\pm \equiv \dfrac{1}{2}\sum_{j=1}^{N} e^{i\phi_j}\hat{\sigma}_{j\pm}$	$\hat{S}_\pm \equiv \dfrac{1}{2}\sum_{j=1}^{N} e^{\pm i\phi_j}\hat{\sigma}_{j\pm}$
162 ページ	**(6.11)式**	$\beta^{-1} ln(1-e^{\beta(\mu-\varepsilon_{\mathbf{k}})})$	$\beta^{-1}\sum_{\mathbf{k}} ln(1-e^{\beta(\mu-\varepsilon_{\mathbf{k}})})$

167 ページ	**（6.41）の次の行**	が成立することを示せ.	成立することを示せ. 但し、ヒルベルト空間の次元は有限とする 題 2.6 の注釈参照）.
173 ページ	**（6.64）式**	$-\beta^{-1} ln(1+e^{\beta(\mu-\varepsilon_{\mathbf{k}})})$	$-\beta^{-1}\sum_{\mathbf{k}} ln(1+e^{\beta(\mu-\varepsilon_{\mathbf{k}})})$
180 ページ	**(6.102)式**	$\frac{\partial\hat{\phi}}{\partial t}$	$\frac{d\hat{\phi}}{dt}$
180 ページ	**（6.103）式**	$\frac{\partial\hat{\phi}}{\partial t}$	$\frac{d\phi}{dt}$
189 ページ	**1 行目**	$\rho=[\psi^{JJ}(\mathbf{r}_1,\cdots,\mathbf{r}_{N-1})]^*\psi^{JJ}(\mathbf{r}_1,\cdots,\mathbf{r}_{N-}$	$\rho=\left[\psi^{JJ}\left(r_1,\cdots,r_{N-1}\right)\right]^*\psi^{JJ}\left(r_1',\cdots,r_{N-1}'\right)$
217 ページ	**（7.67）式**	$\frac{1}{2}(\|\uparrow\rangle_{BB}\langle\uparrow\|+\|\downarrow\rangle_{BB}\langle\downarrow\|$	$\frac{1}{2}(\|\uparrow\rangle_{BB}\langle\uparrow\|+\|\downarrow\rangle_{BB}\langle\downarrow\|)$
230 ページ	**17 行目**	$\|Y\rangle$	$\|Y\rangle\equiv\hat{a}_y^+\|vac\rangle$