『量子力学選書 相対論的量子力学』正誤表

（川村嘉春 著，裳華房 刊）

（2024/9/5 現在）

次回印刷時に修正予定　（誤→正）

頁	行・見出番号	誤（修正箇所）	正（修正・加筆方法）
117	3	$G_0(x_2, x_1)$	$G_0(x_2; x_1)$
	6	$G_0(x_1, x_2)$	$G_0(x_1; x_2)$
124	下から 7	$p(x-x') \equiv p_0 c(t-t') - \boldsymbol{p} \cdot (\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}')$	$p(x'-x) \equiv p_0 c(t'-t) - \boldsymbol{p} \cdot (\boldsymbol{x}'-\boldsymbol{x})$
129	8	$\dfrac{\partial}{\partial x'_\mu}$	$\dfrac{\partial}{\partial x'^\mu}$
136	2～3	$= i \int \cdots$　[2 箇所]	$= -i \int \cdots$　[2 箇所]
	下から 8	伝搬関数の値	ある種の不変 Δ 関数の値
137	10～11	伝搬関数 $\Delta_{\mathrm{F}}(x'; x)$ は，	$\Delta(x'; x)$ と記される不変 Δ 関数は，
149		［最下行の後に下記を追加する.］ [136～137 頁の不変 Δ 関数に関する補足説明] 不変 Δ 関数とは，δ 関数のローレンツ不変な一般化で，$\Delta^{(\pm)}(x'; x) \equiv -i \int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} e^{\pm\frac{i}{\hbar}\left(\boldsymbol{p}\cdot(\boldsymbol{x}'-\boldsymbol{x}) - E(t'-t)\right)} \frac{\hbar c}{2E}$，$\Delta_{\mathrm{F}}(x'; x) = \theta(x'_0 - x_0)\Delta^{(+)}(x'; x) + \theta(x_0 - x'_0)\Delta^{(-)}(x'; x)$，$\Delta(x'; x) = \Delta^{(+)}(x'; x) - \Delta^{(-)}(x'; x)$ などがある．ここで，$\Delta(x'; x)$は，自由なスカラー場の演算子 $\widehat{\phi}(x)$ に関する 4 次元交換関係を用いて， $$i\Delta(x'; x) \equiv \left[\widehat{\phi}(x'), \widehat{\phi}(x)\right] = \int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} \frac{\hbar c}{2E} \left(e^{-\frac{i}{\hbar}p(x'-x)} - e^{\frac{i}{\hbar}p(x'-x)}\right)$$ のように定義される．x'^μ と x^μ が空間的に離れた位置にある場合，適切なローレンツ変換により $x'^0 = x^0$ となるような慣性系に移ることができるので，空間的に離れた位置における $\Delta(x'; x)$ の値は， $$\Delta(x'; x)\big\|_{(x'-x)^2<0} = \Delta(x'; x)\big\|_{x'^0 = x^0} = 0$$ のように評価される．この関係式は，空間的に離れた位置にあるクライン-ゴルドン粒子（スカラー粒子）は交換可能で因果律の成立を意味する．	
165	下から 5	$A^\mu(y, q')$	$A^\mu(y; q')$
168	下から 4	$\theta(\lvert\boldsymbol{q}\rvert + m_{\mathrm{e}}c - \lvert\boldsymbol{q}\rvert')$	$\theta(\lvert\boldsymbol{q}\rvert + m_{\mathrm{e}}c - \lvert\boldsymbol{q}'\rvert)$
169	式（12.17）	$\cdots + \varepsilon \dfrac{\hbar}{p_i + q' - m_{\mathrm{e}}c} \varepsilon' \Big] \cdots$ （実際は $\varepsilon, p, q, \varepsilon'$ に/（スラッシュ）がかかる）	$\cdots + \varepsilon \dfrac{\hbar}{p_i - q' - m_{\mathrm{e}}c} \varepsilon' \Big] \cdots$ （実際は $\varepsilon, p, q, \varepsilon'$ に/（スラッシュ）がかかる）

176	式（12.42）	$\varepsilon_1^\mu,\quad -q_1^\mu,\ \varepsilon'^\mu,\ q'^\mu$	$\varepsilon_1^\mu,\ -q_1^\mu,\quad \varepsilon'^\mu,\ q'^\mu$
		$p_-^\mu,\quad s_-^\mu,\ p_f^\mu,\ s_f^\mu$	$p_-^\mu,\ s_-^\mu,\quad p_f^\mu,\ s_f^\mu$
	下から 4	(p_+c^2)	$(\lvert\boldsymbol{p}_+\rvert c^2)$
	下から 2〜1	［「ゲージ〜を選んだ.」を下記に差し替える.］ ゲージを選ぶことにより導かれる関係式 $\varepsilon_1 p_- = 0$，$\varepsilon_2 p_- = 0$ を用いた. さらに	
200	5	$-\left(i\dfrac{e}{\sqrt{\hbar c\varepsilon_0}}\right)^2$	$\left(i\dfrac{e}{\sqrt{\hbar c\varepsilon_0}}\right)^2$
202	1	$\dfrac{S}{4\sqrt{(p_1p_2)^2 - m_1^2m_2^2c^4}}$	$\dfrac{SN_1N_2}{4\sqrt{(p_1p_2)^2 - m_1^2m_2^2c^4}}$

第 4 版 1 刷（2021 年 4 月発行）にて修正済み　（誤→正）

頁	行・見出番号	誤（修正箇所）	正（修正・加筆方法）
38	下から 5	代数	代数関係式
73	式（5.33）の 1 行目	$-\frac{1}{8m_e^2c^4}\mathcal{O}^4$	$-\frac{1}{8m_e^3c^6}\mathcal{O}^4$
73	式（5.34）の 第 2 式	$-\frac{1}{8m_e^2c^4}\beta\,\mathcal{O}^4$	$-\frac{1}{8m_e^3c^6}\beta\,\mathcal{O}^4$
80	下から 4	$j = l \pm (1/2)$	$j = l \pm (1/2)\ (>0)$
91	式（6.52）	$\int_0^\infty \cdots$　[2 箇所]	$\int_{-\infty}^\infty \cdots$　[2 箇所]
	式（6.53）	$\int_0^\infty \cdots$　[2 箇所]	$\int_{-\infty}^\infty \cdots$　[2 箇所]
	下から 8	と表される.	と表される．ここで，$\langle(\delta\boldsymbol{r})^2\rangle \equiv \int_{-T/2}^{T/2}(\delta\boldsymbol{r})^2\,dt/T$，$\langle(\delta\boldsymbol{r}_\omega)^2\rangle \equiv \lvert\delta\boldsymbol{r}_\omega\rvert^2/T$である.
92	上から 1	$\int_0^\infty \cdots$	$\int_{-\infty}^\infty \cdots$
	式（6.55）	$\frac{1}{\varepsilon_0}\frac{\hbar\omega^3}{2\pi^2c^3} = k_0\frac{2\hbar\omega^3}{\pi c^3}$	$\frac{1}{\varepsilon_0}\frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2c^3} = k_0\frac{\hbar\omega^3}{\pi c^3}$
102	式（7.30）	$\Psi_{\mathrm{CPT}}(x)$	$\Psi_{\mathrm{CPT}}(x')$
105	上から 2	フェルミオンは,	フェルミオンおよびスピノルは,
	上から 2〜3	**マヨラナフェルミオン**（$\Psi_{\mathrm{M}}(x)$）とよばれている.	**マヨラナフェルミオン**および**マヨラナスピノル**とよばれている.
	上から 4	$\Psi_{\mathrm{M}}(x)$は	マヨラナスピノルは
	上から 8〜9	（質量 0 のマヨラナフェルミオンはワイルフェルミオンと等価で	（質量 0 のとき，マヨラナスピノルはワイルスピノルと等価である）.

		ある).	
106	上から 4	とよばれる.	ともよばれる.
352	索引	「マ」行に「マヨラナスピノル　105」を追加する.	

第 3 版 1 刷（2019 年 2 月発行）にて修正済み　（誤→正）

頁	行・見出番号	誤（修正箇所）	正（修正・加筆方法）
15	下から 9	ここでは正エネルギー解（上の 2 成分）に着目	ここでは正エネルギー解に着目
16	下から 8	が導かれ，φ の振幅は	が導かれ, 正エネルギー解において φ の振幅は
18	下から 4	（Clifford algebra）	（Clifford algebra）で,
19	下から 2	に対して，それぞれ同じ形の方程式	にいる観測者は第 1 章の考察に基づいて，それぞれ次の形の方程式
20	3	が成り立つはずである	を書き下すことができる
	下から 2	次のような方程式が導かれる.	(2.7)と同じ形をした方程式が導かれる.
21	3	と仮定しよう．以後,	と仮定しよう．(2.7)と(2.10)が同時に成り立つかが問題になる．以後,
24	10	$e=\lim_{N\to\infty}\left(I+\frac{1}{N}\right)^N$, $e^x=\lim_{N\to\infty}\left(I+\frac{x}{N}\right)^N$	$e=\lim_{N\to\infty}\left(1+\frac{1}{N}\right)^N$, $e^x=\lim_{N\to\infty}\left(1+\frac{x}{N}\right)^N$
26	7	$\sigma_{01}^{\dagger}=-\sigma_{0i}$	$\sigma_{0i}^{\dagger}=-\sigma_{0i}$
28	式（2.40）	$\psi(\phi+2\pi)=\cdots$, $\psi(\phi+4\pi)=$	$\psi'(\phi+2\pi)=\cdots$, $\psi'(\phi+4\pi)=$
36	6	クリフォード代数	反交換関係
40	11	$=\Lambda^{\mu}{}_{\nu}\gamma_5\gamma^{\nu}$	$=(e^{\omega})^{\mu}{}_{\nu}\gamma_5\gamma^{\nu}$
45	下から 8	を有し，平面波 $u^r(0)e^{-\frac{i}{\hbar}mc^2t}$ で	を有し，$u^r(0)e^{-\frac{i}{\hbar}mc^2t}$ で
49	7	$p_{\mu}=(E/c,-p)$	$p_{\mu}=(E/c,-\boldsymbol{p})$　[$\boldsymbol{p}$ はボールド体]
51	下から 7	$s^{\mu}=\Lambda^{\mu}{}_{\nu}s_{\mathrm{O}}^{\mu}$	$s^{\mu}=\Lambda^{\mu}{}_{\nu}s_{\mathrm{O}}^{\nu}$
55	式（4.45）	［以下に差し替え］ $\Sigma(\pm u_z)\,u(p,\pm u_z)=u(p,\pm u_z)$, $\Sigma(\pm u_z)\,v(p,\pm u_z)=v(p,\pm u_z)$ $\Sigma(\mp u_z)\,u(p,\pm u_z)=0$, $\Sigma(\mp u_z)\,v(p,\pm u_z)=0$	
	式（4.46）	［以下に差し替え］ $\Sigma(\pm s)\,u(p,\pm s)=u(p,\pm s)$, $\Sigma(\pm s)\,v(p,\pm s)=v(p,\pm s)$ $\Sigma(\mp s)\,u(p,\pm s)=0$, $\Sigma(\mp s)\,v(p,\pm s)=0$	

59	式（4.57）	$=\left\langle \frac{1}{\hbar}[H,c\boldsymbol{\alpha}]\right\rangle_{+} \neq 0$	$=\left\langle \frac{i}{\hbar}[H,c\boldsymbol{\alpha}]\right\rangle_{+} \neq 0$
60	式（4.65）	［以下に修正］ $=\left(\frac{\Delta^2}{\pi\hbar^2}\right)^{\frac{3}{4}} e^{-\frac{\Delta^2 p^2}{2\hbar^2}}\omega^1(0)$	
118	下から 7	**S 行列要素**とよばれる．	**S 行列要素**あるいは**S 行列**とよばれる．
132	式（9.28）	$+\boldsymbol{i}\left(-\frac{\boldsymbol{e}}{\hbar}\right)^{\boldsymbol{n}}\int\cdots$	$-\boldsymbol{i}\left(-\frac{\boldsymbol{e}}{\hbar}\right)^{\boldsymbol{n}}\int\cdots$
168	5	また，	また，p_fの時間成分をp_{f0}として，
172	2	$\varepsilon' p_i = 0$ などを	$\varepsilon' p_i = 0$ および（11.42）などを
175	式（12.40）	$S_{fi} = \left(\frac{e}{\hbar}\right)^2\cdots$	$S_{fi} = -\left(\frac{e}{\hbar}\right)^2\cdots$
185	下から 2	（11.36），（11.20），	（11.36），（11.19），（11.20）
237	8	1 J = N・m = kg・m²/s²	1 J=1 N・m = 1 kg・m²/s²

第 2 版 2 刷（2015 年 6 月発行）にて修正済み　（誤→正）

頁	行・見出番号	誤（修正箇所）	正（修正・加筆方法）
63	13	…z=0 における波動関数，およびその 1 階の導関数の連続性により，…	…z=0 における波動関数の連続性により，…
168	式（12.13）	段階関数	階段関数
318	4～5，8	変換性をするベクトル場	変換性を有するベクトル場　［2 箇所］
343	式（H.23）	［式中］$A_\mu(x)$（実際は A に/（スラッシュ）がかかる）	$A(x)$（実際は A に/（スラッシュ）がかかる）

第 2 版 1 刷（2013 年 8 月発行）にて修正済み　（誤→正）

頁	行・見出番号	誤（修正箇所）	正（修正・加筆方法）
23	式（2.24）の下 3 行目	［「…を用いた．」の後に下記を追加］ ここで，$\delta^\beta{}_\alpha = \mathrm{diag}(1,1,1,1)$ である．	
59	式（4.57）	$=\left\langle \frac{d}{dt}(c\alpha)\right\rangle_{+} =$	$=\frac{d}{dt}\langle c\alpha\rangle_{+} =$　［$\boldsymbol{\alpha}$はボールド体］
60	式（4.65）	［式の末尾］ $e^{-\frac{\Delta^2 \boldsymbol{p}^2}{2\hbar^2}w^{1(0)}}$	$e^{-\frac{\Delta^2 \boldsymbol{p}^2}{2\hbar^2}}w^1(0)$
80	4	$\{H,\boldsymbol{J}^2,J_z,\boldsymbol{L}^2\}$	$\{H,\boldsymbol{J}^2,J_z\}$
101	8～9	相互作用項……の不変性	マックスウェル方程式（B.53），（B.54）の不変性
104	2	弱い相互作用	β 崩壊

140	式（10.26）	［式中］ $\frac{i}{\hbar}\int$	$\frac{1}{\hbar}\int$
156	下から 4	$\sum_{r=1,2}\overline{w}^r_\beta(\boldsymbol{p})w^r_\gamma(\boldsymbol{p})$	$\sum_{r=1,2}w^r_\beta(\boldsymbol{p})\overline{w}^r_\gamma(\boldsymbol{p})$
176	2,3	$+m_{\mathrm{e}}c^4$	$+m_{\mathrm{e}}^2c^4$ ［2 箇所］
217	10	［文末に下記を追加］ 電子の質量に関しても，くりこみが施されているとし $m_{\mathrm{e}R}$ を m_{e} と記す.	
246	8	）である.	，$\delta^\mu{}_\nu$ は単位行列）である.
249	式（B.33）	［式中］ $\left(\frac{dx}{dt}\right)^2$	$\left(\frac{d\boldsymbol{x}}{dt}\right)^2$ ［$\boldsymbol{x}$ はボールド体］
269	式（C.66）	$p \Rightarrow$	$\boldsymbol{p} \Rightarrow$ ［$\boldsymbol{p}$ はボールド体］
293	下から 9	「質量が 0 でない状態に対しては」を削除する.	
	下から 6	「$m \neq 0$ の場合,」を削除する.	
	下から 5	作用させることにより	作用させることにより,
		$\neq 0$ を構成する	を構成する
	下から 1	「参考までに……なることがある.」を削除する.	
322	下から 4	$\equiv \gamma^k e^\mu{}_k(x)$	$\equiv \sum_k \gamma^k e^\mu{}_k(x)$
344	式（H.36）	デイラック共役	ディラック共役