「ゲージ場の量子論入門：正誤表」
訂正及び説明追加・変更箇所

2006年1月25日発行初版用

以下で，● は誤り訂正箇所，○ は説明追加・変更箇所を表す.
（ただし，出版社の意向「テニヲハその他の誤植など局部的な最小限の訂正に留めていただき、長文の修正や移動、とくに頁数の増減をもたらす修正などはご容赦いただきますようお願い申し上げております。」に沿って行っています.）
なお，⊙ は，読者のために，必ずしもこれに従わず，今後改訂する場合の注意点，追加項目を示す.

最終更新日：2013年1月27日

まえがき

- ● p. i, 10行: Clay Mathematical Institute $\Longrightarrow$ Clay Mathematics Institute
- ● p.iii, 18行: ずべて $\Longrightarrow$ すべて
- ● p.iii, 31行: 卓也 $\Longrightarrow$ 卓矢

注意

本書出版後，物理学史の時代考証が進み，従来，Lorentz ゲージと言われていたものは，Lorenz ゲージと呼ばれるように変わった (Lorenz と Lorentz は別人)。それを本書にも反映するために，多数の訂正箇所が（特に後半に）あるが，ご容赦願いたい。

第１章

Section 1.1 無し

Section 1.2

- ○ p.03, テーブル: 10^{-16}cm , 10^{-13}cm $\Longrightarrow$ 10^{-18}m, 10^{-15}m
- ● p.04, 8行: $g_s^2/4\pi \cong 15 \Longrightarrow g_s^2/4\pi \cong 10$

Section 1.3

- ○ p.05, 10行: 実際，力を求めると $F(r) = -\nabla V(r) = -\frac{dV(r)}{dr} = -\frac{a}{r^2} - b$ となり，線形ポテンシャルは一定の引力に対応することがわかる.
- ○ p.05, 13行: 10^{-13}cm 2箇所 $\Longrightarrow$ 10^{-15}m 2箇所

Section 1.4

⊙ p.06, 9行: 双対性の説明は不十分です．いづれ，追加します．弦理論の教科書には詳しく出ています．例えば，M.B. Green, J.H. Schwarz and E. Witten, Superstring theory, vol.1. Introduction (Cambridge University Press, 1987).

Section 1.5 無し

Section 1.6

∘ p.08, 26行: バリオン数は，厳密に保存されていることが実験的に確認されている $\Longrightarrow$ バリオン数は，厳密に保存されていることが実験的に確認されている（大統一理論では陽子崩壊が予言されているが実験的にはまだ確認されていない）

Section 1.7

- p.09, 17行: 電荷分布は，距離と共に $\Longrightarrow$ 電荷密度は，距離と共に
- p.09, 19行: スケール $\Longrightarrow$ スケール（距離 r，運動量 p）
- p.09, 脚注15): ペンタクォークが発見された $\Longrightarrow$ ペンタクォークが発見されたと報じられた（その後の実験では否定的な結果が相次いで報告され，その存在は2006年現在疑わしくなった）

Section 1.8

⊙ p.11, : 単位系の説明は不十分です．いづれ，改訂します．

Section 1.9

- p.12, 11行: natural unit $\Longrightarrow$ natural system of units

Section 1.10

- p.13, 37行: Clay Mathematical Institute $\Longrightarrow$ Clay Mathematics Institute

∘ p.14, 演習問題1.1 : (1.29)(1.30)(1.31)(1.31) $\frac{1}{4\pi} \Longrightarrow \frac{g^2}{4\pi}$, $\delta^3(r) \Longrightarrow g^2\delta^3(r)$, 2箇所ずつ

- p.14, 演習問題1.2 :
  $\sigma = 0.145 \pm 0.017\mathrm{GeV}^2 \Longrightarrow \sigma = 1/(2\pi a) = 0.185^{+0.024}_{-0.019}\mathrm{GeV}^2$

第2章

Section 2.1 無し

Section 2.2

- p.20, 21行: SU(3)を考える必要がある $\Longrightarrow$ SU(3)を考える必要がある（なぜ，U(3)ではいけないのかは7章で明らかになる）

⊙ p.21, 1行: カラー添え字 a, b, c を上付きにするか下付きにするかは好みの問題であるが，ψ は上付 ψ^a， $\bar{\psi}$ は下付 $\bar{\psi}_a$ とした方が7章と一致するので，21，22ページはこの約束に統一しよう．これで変更を受けるのは，(2.32), (2.35). (2.36), (2.37), (2.38), (2.41), (2.42), (2.43), (2.75) の式である．(2.45) はそのままでよい．

- ○ p.21, 15 行: 双１次形式で，添え字 $\Longrightarrow$ 双１次形式 (bi-linear form，もっと正確には，sesqui-linear form という) で，カラー添え字
- • p.22, 1 行 (2.39): $U = \exp(i\theta^A T^A) \Longrightarrow U = \exp(i\sum_{A=1}^{\dim G}\theta^A T^A)$
- ○ p.22, 5 行: 特殊ユニタリー群 (special unitary group) SU(N) である．$\Longrightarrow$ 特殊ユニタリー群 (special unitary group) $SU(N)$ である．$\det U = 1$ から，生成子のトレースはゼロ (traceless) であり，$\dim SU(N) = N^2 - 1$ となる（付録 C 参照）.
- • p.23, 7 行: (connection 1-form) $\Longrightarrow$ (接続１形式，connection 1-form)
- ○ p.23, 14 行:
  $\mathscr{D}_\mu = \partial_\mu - ig\mathscr{A}_\mu(x) = \partial_\mu - ig\mathscr{A}_\mu^A(x)T^A \quad (2.47)$
  で表せる．$\Longrightarrow$
  $\mathscr{D}_\mu = \mathbf{1}\partial_\mu - ig\mathscr{A}_\mu(x) = \mathbf{1}\partial_\mu - ig\mathscr{A}_\mu^A(x)T^A \quad (2.47)$
  で表せる．ここで，$\mathbf{1}$ は N 行 N 列の単位行列である（が省略されることが多い）.
  (2.71) の定義も参照せよ.
- • p.24, 14 行: 群 G の構造定数 $f^{ABC} \Longrightarrow$ Lie 群 G の構造定数 f^{ABC}（付録 C 参照）
- • p.24, 17 行: の変換則 $\Longrightarrow$ のゲージ変換則
- • p.24, 17 行: その結果，$\Longrightarrow$ その結果，(2.46) より，
- • p.24, 最後行: 物質場 $\Longrightarrow$ 従って，物質場
- • p.26, 下から 3 行: (2.75) $\phi_N \Longrightarrow \phi_N(x)$
- ○ p.26, 下から 3 行: (2.75) $\phi_1(x)\ \phi_2(x)\cdots\phi_N(x) \Longrightarrow \phi^1(x)\ \phi^2(x)\cdots\phi^N(x)$ （縦ベクトルの成分）
- ○ p.27, 2 行: O(N) になる．$\Longrightarrow$ O(N) になる．$\dim O(N) = N(N-1)/2$
- ○ p.27, 4 行: SO(N) になる．$\Longrightarrow$ SO(N) になる．$\dim SO(N) = N(N-1)/2$（付録 C 参照）.

Section 2.3

- • p.27, 脚注: $\int dx^4 \Longrightarrow \int d^4x$
- • p.28, 3 行 (2.80): $(\mathscr{D}_\mu\phi)^\dagger \Longrightarrow (\mathscr{D}^\mu\phi)^\dagger$
- ○ p.28, 8 行 (2.82): $\mathscr{A}_\nu(x) \Longrightarrow \mathscr{A}_\nu^A(x)$ （３箇所）
- • p.28, 11 行: ここで，$\Longrightarrow$ ここで，$\mathscr{D}_\mu$ は随伴表現の共変微分
- • p.28, 24 行: ラグランジアン $\Longrightarrow$ ラグランジアン密度
- • p.28, 25 行: $\dim[\partial_\mu] = -1 \Longrightarrow \dim[\partial_\mu] = 1$

Section 2.4

- ○ p.29, 7 行: の形になる．$\Longrightarrow$ の形になる．$\mu_0 = 1$ とおいている.

- ○ p.29, 9 行: ${}^{*}\mathscr{F}^{\mu\nu} \equiv \Longrightarrow {}^{*}\mathscr{F}^{\mu\nu} :=$
- ○ p.31, 6 行: 代入してみれば $\Longrightarrow$ 代入してみれば，恒等式
- ● p.31, 15 行: 何ら変化しない． $\Longrightarrow$ 何ら変化しない．ここで，恒等式 $\nabla \times \nabla\chi = \mathrm{rot\ grad}\chi \equiv \mathbf{0}$ を用いた．
- ○ p.31, 最後行: と書けることを意味する． $\Longrightarrow$ と書けること（これは数学的には Poincare の補題の特別な場合）を意味する．
- ○ p.32, 21 行: いま，$\Longrightarrow$ 一方，
- ○ p.32, 23 行: Coulomb ゲージ $\Longrightarrow$ **Coulomb ゲージ**
- ● p.33, 2 行: 波動関数は $\Longrightarrow$ 波動方程式は
- ○ p.33, 9 行: になる． $\Longrightarrow$ に帰着する．
- ● p.33, 10 行: で，３成分 $\Longrightarrow$ であると同時に，３成分
- ● p.33, 11 行: 電磁場の自由度 $\Longrightarrow$ 電磁場の独立な自由度

Section 2.5

- ● p.34, 12 行: 式 (2.134) $\nu\mathscr{F}_{\lambda\mu} \Longrightarrow \mathscr{D}_{\nu}\mathscr{F}_{\lambda\mu}$
- ● p.34, 21 行問題 2.4: 式 (2.87) が成り立つ $\Longrightarrow$ 式 (2.87) の最初の等号が成り立つ
- ● p.34, : 演習問題追加：

  2.6 平行移動子の性質 (2.73) を示し，Wilson ループ演算子 (2.74) がゲージ不変であることを示せ．
- ⊙ p.34, : T 積と経路積分の関係についても追加予定．
- ⊙ p.34, : 離散的対称性についても追加予定．

第３章

Section 3.1

- ● p.36, 22 行: 力学の等価な定式化 $\Longrightarrow$ 量子力学の等価な定式化
- ● p.37, 3 行: 相対論的場の理論 $\Longrightarrow$ 相対論的場の量子論

Section 3.2

- ○ p.37, 24 行: によって求められ $\Longrightarrow$ によって，$\dot{q}$ を消去することによって，求められ
- ● p.38, 12 行: 式 (3.22) に追加 $\Longrightarrow$ $[\hat{A}, \hat{B}] := \hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A}$
- ○ p.39, 8 行: となり，ハミルトニアンは $\Longrightarrow$ と簡単になり，ハミルトニアンは

- ∘ p.39, 14 行: と求まる．q と p を $\Longrightarrow$ と求まる．逆に，q と p を
- ∘ p.39, 22 行: 演算子 N を $\Longrightarrow$ エルミート演算子 N を
- ⊙ p.41, 3 行: **Fock 空間**という.（説明不十分，追加予定）
- ∘ p.41, 6 行: 実際，反交換関係 $\Longrightarrow$ 実際，**反交換関係**
- ⊙ p.42, : 交換関係の非同値表現にも言及したほうがよかった．追加予定.
- ⊙ p.42, 9 行: パラ統計の具体例を問題として追加予定.

Section 3.3

- ∘ p.42, 15 行: を行うと $\Longrightarrow$ を行うと，Klein-Gordon 方程式と呼ばれる
- ∘ p.43, 2 行: $\mathscr{L}$ はエルミート演算子であるとする． $\Longrightarrow$ $\mathscr{L}$ はエルミート演算子であるとする． これは，エルミートなハミルトニアン H を用いて，時間発展演算子 $\exp(iHt)$ がユニタリーになるために必要である.
- ∘ p.43, 8 行: を採用する．$\Longrightarrow$ を採用する．第 1 項は**運動項**(kinetic term)，第 2 項は**質量項**(mass term) と呼ばれる.
- ∘ p.43, 25 行: を再現する． $\Longrightarrow$ を再現する．この過程で，Gauss の定理を用いて表面項を落とした.
- • p.47, 6 行: に等しい． $\Longrightarrow$ に等しいことを示すことができる.
- ∘ p.47, 12 行: であるべきで， $\Longrightarrow$ であるべきで，相互作用のない自由場に対しては,
- • p.47, 13 行 (3.93) 式: $\partial^\mu \phi^\dagger(x) \cdot \partial_\mu \phi(x) \Longrightarrow \partial^\mu \phi^\dagger(x) \partial_\mu \phi(x)$
- ∘ p.48, 6 行: 電荷は (3.102) と計算でき，$\Longrightarrow$ 電荷 Q は，素直に計算すると,

  $$Q = \int d^dx\ i(\dot{\phi}^\dagger \phi - \phi^\dagger \dot{\phi}) = \int d^dk\ \{b(\boldsymbol{k})b^\dagger(\boldsymbol{k}) - a^\dagger(\boldsymbol{k})a(\boldsymbol{k})\}$$

  となるが，これでは，$\langle 0|Q|0\rangle \neq 0$ となって，真空がゼロでない電荷を持つことになってしまう．交換関係 $[b(\boldsymbol{k}), b^\dagger(\boldsymbol{k})] = \delta(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k})$ を用いて，常に右側に消滅演算子が来るようにすると，この問題はなくなる．この操作を**正規順序**(normal ordering) を採るといい，記号 :: を用いて，次のように表現する．

  $$Q = \int d^dx\, i : \dot{\phi}^\dagger \phi - \phi^\dagger \dot{\phi} := \int d^dk\ : b(\boldsymbol{k})b^\dagger(\boldsymbol{k}) - a^\dagger(\boldsymbol{k})a(\boldsymbol{k}) := \int d^dk\ \{b^\dagger(\boldsymbol{k})b(\boldsymbol{k}) - a^\dagger(\boldsymbol{k})a(\boldsymbol{k})\}$$

  ただし，この操作は，無限大の定数を加減することに対応するが，このような状況は場の量子論ではしばしば現れる.
- • p.48, 21 行: つまり $\Longrightarrow$ つまり，無限小変換
- ∘ p.48, 25 行: 示される．$\Longrightarrow$ 示される．つまり，相変換は正準変換であり，電荷は正準変換の母関数となっている.
- • p.48, 25 行: よって $\Longrightarrow$ よって，有限の変換は

- p.48, 28 行: であることが, $\Longrightarrow$ であることが，電荷 Q の固有状態 $|q\rangle$ を用いて,

Section 3.4

- p.53, 2 行: $V(q_n) \Longrightarrow V((q_{n+1}+q_n)/2)$
- ⊙ p.53, : Weyl 順序の説明は追加予定.
- ⊙ p.53, : 経路積分と T 積の関係は追加予定.
- p.54, 9 行: $\mathscr{L}_I(\hat{\phi})$ が $\Longrightarrow$ 相互作用項 $\mathscr{L}_I(\hat{\phi})$ が
- ⊙ p.54, : 演習問題追加：

  演習問題 3.3 Feynman Green 関数 (3.90) が (3.91) の真空期待値に等しいことを示せ.
- ⊙ p.54, : 演習問題追加：

  演習問題 3.4 複素スカラー場においては，π はエルミートではないが，ハミルトニアンはエルミートになることを示せ.
- ⊙ p.54, : 演習問題追加：

  演習問題 3.5 関係式 (3.124) を示せ.

第 4 章

Section 4.1

- p.56, 19 行: 相空間の次元は $4\times \mathrm{dim}G\times\cdots \Longrightarrow$ 相空間の次元は $3\times \mathrm{dim}G\times\cdots$
- p.57, 5 行:

  $\det\left(\frac{\partial^2\mathscr{L}_{\mathrm{YM}}(\mathscr{A},\dot{\mathscr{A}})}{\partial\dot{\mathscr{A}}_\mu^A\partial\dot{\mathscr{A}}_\nu^B}\right)=0 \Longrightarrow$

  $\det\left(\frac{\partial^2\mathscr{L}_{\mathrm{YM}}(\mathscr{A},\dot{\mathscr{A}})}{\partial\dot{\mathscr{A}}_\mu^A(t,\boldsymbol{x})\partial\dot{\mathscr{A}}_\nu^B(t,\boldsymbol{y})}\right)=\det\left(\frac{\partial^2\mathscr{L}_{\mathrm{YM}}(\mathscr{A},\dot{\mathscr{A}})}{\partial\dot{\mathscr{A}}_\mu^A(t,\boldsymbol{x})\partial\dot{\mathscr{A}}_\nu^B(t,\boldsymbol{x})}\delta^3(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{y})\right)=0$
- ∘ p.57, 9 行: であることから，$\Longrightarrow$ であることを考慮すると,
- ∘ p.57, 13 行: $=\frac{1}{2}(\mathscr{F}_{\mu 0}^A)^2-\ldots \Longrightarrow =\frac{1}{2}(\mathscr{F}_{k0}^A)^2-\ldots$
- p.58, 7 行: $E_k^A \Longrightarrow \pi_k^A$, $E_k \Longrightarrow \pi_k$
- ∘ p.58, 8 行: 一般化運動量そのもの $\Longrightarrow$ 一般化運動量 $\boldsymbol{\pi}^A$ そのもの
- p.58, 14 行: $E_k^A \Longrightarrow \pi_k^A$, $E_k \Longrightarrow \pi_k$
- ∘ p.59, 15 行: と呼ばれる．$\Longrightarrow$ と呼ばれる．アーベル極限ではよく見慣れた電場の発散に帰着する.
- p.61, 2 行: このためには，$\Longrightarrow$ このためには，逆行列 $\{\chi^a,\phi^b\}^{-1}$ が存在するための条件

- ○ p.61, 12 行: 採用してみよう. $\Longrightarrow$ 採用してみよう（相空間ではなく配位空間での条件になっていることに注意）.
- ○ p.61, 19 行 (4.47): $[\mathscr{A}] \Longrightarrow [\mathscr{A}(x)]$ （2 箇所）
- ○ p.61, 脚注: 実行可能なことは，Gribov（グリボフ）問題を論じるところで述べる. $\Longrightarrow$ 実行可能か否かは，Gribov（グリボフ）問題を論じる付録 D で述べる.
- ○ p.62, 脚注: 静止系が存在しない. $\Longrightarrow$ 静止系が存在しないことに関係する.

Section 4.2

- p.62, 18 行: $\partial_k E^k \Longrightarrow \partial_k E^k(x)$
- p.63, 9 行: $\dot{\chi}^{(1)(x)} \Longrightarrow \dot{\chi}^{(1)}(x)$, $\int d^3y\lambda_1 \Longrightarrow \int d^3y\lambda_1(y)$, $\lambda_1 \approx 0 \Longrightarrow \lambda_1(x) \approx 0$
- p.63, 13 行: $\cong \Longrightarrow =$

Section 4.3

- p.65, 4 行 (4.69): $(A_0)^2 \Longrightarrow (A_0)^2(y)$
- ○ p.65, 脚注: 脚注 9）削除

Section 4.4

- p.66, 13 行: 新たな場 $\Longrightarrow$ 新たな場（正準変数）
- p.66, 24 行: 適当な $\Longrightarrow$ 旨く変数を取り直して
- p.67, 1 行: なぜなら，$\Longrightarrow$ なぜなら，q^*, p^* を用いると拘束条件は満たされ，
- p.67, 6 行 (4.77): $H_*(q^*, p^*) \Longrightarrow H_*(\hat{q}^*, \hat{p}^*)$ （2 箇所）
- p.67, 8 行: 遷移確率は，$\Longrightarrow$ 遷移確率振幅は，
- p.67, 16 行: q'_b はこれが解ければ $\Longrightarrow$ これが q'_b について解ければ q'_b は
- p.67, 17 行 (4.81): $q'_b = q'_b(q^*, p^*, p'). \Longrightarrow q'_b = q'_b(q^*, p^*, p')\ (b = 1, \cdots, r)$
- p.67, 18 行: これが解ける $\Longrightarrow$ (4.80) が q'_b について解ける
- p.67, 20 行: ここで，$\Longrightarrow$ 最後の等式で，
- p.68, 2 行: $\left(\det\left[\frac{\partial\phi_a}{\partial q'_b}\right]\right)^{-1} \Longrightarrow \left|\det\left[\frac{\partial\phi_a}{\partial q'_b}\right]\right|^{-1}$
- p.68, 4 行: $\prod_{a=0}^{r}\delta(\phi_a)\delta(\chi_a)\det[\{\phi_a, \chi_b\}] \Longrightarrow \prod_{a=1}^{r}\delta(\phi_a)\delta(\chi_a)|\det[\{\phi_a, \chi_b\}]|$
- ○ p.68, 9 行: と呼ばれる. $\Longrightarrow$ と呼ばれる（文献 L. Faddeev）.

Section 4.5

- ○ p.68, 16 行: M は $\Longrightarrow$ M は Faddeev-Popov 演算子と呼ばれ，
- p.68, 17 行 (4.87): $\partial_k \Longrightarrow -\partial_k$

- p.68, 18 行 (4.87): $= \nabla_x \cdot \Longrightarrow = -\nabla_x \cdot$
- p.68, 21 行: $= \prod_{\mu,A,x} \mathcal{D}\mathscr{A}_\mu^A(x)\mathcal{D}\pi^{\mu A}(x) \Longrightarrow = \prod_{\mu,A,x} \mathcal{D}\mathscr{A}_\mu^A(x) \prod_{\nu,B,y} \mathcal{D}\pi^{\nu B}(y)$
- p.69, 9-11 行: 積分が実行されると … 分かる．$\Longrightarrow$ 積分が実行されると，$\mathscr{H}$ の中で $\mathscr{A}_0^A$ を含む項 $\mathscr{A}_0^A(\mathscr{D}_k[A]\pi^k)^A$ がゼロになって消えてしまうが，それと全く同じ形だが $\mathscr{A}_0^A$ を λ^A で置き換えた項 $\lambda^A(\mathscr{D}_k[A]\pi^k)^A$ が，上の代入操作で復活することが分かる．
- p.69, 15 行: π^k 積分は，$\Longrightarrow$ π^k 積分は，部分積分を行って得られた次の式
- ○ p.69, 15 行: Gauss 積分は，$\Longrightarrow$ Gauss 積分（正確には Fresnel 積分）は，
- ○ p.70, 10 行: 置き換えればよい $\Longrightarrow$ 置き換えればよいことが，最初に戻って計算をやり直せばわかる
- p.70, 17 行: $D_0 \Longrightarrow \mathscr{D}_0$
- p.70, 18 行: $= m\bar{\psi}\psi \Longrightarrow -m\bar{\psi}\psi$
- p.71, 3 行: $D_\mu \Longrightarrow \mathscr{D}_\mu$
- ○ p.71, 10 行: ローレンツ共変 $\Longrightarrow$ ローレンツ共変（相対論的に共変）
- ○ p.72, : もっとわかりやすく書く。保留。

Section 4.6

- p.73, 5 行 (4.112)(4.114)(4.115)(4.116): $C^A(x) \Longrightarrow c^A(x)$ （全部で 5 箇所）
- p.73, 9 行: 任意の $U(N)$ 行列 U' に $\Longrightarrow$ 任意の $U(N)$ の元 U' に
- p.73, 12 行: を満たす．測度 $\Longrightarrow$ を満たす．この測度
- p.74, 1 行: の近傍で $\Longrightarrow$ を満たす $\mathscr{A}$ の近傍で
- p.74, 2 行: $\prod_{A,x} \Longrightarrow \prod_x$
- p.74, 9 行 (4.120): $M_C^{AB}[\mathscr{A}] \Longrightarrow M_C^{AB}[\mathbf{A}]$
- p.74, 11 行 (4.121): $\Delta_C[\mathscr{A}] \Longrightarrow \Delta_C[\mathbf{A}]$
- p.74, 12 行 (4.121): $M_C[\mathscr{A}] \Longrightarrow M_C[\mathbf{A}]$
- p.74, 15,17,19,21,22,23 行: $C^A(x) \Longrightarrow c^A(x)$ （全部で 8 箇所）
- ⊙ p.74, 18 行: この公式の導出では，初状態と終状態の波動関数を省略したが，それらの波動関数がゲージ不変であるときにだけ上の導出は正しいことに注意したい．物理的状態はゲージ不変であることを考えると，物理的遷移確率振幅に関する限り，上の公式はゲージ固定条件の採りかたに依らない等価な物理的情報を与える．言い換えると，ゲージ不変な物理的状態に関する情報を得るには，どんなゲージ固定条件を採用してもよいのである．
- ○ p.74, 18 行: 元の Coulomb ゲージで計算してもよいので，$\Longrightarrow$ 元の Coulomb ゲージ（任意のゲージ）で計算してもよいので，

- p.75, 3 行: 導入して，$\Longrightarrow$ 導入して，(4.123) を書き換えた：
- p.75, 下から 4 行: 4 次元関数上の汎関数行列式で与えられ $C^A(x)$ に依存しない $\Longrightarrow$ 4 次元空間上の汎関数行列式で与えられ $c^A(x)$ に依存しない
- p.76, 21 行 (4.137): $i\bar{C}^A(x)\partial^\mu \mathscr{D}_\mu^{AB}[\mathscr{A}]\, C^B(x) \Longrightarrow i\bar{C}^A\partial^\mu \mathscr{D}_\mu^{AB}[\mathscr{A}]\, C^B$
- p.76, 28 行: Coulomb ゲージでは，この制限に依らずに，$\Longrightarrow$ Coulomb ゲージでも，同様の制限の下で，

Section 4.7

- p.77, 14 行: このとき，$\Longrightarrow$ このとき，F^A から ω^A への変数変換を考えて得られる関係式

Section 4.8

- p.79, 3 行: $\mathscr{H} \Longrightarrow \mathscr{H}^{\mathrm{tot}}$

Section 4.9

- p.80, 15 行: 交換関係は $\Longrightarrow$ 交換関係は，(4.143) と (4.150) より

Section 4.10

- p.83, 下から 7 行: Lorentz $\Longrightarrow$ Lorenz
- p.84, 下から 4 行: $\mathscr{H}(x) \Longrightarrow \mathscr{H}^{\mathrm{tot}}(x)$

第 5 章

Section 5.1

- p.85, 下から 5 行: Lorentz $\Longrightarrow$ Lorenz

Section 5.2

- p.86, 下から 1 行: $\mathscr{L}^{\mathrm{tot}} \Longrightarrow \mathscr{L}_{\mathrm{YM}}^{\mathrm{tot}}$
- p.87, 6–7 行: ゴースト，反ゴースト $\Longrightarrow$ ゴースト場，反ゴースト場
- p.87, (5.14) 式: $\mathscr{A}_\mu^B \Longrightarrow \mathscr{A}_\mu^B(x)$
- p.89, 下から 1 行: ゲージ固定関数として $\Longrightarrow$ ゲージ固定関数

Section 5.3

- p.91, 12 行: Lorentz $\Longrightarrow$ Lorenz
- p.92, 1 行: Lorentz $\Longrightarrow$ Lorenz
- p.92, 下から 4 行: Lorentz $\Longrightarrow$ Lorenz
- p.92, 下から 2 行: Lorentz $\Longrightarrow$ Lorenz

- p.93, 1–4 行: Baulieu 型ゲージ固定処方は，4 次のゴースト的相互作用項を含んでおり，Lorentz 型ゲージ固定において Faddeev-Popov の FP 行列式をゴーストの Gauss 積分で書き換える手続きでは決して導けないという意味において，より一般的であるといえる．$\Longrightarrow$ これらのゲージ固定処方は，4 次のゴースト的相互作用項を含んでおり，Lorenz 型ゲージ固定において Faddeev-Popov の行列式をゴーストの Gauss 積分で書き換えるという通常の手続きでは決して導けない。この意味において，上記の GF+FP 項の構成は，より一般的であるといえる．

Section 5.4

- p.93, 13 行: anti-BRST $\Longrightarrow$ 反 BRST
- p.94, 4 行: anti-BRST $\Longrightarrow$ 反 BRST
- p.95, 6 行: (5.24) $\Longrightarrow$ (5.53)
- p.95, 7 行: Lorentz $\Longrightarrow$ Lorenz
- p.95, 17 行: Lorentz $\Longrightarrow$ Lorenz
- p.95, 脚注 11): Lorentz $\Longrightarrow$ Lorenz

Section 5.5

- p.96, 10,11 行: Lorentz $\Longrightarrow$ Lorenz

Section 5.6

- p.97, 18 行: をで導入した $\Longrightarrow$ を次の式で導入した
- p.97, 20 行: Lorentz $\Longrightarrow$ Lorenz
- p.97, 24 行: 運動方程式 $\Longrightarrow$ 運動方程式は
- p.98, 8 行 (5.81) 式: $\mathscr{N} \cdot D^\mu C$ $\Longrightarrow$ $\mathscr{N} \cdot \mathscr{D}^\mu C$
- p.98, 10 行 (5.82) 式: $\mathscr{N} \cdot D^0 C$ $\Longrightarrow$ $\mathscr{N} \cdot \mathscr{D}^0 C$
- p.98, 下から 3 行: Lorentz $\Longrightarrow$ Lorenz

Section 5.7

- p.100, 下から 2 行: 真空 BRS $\Longrightarrow$ 真空の BRST
- p.101, 18,19,20 行 (5.104) 式: $\langle 0|[T...]|0\rangle \Longrightarrow \langle 0|T...|0\rangle$ （3 箇所で括弧 [,] を取る）
- p.101, 26 行 (5.106) 式: $\langle 0|[T...]|0\rangle \Longrightarrow \langle 0|T...|0\rangle$ （括弧 [,] を取る）

Section 5.8

- p.103, 14 行: Lorentz $\Longrightarrow$ Lorenz

Section 5.9 無し

Section 5.10

- p.106, 15 行: Lorentz $\Longrightarrow$ Lorenz
- p.107, 3 行: 反ゴースト場 $\Longrightarrow$ 反 FP ゴースト場
- p.107, 17 行: Fock-Schwinger ゲージ $\Longrightarrow$ Fock-Schwinger ゲージ (FS ゲージ)
- p.108, 6 行: 反ゴースト場 $\Longrightarrow$ 反 FP ゴースト場
- p.108, 20 行 (5.146) 式: $\int d^4x \Longrightarrow \int d^Dx$ （2 箇所）
- p.108, 22 行 (5.147) 式: $\int d^4x \Longrightarrow \int d^Dx$

Section 5.11 無し

第 6 章

Section 6.1

- p.112, 17 行: $\frac{\delta \mathscr{L}}{\delta \Phi_i(x)} \Longrightarrow \frac{\delta S}{\delta \Phi_i(x)}$
- p.113, 7 行: $\frac{\partial(x'^0,\cdots,x'^d)}{(x^0,\cdots,x^d)} \Longrightarrow \frac{\partial(x'^0,\cdots,x'^d)}{\partial(x^0,\cdots,x^d)}$
- p.113, 15 行 (6.21): $\frac{\delta \mathscr{L}}{\delta \Phi_i(x)} \Longrightarrow \frac{\delta S}{\delta \Phi_i(x)}$
- p.113, 16 行: $\tilde{\delta}_L \Longrightarrow \delta_L$, $\tilde{\delta}x^\mu \Longrightarrow \delta x^\mu$, $\frac{\delta x^\mu}{\delta \epsilon(x)} \Longrightarrow \frac{\delta x^\mu}{\epsilon(x)}$
- p.113, 17 行: 大域的 $\Longrightarrow$ 大局的
- p.113, 19 行 (6.22): $\tilde{\delta}S \Longrightarrow \delta S$, $\frac{\delta x^\mu}{\delta \epsilon(x)} \Longrightarrow \frac{\delta x^\mu}{\epsilon(x)}$
- p.113, 20 行: $\frac{\delta \mathscr{L}}{\delta \Phi} \Longrightarrow \frac{\delta S}{\delta \Phi}$
- p.113, 脚注: $\det(1+E) = 1 + ... \Longrightarrow \det(\mathbf{1}+E) = \mathbf{1} + ...$

Section 6.2

- p.114, 16 行: tensor という． $\Longrightarrow$ tensor という． 実際,

Section 6.3

- p.117, 4 行: $\rho^A(k) \Longrightarrow \rho^A_\lambda(k)$
- p.117, 下から 8 行: $\rho_A \Longrightarrow \rho^A_0(k)$
- p.117, 下から 5 行: $\rho_A \Longrightarrow \rho^A_0(k)$

Section 6.4

- p.119, 下から 1 行 (6.60): $[i\theta Q, \phi] \Longrightarrow [i\theta Q, \phi(x)]$
- p.120, 1 行: 交換関係 $\Longrightarrow$ 交換関係 (3.95)

Section 6.5

- p.125, 17 行: 大域的 $\Longrightarrow$ 大局的

Section 6.6

- p.125, 下から 4 行 (6.92): $[\Phi, \partial_\mu \Phi] \Longrightarrow [\Phi(x), \partial_\mu \Phi(x)]$
- p.125, 6 行 (6.95): $\int d^D x \Longrightarrow \int d^D x \frac{1}{2}$
- p.125, 8 行 (6.96): $\int d^D x \Longrightarrow \int d^D x \frac{1}{2}$
- p.125, 12 行 (6.98): $\int d^D x \{ \Longrightarrow \int d^D x \{ \frac{1}{2}$
- p.130, 15 行 (6.130): $\Delta \Longrightarrow \Delta_\phi$
- p.125, 17 行 (6.131): $\Delta \Longrightarrow \Delta_\phi$

Section 6.7 無し

Section 6.8

- p.134, 脚注 23): 次式をこれを $\Longrightarrow$ 次式を
- p.135, 9 行: 作用は不変である $\Longrightarrow$ 不変である
- p.135, 17 行 (6.161): $J_D^\mu \Longrightarrow D^\mu$
- p.135, 19 行: $J_D^\mu \Longrightarrow D^\mu$
- p.135, 21 行 (6.162): $J_D^\mu \Longrightarrow D^\mu$

第 7 章

Section 7.1

- p.136, 脚注 1): パリティーは $\Longrightarrow$ パリティは
- p.138, 14 行 (7.9): （2 番目の）$U_1(C) \Longrightarrow U_2(C)$
- p.140, 9 行: 対称なもの，10 個 $\Longrightarrow$ 対称なもの 10 個
- p.140, 17 行: mixed and antisymmetric $\Longrightarrow$ mixed & antisymmetric

Section 7.2

- p.143, 6,17 行: Lorentz $\Longrightarrow$ Lorenz （2＋1 箇所）
- p.144, 21 行: Q_c は，$\Longrightarrow$ Q_C は，

Section 7.3

- p.146, 3 行: Lorentz $\Longrightarrow$ Lorenz
- p.147, 7 行: しかし，それには，漸近場による保存電荷の表現が必要になるので，論じない．$\Longrightarrow$ それに必要な漸近場による保存電荷の表現も含めて，付録 E を参照．

Section 7.4

- p.147, 11 行: Lorentz $\Longrightarrow$ Lorenz
- p.147, 13 行: 第 5 章で $\Longrightarrow$ 第 4 章 (4.196) で
- p.147, 26 行: カラー閉じ込めの十分条件ではあるが必要条件ではない（すくなくとも示されていない）ことに注意したい. $\Longrightarrow$ カラー閉じ込めの１つの十分条件ではあるが，必要条件であることは（そうかもしれないが）示されてはいないことに注意したい.
- p.147, 下から 3 行: Lorentz $\Longrightarrow$ Lorenz
- p.148, 脚注 13）: hep-let $\Longrightarrow$ hep-lat
- p.149, 3 行: enhance される $\Longrightarrow$ より特異になる
- p.149, 18 行: (7.79) $D_T(q^2) \Longrightarrow D_T(Q^2)$
- p.149, 24 行: ゼロ点であり, $\Longrightarrow$ ゼロ点であることと

Section 7.5

- ○ p.150, 15 行: Wilson ループ期待値 $\Longrightarrow$ Wilson ループ期待値 (Wilson loop average)
- p.151, 1 行: クォーク間ポテンシャル $\Longrightarrow$ クォーク・反クォーク間ポテンシャル
- p.151, 16 行: 初期状態，終状態を $\Longrightarrow$ それぞれ初期状態，終状態を
- p.151, 20 行: $J_\mu(x) = -g \oint_C dz_\mu \delta^{(D)}(x-z)$ より，$\int d^D x J_\mu(x) \mathscr{A}_\mu(x) = -g \oint_C dz_\mu \mathscr{A}_\mu(z)$ $\Longrightarrow$ アーベリアンの場合は，$J_\mu(x) = -g \oint_C dz_\mu \delta^{(D)}(x-z)$ と書けて，
- p.151, 23 行: 完全系を挿入すると $\Longrightarrow$ 実際，完全系を挿入すると
- p.151, 26 行: Wilson ループは，$Q\bar{Q}$ クォーク対の対生成が起こらない $\Longrightarrow$ Wilson ループは，$Q\bar{Q}$ 対を引き離すとき，$Q\bar{Q}$ クォーク対の対生成が新たに起こらない
- p.151, 脚注 22): C. Bachas, Phys. Rev. D**18**, 482 (1978). $\Longrightarrow$ C. Bachas, Phys. Rev. D**33**, 2723–2727 (1986).
- p.152, 2 行: 任意の g に対して $\Longrightarrow$ 結合定数 g の任意の値に対して
- p.152, 9 行: (7.87) 式　$g^2 \Longrightarrow 1$
- ○ p.152, 26 行: 非アーベル群 SU(3) の場合に，結合定数 g が小さいときは，$\Longrightarrow$ 非アーベル群 $SU(N_c)$ の場合に，$D=4$ で，結合定数 g が小さいときは，
- ○ p.152, 28 行: (7.91) 式　$22 \Longrightarrow 22N_c/3$
- p.153, 12 行: 任意の g に対して $\Longrightarrow$ 結合定数 g の任意の値に対して

- p.153, 脚注: (7.93) 式　$g^2 \Longrightarrow g$

$$\beta(g) = -R\frac{\partial}{\partial R}g(R) = -\frac{11N_c/3}{16\pi^2}g^3(R) + O(g^5(R))\ (N_c = 3)$$

あるいは,

$$\beta(g^2) = -R\frac{\partial}{\partial R}g^2(R) = -\frac{22N_c/3}{16\pi^2}g^4(R) + O(g^6(R))\ (N_c = 3)$$

○ p.153, 13 行: これに成功した人はまだいない． $\Longrightarrow$ これに成功した人はまだいない．$D = 2$ では，非アーベル群 $SU(N_c)$ の場合でも，結合定数 g の大きさに係わらず，厳密に線形ポテンシャルになることが容易に示せる．従って，$D = 3$, $D = 4$ の非アーベル群 $SU(N_c)$Yang-Mills 理論において Wilson ループ期待値を（摂動論を越えて）計算することは未解決問題である．

第 8 章

Section 8.1

- p.155, 1-2 行: $U_{\mu\nu} : = \partial_\mu U_\nu ... \Longrightarrow U_{\mu\nu} := \partial_\mu U_\nu ...$　(:を=にくっつける）
- p.155, 10 行: ラグランジアン $\Longrightarrow$ 実際，ラグランジアン
- p.156, 18 行: 極限では，$\Longrightarrow$ 極限に伴う
- p.156, 脚注 5): 縦波部分 $\Longrightarrow$ スカラー部分
- p.156, 脚注 7): J. Proca, ... (1936). $\Longrightarrow$ 削除

Section 8.2

- p.157, 脚注 10): $P^T_{\mu\nu} = \delta_{\mu\nu} ... \Longrightarrow P^T_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} ...$
- p.158, 7 行: Lorentz $\Longrightarrow$ Lorenz
- p.160, 11 行: ラグランジアン密度は，$\Longrightarrow$　ラグランジアン密度と運動方程式は,

Section 8.3

- p.160, 11 行: 無質量 $\Longrightarrow$　零質量
- p.161, 3 行: 無質量 $\Longrightarrow$　零質量
- p.162, 18 行 (8.44): $\frac{1}{m} \Longrightarrow$　$\frac{1}{m_0}$
- p.163, 3 行: ユニタリーゲージでの $\Longrightarrow$　ユニタリーゲージ（$\alpha = \pm\infty$）での

Section 8.4

- p.163, 11 行: Lorentz $\Longrightarrow$ Lorenz
- p.163, 下から 3 行: （ボソン） $\Longrightarrow$ （NG ボソン）

Section 8.5

- p.165, 行 (8.58): $J^\mu(x)A_\mu(x) \Longrightarrow j^\mu(x)A_\mu(x)$
- p.166, 4 行: $J^\mu(x) \Longrightarrow j^\mu(x)$ （２箇所）
- p.165, 下から 2 行 (8.69): $\delta A_\mu \Longrightarrow \delta A_\nu$
- p.167, 13 行: Lorentz $\Longrightarrow$ Lorenz
- p.167, 16 行: 定理 4 $\Longrightarrow$ 定理 4(124 頁)
- p.168, 16 行: Lorentz $\Longrightarrow$ Lorenz
- p.168, 17 行: Lorentz $\Longrightarrow$ Lorenz

Section 8.6

- p.170 (8.88): $W^{AB}_{\mu\nu}(x,y) \Longrightarrow W^{AB}_{\mu\nu}(x,y) := \left\langle 0|\mathscr{A}^A_\mu(x)\mathscr{A}^B_\nu(y)|0\right\rangle$
- p.171, 5 行: Lorentz $\Longrightarrow$ Lorenz
- ○ p.171, 下から 4 行: 式 (8.93) の下に以下の説明を追加：ここで，$Q_B|0\rangle = 0$ を用いた．
- p.172, 式 (8.98): $e^{-ipx} \Longrightarrow e^{-ip(x-y)}$
- ○ p.173, 11 行: 不変デルタ関数の性質を $\Longrightarrow$ 不変デルタ関数の性質（3.3 節参照）を
- ○ p.174, 4 行: これから関係式 (8.53) が得られる． $\Longrightarrow$ これから Johnson の定理を導く関係式 (8.53) が得られる．
- ○ p.174, 10 行: $|\mathrm{phys}> \Longrightarrow |\mathrm{phys}\rangle$
- p.174, 17 式 (8.117): $\rho(s) := s(s-m_0^2)^{-2}\pi(s) \Longrightarrow \rho(s) := (s-m_0^2)^{-2}\pi(s)$

Section 8.7

- p.177, 11 行: 極大値を**質量**と呼ぶ $\Longrightarrow$ 極大値，正確には，上極限 (supremum) を**質量**と呼ぶ．図 8.1（左）を見よ．

Section 8.8 無し

Section 8.9

- p.179, 下から 4 行: 例を図に示した $\Longrightarrow$ 例を図 8.2 に示した
- p.180, 問題 8.4: $m \Longrightarrow m_0$ （２箇所）
- p.180, 問題 8.4: Lorentz 条件 $\Longrightarrow$ Lorenz 条件

第9章

Section 9.1

- p.181, 下から1行: 両磁荷の間に $\Longrightarrow$ 両磁荷から
- ○ p.182, 6行: これは $\Longrightarrow$ この現象は
- p.182, 15行: $H_{c1} < H < ... \Longrightarrow H_{c1}(T) < H < ...$
- ○ p.183, 3行: 注意したい。 $\Longrightarrow$ 注意したい。(図9.3参照)
- ○ p.183, 7行: 電荷と磁荷を $\Longrightarrow$ 磁荷と電荷を
- ○ p.183, 19行: 方程式は $\Longrightarrow$ 方程式は, 電場と磁場を複素数に組むと,
- ○ p.183, 24行: $SO(2) \Longrightarrow SO(2) \simeq U(1)$

Section 9.2

- p.185, 16行: 真空中では, $\Longrightarrow$ 真空中では,(以下, $\epsilon_0 = 1 = \mu_0$ とする)
- ○ p.187, 4行: 結ばれる。 $\Longrightarrow$ 結ばれ, 物理的には等価である。
- p.187, 11行: (9.20) 式 $\frac{q}{\hbar} \Longrightarrow \frac{q}{\hbar c}$
- p.187, 15行: (9.21) 式 $\frac{q}{\hbar} \Longrightarrow \frac{q}{\hbar c}$
- p.187, 22行: $q_m = \frac{2\pi\hbar}{q}n \Longrightarrow q_m = \frac{2\pi\hbar c}{q}n$

Section 9.3

- p.188, 16行: (9.24) 式
  $A_\mu(x) \to A'_\mu(x) + \frac{1}{q}\partial_\mu\chi(x) \Longrightarrow A_\mu(x) \to A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{1}{q}\partial_\mu\chi(x)$
- p.188, 22行: 解を実際に求めるには $\Longrightarrow$ 解を求めるには
- p.189, 21行: 最低エネルギーの解である。 $\Longrightarrow$ 最低エネルギーの解であり,
- p.189, 脚注12):
  $\arccos\left(x_1/\sqrt{x_1^2+x_2^2}\right)$ $\phi(x)$ は, $\Longrightarrow \arccos\left(x_1/\sqrt{x_1^2+x_2^2}\right)$. $\phi(x)$ は,
- p.190, 4行: (9.36) 式
  $\left[qA(\rho) - \frac{n}{\rho}\right]^2 f^2 \Longrightarrow$ 解を求めるには $\left[qA(\rho) - \frac{n}{\rho}\right]^2 f^2(\rho)$
- p.190, 14行: 磁場 $|\boldsymbol{H}| = H(\rho)$ が $\Longrightarrow$ 磁場 $|\boldsymbol{B}| = B(\rho)$ が

Section 9.4

- p.193, 2行: E $\Longrightarrow E$
- p.193, 7行: $v := \sqrt{\frac{m^2}{\lambda}} \Longrightarrow v := \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}$

- p.193, 脚注 18): $O(r^{-3/2+\epsilon}) \Longrightarrow O(r^{-3/2-\epsilon})$
- p.194, 15 行: 物理的 $\Longrightarrow$ 物理的 2 次元球面，内部 $\Longrightarrow$ 内部 2 次元球面
- p.195, 図 9.6: 必ずと特異点 $\Longrightarrow$ 必ず特異点
- p.195, 8 行: 運動方程式は $\Longrightarrow$ 場の運動方程式 (9.52) と (9.53) は
- p.195, 12 行: $r \to 0 \Longrightarrow$ 他方，$r \to 0$
- p.195, 17-19 行: 「$r \to \infty$ で ... . 定義 ... となる.」を（16 行から 17 と重複しているので）削除する

Section 9.5

- p.196, 12 行 (9.73): $\lambda_1(x)) \Longrightarrow \lambda_1(x)$
- p.196, 20 行: 最大の $\Longrightarrow G = SU(N)$ の最大の
- p.196, 脚注 23)(9.71): $SO(2)/U(1) \Longrightarrow SO(3)/SO(2)$
- p.197, 4 行: アーベルゲージ場 $\Longrightarrow$ アーベル型ゲージ場
- p.198, (9.81): $\delta_\omega \mathcal{R} \Longrightarrow \delta_\omega R$
- p.199, 11 行: Lorentz ゲージ $\Longrightarrow$ Lorenz ゲージ
- p.200, 4 行: $R \Longrightarrow R_L$
- p.200, 10 行: $\chi \Longrightarrow \chi^L$
- p.201, 3 行 (9.97):

$$\langle \exp\{ig \oint_C dx^\mu \mathscr{A}_\mu(x)\}\rangle \Longrightarrow \left\langle \mathrm{tr}\left[P \exp\left\{ig \oint_C dx^\mu \mathscr{A}_\mu(x)\right\}\right]\right\rangle$$

- p.201, 下から 10 行: Lorentz ゲージ $\Longrightarrow$ Lorenz ゲージ
- p.202, 18 行: Lorentz ゲージ $\Longrightarrow$ Lorenz ゲージ （2 箇所）

Section 9.6

- p.202, 脚注 34): No.1 $\Longrightarrow$ 201–206
- p.202, 脚注 34): Phys. Lett. B $\Longrightarrow$ Phys. Lett. B**632**, 326–332
- p.203, 15 行: Lorentz ゲージ $\Longrightarrow$ Lorenz ゲージ
- p.204, 5 行: Lorentz ゲージ $\Longrightarrow$ Lorenz ゲージ
- p.204, 脚注 41): 変換のもとで $\Longrightarrow$ 変換の下で
- p.204, 脚注 42): Z.I. Zakharov $\Longrightarrow$ V.I. Zakharov
- p.205, 1 行: 不変性から $\Longrightarrow$ 不変性が残っていれば

- p.205, 3 行: アーベンアンドミナンス $\Longrightarrow$ アーベリアン ドミナンス
- p.205, 21 行: ゲージ場を選んで $\Longrightarrow$ ゲージ場を代表元として選んで
- p.206, 4 行: 有効理論 $\Longrightarrow$ 低エネルギー有効理論

第１０章

Section 10.1

- p.207, 8 行: ものには $\Longrightarrow$ 者には

Section 10.2

- p.208, 11 行: theory of $\Longrightarrow$ theory on
- p.208, 17 行: 付録 $\Longrightarrow$ 付録 C

Section 10.3

- p.209, 下から 2 行: 一意的でない, $\Longrightarrow$ 一意的でないが,
- p.210, 1 行: 1960, $\Longrightarrow$ このため，1960
- p.210, 13 行: 四次元の $\Longrightarrow$ D 次元の
- p.210, 17 行: ユークリッド $\Longrightarrow$ Euclid
- p.211, 3 行: 場の理論 $\Longrightarrow$ 場の量子論
- p.211, 8 行: によって示された $\Longrightarrow$ によって独立に示された

Section 10.4

- p.212, 下から 6 行: $\mu, \nu = 0, 1, ...$ $\Longrightarrow$ $\mu, \nu = 1, ...$
- p.213, 2 行: に虚軸回転 $\Longrightarrow$ の虚軸上に回転
- p.214, 6 行: $(\epsilon\mathbb{Z})^D$ $\Longrightarrow$ $\mathbb{Z}^D$
- p.214, 10 行: スカラー場の $\Longrightarrow$ その結果，スカラー場の

Section 10.5

- p.215, 6 行: $\boldsymbol{N}$ に対して $\Longrightarrow$ $\boldsymbol{N}$ に対して（$\boldsymbol{N}$ は自然数の集合）
- p.216, 3 行: 各 n $\Longrightarrow$ 任意の n

Section 10.6

- p.218, 8 行: 連続極限 $\epsilon \to 0$ $\Longrightarrow$ 連続極限（格子間隔 $\epsilon \to 0$）
- p.218, 13 行: 局所対称性 $\Longrightarrow$ 局所ゲージ対称性

著者略歴

追加：

2006 年 6 月　千葉大学理学部教授

2007 年 4 月　千葉大学大学院理学研究科教授（改組による）

その他

1. 付録も改訂されています．最新版は，2007 年 5 月 1 日版です．主な変更は，付録 A と D です．