

超弦理論を学ぶための 場の量子論

(正誤表)

(ver.3.1 2011年9月1日)

鈴木久男著

サイエンス社

1. 量子力学のルールを学ぼう

○ p1, (1.1) の上

自由に運動する粒子の波動関数 $\psi(\mathbf{x}, t)$ は, プランク定数 \hbar , エネルギー E ,
そして運動量 \mathbf{p} により次のような平面波で表される.

⇒ 自由に運動するエネルギー E , 運動量 \mathbf{p} の粒子の波動関数 $\psi(\mathbf{x}, t)$ は, プ
ランク定数 \hbar を用いて次のような平面波で表される.

○ p2, (1.8)

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t} \rho(\mathbf{x}, t) &= \frac{\hbar}{2m} [\psi^*(\nabla\psi) - (\nabla\psi^*)\psi] \\ \Rightarrow \frac{\partial}{\partial t} \rho(\mathbf{x}, t) &= \frac{\hbar}{2mi} [\psi^*(\nabla\psi) - (\nabla\psi^*)\psi]\end{aligned}$$

○ p4, (1.20)

$$\begin{aligned}\int_{-\infty}^{\infty} f(x)\delta_{\epsilon}(x) dx &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\pi} \frac{f(x)\epsilon}{x^2 + \epsilon^2} dx \\ \Rightarrow \int_{-\infty}^{\infty} f(x)\delta_{\epsilon}(x) dx &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\pi} \frac{f(x)\epsilon}{x^2 + \epsilon^2} dx\end{aligned}$$

○ p4, (1.21)

$$\begin{aligned}\int_{-\infty}^{\infty} f(x)\delta_{\epsilon}(x) dx &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\pi} \left[\frac{f(0)\epsilon}{x^2 + \epsilon^2} + \frac{f''(0)x^2\epsilon}{x^2 + \epsilon^2} \right] dx \\ \Rightarrow \int_{-\infty}^{\infty} f(x)\delta_{\epsilon}(x) dx &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\pi} \left[\frac{f(0)\epsilon}{x^2 + \epsilon^2} + \frac{1}{2} \frac{f''(0)x^2\epsilon}{x^2 + \epsilon^2} \right] dx\end{aligned}$$

○ p6, (1.38)

$$\begin{aligned}\phi(x) &= \int_0^t \infty dt \frac{q}{\epsilon_0(2\pi)^3} \int d^3k e^{-i\mathbf{k}^2 + i\mathbf{k}\cdot(\mathbf{x}-\mathbf{x}')} \\ \Rightarrow \phi(x) &= \int_0^{\infty} dt \frac{q}{\epsilon_0(2\pi)^3} \int d^3k e^{-i\mathbf{k}^2 + i\mathbf{k}\cdot(\mathbf{x}-\mathbf{x}')} \end{aligned}$$

○ p6, (1.40)

$$\begin{aligned}\phi(x) &= \int_0^{\infty} dt t^{-1/2-1} \frac{q\pi^3/2}{\epsilon_0(2\pi)^3} \int d^3k e^{-(\mathbf{x}-\mathbf{x}')^2/(4t)} \\ \Rightarrow \phi(x) &= \int_0^{\infty} dt t^{-1/2-1} \frac{q\pi^3/2}{\epsilon_0(2\pi)^3} e^{-(\mathbf{x}-\mathbf{x}')^2/(4t)} \end{aligned}$$

○ p7, (1.46)

$$\begin{aligned}\int \frac{d}{dx} \theta(x)f(x) &= - \int \theta(x) \frac{d}{dx} f(x) = - \int_0^{\infty} dx f(x) = f(0) \\ \Rightarrow \int dx \frac{d}{dx} \theta(x)f(x) &= - \int dx \theta(x) \frac{d}{dx} f(x) = - \int_0^{\infty} dx \frac{d}{dx} f(x) = f(0)\end{aligned}$$

○ p8, l1

数学が超関数を定義したのはシュワルツ

⇒ 数学において超関数を定義したのはシュワルツ

○ p8, l10

実はこのテキストを読むだけだったら必要になることもないことも多いが、

⇒ 実はこのテキストを読むだけだったら必要にならないことも多いが、

○ p8 以降

「B積分」

⇒ 「ベータ関数」

○ p9, (1.55)

$$\begin{aligned}\Gamma(a)\Gamma(b) &= \Gamma(a+b) \int_0^1 d\nu_1 \int_0^1 d\nu_2 \mu_1^{a-1} \mu_2^{b-1} \delta(1-\mu_1-\mu_2) \\ \Rightarrow \Gamma(a)\Gamma(b) &= \Gamma(a+b) \int_0^1 d\mu_1 \int_0^1 d\mu_2 \mu_1^{a-1} \mu_2^{b-1} \delta(1-\mu_1-\mu_2)\end{aligned}$$

○ p9, (1.58)

$$\begin{aligned}\frac{1}{A^a B^b} &= \frac{1}{\Gamma(a)\Gamma(b)} \int_0^\infty dt_1 \int_0^\infty dt_2 t_1^{a-1} t_2^{b-1} e^{-At_1 - Bt_2} \\ \Rightarrow \frac{1}{A^a B^b} &= \frac{1}{\Gamma(a)\Gamma(b)} \int_0^\infty dt_1 \int_0^\infty dt_2 t_1^{a-1} t_2^{b-1} e^{-At_1 - Bt_2}\end{aligned}$$

○ p10, (1.59)

$$\begin{aligned}\frac{1}{A^a B^b} &= \int_0^1 d\nu_1 \int_0^1 d\nu_2 \delta(1-\nu_1-\nu_2) \int_0^\infty d\rho \rho^{a+b-1} e^{-\rho(A\nu_1 + B\nu_2)} \\ \Rightarrow \frac{1}{A^a B^b} &= \frac{1}{\Gamma(a)\Gamma(b)} \int_0^1 d\nu_1 \int_0^1 d\nu_2 \delta(1-\nu_1-\nu_2) \int_0^\infty d\rho \rho^{a+b-1} \nu_1^{a-1} \nu_2^{b-1} e^{-\rho(A\nu_1 + B\nu_2)}\end{aligned}$$

○ p10, (1.63)

$$\begin{aligned}\frac{1}{ABC} &= \int_0^\infty d\rho \rho^3 \int_0^1 d\nu_1 \int_0^1 d\nu_2 \int_0^1 d\nu_3 \delta(\rho(1-\nu_1-\nu_2-\nu_3)) d\nu_3 e^{-\rho(A\nu_1 + B\nu_2 + C\nu_3)} \\ \Rightarrow \frac{1}{ABC} &= \int_0^\infty d\rho \rho^3 \int_0^1 d\nu_1 \int_0^1 d\nu_2 \int_0^1 d\nu_3 \delta(\rho(1-\nu_1-\nu_2-\nu_3)) e^{-\rho(A\nu_1 + B\nu_2 + C\nu_3)}\end{aligned}$$

○ p10, (1.64) の下

となる.

この公式は後で使うことになるであろう.

⇒ となる. この公式は後で使う.

○ p11, l1

角度積分の値 $C_d = \int d\omega_1$

⇒ 角度積分の値 $C_d = \int d\Omega$

○ p11, l2

その動径方向の微小変化は $\delta V = C_d r^d dr$

⇒ その動径方向の微小変化は $\delta V = C_d r^{d-1} dr$

○ p11, l5

右辺はガウス積分として, 左辺も $r^2 = t$ として

⇒ 左辺はガウス積分として, 右辺も $r^2 = t$ として

○ p12, (1.74)

$$\begin{aligned}\gamma &= \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^n \frac{1}{i} - \log(n+1) \\ \Rightarrow \gamma &= \lim_{n \rightarrow \infty} \left(\sum_{i=1}^n \frac{1}{i} - \log n \right)\end{aligned}$$

○ p12, 最後の行

$\langle \mathbf{p} | \mathbf{x} \rangle = e^{i\mathbf{p} \cdot \mathbf{x} / \hbar} / (2\pi\hbar)^{3/2}$

⇒ $\langle \mathbf{x} | \mathbf{p} \rangle = e^{i\mathbf{p} \cdot \mathbf{x} / \hbar} / (2\pi\hbar)^{3/2}$

○ p13, (1.84)

$$\begin{aligned}H &= \frac{1}{2} \left(m\omega^2 x + \frac{p^2}{m} \right) \\ \Rightarrow H &= \frac{1}{2} \left(m\omega^2 x^2 + \frac{p^2}{m} \right)\end{aligned}$$

○ p14, (1.86) の下

と書くことができる.

新たに導入した変数 α

⇒ と書くことができる. 新たに導入した変数 α

○ p14, (1.87) の3行下

次に調和振動子の量子化をしてみよう.

量子化すると

⇒ 次に調和振動子の量子化をしてみよう. 量子化すると

○ p15, l4

「 $L_{\pm} = L_x \pm iL_y$ として」

⇒ $L^2 = L_x^2 + L_y^2 + L_z^2$ として

○ p15, (1.94) 「を満たす」の後

「また、パウリ行列は $\sigma_i \sigma_j + \sigma_j \sigma_i = 2\delta_{ij}$ ($i, j = x, y, z$) という反交換関係を満たす。」を追加

○ p15, l6

が角運動量演算子は l は

⇒ が, l は

2. 相対性理論と量子力学の融合

○ p17, (2.5)

$$\begin{aligned} ct' &= \cosh \eta(ct) - \sinh \eta x \\ x' &= \cosh \eta x - \sinh \eta(ct) \\ \implies ct' &= ct \cosh \eta - x \sinh \eta \\ x' &= x \cosh \eta - ct \sinh \eta \end{aligned}$$

○ p18, (2.8) の下

となる.

また, (2.2) の両辺を ds^2 でわり,

\implies となる. また, (2.2) の両辺を ds^2 で割り,

○ p18, 最後の行

$$(cds)^2 = dx_\mu dx^\nu$$

$$\implies (cds)^2 = dx_\mu dx^\mu$$

○ p19 1行目「と表される。」の次に

「上付きの添え字と下付きの添え字で足し上げることが縮約という。」を追加

○ p19, (2.14) の2行上

ことである.

この変換を

\implies ことである. この変換を

○ p19, (2.15) の上とそれ以降

久保の公式

\implies ベーカー・ハウズドルフの補助定理

○ p19, (2.16) の下

$B(0)$ が t^1 の係数となる.

$\implies [A, B]$ が t^1 の係数となる.

○ p19, (2.17)

$$\begin{aligned} e^{-ia^\nu P_\nu} x^\mu e^{ia^\nu P_\nu} &= x^\mu + [-ia^\nu P_\nu, x^\mu] = x^\mu + a^\mu \\ \implies e^{ia^\nu P_\nu} x^\mu e^{-ia^\nu P_\nu} &= x^\mu + [ia^\nu P_\nu, x^\mu] = x^\mu + a^\mu \end{aligned}$$

○ p19, (2.19), (2.87) ~ (2.89)

$g_{\mu\nu}$

$\implies \eta_{\mu\nu}$

○ p20, (2.21)

$$\begin{aligned} [J^{\mu\nu}, \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu] &= 0 \\ \implies [J^{\mu\nu}, \eta_{\rho\sigma} dx^\rho dx^\sigma] &= 0 \end{aligned}$$

○ p20, (2.23)

$$\begin{aligned} (\mathcal{J}^{\mu\nu})_{\rho,\sigma} &= i(\delta_\rho^\mu \delta_\sigma^\nu - \delta_\rho^\nu \delta_\sigma^\mu) \\ \implies (\mathcal{J}^{\mu\nu})_{\rho,\sigma} &= i(\delta_\rho^\nu \delta_\sigma^\mu - \delta_\rho^\mu \delta_\sigma^\nu) \end{aligned}$$

○ p20, (2.24)

$$\begin{aligned} e^{-i\omega_{\mu\nu} J^{\mu\nu}/2} x^\mu e^{-i\omega_{\mu\nu} J^{\mu\nu}/2} &= \Lambda_\nu^\mu x^\nu \\ \implies e^{-i\omega_{\mu\nu} J^{\mu\nu}/2} x^\mu e^{i\omega_{\mu\nu} J^{\mu\nu}/2} &= \Lambda_\nu^\mu x^\nu \end{aligned}$$

○ p20, (2.26)

$$\begin{aligned} e^{-i\boldsymbol{\eta} \cdot \mathbf{K}} \mathbf{x} e^{+i\boldsymbol{\eta} \cdot \mathbf{K}} &= \mathbf{x} - \frac{\boldsymbol{\eta} \cdot \mathbf{x}}{\eta^2} \boldsymbol{\eta} + \frac{(\boldsymbol{\eta} \cdot \mathbf{x}) \boldsymbol{\eta}}{\eta^2} \cosh |\boldsymbol{\eta}| - \frac{x^0 \boldsymbol{\eta}}{|\boldsymbol{\eta}|} \sinh |\boldsymbol{\eta}| \\ \implies e^{-i\boldsymbol{\eta} \cdot \mathbf{K}} \mathbf{x} e^{+i\boldsymbol{\eta} \cdot \mathbf{K}} &= \mathbf{x} \cosh |\boldsymbol{\eta}| - \frac{x^0 \boldsymbol{\eta}}{|\boldsymbol{\eta}|} \sinh |\boldsymbol{\eta}| \end{aligned}$$

○ p21, (2.28) の3行下

「で評価が困難」

⇒ 「で物理量の評価が困難」

○ p21, 下から2行目

どうように

⇒ 同様に

○ p22, (2.33)

$$\begin{aligned} \oint \mathbf{E} d\mathbf{x} &= -\frac{1}{d(ct)} \int \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} \\ \implies \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{x} &= -\frac{\partial}{\partial(ct)} \int \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} \end{aligned}$$

○ p22, (2.33)

$$\begin{aligned} \int \int \mathbf{E} d\mathbf{x} \wedge (cdt) + \int \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} &= 0 \\ \implies \int \int \mathbf{E} \cdot d\mathbf{x} \wedge (cdt) + \int \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} &= 0 \end{aligned}$$

○ p22, (2.36)

$$\begin{aligned} \partial^\lambda F^{\mu\nu} + \partial^\nu F^{\nu\lambda} + \partial^\nu F^{\lambda\mu} \\ \implies \partial^\lambda F^{\mu\nu} + \partial^\mu F^{\nu\lambda} + \partial^\nu F^{\lambda\mu} &= 0 \end{aligned}$$

○ p22, (2.37) の上

両辺を ∂_μ で縮約

⇒ 両辺を ∂_ν で縮約

○ p23, (2.39)

$$\begin{aligned} -\square A^\mu + \partial^\mu(\partial_\nu A^\nu) &= j^\mu \\ \implies \square A^\mu - \partial^\mu(\partial_\nu A^\nu) &= j^\mu \end{aligned}$$

○ p23, (2.41) の上
すなわち, 自然単位系では

\implies すなわち,

○ p23, (2.42) 辺り
でもよい. つまり,

$$1\text{s} = 3 \times 10^8\text{m}$$

である. つまり

\implies てもよい.

$$1\text{s} = 3 \times 10^8\text{m}$$

つまり

○ p24, (2.47) の 2 行上

クーロンの法則より,

\implies クーロンの法則 $F \sim q_1 q_2 / r^2$ より,

○ p25, (2.52)

$$\begin{aligned} p_\mu &= \hat{p} = i\hbar\partial_\mu \\ \implies p_\mu &= \hat{p}_\mu = i\hbar\partial_\mu \end{aligned}$$

○ p25, (2.57) の上

また, 解として $\psi = e^{-ip_\mu x^\mu}$ の形

\implies また, 解として $\psi \sim e^{-ip_\mu x^\mu}$ の形

○ p25, (2.57) の下

が許される.

このため

\implies が許される. このため

○ p26, (2.58) の 2 行上

見てみよう.

$$\alpha^i \quad (i = 1, 2, 3)$$

\implies 見てみよう. $\alpha^i \quad (i = 1, 2, 3)$

○ p26, (2.59) の 2 行上

あるものとする.

そして方程式を

\implies あるものとする. そして方程式を

○ p26, (2.59)

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = (-i\hbar c \alpha^k \partial_k + \beta m c^2) \psi$$

$$\implies i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = (-i\hbar c \alpha^k \partial_k + \beta m c^2) \psi$$

○ p28, (2.74)

$$\left(i\hbar \frac{\partial}{\partial x^0} + i\hbar \bar{\sigma} \cdot \nabla \right) \left(i\hbar \frac{\partial}{\partial x^0} - i\hbar \bar{\sigma} \cdot \nabla \right) \phi^{(L)} = (mc)^2 \phi^{(L)}$$

$$\implies \left(i\hbar \frac{\partial}{\partial x^0} + i\hbar \sigma \cdot \nabla \right) \left(i\hbar \frac{\partial}{\partial x^0} - i\hbar \sigma \cdot \nabla \right) \phi^{(L)} = (mc)^2 \phi^{(L)}$$

○ p29, (2.85)

$$(-i\gamma^\mu \Lambda^\nu{}_\mu \partial'_\nu + m) S^{-1}(\Lambda) \psi'(x') = 0$$

$$\implies (-i\gamma^\mu \Lambda^\nu{}_\mu \partial'_\nu + m) S^{-1}(\Lambda) \psi'(x') = 0$$

○ p30, 2行目から3行目

4元スピノルに対する表現を求めてみよう。 $J_{\mu\nu}$ は $\mu\nu$ に関して反対称なので $J_{\mu\nu} \sim [\gamma^\mu, \gamma^\nu]$ という

\implies 4元スピノルに対する表現 $S^{\mu\nu}$ を求めてみよう。 $J_{\mu\nu}$ は $\mu\nu$ に関して反対称なので、 $S^{\mu\nu}$ もそうであり、 $S_{\mu\nu} \sim [\gamma^\mu, \gamma^\nu]$ という

○ p30, (2.90) の下

ガンマ関数

\implies ガンマ行列

○ p30, (2.91)

$$S(\Lambda) =$$

$$\implies S^\dagger(\Lambda) =$$

○ p31, (2.93) ~ (2.99)

u_r, v_r の添え字 r を外す。

○ p31, (2.95)

$$(m\gamma^0 - m)u_r(m, \mathbf{k} = 0) = 0$$

$$\implies (m\gamma^0 - m)u_r(m, \mathbf{k} = \mathbf{0}) = 0$$

○ p31, (2.96)

$$u_r(u, \mathbf{k}) = e^{-i\boldsymbol{\eta} \cdot \mathbf{K}} u_r(m, \mathbf{k} = 0)$$

$$\implies u_r(k) = e^{-i\boldsymbol{\eta} \cdot \mathbf{K}} u_r(m, \mathbf{k} = \mathbf{0})$$

○ p31, (2.98) の下

- つまり,, このように
 \Rightarrow つまり, このように
 ○ p31, (2.100)

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \gamma^0 m c^2 \psi$$

$$\Rightarrow i\hbar \gamma^0 \frac{\partial \psi}{\partial t} = m c^2 \psi$$

- p31, (2.101) の上
 $\psi(t) = e^{-iE/\hbar} \psi$
 $\Rightarrow \psi(t) = e^{-iEt/\hbar} \psi$
 ○ p31, (2.101)

$$(E\gamma^0 - m c^2 \beta) \psi(m, \mathbf{k} = 0) = 0$$

$$\Rightarrow (E\gamma^0 - m c^2) \psi(m, \mathbf{k} = 0) = 0$$

- p32, (2.103) の次
 $(r = 1, 2)$ を追加。
 ○ p32, (2.104)

$$u_r(k) = S(\boldsymbol{\eta}) u_r(m, \mathbf{k} = 0), \quad v_r(k) = S(\boldsymbol{\eta}) v_r(m, \mathbf{k} = 0)$$

$$\Rightarrow u_r(k) = S(\boldsymbol{\eta}) u_r(m, \mathbf{k} = 0), \quad v_r(k) = S(\boldsymbol{\eta}) v_r(m, \mathbf{k} = 0)$$

- p32, (2.105)

$$\bar{u}_r(k) = \bar{u}_r(m, \mathbf{k} = 0) S^{-1}(\boldsymbol{\eta}), \quad \bar{v}_r(k) = \bar{v}_r(m, \mathbf{k} = 0) S^{-1}(\boldsymbol{\eta})$$

$$\Rightarrow \bar{u}_r(k) = \bar{u}_r(m, \mathbf{k} = 0) S^{-1}(\boldsymbol{\eta}), \quad \bar{v}_r(k) = \bar{v}_r(m, \mathbf{k} = 0) S^{-1}(\boldsymbol{\eta})$$

- p32, (2.105) の下
 となる.

これらの表式より

\Rightarrow となる. これらの表式より

- p32, (2.114) の3行下

$$u_r(m, \mathbf{k}) = e^{-i\boldsymbol{\eta} \cdot \mathbf{K}} u_r(m, \mathbf{k} = 0)$$

$$\Rightarrow u_r(m, \mathbf{k}) = e^{-i\boldsymbol{\eta} \cdot \mathbf{K}} u_r(m, \mathbf{k} = 0)$$

- p33, (2.116)

$$u(r) =$$

$$\Rightarrow u(r) =$$

3. 場の量子論の考え方

○ p38, (3.6) の下

これを解の完全性と言った.

⇒ これを解の完全性と言う.

○ p38, (3.7) の下

$$a_n(t) = a_n(t=0)e^{-iE_n t/\hbar}$$

$$\Rightarrow a_n(t) = a_n(t=0)e^{-iE_n t/\hbar}$$

○ p39, l4 と l9

無限子の調和振動子

⇒ 無限個の調和振動子

○ p39, (3.17)

$$H = \int_0^L \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial}{\partial x} \psi^\dagger(x) \right) \left(\frac{\partial}{\partial x} \psi(x) \right)$$
$$\Rightarrow H = \int_0^L \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial}{\partial x} \psi^\dagger(x) \right) \left(\frac{\partial}{\partial x} \psi(x) \right)$$

○ p40, l2 と (3.19) の下

$$e^{-iEt}$$

$$\Rightarrow e^{-iEt/\hbar}$$

○ p40, (3.19) の上

なったためこの運動方程式は $\psi(x, t) = e^{iEt/\hbar} \psi(x, 0) e^{iEt/\hbar}$

⇒ なったため, $\psi(x, t) = e^{-iEt/\hbar} \psi(x, 0) e^{iEt/\hbar}$

○ p40, (3.19)

$$\psi(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \psi_n(x) e^{-iE_n t}$$

$$\psi^\dagger(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n^\dagger \psi_n(x) e^{iE_n t}$$

$$\Rightarrow \psi(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \psi_n(x) e^{-iE_n t/\hbar}$$

$$\psi^\dagger(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n^\dagger \psi_n^*(x) e^{iE_n t/\hbar}$$

○ p41, l2 の最後

「これはボーズ粒子として仮定したので、その統計性を表している。」を追加

○ p41, (3.23) の3行上

異なる励起の生成消滅演算子は互いに反可換つまり, $\{A, B\} = AB + BA = 0$

⇒ 生成演算子どうし, あるいは消滅演算子どうしは互いに反可換, つまり

$$\{A, B\} = AB + BA = 0$$

- p41, (3.24) の上
- また, 生成消滅演算子の関係は
- ⇒ また, 生成演算子と消滅演算子の関係は
- p41, 下から 3 行目と p42, (3.29) の下
- 無限子の調和振動子
- ⇒ 無限個の調和振動子
- p42, (3.30) の 4 行下と 6 行下
- 有限子の原子
- ⇒ 有限個の原子
- p42, (3.32)

$$q_n = \frac{a_n + a_n^\dagger}{\sqrt{2\rho\omega_n}}$$

$$\Rightarrow q_n = \frac{a_n e^{-i\omega_n t} + a_n^\dagger e^{i\omega_n t}}{\sqrt{2\rho\omega_n}}$$

- p43, (3.35)

$$\psi_n^L = e^{i\frac{n\pi}{L}(x-ct)}, \quad \psi_n^R = e^{i\frac{n\pi}{L}(x+ct)}$$

$$\Rightarrow \psi_n^L = e^{i\frac{2n\pi}{L}(x-ct)}, \quad \psi_n^R = e^{i\frac{2n\pi}{L}(x+ct)}$$

- p44, (3.36)

$$\phi(x, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{a_n e^{i\frac{n\pi}{L}(x-ct)} + \bar{a}_n e^{i\frac{n\pi}{L}(x+ct)}}{\sqrt{2\rho\omega_n}}$$

$$\Rightarrow \phi(x, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{a_n e^{i\frac{2n\pi}{L}(x-ct)} + \bar{a}_n e^{i\frac{2n\pi}{L}(x+ct)}}{\sqrt{2\rho\omega_n}}$$

- p44, (3.36) の下

$$e^{-i\omega_n t}$$

$$\Rightarrow e^{i\omega_n t}$$

- p44, 1 行目、「つまり」の後
- 「 $\omega_n = 2|n|\pi c/L$ と定義して」を追加
- p44, (3.37)

$$\phi(x, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\rho\omega_n}} \left(a_n e^{in\pi x/L - i\omega_n t} + a_n^\dagger e^{in\pi x/L + i\omega_n t} \right)$$

$$\Rightarrow \phi(x, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\rho\omega_n}} \left(a_n e^{2in\pi x/L - i\omega_n t} + a_n^\dagger e^{2in\pi x/L + i\omega_n t} \right)$$

○ p44, (3.39)

$$E = \frac{\pi c}{L} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n a_n^\dagger a_n$$
$$\implies E = \frac{2\pi c}{L} \sum_{n=-\infty}^{\infty} |n| a_n^\dagger a_n$$

○ p44, (3.40)

$$\phi_n(x, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi c/L}} \left[\alpha_n e^{i \frac{n\pi}{L}(x-ct)} + \bar{\alpha}_n e^{i \frac{n\pi}{L}(x+ct)} \right]$$
$$\implies \phi(x, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi c/L}} \left[\frac{i}{n} \alpha_n e^{i \frac{n\pi}{L}(x-ct)} + \frac{i}{n} \bar{\alpha}_n e^{-i \frac{n\pi}{L}(x+ct)} \right]$$

○ p44, (3.41)

$$[a_m, a_n] = n \delta_{m, -n}$$
$$\implies [\alpha_m, \bar{\alpha}_n] = n \delta_{m, -n}$$

○ p45, (3.51)

$$H|0\rangle = (2\pi)\delta(k - k' = 0) \int \frac{dk}{2\pi} \frac{|k|}{2}$$
$$\implies H|0\rangle = (2\pi)\delta(0) \int \frac{dk}{2\pi} \frac{|k|}{2}$$

○ p45, (3.51)

$$(2\pi)\delta(k = 0) = \int dx$$
$$\implies (2\pi)\delta(0) = \int dx$$

○ p46, 「3.7 カシミア効果とは？」の上
進めて行ってほしい。

\implies 進める。

○ p46, (3.56)

$$E_\infty = \frac{\pi}{2} \int dk k$$
$$\implies E_\infty = \frac{1}{2} \int dx \int \frac{dk}{2\pi} k$$

○ p48, (3.68) の3行上
復習しておこう。

1次元を移動する

⇒ 復習しておこう. 1次元を移動する

○ p48, (3.69)

$$\begin{aligned}\delta S &= \int_{t_i}^{t_f} \left(\frac{\partial L}{\partial q(t')} \delta q(t') + \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \delta \dot{q}(t') \right) \\ \Rightarrow \delta S &= \int_{t_i}^{t_f} \left(\frac{\partial L}{\partial q(t')} \delta q(t') + \frac{\partial L}{\partial \dot{q}(t')} \delta \dot{q}(t') \right)\end{aligned}$$

○ p49, (3.74) の下

異なる点通しの

⇒ 異なる点同士の

○ p49, (3.74) の下

「 \mathcal{L} をラグランジアン密度という。」という文章を追加

○ p49, (3.76)

$$\begin{aligned}\int dx \frac{k}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 \\ \Rightarrow \int dx \frac{K}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2\end{aligned}$$

○ p49, (3.76) の下

場とその一回微分のみが

⇒ 場とその一階微分のみが

○ p49, (3.78)

$$\begin{aligned}\frac{\delta S}{\delta \phi(x, t)} &= \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{S(\phi(x', t') + \epsilon \delta(x' - x) \delta(t' - t)) - S(\phi(x', t'))}{\epsilon} \\ \Rightarrow \frac{\delta S}{\delta \phi(x, t)} &= \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{S(\phi(x', t') + \epsilon \delta(x' - x) \delta(t' - t)) - S(\phi(x', t'))}{\epsilon}\end{aligned}$$

○ p50, (3.85) の上

ラグランジアンの場合,

⇒ ラグランジアン密度の場合,

○ p50, (3.86) の下

「今後ラグランジアン密度と呼ぶのは面倒なのでラグランジアン密度も単にラグランジアンと呼ぶことにする。」

⇒ 「今後ハミルトニアン密度と呼ぶのは面倒なのでハミルトニアン密度も単にハミルトニアンと呼び、同様にラグランジアン密度もラグランジアンと呼ぶことにする。」

○ p51, (3.89) の9行上

ただし, 「今の段階でえっデルタ関数が現れたっけ?」などという読者は, もう一度読み返してみよう.

⇒ また、今の段階で「えっデルタ関数が現れたっけ？」などという読者も、
もう一度読み返してみよう。

○ p51, (3.92) の下

$$k \cdot x = \omega t - ik \cdot x$$

$$\Rightarrow k \cdot x = \omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}$$

4. 経路積分による量子化とは？

○ p54, 図 4.1 の説明 l3

スリットを増やすと微経路が増加し,

⇒ スリットを増やすと通る経路が増加し,

○ p54, (4.4)

$$\begin{aligned} \langle x_{j+1} | e^{-i\delta t(p^2+V(x))} | x_j \rangle &= \int dp \langle x_{j+1} | e^{-i\delta t(p^2+V(x))} | p_j \rangle \langle p_j | x_j \rangle \\ &= \int \frac{dp}{2\pi} e^{-i\delta t(p_j^2+V(x_{j+1}))} e^{ip_j(x_{j+1}-x_j)} \\ \Rightarrow \langle x_{j+1} | e^{-i\delta t(p^2/(2m^2)+V(x))} | x_j \rangle &= \int dp_j \langle x_{j+1} | e^{-i\delta t(p^2/(2m^2)+V(x))} | p_j \rangle \langle p_j | x_j \rangle \\ &= \int \frac{dp_j}{2\pi} e^{-i\delta t(p_j^2/(2m^2)+V(x_{j+1}))} e^{ip_j(x_{j+1}-x_j)} \end{aligned}$$

○ p54, (4.4) の下

$$e^{-i\delta t(p^2+V(x))}$$

$$\Rightarrow e^{-i\delta t(p^2/(2m^2)+V(x))}$$

○ p54, (4.6) の下

$$(x_{j+1} - x_j)/\delta = \dot{x}$$

$$\Rightarrow (x_{j+1} - x_j)/\delta t = \dot{x}_j$$

○ p55, (4.9)

$$\begin{aligned} &= \int dx_i dx_f \langle \psi_f | x_f \rangle \langle x_f | e^{-iHt} | x_i \rangle \langle x_i | \psi_i \rangle \\ \Rightarrow &= \int dx_i dx_f \langle \psi_f | x_f \rangle \langle x_f | e^{-iHt} | x_i \rangle \langle x_i | \psi_i \rangle \end{aligned}$$

○ p55, (4.10)

$$\begin{aligned} &= \prod_{i=1}^M \int_{x_k(0)=x_{ki}}^{x_k(t)=x_{kf}} Dx_k(t) e^{im \sum \dot{x}_i^2/2 - V] dt'} \\ \Rightarrow &= \prod_{k=1}^M \int_{x_k(0)=x_{ki}}^{x_k(t)=x_{kf}} Dx_k(t) e^{i \sum \int_0^t [m\dot{x}_k^2/2 - V] dt'} \end{aligned}$$

○ p56, l1

特に $t_i = -\infty$ で真空つまり $\varphi(x) = 1$ という状態が $t = \infty$ にある状態を真空振幅と言う

⇒ 特に $t_i = -\infty$ で真空つまり $\varphi(x) = 0$ という状態が $t = \infty$ でも真空にある状態を真空振幅と言う

○ p56, (4.14) の下

$$x^i A_{ij} x^j = \lambda_i (x^{i'} 0^2)$$

$$\Rightarrow x^i A_{ij} x^j = \lambda_i (x^{i'})^2$$

○ p56, (4.15)

$$\begin{aligned} &= \sqrt{\frac{1}{(\lambda_1/\psi)(\lambda_2/\psi)\cdots(\lambda_N/\psi)}} \\ \implies &= \sqrt{\frac{1}{(\lambda_1/\pi)(\lambda_2/\pi)\cdots(\lambda_N/\pi)}} \end{aligned}$$

○ p56, (4.16)

$$\begin{aligned} &= \left(\frac{1}{\det A/\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \\ \implies &= \left(\frac{1}{\det A/\pi^N}\right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

○ p57, (4.21) の下

$$\begin{aligned} \omega_k &= \sqrt{\mathbf{k}^2 + m^2} \\ \implies \omega(k) &= \sqrt{\mathbf{k}^2 + m^2} \end{aligned}$$

○ p58, (4.28)

$$\begin{aligned} \log(A + \epsilon) - \log(B + i\epsilon) &= \\ \implies \log(A + i\epsilon) - \log(B + i\epsilon) &= \end{aligned}$$

○ p58, (4.33)

$$\begin{aligned} h &= -\frac{1}{2} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^4} \pi^{\frac{1}{2}} \Gamma(-1/2) \pi^{\frac{1}{2}} \\ \implies h &= -\frac{1}{2} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^4} \pi^{\frac{1}{2}} \Gamma(-1/2) \omega(\mathbf{k}) \end{aligned}$$

5. スカラー場の相互作用をどうやって記述する？

○ p59, l4

特に最も簡単なのがスカラー場についてみていこう。

⇒ 特に、最も簡単なスカラー場について見ていこう。

○ p59, 「5.1 摂動展開してみよう」の下 l1

相互作用は面倒そうなのでなければいいと思うかもしれないがそうはいかない。

⇒ 相互作用は面倒そうなので、なければいいと思うかもしれないが、そうはいかない。

○ p59, 「5.1 摂動展開してみよう」の下 l9

スカラー場は素粒子としてはヒッグス場に出てくるようにまれな存在である。

⇒ スカラー場は、素粒子の中ではヒッグス場のみであり、非常に稀である。

○ p59, 「5.1 摂動展開してみよう」の下 l14

そこでここではまずスカラー場の相互作用を考えてそれをどのように評価していくのかを見ていこう。

⇒ そこでここでは、まずスカラー場の相互作用を考えて、それをどのように評価していくのかを見ていこう。

○ p60, (5.2)

$$V(\phi) = \frac{m}{2} \phi^2 + \frac{\lambda}{4!} \phi^4(x)$$
$$\Rightarrow V(\phi) = \frac{m}{2} \phi^2(x) + \frac{\lambda}{4!} \phi^4(x)$$

○ p60, (5.3) の下

H が $\phi^3(x)$ を含んでいるので、生成消滅演算子が3つ含まれている。

⇒ H が $\phi^4(x)$ を含んでいるので、生成消滅演算子が4つ含まれている。

○ p60, (5.4) の上

t_i

⇒ t_0

○ p60, (5.4)

$$\phi(t_i, \mathbf{x}) =$$
$$\Rightarrow \phi(t_0, \mathbf{x}) =$$

○ p61, (5.11)

$$U(t, t_0) - 1 = \int_0^t dt' \frac{d}{dt'} \left(e^{iH_0(t'-t_0)} e^{-iH(t'-t_0)} \right)$$
$$\Rightarrow U(t, t_0) - 1 = \int_0^t dt' \frac{d}{dt'} \left(e^{iH_0(t'-t_0)} e^{-iH(t'-t_0)} \right)$$

○ p61, (5.15)

$$U(t, t_0) = 1 + (-i) \int_0^t dt_1 H_I(t_1) +$$

$$\implies U(t, t_0) = 1 + (-i) \int_0^t dt_1 H_I(t_1) +$$

○ p62, (5.19) の下

時間順除積

\implies 時間順序積

○ p62, (5.20)

$$|\psi(t)\rangle_I = U(t, t_0)\psi(t_0)\rangle_I$$

$$\implies |\psi(t)\rangle_I = U(t, t_0)|\psi(t_0)\rangle_I$$

○ p63, 「5.3 ファインマンのプロパゲーター」の下 l3

$$a(k_1)a^\dagger(k_2) = (2\pi)^4\delta(k_1 - k_2) + a^\dagger(k_2)a(k_1)$$

$$\implies a(k_1)a^\dagger(k_2) = (2\pi)^3\delta^3(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) + a^\dagger(k_2)a(k_1)$$

○ p63, 「5.3 ファインマンのプロパゲーター」の下 l6

$$= (2\pi)^4\delta(k_1 - k_2)$$

$$\implies = (2\pi)^3\delta^3(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$$

○ p63, (5.25) \sim (5.29)

ω_k

$\implies \omega(k)$

○ p63, (5.27)

$$\theta(t_1 - t_2)e^{-ik_0(t_1-t_2)} = i \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dz}{2\pi} \frac{e^{-ik_0(t_1-t_2)}}{z - (\omega_k - i\epsilon)}$$

$$\implies \theta(t_1 - t_2)e^{-i\omega(k)(t_1-t_2)} = i \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk_0}{2\pi} \frac{e^{-ik_0(t_1-t_2)}}{k_0 - (\omega(k) - i\epsilon)}$$

○ p63, (5.28)

$$= i \int \frac{d^3k dz}{(2\pi)^4 2\omega_k} \left\{ \frac{e^{-ik_0(t_1-t_2) + i\mathbf{k}\cdot(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)}}{k_0 - (\omega_k - i\epsilon)} + \frac{e^{-ik_0(t_1-t_2) + i\mathbf{k}\cdot(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)}}{k_0 - (\omega_k - i\epsilon)} \right\}$$

$$\implies = i \int \frac{d^3k dk_0}{(2\pi)^4 2\omega(k)} \left\{ \frac{e^{-ik_0(t_1-t_2) + i\mathbf{k}\cdot(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)}}{k_0 - (\omega(k) - i\epsilon)} + \frac{e^{-ik_0(t_2-t_1) + i\mathbf{k}\cdot(\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1)}}{k_0 - (\omega(k) - i\epsilon)} \right\}$$

○ p64, l1

ω_k^2

$\implies \omega^2(k)$

○ p64, 「5.4 ガウス積分でのウィックの定理とは？」の下 l1

真空に生成演算子を書けて

⇒ 真空中に生成演算子を掛けて

○ p64, (5.32) の3行下

調和振動子の基底状態の存在確率は $e^{-(1/2)cx^2}$

⇒ 調和振動子の基底状態の波動関数の2乗、すなわち位置 x における調和振動子の存在確率は $e^{-(1/2)cx^2}$

○ p64, (5.33)

$$\langle x^{2n} \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} x^{2n} e^{\frac{1}{2}cx^2} dx}{\int_{-\infty}^{\infty} e^{\frac{1}{2}cx^2} dx}$$

$$\Rightarrow \langle x^{2n} \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} x^{2n} e^{-\frac{1}{2}cx^2} dx}{\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}cx^2} dx}$$

○ p64, 下から3行目

その組には重み $1/a$ をつける

⇒ その組には重み $1/c$ をつける

○ p66, (5.43)

$$= -(x - \cdot (A^{-1}J/2)^\dagger A(x - J \cdot (A^{-1}J/2)))/2 + J^\dagger(A^{-1})J/2$$

$$\Rightarrow = -(x - A^{-1}J)^\dagger A(x - A^{-1}J)/2 + J^\dagger(A^{-1})J/2$$

○ p66, (5.45)

$$= (A^{-1})_{ij}(A^{-1})_{kl} + (A^{-1})_{ik}(A^{-1})_{jl} + (A^{-1})_{il}(A^{-1})_{jk}$$

$$\Rightarrow = (A^{-1})_{ij}(A^{-1})_{kl} + (A^{-1})_{ik}(A^{-1})_{jl} + (A^{-1})_{il}(A^{-1})_{jk}$$

○ p67, (5.48)

$$= 1 - \frac{\lambda}{4!} \left(3 \frac{1}{c^2} \right) + \frac{J^2}{2c} \left(1 - \frac{\lambda}{4!} \left(3 \frac{1}{c^2} \right) \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{J^2}{2c} \right)^2$$

$$+ \frac{1}{2} \left(\frac{J^2}{2c} \right)^2 \left(1 - \frac{\lambda}{4!} \left(3 \frac{1}{c^2} \right) \right) - \frac{\lambda}{4!} \frac{1}{2} \left(\frac{J^2}{2c} \right)^2 \frac{J^2}{2c} - \frac{\lambda}{4!} \frac{J^4}{c^4}$$

$$\Rightarrow = 1 - \frac{\lambda}{4!} \left(3 \frac{1}{c^2} \right) + \frac{J^2}{2c} \left(1 - \frac{\lambda}{4!} \left(3 \frac{1}{c^2} \right) \right) - \frac{\lambda}{4!} \left(6 \frac{J^2}{c^3} \right)$$

$$+ \frac{1}{2} \left(\frac{J^2}{2c} \right)^2 \left(1 - \frac{\lambda}{4!} \left(3 \frac{1}{c^2} \right) \right) - \frac{\lambda}{4!} \frac{J^2}{2c} \left(6 \frac{J^2}{c^3} \right) - \frac{\lambda}{4!} \frac{J^4}{c^4} + \dots$$

○ p67, 図 5.1 の下 l2

このうちの (c) の図は $Z(0)$ と (a), (b) の図の部分の積として現れる部分である。

⇒ このうちの (c) の図は (a) の図の部分と図 5.1 の (b) の図の部分の積として現れる部分である。

○ p67, 最後の行

計算した式の中でこれは $3\frac{1}{a^2}$ の項

\Rightarrow 計算した式の中でこれは $3\frac{1}{c^2}$ の項

○ p68, (5.49)

$$= Z(J=0) \sum_{n=0}^{\infty} [W(J, \lambda)]^n$$

$$\Rightarrow Z[J=0] \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} [W(J, \lambda)]^n$$

○ p68, (5.49) の3行下

$$(J^2/2a)\lambda(d/dJ)^4/4!(J^2/2a)^3/3!$$

$$\Rightarrow (J^2/2c)\lambda(d/dJ)^4/4!(J^2/2c)^3/3!$$

○ p68, (5.51)

$$Z[J] = \int D\phi e^{i \int d^4x \{ \frac{1}{2}[(\partial\phi)^2 - m\phi^2 + J\phi] \}}$$

$$\Rightarrow Z[J] = \int D\phi e^{i \int d^4x \{ \frac{1}{2}[(\partial\phi)^2 - m^2\phi^2] + J\phi \}}$$

○ p68, (5.52)

$$Z[J] = \int D\phi e^{i \int d^4x \{ \frac{1}{2}[\phi(-\partial^2 - m^2)\phi + J\phi] \}}$$

$$\Rightarrow Z[J] = \int D\phi e^{i \int d^4x \{ \frac{1}{2}[\phi(-\partial^2 - m^2)\phi] + J\phi \}}$$

○ p69, (5.54)

$$i \int d^4x \left\{ \frac{1}{2} \left(\phi(x) - \int dy D(x-y)J(y)/2 \right) (-\partial^2 - m^2) \right.$$

$$\times \left(\phi(x) - \int dy D(x-y)J(y)/2 \right)$$

$$\left. - \int \int d^4x d^4y J(x)D(x-y)J(y) \right\}$$

$$\Rightarrow i \int d^4x \left\{ \frac{1}{2} \left(\phi(x) - \int d^4y D(x-y)J(y) \right) (-\partial^2 - m^2) \right.$$

$$\times \left(\phi(x) - \int d^4y D(x-y)J(y) \right)$$

$$\left. - \frac{1}{2} \int d^4y J(x)D(x-y)J(y) \right\}$$

○ p69, (5.55)

$$Z[J] = Z[J=0] e^{iW[J]}$$

$$\Rightarrow Z[J] = Z[J=0] e^{iW[J]}$$

○ p69, (5.60)

$$Z[J] = \int D\phi e^{i \int d^4x \left\{ \frac{1}{2} [\phi(-\partial^2 - m^2)\phi + J\phi] \right\}}$$

$$\implies Z[J] = \int D\phi e^{i \int d^4x \left\{ \frac{1}{2} [\phi(-\partial^2 - m^2)\phi + J\phi] \right\}}$$

○ p69, (5.61)

$$Z[J] = \int D\phi e^{i \int d^4x \left\{ \frac{1}{2} [\phi(-\partial^2 - m^2 + i\epsilon)\phi + J\phi] \right\}}$$

$$= \int D\phi e^{i \int d^4x \left\{ \frac{1}{2} [\phi(-\partial^2 - m^2)\phi + J\phi] - \epsilon \int d^4x \phi^2 \right\}}$$

$$\implies Z[J] = \int D\phi e^{i \int d^4x \left\{ \frac{1}{2} [\phi(-\partial^2 - m^2 + i\epsilon)\phi + J\phi] \right\}}$$

$$= \int D\phi e^{i \int d^4x \left\{ \frac{1}{2} [\phi(-\partial^2 - m^2)\phi + J\phi] - \frac{1}{2} \epsilon \int d^4x \phi^2 \right\}}$$

○ p70, (5.62)

$$\langle \phi(x)\phi(y) \rangle = \frac{\delta}{\delta\phi(x)} \frac{\delta}{\delta\phi(y)} e^{iW} \Big|_{J=0} = -iD(x-y)$$

$$\implies \langle \phi(x)\phi(y) \rangle = \frac{\delta}{\delta\{iJ(x)\}} \frac{\delta}{\delta\{iJ(y)\}} e^{iW} \Big|_{J=0} = iD(x-y)$$

○ p70, 「5.7 場の理論の摂動展開とは？」の下 l1

自己相互作用 $\mu\phi^4/4!$

\implies 自己相互作用 $\lambda\phi^4/4!$

○ p70, (5.64) の下

\implies 「ここで、 $G(n)(x_1, \dots, x_n)$ は n 点連結グリーン関数と言われるものになっている。」を追加

○ p71, (5.68) の 2 行下

$(-i\mu)$

$\implies (-i\lambda)$

○ p71, (5.68) の 3 行下 (追加)

運動量の和 $\sum_i k_k$ と外部

\implies 運動量の和 $\sum_i k_i$ と外部

○ p71, 「5.8.1 2 体散乱は？」

\implies 「5.8.1 3 体相互作用」

○ p72, (5.69)

$$\hat{p}^\mu |p\rangle = p^\mu u |p\rangle$$

$$\implies \hat{p}^\mu |k\rangle = k^\mu |k\rangle$$

○ p72, (5.69) の下

$$[\hat{x}, \hat{p}] = -i\eta_{\mu\nu}$$

$$\Rightarrow [\hat{x}_\mu, \hat{p}_\nu] = -i\eta_{\mu\nu}$$

○ p72, (5.70)

$$e^{ik\hat{x}}|p=0\rangle = |k\rangle$$

$$\Rightarrow e^{ik\hat{x}}|k=0\rangle = |k\rangle$$

- p72, (5.71) の下
 x や p で表された演算子
 $\Rightarrow \hat{x}$ や \hat{p} で表された演算子
- p72, (5.73)

$$\frac{-i}{-\hat{H} + i\epsilon}$$

$$\Rightarrow \frac{i}{-\hat{H} + i\epsilon}$$

- p72, (5.74)

$$A_n = \langle k_n | V(k_{n-1}) \frac{-i}{-\hat{H} + i\epsilon} V(k_{n-2}, x) \frac{-i}{-\hat{H} + i\epsilon} \cdots V(k_2, x) | k_1 \rangle$$

$$\Rightarrow A_N = \langle k_N | \frac{i}{-\hat{H} + i\epsilon} V(k_{N-1}, x) \frac{i}{-\hat{H} + i\epsilon} V(k_{N-2}, x) \frac{i}{-\hat{H} + i\epsilon} \cdots V(k_2, x) \frac{i}{-\hat{H} + i\epsilon} | k_1 \rangle$$

- p72, (5.75) の上
「ここで対称な形とするために、。。と書き直してみる。」の文章を削る
- p72, (5.76)

$$\frac{-i}{-\hat{H} + i\epsilon} = \int_0^\infty dt e^{-i\hat{H}t - \epsilon t}$$

$$\Rightarrow \frac{i}{-\hat{H} + i\epsilon} = \int_0^\infty dt e^{-i\hat{H}t - \epsilon t}$$

- p72, (5.77)

$$\tilde{A} = (k_n^2 - m^2)(k_1^2 - m^2) \int_0^\infty dt_{n-1} \int_0^\infty dt_{n-2} \cdots \int_0^\infty dt_1$$

$$\times \langle 0 | V(k_n, x) e^{-i\hat{H}t_{n-1}} V(k_{n-1}, x) e^{-i\hat{H}t_{n-2}} \cdots e^{-i\hat{H}t_1} V(k_1, x) | 0 \rangle$$

$$\Rightarrow A_N = \int_0^\infty dt_{N-1} \int_0^\infty dt_{N-2} \cdots \int_0^\infty dt_1$$

$$\times \langle 0 | V(k_N, x) e^{-i\hat{H}t_{N-1}} V(k_{N-1}, x) e^{-i\hat{H}t_{N-2}} \cdots e^{-i\hat{H}t_1} V(k_1, x) | 0 \rangle$$

- p73, (5.77) の下
このように 3 体相互作用のときには、

⇒ このように N 体相互作用のときには,

○ p73, (5.78)

$$\begin{aligned} x(t) &= e^{+iHt} \hat{x} e^{-iHt} \\ \Rightarrow \hat{x}(t) &= e^{i\hat{H}t} \hat{x} e^{-i\hat{H}t} \end{aligned}$$

○ p73, (5.79)

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} x(t) &= ie^{iHt} [\hat{H}, \hat{x}] e^{-iHt} \\ \Rightarrow \frac{d}{dt} \hat{x}(t) &= ie^{i\hat{H}t} [\hat{H}, \hat{x}] e^{-i\hat{H}t} \end{aligned}$$

○ p73, (5.81)

$$\begin{aligned} \tilde{A} &= (k_n^2 - m^2)(k_1^2 - m^2) \\ &\quad \times \int_0^\infty dt_{n-1} \int_0^\infty dt_{n-2} \cdots \int_0^\infty dt_1 e^{-im^2(t_1+t_2+\cdots+t_{n-1})} \\ &\quad \times \langle 0 | V(k_n, x(t_1+t_2+\cdots+t_{n-1})) V(k_{n-1}, x(t_1+t_2+\cdots+t_{n-2})) \\ &\quad \cdots V(k_3, x(t_1+t_2)) V(k_2, x(t_1)) V(k_1, x(0)) | 0 \rangle \\ \Rightarrow \tilde{A} &= \int_0^\infty dt_{N-1} \int_0^\infty dt_{N-2} \cdots \int_0^\infty dt_1 e^{-im^2(t_1+t_2+\cdots+t_{N-1})} \\ &\quad \times \langle 0 | V(k_N, x(t_1+t_2+\cdots+t_{N-1})) V(k_{N-1}, x(t_1+t_2+\cdots+t_{N-2})) \\ &\quad \cdots V(k_3, x(t_1+t_2)) V(k_2, x(t_1)) V(k_1, x(0)) | 0 \rangle \end{aligned}$$

6. スピン $\frac{1}{2}$ 場を量子化しよう

○ p75, (6.5)

$$\begin{aligned}\mathcal{H} &= \psi\dot{\psi} - \bar{\psi}(i\partial\!\!\!/ - m)\psi = \\ \implies \mathcal{H} &= i\psi^\dagger\dot{\psi} - \bar{\psi}(i\partial\!\!\!/ - m)\psi =\end{aligned}$$

○ p75, (6.7)

$$\begin{aligned}\{\psi_a(\mathbf{x}), \psi_b^\dagger(\mathbf{y})\} &= (2\pi)^3 \delta^3(\mathbf{x} - \mathbf{y}) \delta_{ab}, \{\psi_a(\mathbf{x}), \psi_b(\mathbf{y})\} \\ &= \{\psi_a^\dagger(\mathbf{x}), \psi_b^\dagger(\mathbf{y})\} = 0 \\ \implies \{\psi_a(\mathbf{x}), \psi_b^\dagger(\mathbf{y})\} &= (2\pi)^3 \delta^3(\mathbf{x} - \mathbf{y}) \delta_{ab}, \\ \{\psi_a(\mathbf{x}), \psi_b(\mathbf{y})\} &= \{\psi_a^\dagger(\mathbf{x}), \psi_b^\dagger(\mathbf{y})\} = 0\end{aligned}$$

○ p75, (6.8)

$$\begin{aligned}\psi(x) &= \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \left(\frac{m}{\omega(k)}\right)^{\frac{1}{2}} \sum_r (b^r(k)u_r(p)e^{-ik\cdot x} + d^{r\dagger}(k)v_s(k)e^{ik\cdot x}) \\ \bar{\psi}(x) &= \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \left(\frac{m}{\omega(k)}\right)^{\frac{1}{2}} \sum_r (d^r(k)\bar{u}(p)e^{-ik\cdot x} + b^{r\dagger}(k)\bar{u}^r e^{ik\cdot x}) \\ \implies \psi(x) &= \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \left(\frac{m}{\omega(k)}\right)^{\frac{1}{2}} \sum_r (b^r(k)u_r(k)e^{-ik\cdot x} + d^{r\dagger}(k)v_r(k)e^{ik\cdot x}) \\ \bar{\psi}(x) &= \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \left(\frac{m}{\omega(k)}\right)^{\frac{1}{2}} \sum_r (d^r(k)\bar{u}_r(k)e^{-ik\cdot x} + b^{r\dagger}(k)\bar{u}_r(k)e^{ik\cdot x})\end{aligned}$$

○ p75, (6.9)

$$\begin{aligned}&= (2\pi)^3 \delta(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \delta^{rs} \\ \implies &= (2\pi)^3 \delta^3(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \delta^{rs}\end{aligned}$$

○ p75, (6.9) の下

となることを以下のように示すことができる。

\implies とすれば, (6.7) を再現できることを以下のように示すことができる。

○ p75, (6.10)

$$\begin{aligned}\bar{\psi}(0) &= \int \frac{d^3k'}{(2\pi)^3} \left(\frac{m}{\omega(k')}\right)^{\frac{1}{2}} \sum_s (b^{s\dagger}\bar{u}_s(k') + d^s(k)\bar{v}_s(k')) \\ \implies \bar{\psi}(0) &= \int \frac{d^3k'}{(2\pi)^3} \left(\frac{m}{\omega(k')}\right)^{\frac{1}{2}} \sum_s (b^{s\dagger}(k')\bar{u}_s(k') + d^s(k')\bar{v}_s(k'))\end{aligned}$$

○ p75, (6.11)

$$\begin{aligned}
&= \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{m}{\omega(k)} \sum_r \left[u_r(k) \bar{u}_r(k) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} + v_r(k) \bar{v}_r(k) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \right] \\
\Rightarrow &= \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{m}{\omega(k)} \sum_r \left[u_r(k) \bar{u}_r(k) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} + v_r(k) \bar{v}_r(k) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \right]
\end{aligned}$$

○ p75, (6.12)

$$\begin{aligned}
&= \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{m}{\omega(k)} (\not{k} + m) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} + (\not{k} - m) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \\
\Rightarrow &= \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{2\omega(k)} \left[(\not{k} + m) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} + (\not{k} - m) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \right]
\end{aligned}$$

○ p75, (6.13)

$$\begin{aligned}
&= \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{2\omega(k)} 2\omega(k) \gamma^0 e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} = \\
\Rightarrow &= \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{2\omega(k)} 2\omega(k) \gamma^0 e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} =
\end{aligned}$$

○ p76, (6.15)

$$\begin{aligned}
H &= \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \sum_r (\omega(k) a^{r\dagger}(k) a^r(k) + \omega(k) b^{r\dagger}(k) b^r(k)) \\
\Rightarrow H &= \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \sum_r (\omega(k) b^{r\dagger}(k) b^r(k) + \omega(k) d^{r\dagger}(k) d^r(k))
\end{aligned}$$

○ p76, (6.17)

$$\begin{aligned}
&= \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{m}{\omega(k)} \left(\theta(t_1 - t_2) \sum_r u_r(k) \bar{u}_r(k) e^{-ip(x_1 - x_2)} \right. \\
&\quad \left. - \theta(t_2 - t_1) \sum_r v_r(k) \bar{v}_r(k) e^{+ip(x_1 - x_2)} \right) e^{-ip(x_1 - x_2)} \\
\Rightarrow &= \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{m}{\omega(k)} \left(\theta(t_1 - t_2) \sum_r u_r(k) \bar{u}_r(k) e^{-ik(x_1 - x_2)} \right. \\
&\quad \left. - \theta(t_2 - t_1) \sum_r v_r(k) \bar{v}_r(k) e^{+ik(x_1 - x_2)} \right)
\end{aligned}$$

○ p76, (6.18)

$$\begin{aligned}
&= \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{m}{\omega(k)} \left(\theta(t_1 - t_2) (\not{k} + m) e^{-ip(x_1 - x_2)} \right. \\
&\quad \left. - \theta(t_2 - t_1) (\not{k} - m) e^{+ip(x_1 - x_2)} \right) \\
\Rightarrow &= \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{2\omega(k)} \left(\theta(t_1 - t_2) (\not{k} + m) e^{-ik(x_1 - x_2)} \right. \\
&\quad \left. - \theta(t_2 - t_1) (\not{k} - m) e^{+ik(x_1 - x_2)} \right)
\end{aligned}$$

○ p77, (6.19)

$$\begin{aligned}
 iS(x_1 - x_2) &= i \int \frac{d^4x}{(2\pi)^4} \frac{\not{x} + m}{p^2 - m^2 + i\epsilon} e^{-ip \cdot (x_1 - x_2)} \\
 &= \int \frac{d^4x}{(2\pi)^4} \frac{i}{\not{x} - m + i\epsilon} e^{-ip \cdot (x_1 - x_2)} \\
 \implies iS(x_1 - x_2) &= i \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{\not{k} + m}{k^2 - m^2 + i\epsilon} e^{-ik \cdot (x_1 - x_2)} \\
 &= \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{i}{\not{k} - m + i\epsilon} e^{-ik \cdot (x_1 - x_2)}
 \end{aligned}$$

○ p78, (6.27)

$$\begin{aligned}
 Z &= C \det(\not{\partial} - m + i\epsilon) \\
 \implies Z &= C \det(i\not{\partial} - m + i\epsilon)
 \end{aligned}$$

○ p78, (6.28)

$$\begin{aligned}
 Z &= C \det \gamma^5 (\not{\partial} - m + i\epsilon) \gamma^5 \\
 \implies Z &= C \det \gamma^5 (i\not{\partial} - m + i\epsilon) \gamma^5
 \end{aligned}$$

ここで、 $\gamma^5 = \gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3$ であり、 $\gamma_5 \gamma^\mu = -\gamma^\mu \gamma_5$ となることを用いた。

○ p78, (6.29)

$$\begin{aligned}
 Z &= C [\det(\not{\partial} - m + i\epsilon) (-\not{\partial} - m + i\epsilon)]^{\frac{1}{2}} \\
 &= C [\det(I)(\partial^2 + m^2 - \epsilon)]^{\frac{1}{2}} \\
 \implies Z &= C [\det(i\not{\partial} - m + i\epsilon) (-i\not{\partial} - m + i\epsilon)]^{\frac{1}{2}} \\
 &= C [\det(I)(\partial^2 + m^2 - i\epsilon)]^{\frac{1}{2}}
 \end{aligned}$$

○ p78, (6.30)

$$\begin{aligned}
 Z &= C [\det(\partial^2 + m^2 - \epsilon)]^2 \\
 \implies Z &= C [\det(\partial^2 + m^2 - i\epsilon)]^2
 \end{aligned}$$

○ p78, (6.31)

$$\begin{aligned}
 Z &= C [\det(\partial^2 + m^2 - \epsilon)]^{-\frac{1}{2}} \\
 \implies Z &= C [\det(\partial^2 + m^2 - i\epsilon)]^{-\frac{1}{2}}
 \end{aligned}$$

○ p79, (6.34)

$$\begin{aligned}
 (i\not{k} - m + i\epsilon)S(x - y) &= \delta(x - y) \\
 \implies (\not{k} - m + i\epsilon)S(x - y) &= \delta^4(x - y)
 \end{aligned}$$

○ p79, (6.35)

$$\begin{aligned} & i \int d^4x \left\{ \left(\bar{\psi} + \int d^4y \bar{\eta}(y) S(x-y) \right) (i\not{k} - m + i\epsilon) \right. \\ & \implies i \int d^4x \left\{ \left(\bar{\psi}(x) + \int d^4y \bar{\eta}(y) S(x-y) \right) (\not{k} - m + i\epsilon) \right. \end{aligned}$$

○ p80, (6.38)

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \psi^\dagger \partial_\mu \sigma^\mu \psi + \chi^\dagger \partial_\mu \bar{\sigma}^\mu \chi + m \psi^\dagger \chi + m^* \chi^\dagger \psi \\ \implies \mathcal{L} &= i \psi^\dagger \bar{\sigma} \partial_\mu \psi + i \chi^\dagger \sigma^\mu \partial_\mu \chi - m \psi^\dagger \chi - m \chi^\dagger \psi \end{aligned}$$

○ p80, (6.40)

$$\begin{aligned} m \bar{\psi} \psi &\rightarrow m \cos \theta \bar{\psi} \psi + m \sin \theta \bar{\psi} i \gamma_5 \psi \\ \implies m \bar{\psi} \psi &\rightarrow m \cos(2\theta) \bar{\psi} \psi + m \sin(2\theta) \bar{\psi} i \gamma_5 \psi \end{aligned}$$

○ p80, (6.41)

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \psi^\dagger \partial_\mu \sigma^\mu \psi + \chi^\dagger \partial_\mu \bar{\sigma}^\mu \chi + m e^{-2i\theta} \psi^\dagger \chi + m e^{2i\theta} \chi^\dagger \psi \\ \implies \mathcal{L} &= i \psi^\dagger \bar{\sigma} \partial_\mu \psi + i \chi^\dagger \sigma^\mu \partial_\mu \chi - m e^{-2i\theta} \psi^\dagger \chi - m e^{2i\theta} \chi^\dagger \psi \end{aligned}$$

○ p80, (6.42)

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \psi^\dagger \partial_\mu \sigma^\mu \psi + \chi^\dagger \partial_\mu \bar{\sigma}^\mu \chi + m \psi^\dagger \chi + m^* \chi^\dagger \psi \\ \implies \mathcal{L} &= i \psi^\dagger \bar{\sigma} \partial_\mu \psi + i \chi^\dagger \sigma^\mu \partial_\mu \chi - m \psi^\dagger \chi - m^* \chi^\dagger \psi \end{aligned}$$

○ p81, (6.44)

$$\begin{aligned} \{a(k), a^\dagger(k')\} &= (2\pi)^3 \delta(k - k'), \\ \{a(k), a(k')\} &= \{a^\dagger(k), a^\dagger(k')\} = 0 \\ \implies \{a(k), a^\dagger(k')\} &= (2\pi)^3 \delta^3(\mathbf{k} - \mathbf{k}'), \\ \{a(k), a(k')\} &= \{a^\dagger(k), a^\dagger(k')\} = 0 \end{aligned}$$

○ p81, (6.45)

$$\begin{aligned} & \times ([a(k) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} + a^\dagger(k) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}], [a(k') e^{i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{x}'} + a^\dagger(k') e^{-i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{x}'}]) \\ \implies & \times \{ [a(k) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} + a^\dagger(k) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}], [a(k') e^{i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{x}'} + a^\dagger(k') e^{-i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{x}'}] \} \end{aligned}$$

○ p81, (6.45) の下

$\Delta_1(x - x')$ はゼロとはならない。

$\implies \Delta_1(x - x')$ はデルタ関数にはならない。

○ p81, (6.46) の下

簡単にゼロということがわかる。

⇒ 簡単にデルタ関数となることがわかる.

○ p81, (6.47)

$$\begin{aligned} [\psi_\alpha(\mathbf{x}, t=0), \bar{\psi}_{\alpha'}] &= \\ \Rightarrow [\psi_\alpha(\mathbf{x}, t=0), \bar{\psi}_{\alpha'}(\mathbf{x}', t=0)] &= \end{aligned}$$

○ p81, (6.47) の下

やはりこれもゼロとはならない.

⇒ やはりこれもデルタ関数にはならない.

7. 光子の量子論と電磁相互作用

○ p83, (7.1)

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - j_\mu A^\mu \\ \implies \mathcal{L} &= -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + J_\mu A^\mu\end{aligned}$$

○ p83, (7.2)

$$\begin{aligned}\partial_\nu \frac{d\mathcal{L}}{\partial(\partial_\nu A_m)} &= -\partial_\nu F^{\mu\nu} \\ \implies \partial_\nu \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\nu A_\mu)} &= \partial_\nu F^{\mu\nu}\end{aligned}$$

○ p83, (7.3) の上

$$\begin{aligned}\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial A_\mu} &= -j^\mu \\ \implies \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial A_\mu} &= J^\mu\end{aligned}$$

○ p83, (7.3)

$$\begin{aligned}\partial_\nu F^{\mu\nu} &= j^\mu \\ \implies \partial_\nu F^{\mu\nu} &= J^\mu\end{aligned}$$

○ p83, (7.4) の2行上

$$\begin{aligned}j^\mu &= -e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi \\ \implies J^\mu &= e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\end{aligned}$$

○ p83, (7.4)

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \bar{\psi}(i\partial - m)\psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A^\mu \\ \implies \mathcal{L} &= \bar{\psi}(i\partial - m)\psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + e\bar{\psi}\gamma_\mu\psi A^\mu\end{aligned}$$

○ p84, (7.7)

$$\begin{aligned}\psi &\rightarrow e^{-ie\epsilon(x)}\psi, & \bar{\psi} &\rightarrow \bar{\psi}e^{+ie\epsilon(x)} \\ \implies \psi &\rightarrow e^{+ie\epsilon(x)}\psi, & \bar{\psi} &\rightarrow \bar{\psi}e^{-ie\epsilon(x)}\end{aligned}$$

○ p84, (7.10)

$$\begin{aligned}(\partial^2 g^{\mu\nu} - \partial^\mu \partial^\nu)G_{\nu\rho} &= \\ \implies (\partial^2 \eta^{\mu\nu} - \partial^\mu \partial^\nu)G_{\nu\rho} &= \end{aligned}$$

○ p84, (7.10) の2行下

「これは演算子にゲージ不変性のため $A_\mu = \partial_\mu \Lambda$ というゼロモードがあることと関係している。」

⇒「これは演算子にゲージ不変性のため $A_\mu = \partial_\mu \Lambda$ という、プロパゲーターにあらわれるラプラス演算子のゼロモード（ゼロ固有値状態）があることと関係している。」

○ p85, l3

グリーン関数の固有値にゼロ固有値があると逆行列が定義できない。

以上の逆関数の定義

⇒元の行列の固有値にゼロ固有値があると逆行列が定義できない。

以上の逆行列の定義

○ p85, (7.16)

$$\begin{aligned}\Delta(A_g)^{-1} &= \int Dg' \delta(f(A_g g')) \int Dg \delta(f(A_g)) = \Delta(A)^{-1} \\ \Rightarrow \Delta(A_g)^{-1} &= \int Dg' \delta(f(A_g g')) = \int Dg \delta(f(A_g)) = \Delta(A)^{-1}\end{aligned}$$

○ p85, (7.17)

$$\begin{aligned}Z &= \int DA e^{iS(A)} \delta(A) \int Dg \delta(f(A_g)) \\ \Rightarrow Z &= \int DA e^{iS(A)} \Delta(A) \int Dg \delta(f(A_g))\end{aligned}$$

○ p86, (7.21)

$$\begin{aligned}\Delta(A) &= \text{Det}(\partial^2) \\ \Rightarrow \Delta(A) &= \text{Det}(-\partial^2)\end{aligned}$$

○ p86, (7.24)

$$\begin{aligned}S_{gf} &= S(A) - \frac{i}{2\xi} \int d^4x (\partial A)^2 \\ &= \int d^4x \left\{ \frac{1}{2} \left[\partial^2 g^{\mu\nu} - \left(1 - \frac{1}{\xi}\right) \partial^\mu \partial^\nu \right] A_\nu + A_\mu J^\mu \right\} \\ \Rightarrow S_{gf} &= S(A) - \frac{1}{2\xi} \int d^4x (\partial A)^2 \\ &= \int d^4x \left\{ \frac{1}{2} A_\mu \left[\partial^2 \eta^{\mu\nu} - \left(1 - \frac{1}{\xi}\right) \partial^\mu \partial^\nu \right] A_\nu + A_\mu J^\mu \right\}\end{aligned}$$

○ p86, (7.25)

$$\begin{aligned}Q^{\mu\nu} &= -k^2 g^{\mu\nu} + \left(1 - \frac{1}{\xi}\right) k^\mu k^\nu \\ \Rightarrow Q^{\mu\nu} &= -k^2 \eta^{\mu\nu} + \left(1 - \frac{1}{\xi}\right) k^\mu k^\nu\end{aligned}$$

○ p86, (7.26)

$$D_{\mu\nu} = \frac{-1}{k^2} \left[g^{\mu\nu} - (1 - \xi) \frac{k^\mu k^\nu}{k^2} \right]$$

$$\implies D_{\mu\nu} = \frac{-1}{k^2} \left[\eta^{\mu\nu} - (1 - \xi) \frac{k^\mu k^\nu}{k^2} \right]$$

○ p87, (7.27)

$$Z[j^\mu] = Z[0]e^{iW[J]}$$

$$\implies Z[J] = Z[0]e^{iW[J]}$$

○ p87, (7.28)

$$W[j^\mu] = -\frac{1}{2} \int \int d^4x d^4y j^\mu(x) D_{\mu\nu}(x-y) j^\nu(y)$$

$$\implies W[J] = -\frac{1}{2} \int \int d^4x d^4y J^\mu(x) D_{\mu\nu}(x-y) J^\nu(y)$$

○ p87, (7.29)

$$D_{\mu\nu}(x^y) = \int d^4y \frac{-1}{k^2} \left[g^{\mu\nu} - (1 - \xi) \frac{k^\mu k^\nu}{k^2} \right] e^{ik(x-y)}$$

$$\implies D_{\mu\nu}(x-y) = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{-1}{k^2} \left[\eta^{\mu\nu} - (1 - \xi) \frac{k^\mu k^\nu}{k^2} \right] e^{ik(x-y)}$$

○ p87, (7.30)

$$D_{\mu\nu}(x^y) = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{-1}{k^2} \left[g^{\mu\nu} + (1 - \xi) \frac{\partial^\mu \partial^\nu}{k^2} \right] e^{ik(x-y)}$$

$$\implies D_{\mu\nu}(x-y) = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{-1}{k^2} \left[\eta^{\mu\nu} + (1 - \xi) \frac{\partial^\mu \partial^\nu}{k^2} \right] e^{ik(x-y)}$$

○ p87, (7.30) の下

$$W[j^\mu]$$

$$\implies W[J]$$

○ p87, (7.30) の下

$$\partial_\mu J^\mu$$

$$\implies \partial_\mu J^\mu$$

○ p87, (7.31)

$$W[j^\mu] = \frac{1}{2} \int \int d^4x d^4y \frac{d^4k}{(2\pi)^4} j^\mu(x) \frac{1}{k^2} e^{ik(x-y)} j^\nu(y)$$

$$\implies W[J] = \frac{1}{2} \int \int d^4x d^4y \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} J_\mu(x) \frac{1}{k^2} e^{ik(x-y)} J^\mu(y)$$

○ p87, (7.33) の上

- このときのエネルギーは
 \Rightarrow このときの分配関数は
 ○ p87, (7.33)

$$Z[jM] =$$

$$\Rightarrow Z[J] =$$

- p87, (7.34) の下
 $W[j^\mu]$
 $\Rightarrow W[J]$
 ○ p88, (7.35)

$$W = q_1 q_2 \int \int d^4 x d^4 y \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\delta^3(\mathbf{x} - \mathbf{x}_1) \delta^3(\mathbf{y} - \mathbf{x}_2)}{k_0^2 - \mathbf{k}^2 + i\epsilon} e^{ik_0(t_1 - t_2) - i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{y})}$$

$$\Rightarrow W = q_1 q_2 \int \int d^4 x d^4 y \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\delta^3(\mathbf{x} - \mathbf{x}_1) \delta^3(\mathbf{y} - \mathbf{x}_2)}{k_0^2 - \mathbf{k}^2 + i\epsilon} e^{ik_0(x_0 - y_0) - i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{y})}$$

- p89, (7.39)

$$E = -q_1 q_2 \frac{d^3 k}{(2\pi)^3}$$

$$\Rightarrow E = -q_1 q_2 \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3}$$

- p90, (7.47) の上
 「 M^μ を光子を放出、吸収する任意の散乱振幅として、」を追加

- p90, (7.47) の下
 e^+

$$\Rightarrow \epsilon^+$$

- p91, l1

$$\gamma^m \gamma^\nu =$$

$$\Rightarrow \gamma^\mu \gamma^\nu =$$

- p91, (7.49)

$$\left(D_\mu D^\mu - \frac{i}{2} \sigma^{\mu\nu} [D_\mu, D_\nu] \right) \psi = 0$$

$$\Rightarrow \left(D_\mu D^\mu - \frac{i}{2} \sigma^{\mu\nu} [D_\mu, D_\nu] + m^2 \right) \psi = 0$$

- p91, (7.50)

$$\left(D_\mu D^\mu - \frac{e}{2} \sigma^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \right) \psi = 0$$

$$\Rightarrow \left(D_\mu D^\mu - \frac{e}{2} \sigma^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + m^2 \right) \psi = 0$$

○ p91, (7.51)

$$D^2 = \partial^2 - ie(\partial_\mu A^\mu + A_\mu \partial^\mu) + O(F^2)$$

$$\implies D^2 = \partial^2 - ie(\partial_\mu A^\mu + A_\mu \partial^\mu) + O(F^2)$$

○ p91, (7.52)

$$[\partial_t^2 - [\nabla^2 - e\mathbf{B} \cdot (\mathbf{L} + 2\mathbf{S})] - m^2] \psi = 0$$

$$\implies [\partial_t^2 - [\nabla^2 - e\mathbf{B} \cdot (\mathbf{L} + 2\mathbf{S})] + m^2] \psi = 0$$

○ p91, (7.53) の上

$$\psi = e^{-im^2 t} \phi$$

$$\implies \psi = e^{-imt} \phi$$

○ p91, 「7.7.2 量子電磁気学による補正とは？」の3行下
光は陽子と電子間を

\implies 光子は陽子と電子間を

○ p91, 「7.7.2 量子電磁気学による補正とは？」の6行下
また, 電子や陽子などは光子を放出, 吸収しながら陽子の周りを回っている.

\implies また, 電子は光子を放出, 吸収しながら陽子の周りを回っている.

○ p93, l1

クーロン力を生む, 光子は途中で電子陽電子ペアとなることもある.

\implies クーロン力を生む光子は, 途中で電子, 陽電子ペアとなることもある.

○ p93, l3

電子から光を放出して

\implies 電子から光子を放出して

○ p93, l5

光の放出過程では

\implies 光子の放出過程では

○ p93, 「7.7.3 シュウィンガーによる一次補正」の下
計算していこう.

これから先は

\implies 計算していこう. これから先は

○ p93, (7.57)

$$\Gamma^\mu = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \left(ie\gamma^\mu \frac{i}{\not{p}' + \not{k} - m} \gamma^\mu \frac{i}{\not{p} + \not{k} - m} ie\gamma^\nu \right) \frac{-i}{k^2}$$

$$\implies \Gamma^\mu = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \left(ie\gamma^\nu \frac{i}{\not{p}' + \not{k} - m} \gamma^\mu \frac{i}{\not{p} + \not{k} - m} ie\gamma_\nu \right) \frac{-i}{k^2}$$

○ p93, (7.57) の下

$$\not{p}' + m$$

$$\implies \not{p}' + \not{k} + m$$

○ p93, (7.58)

$$\Gamma^\mu = -ie^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{\gamma^\nu(\not{p}' + \not{k} + m)\gamma^\mu(\not{p} + \not{k} + m)\gamma_\nu}{(p' + k)^2 - m^2)((p + k)^2 - m^2)k^2}$$

$$\implies \Gamma^\mu = -ie^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{\gamma^\nu(\not{p}' + \not{k} + m)\gamma^\mu(\not{p} + \not{k} + m)\gamma_\nu}{((p' + k)^2 - m^2)((p + k)^2 - m^2)k^2}$$

○ p93, (7.58) の下

ψ' と ψ の入れ替え

$\implies p'$ と p の入れ替え

○ p94, (7.60) の下

$$p^2 = p'^2 = m^2$$

$$\implies p^2 = p'^2 = m^2$$

○ p94, (7.62) の2行上

$$P'^\mu = (1 - \alpha)p'^\mu - \beta p^\mu, P^\mu = (1 - \alpha)p^\mu - \beta p'^\mu$$

$$\implies P'^\mu = (1 - \alpha)p'^\mu - \beta p^\mu, P^\mu = (1 - \beta)p^\mu - \alpha p'^\mu$$

○ p94, (7.63) の上

$$\gamma^\mu \gamma^\nu = -\gamma^\nu \gamma^\mu + 2\eta^{\mu\nu}$$

$$\implies \gamma^\mu \gamma^\nu = -\gamma^\nu \gamma^\mu + 2\eta^{\mu\nu}$$

○ p94, (7.64)

$$= -2\gamma_\mu$$

$$\implies = -2\gamma^\mu$$

○ p94, (7.65)

$$\gamma^\lambda \gamma^\mu \gamma^\nu \gamma_\lambda = -(\gamma^\lambda \gamma^\mu \gamma_\lambda) \gamma^\nu + 2\gamma^\nu \gamma^\mu$$

$$\implies \gamma^\lambda \gamma^\mu \gamma^\nu \gamma_\lambda = -(\gamma^\lambda \gamma^\mu \gamma_\lambda) \gamma^\nu + 2\gamma^\nu \gamma^\mu$$

○ p94, (7.66)

$$\gamma^\lambda \gamma_\mu \gamma_\nu \gamma_\rho \gamma_\lambda = -4\eta_{\mu\nu} + 2\gamma_\rho \gamma^\mu \gamma^\nu$$

$$\implies \gamma^\lambda \gamma_\mu \gamma_\nu \gamma_\rho \gamma_\lambda = -4\eta_{\mu\nu} \gamma_\rho + 2\gamma_\rho \gamma^\mu \gamma^\nu$$

○ p94, (7.67) の上

ψ^μ などのようになる

$\implies p^\mu$ などのようになる

○ p95, (7.70)

$$-2[(1 - \beta)\not{p} - \alpha\not{p}'] \gamma^\mu ((1 - \alpha)\not{p}' - \beta\not{p})$$

$$\implies -2((1 - \beta)\not{p} - \alpha\not{p}') \gamma^\mu ((1 - \alpha)\not{p}' - \beta\not{p})$$

○ p95, (7.71)

$$\begin{aligned} & -2[(1-\beta)\not{p} - \alpha m] \gamma^\mu ((1-\alpha)\not{p}' - \beta m) \\ \implies & -2((1-\beta)\not{p} - \alpha m) \gamma^\mu ((1-\alpha)\not{p}' - \beta m) \end{aligned}$$

○ p95, (7.73)

$$\begin{aligned} F_n &= \\ \implies I_n &= \end{aligned}$$

○ p96, (7.77)

$$\begin{aligned} \frac{1}{A^n} &= \frac{1}{\Gamma(n+1)} \int_0^\infty t^{n-1} e^{-At} \\ \implies \frac{1}{A^n} &= \frac{1}{\Gamma(n)} \int_0^\infty t^{n-1} e^{-At} \end{aligned}$$

○ p96, (7.78)

$$\begin{aligned} I_n &= i(-1)^n \frac{1}{\Gamma(n+1)} \int_0^\infty t^{n-1} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} e^{-(k^2 + \mu^2)t} \\ \implies I_n &= i(-1)^n \frac{1}{\Gamma(n)} \int_0^\infty t^{n-1} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} e^{-(k^2 + \mu^2)t} \end{aligned}$$

○ p96, (7.79)

$$\begin{aligned} I_n &= i(-1)^n \frac{1}{(4\pi)^2} \frac{\Gamma(n-2)}{\Gamma(n+1)(\mu^2)^{n-1}} \\ \implies I_n &= i(-1)^n \frac{1}{(4\pi)^2} \frac{\Gamma(n-2)}{\Gamma(n)(\mu^2)^{n-2}} \end{aligned}$$

○ p96, (7.81)

$$\begin{aligned} F_2(0) \frac{(p' + p)^\mu}{2m} &= -\frac{e^2}{8\pi} \frac{(p' + p)^\mu}{2m} \\ \implies -F_2(0) \frac{(p' + p)^\mu}{2m} &= -\frac{e^2}{8\pi^2} \frac{(p' + p)^\mu}{2m} \end{aligned}$$

8. くり込み理論

○ p99, (8.2) の下

$$F(s, m)$$

$$\implies F(s, m^2)$$

○ p99, (8.2) の2行下

$$\int dk/k$$

$$\implies \int d^4k/k^4 \sim \int k^3 dk/k^4 \sim \int dk/k$$

○ p99, (8.11)

$$\begin{aligned} & i \frac{1}{32\pi^2} \int_0^1 d\alpha \int_{m^2}^{\Lambda^2} d(m'^2) \frac{1}{m'^2 - \alpha(1-\alpha)K^2} \\ \implies & -i \frac{1}{32\pi^2} \int_0^1 d\alpha \int_{m^2}^{\Lambda^2} d(m'^2) \frac{1}{m'^2 - \alpha(1-\alpha)K^2} \end{aligned}$$

○ p100, (8.12)

$$\begin{aligned} & i \frac{1}{32\pi^2} \int_0^1 d\alpha \log \left(\frac{\Lambda^2 - \alpha(1-\alpha)s}{m^2 - \alpha(1-\alpha)s} \right) \\ \implies & -i \frac{1}{32\pi^2} \int_0^1 d\alpha \log \left(\frac{\Lambda^2 - \alpha(1-\alpha)s}{m^2 - \alpha(1-\alpha)s} \right) \end{aligned}$$

○ p100, (8.13)

$$\begin{aligned} i\mathcal{M} &= -i\lambda + i \frac{\lambda^2}{32\pi^2} \int_0^1 d\alpha \left[\log \left(\frac{m^2 - \alpha(1-\alpha)s}{\Lambda^2} \right) \right] \\ \implies i\mathcal{M} &= -i\lambda - i \frac{\lambda^2}{32\pi^2} \int_0^1 d\alpha \left[\log \left(\frac{m^2 - \alpha(1-\alpha)s}{\Lambda^2} \right) \right] \end{aligned}$$

○ p100, (8.15)

$$\begin{aligned} i\mathcal{M} &= -i\lambda + i\lambda^2 L + O(\lambda^3) \\ \implies i\mathcal{M} &= -i\lambda - i\lambda^2 L + O(\lambda^3) \end{aligned}$$

○ p100, (8.16)

$$\begin{aligned} -i\lambda_P &= -i\lambda + i\lambda^2 L_0 + O(\lambda^3) \\ \implies -i\lambda_P &= -i\lambda - i\lambda^2 L_0 + O(\lambda^3) \end{aligned}$$

○ p101, (8.17)

$$\begin{aligned} -i\lambda &= -i\lambda_P - i\lambda^2 L_0 + O(\lambda_P^3) \\ \implies -i\lambda &= -i\lambda_P + i\lambda^2 L_0 + O(\lambda_P^3) \end{aligned}$$

○ p101, (8.18)

$$i\mathcal{M} = -i\lambda_P + i\lambda_P^2(L - L_0) + O(\lambda_P^3)$$

$$\implies i\mathcal{M} = -i\lambda_P - i\lambda_P^2(L - L_0) + O(\lambda_P^3)$$

○ p101, (8.19)

$$i\mathcal{M} = -i\lambda_P + i \frac{\lambda_P^2}{32\pi^2} \int_0^1 d\alpha \left[\log \left(\frac{m^2 - \alpha(1-\alpha)s}{m^2 - \alpha(1-\alpha)4m^2} \right) \right]$$

$$\implies i\mathcal{M} = -i\lambda_P - i \frac{\lambda_P^2}{32\pi^2} \int_0^1 d\alpha \left[\log \left(\frac{m^2 - \alpha(1-\alpha)s}{m^2 - \alpha(1-\alpha)4m^2} \right) \right]$$

○ p102, (8.23) の下

ガンマ関数の性質についてはすでに見た. $\Gamma'(0) = \gamma$ などを用いて

$\implies \epsilon$ が非常に小さいとすると, $\Gamma(\epsilon) \sim 1/\epsilon - \gamma + O(\epsilon)$ という近似式が成り

立つこと等を用いて

○ p103, 図 8.2 の 2 行上

フェルミ 4 体相互作用

\implies 4 体フェルミ相互作用

○ p103, 図 8.2

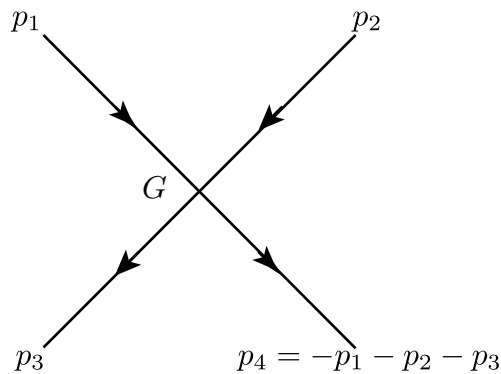


図 1: 4 体フェルミ相互作用

○ p103, 図 8.2 の下

$$F_{\mu\nu}^{\mu\nu}$$

$$\implies F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

○ p103, 図 8.2 の 4 行下

フェルミ 4 体相互作用

\implies 4 体フェルミ相互作用

○ p103, (8.27) の 2 行下

G は次元 2 を持っていたので

⇒ G は次元 -2 を持っていたので

○ p104, 「8.4 くり込み」の2行上

「これについてはすでに述べた. つまり, ある質量の重い粒子があると低エネルギーでは $g^2/M^2(\bar{\psi}\gamma^m\psi)(\bar{\psi}\gamma_\mu\psi)$ の形の低エネルギー理論となる。」を削除。(後の章で説明)

○ p104, 「8.4 くり込み」の上

$$g^2/M^2(\bar{\psi}\gamma^m\psi)(\bar{\psi}\gamma_\mu\psi)$$

$$\Rightarrow g^2/M^2(\bar{\psi}\gamma^\mu\psi)(\bar{\psi}\gamma_\mu\psi)$$

○ p104, 図 8.4 の説明

l の一次の

⇒ λ の一次の

○ p104, (8.29)

$$\begin{aligned} & -i \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \frac{i}{p^2 - m^2 + i\epsilon} \\ \Rightarrow & -i\lambda \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \frac{i}{p^2 - m^2 + i\epsilon} \end{aligned}$$

○ p105, 図 8.5 の説明

l の二次の

⇒ λ の二次の

○ p105, (8.30)

$$I_2 =$$

$$\Rightarrow I =$$

○ p105, (8.31)

$$I = a + bk^2 + ck^4 + \dots$$

$$\Rightarrow I = -i(am^2 + bk^2 + ck^4 + \dots)$$

○ p105, 図 8.6 の2行上

足し上げていくとプロパゲーターに

⇒ 足し上げていき, プロパゲーターに

○ p105, (8.32)

$$\begin{aligned}
& \frac{i}{k^2 - m^2 + i\epsilon} + \frac{i}{k^2 - m^2 + i\epsilon} (a + bk^2) \frac{i}{k^2 - m^2 + i\epsilon} \\
& + \frac{i}{k^2 - m^2 + i\epsilon} (a + bk^2) \frac{i}{k^2 - m^2 + i\epsilon} (a + bk^2) \frac{i}{k^2 - m^2 + i\epsilon} + \dots \\
& = \frac{i}{k^2 - m^2 - a - bk^2 + i\epsilon} \\
& \Rightarrow \frac{i}{k^2 - m^2 + i\epsilon} + \frac{i}{k^2 - m^2 + i\epsilon} (-iam^2 - ibk^2) \frac{i}{k^2 - m^2 + i\epsilon} \\
& \quad + \frac{i}{k^2 - m^2 + i\epsilon} (-iam^2 - ibk^2) \frac{i}{k^2 - m^2 + i\epsilon} (-iam^2 - ibk^2) \frac{i}{k^2 - m^2 + i\epsilon} + \dots \\
& = \frac{i}{k^2 - m^2 - am^2 - bk^2 + i\epsilon}
\end{aligned}$$

○ p105, (8.32) の下

プロパゲーターは,

⇒ となる. プロパゲーターは,

○ p106, (8.34) の下

として運動項を

⇒ としてラグランジアン^の運動項を

○ p106, (8.37) の下

$\phi|0\rangle$

⇒ $\langle x|\phi|0\rangle$

○ p108, (8.43) の 2 行下

$$4V = B_I + 2B_I$$

$$\Rightarrow 4V = B_E + 2B_I$$

○ p110, 図 8.10 の 4 行下

この理論は何らかのためカットオフがある

⇒ この理論は何らかのカットオフがある

○ p110, 図 8.10 の 5 行下

「たとえばこれは超弦理論ではプランクスケールであるだろう。」

⇒ 「たとえばこれは超弦理論ではプランクスケールとしてあらわれる。」

○ p111, (8.51)

$$\begin{aligned}
Z(\Lambda) &= \int_{\Lambda - \delta\Lambda} D\phi_{\Lambda - \delta\Lambda} e^{-\int d^4x \mathcal{L}(\phi_{\Lambda - \delta\Lambda})} \int D\phi_w e^{-\int d^4x \mathcal{L}_1(\phi_{\Lambda - \delta\Lambda}, \phi_w)} \\
&\Rightarrow Z(\Lambda) = \int_{\Lambda - \delta\Lambda} D\phi_{\Lambda - \delta\Lambda} e^{-\int d^4x \mathcal{L}(\phi_{\Lambda - \delta\Lambda})} \int D\phi_w e^{-\int d^4x \mathcal{L}_1(\phi_{\Lambda - \delta\Lambda}, \phi_w)}
\end{aligned}$$

○ p111, (8.52)

$$\begin{aligned}
& \int D\phi_w e^{-\int d^4x \mathcal{L}(\phi_{\Lambda - \delta\Lambda}, \phi_w)} = e^{-\int d^4x \delta\mathcal{L}(\phi_{\Lambda - \delta\Lambda})} \\
& \Rightarrow \int D\phi_w e^{-\int d^4x \mathcal{L}_1(\phi_{\Lambda - \delta\Lambda}, \phi_w)} = e^{-\int d^4x \delta\mathcal{L}(\phi_{\Lambda - \delta\Lambda})}
\end{aligned}$$

○ p111, (8.53)

$$\begin{aligned} Z(\Lambda) &= \int_{\Lambda-\delta\Lambda} \int D\phi_{\Lambda-\delta\Lambda} e^{-\int d^4x [\mathcal{L}(\phi_{\Lambda-\delta\Lambda}) + \delta\mathcal{L}(\phi_{\Lambda-\delta\Lambda})]} \\ \implies Z(\Lambda) &= \int_{\Lambda-\delta\Lambda} D\phi_{\Lambda-\delta\Lambda} e^{-\int d^4x [\mathcal{L}(\phi_{\Lambda-\delta\Lambda}) + \delta\mathcal{L}(\phi_{\Lambda-\delta\Lambda})]} \end{aligned}$$

○ p111, (8.54)

$$\begin{aligned} \int d^4x [\mathcal{L} + \delta\mathcal{L}] &= \int d^4x' b^{-4} \left[\frac{1}{2} b^2 (\partial' \phi_\Lambda)^2 \sum \lambda_n \phi_\Lambda^n + \mathcal{L} \right] \\ \implies \int d^4x [\mathcal{L} + \delta\mathcal{L}] &= \int d^4x' b^{-4} \left[\frac{1}{2} b^2 (\partial' \phi_\Lambda)^2 \sum \lambda_n \phi_\Lambda^n + \delta\mathcal{L} \right] \end{aligned}$$

○ p111, (8.54) の下

$$\phi' = b\phi$$

$$\implies \phi' = b\phi_\Lambda$$

○ p111, 下から3行目

10^{-28} 程度にし必ず,

$\implies 10^{-28}$ 程度にしかならず,

○ p112, (8.57)

$$\begin{aligned} M &= -i\lambda_P(\mu + \delta_\mu) + iC\lambda_P(\mu + \delta_\mu) \\ \implies M &= -i\lambda_P(\mu + \delta_\mu) + iC\lambda_P(\mu + \delta_\mu) \end{aligned}$$

○ p112, (8.58)

$$\begin{aligned} \lambda_P(\mu + \delta\mu) &= \lambda_P(\mu) + 3C\lambda_P(\mu) \log \left(1 - \frac{(\delta\mu)^2}{\mu^2} \right) \\ \implies \lambda_P(\mu + \delta\mu) &= \lambda_P(\mu) + 3C\lambda_P(\mu) \log \left(1 + 2 \frac{\delta\mu}{\mu} \right) \end{aligned}$$

9. 対称性と対称性の破れ

○ p114, (9.1) の下

(S として $q^2 = q_1^2 + q_2^2$ のみによる) とし,

$\Rightarrow S$ は $q^2 = q_1^2 + q_2^2$ のみによるとし,

○ p114, (9.2) の下

そしてこの因子 S

\Rightarrow とおく. そしてこの因子 S

○ p115, (9.6)

$$\begin{aligned} &= \int \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\partial}{\partial q_2} q_1 - \frac{\partial}{\partial q_1} q_2 \right) q_2 f(q_1, q_2) \\ \Rightarrow &= \int \int_{-\infty}^{\infty} dq_1 dq_2 \left(\frac{\partial}{\partial q_2} q_1 - \frac{\partial}{\partial q_1} q_2 \right) f(q_1, q_2) \end{aligned}$$

○ p115, (9.8)

$$\begin{aligned} &\langle f(q_1, q_2) \rangle = \\ \Rightarrow &\langle Q(f(q_1, q_2)) \rangle = \end{aligned}$$

○ p116, l1

$q_a \rightarrow (1 + \epsilon_{ij}(T^{ij})_{ab}q_b)$ という

$\Rightarrow q_a \rightarrow (1 + \epsilon_{ij}(T^{ij})_{ab}q_b)$ という

○ p116, (9.15)

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2} [(\partial\phi^a)^2 - m^2\vec{\phi}^2] - \frac{\lambda}{4}(\vec{\phi}^2)^2 \\ \Rightarrow \mathcal{L} &= \frac{1}{2} [(\partial\vec{\phi})^2 - m^2\vec{\phi}^2] - \frac{\lambda}{4}(\vec{\phi}^2)^2 \end{aligned}$$

○ p117, (9.20)

$$\begin{aligned} 0 = \delta\mathcal{L} &= \epsilon_A \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\phi_a} f_a^A(\phi) + \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\partial_\mu\phi_a} \partial_\mu f_a^A(\phi) \\ \Rightarrow 0 = \delta\mathcal{L} &= \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\phi_a} \epsilon_A f_a^A(\phi) + \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\partial_\mu\phi_a} \partial_\mu \{ \epsilon_A f_a^A(\phi) \} \end{aligned}$$

○ p117, (9.25)

$$\begin{aligned} J^\mu &= \phi_1 \partial_\mu \phi_2 - \phi_2 \partial_\mu \phi_1 \\ \Rightarrow J_\mu &= \phi_1 \partial_\mu \phi_2 - \phi_2 \partial_\mu \phi_1 \end{aligned}$$

○ p117, (9.28)

$$\begin{aligned} J_\mu &= i(\phi^\dagger \partial_\mu \phi - \phi \partial_\mu \phi^\dagger) \\ \Rightarrow J_\mu &= -i(\phi^\dagger \partial_\mu \phi - \phi \partial_\mu \phi^\dagger) \end{aligned}$$

○ p118, (9.30)

$$Q_{\mu}^{ij} = \int d^3x J_0^{ij}$$

$$\implies Q^{ij} = \int d^3x J_0^{ij}$$

○ p118, (9.33)

$$\mathcal{L}(x) = a^{\mu} \partial_{\mu} \mathcal{L}$$

$$\implies \delta \mathcal{L}(x) = a^{\mu} \partial_{\mu} \mathcal{L}$$

○ p118, (9.35)

$$\delta S = \int d^4x \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi^a} a^{\mu}(x) \partial_{\mu} \phi^a(x) + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_{\mu} \phi^a} \partial^{\mu} (a^{\nu} \partial_{\nu} \phi^a) \right]$$

$$= \int d^4x \left[a^{\mu} \partial_{\mu} \mathcal{L} + (\partial^{\mu} a_{\nu}) \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_{\mu} \phi^a} \partial_{\nu} \phi^a \right]$$

$$\implies \delta S = \int d^4x \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi^a} a^{\mu}(x) \partial_{\mu} \phi^a(x) + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_{\mu} \phi^a} \partial_{\mu} (a^{\nu} \partial_{\nu} \phi^a) \right]$$

$$= \int d^4x \left[a^{\mu} \partial_{\mu} \mathcal{L} + (\partial_{\mu} a^{\nu}) \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_{\mu} \phi^a} \partial_{\nu} \phi^a \right]$$

○ p118, (9.36)

$$\delta S = \int d^4x \partial_{\mu} a_{\nu} \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_{\mu} \phi^a} \partial_{\nu} \phi^a - \eta^{\mu\nu} \mathcal{L} \right]$$

$$\implies \delta S = \int d^4x \partial_{\mu} a_{\nu} \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_{\mu} \phi^a} \partial^{\nu} \phi^a - \eta^{\mu\nu} \mathcal{L} \right]$$

○ p120, l4

$$ds^2 = dx_2^2 + dy_2^2 + dz_2^2$$

$$\implies ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$$

○ p120, (9.43)

$$ds^2 = g'_{\lambda\sigma} dx^{\lambda} dx^{\sigma} =$$

$$\implies ds^2 = g'_{\lambda\sigma} dx'^{\lambda} dx'^{\sigma} =$$

○ p120, (9.45)

$$U^{\lambda}_{\mu} = \frac{\partial x^{\mu}}{\partial x'^{\lambda}}$$

$$\implies U_{\lambda\mu} = \frac{\partial x^{\mu}}{\partial x'^{\lambda}}$$

○ p120, (9.46)

$$UgU = \eta$$

$$\implies U^T g' U = \eta$$

○ p120, (9.47)

$$g = U^{-1}\eta U^{-1}$$
$$\implies g' = (U^T)^{-1}\eta U^{-1}$$

○ p120, (9.47) の下

また $g_{\mu\nu}$ の逆行列を $g^{\mu\nu}$ とする.

\implies また $g'_{\mu\nu}$ の逆行列を $g'^{\mu\nu}$ とする.

○ p120, (9.48)

$$\det g = -(\det U)^{-2}$$
$$\implies \det g' = -(\det U)^{-2}$$

○ p121, (9.58)

$$T^{\mu\nu} = \frac{1}{\sqrt{-g}} \left. \frac{\delta S}{\delta g_{\mu\nu}} \right|_{g_{\mu\nu}=\eta_{\mu\nu}}$$
$$\implies T^{\mu\nu} = \frac{2}{\sqrt{-g}} \left. \frac{\delta S}{\delta g_{\mu\nu}} \right|_{g_{\mu\nu}=\eta_{\mu\nu}}$$

○ p121, (9.60) の下

「このように定義したエネルギー・運動量テンソルが先のテンソルと等しくなることは最終章で示すことにしよう。」

\implies 「このように定義したエネルギー・運動量テンソルが先のテンソルと等しくなることは第 13 章で示すことにしよう。」

○ p122, (9.61)

$$V(\phi) = -\frac{1}{2} \mu^2 \phi + \frac{\lambda}{4} \phi^4$$
$$\implies V(\phi) = -\frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{\lambda}{4} \phi^4$$

○ p122, 図 9.1 の下

$x \rightarrow -x$

$\implies \phi \rightarrow -\phi$

○ p122, 図 9.1 の 6 行下

「場の理論でもやはり古典的な基底状態の値は量子力学と変わらない。」

\implies 「場の理論でもやはり古典的な基底状態の値は、密度としてみたときには量子力学と変わらない。」

○ p122, 図 9.1 の 7 行下

鏡像変換の元では不変ではない.

\implies 鏡像変換の下では不変ではない.

○ p123, (9.64) の上

ϕ に共役な運動量は

⇒ ϕ に共役な運動量を体積積分したものは

○ p123, (9.67)

$$\begin{aligned} P &= \int d^3x \partial_0 \phi e^{-\mathbf{x}^2/L^2} \\ &= -i \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \sqrt{\frac{\omega_k}{2}} \left(\frac{L}{\sqrt{\pi}}\right)^3 e^{-\mathbf{k}^2 L^2/4} [a(\mathbf{k}) - a^\dagger(\mathbf{k})] \\ \Rightarrow P &= \int d^D x \partial_0 \phi e^{-\mathbf{x}^2/L^2} \\ &= -i \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \sqrt{\frac{\omega_k}{2}} (\sqrt{\pi}L)^D e^{-\mathbf{k}^2 L^2/4} [a(\mathbf{k}) - a^\dagger(\mathbf{k})] \end{aligned}$$

○ p123, (9.68)

$$\begin{aligned} e^{A+B} &= e^A e^B e^{[A,B]/2} \\ \Rightarrow e^{A+B} &= e^A e^B e^{-[A,B]/2} \end{aligned}$$

○ p123, (9.68)

$$\begin{aligned} \langle v|0\rangle &= \langle 0|e^{ivQ}|0\rangle = e^{-cv^2 L^{D-2}} \\ \Rightarrow \langle v|0\rangle &= \langle 0|e^{ivP}|0\rangle = e^{-cv^2 L^D} \end{aligned}$$

○ p123, (9.69) の 2 行下

L が大きいとこの値は

⇒ ϕL が大きいところの値は

○ p124, (9.71)

$$\begin{aligned} V(\phi) &= -\mu^2 (\vec{\phi})^2 / 2 + \frac{\lambda}{4} (\vec{\phi}^2)^2 \\ \Rightarrow V(\phi) &= -\frac{\mu^2}{2} (\vec{\phi})^2 + \frac{\lambda}{4} (\vec{\phi}^2)^2 \end{aligned}$$

○ p125, (9.80)

$$\begin{aligned} |k, \bar{a}\rangle &= \int d^3x e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} j_{\bar{a}}^0(x)|p\rangle \\ \Rightarrow |k, \bar{a}\rangle &= \int d^3x e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} j_{\bar{a}}^0(x)|0\rangle \end{aligned}$$

○ p126, (9.82) の上

$$D_\mu \phi = [\partial_\mu \rho + i\rho(\partial_\theta - eA_\mu)]e^{i\theta}$$

$$\Rightarrow D_\mu \phi = [\partial_\mu \rho + i\rho(\partial_\mu - eA_\mu)]e^{i\theta}$$

○ p126, (9.82)

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \rho^2 (\partial_\theta - eA_\mu)^2 + (\partial\rho)^2 + \mu^2 \rho^2 - \lambda\rho^4 \\ \Rightarrow \mathcal{L} &= -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \rho^2 (\partial_\mu \theta - eA_\mu)^2 + (\partial\rho)^2 + \mu^2 \rho^2 - \lambda\rho^4 \end{aligned}$$

○ p126, (9.82) の下

$$eA_\mu \rightarrow eA_\mu + \partial_\epsilon$$

$$\implies eA_\mu \rightarrow eA_\mu + \partial_\mu \epsilon$$

○ p126, (9.83)

$$\begin{aligned} & +\frac{1}{2}(\partial\chi)^2 - \mu^2\chi^2 - \sqrt{\lambda}\mu\chi^3 - \frac{\lambda}{4}\chi^4 + \frac{\mu^4}{4\lambda} \\ \implies & +\frac{1}{2}(\partial\chi)^2 - \frac{\mu^4}{4\lambda} - \frac{\mu^3}{\sqrt{\lambda}}\chi - \frac{3}{2}\mu^2\chi^2 - \sqrt{\lambda}\mu\chi^3 - \frac{\lambda}{4}\chi^4 \end{aligned}$$

10. 非可換ゲージ理論と量子力学

○ p128, (10.1) の4行下

$$(\gamma_\alpha^\dagger = g_{-\alpha})$$

$$\Rightarrow (g_\alpha^\dagger = g_{-\alpha})$$

○ p129, (10.13)

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} u' \\ d' \end{pmatrix} &= U \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} = U = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \\ \Rightarrow \begin{pmatrix} u' \\ d' \end{pmatrix} &= U \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \end{aligned}$$

○ p131, (10.25) の下

$$\bar{\psi} \not{D} \bar{\psi}$$

$$\Rightarrow \bar{\psi} \not{D} \psi$$

○ p131, (10.26)

$$F_{\mu\nu} \psi = i[D_\mu, D_\nu] \psi = (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - i[A_\mu, A_\nu]) \psi$$

$$\Rightarrow F_{\mu\nu} = i[D_\mu, D_\nu] = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - i[A_\mu, A_\nu]$$

○ p132, 「10.2 意外と便利なゲージ粒子の弦理論的描像」の下
ゲージ理論は非可換ゲージ理論となっていて非常に取っつきにくい感じ

⇒ 非可換ゲージ理論は非常に取っつきにくい感じ

○ p132, 「10.2 意外と便利なゲージ粒子の弦理論的描像」の2
行下

そのため、ゲージ理論の特徴を見るために

⇒ そこで、ゲージ理論の特徴を見るために

○ p132, 「10.2 意外と便利なゲージ粒子の弦理論的描像」の4
行下

「たとえば、光子は偏光方向を持つ粒子である。」

⇒ 「たとえば、光子は偏光方向を持つ粒子である。ここではまず、このような可換なゲージ理論を粒子としてとらえてみる。」

○ p133, l5

「これがラグランジアンの中で $f_{abc} \partial_\mu A_\nu^a A^{\mu b} A^{\nu c}$ という3体相互作用を必要とする起源である。」

⇒ 「非可換ゲージ理論では、多数の種類ゲージ場を導入し、その間に3体の相互作用があらわれる。これが非可換ゲージ理論のラグランジアンの中で $f_{abc} \partial_\mu A_\nu^a A^{\mu b} A^{\nu c}$ という3体相互作用を必要とする起源である。」

○ p133, l10

「光子の場合一種類の電荷があったが、今二種類の電荷があるとしよう。」

⇒ 「これから非可換ゲージ理論の場合を見ていこう。光子の場合一種類の電荷があったが、今二種類の電荷があるとしよう。」

○ p133, l13

$(U+, D-), (U+, D-), (D+, U-), (D+, U-)$

$\Rightarrow (U+, U-), (D+, D-), (U+, D-), (D+, U-)$

○ p134, l5

「また, 特徴的なのはゲージ場同士で3体相互作用が出来ることである。」

\Rightarrow 「また, 特徴的なのは, 図 10.5 のようにゲージ場同士で3体相互作用が出来ることである。」

○ p135, (10.37) の下

$$G^a = \partial_\mu A^{\mu a} = 0$$

$$\Rightarrow G^a = \partial_\mu A^{\mu a} = \alpha$$

○ p135, (10.38) の下

$$A^g = g A_\mu g^\dagger + i g \partial_\mu g^\dagger$$

$$\Rightarrow A_\mu^g = g A_\mu g^\dagger + i g \partial_\mu g^\dagger$$

○ p135, (10.40) の上

$$G(A) = 0$$

$$\Rightarrow G(A) = \alpha$$

○ p135, (10.42)

$$G(A + \delta A) = \partial_\mu \delta A^\mu = \partial_\mu [D^\mu, \omega] = \partial^2 \omega + i [A_\mu, \partial_\mu \omega]$$

$$\Rightarrow G(A + \delta A) - G(A) = \partial_\mu \delta A^\mu = \partial_\mu [D^\mu, \omega] = \partial^2 \omega - i [A^\mu, \partial_\mu \omega]$$

○ p135, (10.43)

$$G(A_\mu^a) = (\partial^2 \delta_{ac} + f^{abc} A^{\mu b} \partial_\mu) \omega^c$$

$$\Rightarrow G(A_\mu^a) = (\partial^2 \delta_{ac} + f^{abc} A^{\mu b} \partial_\mu) \omega^c$$

○ p135, (10.44)

$$\int d\omega \delta(G - \alpha) = \text{Det}[(\partial^2 \delta_{ac} + f^{abc} A^{\mu b} \partial_\mu)]^{-1}$$

$$\Rightarrow \int d\omega \delta(G - \alpha) = \text{Det}[(\partial^2 \delta_{ac} + f^{abc} A^{\mu b} \partial_\mu)]^{-1}$$

○ p135, (10.45)

$$\Delta[A] = \text{Det}[(\partial^2 \delta_{ac} + f^{abc} A^{\mu b} \partial_\mu)]$$

$$\Rightarrow \Delta[A] = \text{Det}[(\partial^2 \delta_{ac} + f^{abc} A^{\mu b} \partial_\mu)]$$

○ p136, (10.46)

$$\int d\alpha e^{i \int d^4 x \alpha^2 / (2\xi)}$$

$$\Rightarrow \int d\alpha e^{-i \int d^4 x \alpha^2 / (2\xi)}$$

○ p136, (10.47)

$$Z = \int d\alpha e^{i \int d^4x \alpha^2 / \xi} \int Dg \int DA_\mu \delta(G[A] - \alpha) \Delta[A] e^{iS}$$

$$\implies Z = \int d\alpha e^{-i \int d^4x \alpha^2 / (2\xi)} \int Dg \int DA_\mu \delta(G[A] - \alpha) \Delta[A] e^{iS}$$

○ p136, (10.48)

$$Z = \int Dg \int DA_\mu \Delta[A] e^{iS + i \int d^4x \frac{\xi}{2} (\partial_\mu A^\mu)^2}$$

$$\implies Z = \int Dg \int DA_\mu \Delta[A] e^{iS - i \int d^4x \frac{1}{2\xi} (\partial_\mu A^\mu)^2}$$

○ p136, (10.49)

$$\int d^4x A^{\mu a} \left[-\partial^2 \eta_{\mu\nu} + \partial_\mu \partial_\nu \left(1 - \frac{1}{\xi} \right) \right] A^{\nu b}$$

$$\implies -\frac{1}{2} \int d^4x A^{\mu a} \left[-\partial^2 \eta_{\mu\nu} + \partial_\mu \partial_\nu \left(1 - \frac{1}{\xi} \right) \right] A^{\nu b}$$

○ p136, (10.51)

$$\Delta[A] = \text{Det}[(\partial^2 \delta_{ac} + f^{abc} A^{\mu b} \partial_\mu)]$$

$$= \int Dc^a Dc^{\dagger a} \exp \left(i \int d^4x (c^a (\partial^2 \delta_{ac} + f^{abc} A^{\mu b} \partial_\mu) c^c) \right)$$

$$\implies \Delta[A] = \text{Det}[(\partial^2 \delta_{ac} + f^{abc} A^{\mu b} \partial_\mu)]$$

$$= \int Dc^a Dc^{\dagger a} \exp \left[i \int d^4x \{ c^{\dagger a} (\partial^2 \delta_{ac} + f^{abc} A^{\mu b} \partial_\mu) c^c \} \right]$$

○ p137, (10.52)

$$Z = \int d\alpha e^{i \int d^4x \alpha^2 / \xi} \int DA_\mu \delta(G[A] - \alpha) \Delta[A] e^{iS}$$

$$\implies Z = \int d\alpha e^{-i \int d^4x \alpha^2 / (2\xi)} \int DA_\mu \delta(G[A] - \alpha) \Delta[A] e^{iS}$$

○ p137, (10.53)

$$\delta(\partial_\mu A^\mu - \alpha) = \int DB e^{i \text{tr} B (\partial_\mu A^\mu - \alpha)}$$

$$\implies \delta(\partial_\mu A^\mu - \alpha) = \int DB e^{i \int d^4x \text{tr} B (\partial_\mu A^\mu - \alpha)}$$

○ p137, (10.54) の下

$$B = -\partial_\mu A^\mu$$

$$\implies \xi B = -\partial_\mu A^\mu$$

○ p137, (10.55) ~ (10.65)

Q_{BRST}

$\Rightarrow Q$

○ p137, (10.57)

$$\begin{aligned} Q^2 A_\mu &= Q[D_\mu, c] = [-i[Q, A_\mu], c] + [D_\mu, Q, c] \\ &= -i[[D_\mu, c], c] - i[D_\mu, c^2] \\ \Rightarrow Q^2 A_\mu &= Q[D_\mu, c] = \{-i[Q, A_\mu], c\} + [D_\mu, \{Q, c\}] \\ &= -i\{[D_\mu, c], c\} - i[D_\mu, c^2] \end{aligned}$$

○ p138, (10.58) の下

$A = D_m$

$\Rightarrow A = D_\mu$

○ p138, (10.60)

$$\begin{aligned} Q^2 c &= Qcc = (Qc)c - c(Qc) \\ &= c^3 - c^3 = 0 \\ \Rightarrow Q^2 c &= Q(icc) = i(Qc)c - ic(Qc) \\ &= -c^3 + c^3 = 0 \end{aligned}$$

○ p138, (10.62)

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -\frac{1}{4g^2} \text{tr} F_{\mu\nu}^2 + \left\{ Q \text{tr} \bar{c} \left(\partial^\mu A_\mu + \frac{\xi}{2} B \right) \right\} \\ \Rightarrow \mathcal{L} &= -\frac{1}{4g^2} \text{tr} F_{\mu\nu}^2 + \left\{ Q, \text{tr} \bar{c} \left(\partial^\mu A_\mu + \frac{\xi}{2} B \right) \right\} \end{aligned}$$

○ p138, (10.64) 下

「として定義しよう。」の後

「ただし、 $|\psi\rangle \sim |\psi\rangle + Q|\phi\rangle$ として状態を同一視する。このため特に $Q|\phi\rangle$ という状態はゼロと同じであり、物理的状态とならない。」を追加

○ p139, 「10.5 強い相互作用と陽子, 中性子」の2行下

「このような核力を力が強い相互作用である。」

\Rightarrow 「このような理由で、核力を強い相互作用という。」

○ p139, (10.66) の10行下

独立名グルーオン

\Rightarrow 独立なグルーオン

○ p140, (10.68) の上

M をカットオフスケール

$\Rightarrow \Lambda$ をカットオフスケール

○ p141, (10.72) ~ (10.77)

$q \Rightarrow \mu$

○ p141, (10.72)

$$\begin{aligned}\mu \frac{\partial g}{\partial \mu} &= -\beta(g) \\ \implies \mu \frac{\partial g}{\partial \mu} &= \beta(g)\end{aligned}$$

○ p141, (10.79)

$$\begin{aligned}\left[\mu \frac{\partial}{\partial q} - \beta(g) \frac{\partial}{\partial g} \right] m_p &= 0 \\ \implies \left[q \frac{\partial}{\partial q} - \beta(g) \frac{\partial}{\partial g} \right] m_p &= 0\end{aligned}$$

○ p142, (10.81) の 5 行上

しかし, その代償は大きい.

\implies しかし, その結果得るものは大きい.

○ p142, (10.82)

$$\begin{aligned}A_\mu &\rightarrow A_\mu + ig(x)\partial_\mu g^\dagger(x), g(x) = e^{i\alpha(x)} \\ \implies A_\mu &\rightarrow A_\mu + ig(x)\partial_\mu g^\dagger(x), g(x) = e^{i\alpha(x)}\end{aligned}$$

○ p142, (10.83)

$$\begin{aligned}U(x_1, x_2) &\rightarrow g(x)U(x_1, x_2)g^\dagger(x) \\ \implies U(x_1, x_2) &\rightarrow g(x_1)U(x_1, x_2)g^\dagger(x_2)\end{aligned}$$

○ p143, (10.85) の上

このときのエネルギーは

\implies このときのリンクは

○ p143, (10.85) の 3 行下

出したことがあるが後で

\implies 出したことがあるが, 後で

○ p143, (10.86) の 3 行上

$x + av^\mu$

$\implies x + an^\mu$

○ p143, (10.86) の 2 行上

$U_\mu(x) = U(x, x + av^\mu)$

$\implies U_\mu(x) = U(x, x + an^\mu)$

○ p143, (10.89)

$$\begin{aligned}U(x)_{\mu\nu} &= U(x)_\mu U(x + a^\mu)_\nu U(x + an^\mu + an^\nu)_{-\mu} U(x + an^\nu)_{-\nu} \\ \implies U(x)_{\mu\nu} &= U_\mu(x) U_\nu(x + an^\mu) U_{-\mu}(x + an^\mu + an^\nu) U_{-\nu}(x + an^\nu)\end{aligned}$$

○ p144, (10.89)

$$U(x)_{\mu\nu} = e^{ia(A_\mu(x)+A_\nu(x+an^\mu)-A_\mu(x+an^\mu+an^\nu)-A_\nu(x+an^\mu))}$$

$$\implies U_{\mu\nu}(x) = e^{ia[A_\mu(x)+A_\nu(x+an^\mu)-A_\mu(x+an^\mu+an^\nu)-A_\nu(x+an^\nu)]}$$

○ p144, (10.91) の 3 行上

な場合状態の

\implies な場合, 状態の

○ p144, (10.92)

$$\langle 0|U_P|0 \rangle = \int \prod_{x,\mu} dU(x)_\mu \prod_P e^{-S_{\text{Wilson}}}$$

$$\implies \langle 0|U_P|0 \rangle = \int \prod_{x,\mu} dU(x)_\mu \prod_P U e^{-S_{\text{Wilson}}}$$

ここで、 \prod_P はウィルソンループを境界とするようなブラケットでの積である。

○ p145, 図 10.9

$$\int dg \implies \int dU_\mu$$

○ p145, 図 9.1 の 2 行下

つまり, 矢印が相殺され, ゲージ不変な形でないときゼロ

\implies つまり, 矢印が相殺されず, ゲージ不変な形でないときゼロ

○ p145, l8

このため現実の QCD でクォークが閉じこめられるかは, こうした極限での展開で見るとは困難である. 実際には大型計算機を用いた数値的な計算によって物理量を計算することができる. しかし, 強結合極限ではあっても格子ゲージ理論の強結合展開の結果は, クォークの閉じこめに関するのとはっきりとしたイメージを得ることができるだろう.

\implies このため現実の QCD でクォークが閉じこめられるかは, こうした極限での展開ではなく, 大型計算機を用いた数値的な計算によって探ることになる. しかし, 強結合極限ではあっても格子ゲージ理論の強結合展開の結果は, クォークの閉じこめに関するのとはっきりとしたイメージを与えてあろう.

11. 素粒子標準模型とは何か？

○ p147, 「11.1 素粒子標準模型に現れる物質は？」の2行下
これから電磁氣的相互作用と弱い相互作用を見ていこう. この理論は $SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ理論

⇒ これから電磁氣的相互作用と弱い相互作用も含めた理論を見ていこう. この理論は $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ理論

○ p147, (11.1) の下

「これ以降 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 部分について採り上げる」を追加

○ p148, (11.3) の下

としてその周りの展開として

⇒ という真空期待値が得られ, その周りの展開を

○ p148, (11.5) 下. 「これを電荷という。」の後

「ここではなにやら唐突に $U(1)$ の電荷が出てくるようだが, これが電磁場の電荷であることが後で分かるのである。」を追加

○ p148, (11.8)

$$+g^2 v^2 W_\mu^+ W^{1\mu} + \frac{1}{2} v^2 (gW_\mu^3 - gB^\mu)^2$$

$$\Rightarrow +g^2 v^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} v^2 (gW_\mu^3 - g'B^\mu)^2$$

○ p148, (11.9)

$$\cos(\theta_W) = \frac{g'}{g^2 + g'^2}$$

$$\Rightarrow \sin(\theta_W) = \frac{g}{g^2 + g'^2}$$

○ p149, (11.11)

$$+g^2 v^2 W_\mu^+ W^{1\mu}$$

$$\Rightarrow +g^2 v^2 W_\mu^+ W^{-\mu}$$

○ p150, (11.16) の上

$(3, 2)_{1/6}$

⇒ $(3, 2, 1/6 = Y/2)$

○ p150, (11.20) の上3行目

$(1, 2)_{-1}$

⇒ $(1, 2, -1/2)$

○ p150, (11.17)

$$D_\mu Q = \left(\partial_\mu - ig_s A_\mu^a T^a - ig W_\mu^i T^i - i \frac{g'}{2} \frac{1}{6} B_\mu \right) Q$$

$$\Rightarrow D_\mu Q = \left(\partial_\mu - ig_s A_\mu^a T^a - ig W_\mu^i T^i - i \frac{g'}{2} \frac{1}{3} B_\mu \right) Q$$

○ p150, (11.19) の 2 行上

$$(3, 1)_{4/3}$$

$$\Rightarrow (3, 1, 2/3)$$

○ p150, (11.19) の 2 行上

$$(3, 1, -2/3)$$

$$\Rightarrow (3, 1, -1/3)$$

○ p150, (11.20) の 3 行上

ハイパーチャージは -1 つまり $(1, 2)_{-1}$

$$\Rightarrow \text{ハイパーチャージは } -1, \text{ つまり } (1, 2, -1/2)$$

○ p150, (11.20) の 2 行上

$Y = -2$ である.

$$\Rightarrow \text{ハイパーチャージは } -2, \text{ つまり } (1, 1, -1) \text{ である.}$$

○ p150, (11.20)

$$L_{1L} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e_L \end{pmatrix}, \quad L_{2L} = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_L \end{pmatrix}, \quad L_{3L} = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \text{tau}_L \end{pmatrix}$$

$$\Rightarrow L_{1L} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e_L \end{pmatrix}, \quad L_{2L} = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu_L \end{pmatrix}, \quad L_{3L} = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau_L \end{pmatrix}$$

○ p150, (11.21)

$$D_\mu L_L = \left(\partial_\mu - igW_\mu^i T_1 - \frac{g'}{2} B_\mu \right) L_L$$

$$\Rightarrow D_\mu L_L = \left(\partial_\mu - igW_\mu^i T^i - \frac{g'}{2} Y B_\mu \right) L_L$$

○ p151, (11.23)

$$\mathcal{L}_f = \bar{L}_L (i\not{D}) L_L +$$

$$\Rightarrow \mathcal{L}_f = \bar{L}_L (i\not{D}) L_L +$$

○ p151, 「11.3 フェルミオンの質量の起源は？」の 4 行下

自発的対称性のない場合

$$\Rightarrow \text{自発的対称性の破れがない場合}$$

○ p151, (11.24)

$$\mathcal{L}_e = \lambda_3 \bar{L}_L \cdot \phi e_R + \text{複素共役}$$

$$\Rightarrow \mathcal{L}_e = -\lambda_e \bar{L}_L \cdot \phi e_R + \text{複素共役}$$

○ p152, (11.28) の下

M は必ずしもユニタリ - である必要はない

$$\Rightarrow M \text{ は必ずしもエルミートである必要はない}$$

○ p152, (11.28) の 2 行下、3 行下、6 行下、7 行下

ユニタリ - 行列

⇒ エルミート行列

○ p153, (11.33) の下

フェルミ 4 体相互作用

⇒ 4 体フェルミ相互作用

○ p154, (11.34)

$$\begin{aligned} &= \int D\phi \int DW_\mu^+ \int DW_\mu^- e^{i \int d^4x (W_\mu^- (\partial^2 + \mathcal{M}_W^2) W_\mu^+ + J_-^+ W_\mu^+ + J_+^\mu W_\mu^-)} \\ &\Rightarrow \int D\phi \int DW_\mu^+ \int DW_\mu^- e^{i \int d^4x [W_\mu^- (\partial^2 + \mathcal{M}_W^2) W_\mu^+ + J_-^+ W_\mu^+ + J_+^\mu W_\mu^-]} \end{aligned}$$

○ p154, (11.37) の下、3 行下

フェルミ 4 体相互作用

⇒ 4 体フェルミ相互作用

○ p154, 図 11.1 の説明

フェルミ 4 体相互作用

⇒ 4 体フェルミ相互作用

○ p155, 「11.6 素粒子標準模型ではニュートリノの質量が説明できない」の 1 2 行下

これらにニュートリノの質量を説明する方法は

⇒ ニュートリノの質量を説明する方法は

12. 大統一理論を学ぼう

- p158, 「12.1 大統一理論とは？」の3行上
結合定数は相変わらず3種類でもあり, そのため統一になった
⇒ 結合定数は相変わらず3種類もあり, そのおかげで統一になった
- p160, (12.12)

$$T = \text{tr}T$$
$$\Rightarrow T = \text{tr}T^{ij}$$

- p160, (12.13) の2行下
 $l = 1$ 二つの表現による
⇒ $l = 1$ の二つの表現による
- p160, (12.15) の上
反対称テンソル場は
⇒ 反対称テンソル場から
- p160, (12.15)

$$A^{i_1 \dots i_{N-n}} = \epsilon^{i_1 \dots i_{N-n}, j_1 \dots j_n} A^{j_1 \dots j_n}$$
$$\Rightarrow A^{i_1 \dots i_{N-n}} = \epsilon^{i_1 \dots i_{N-n}, j_1 \dots j_n} A^{j_1 \dots j_n}$$

- p161, (12.20)

$$\vec{u}^* = u^* = U^* u^*$$
$$\Rightarrow \vec{u}^* = u^* = U^* u^*$$

- p161, (12.24)

$$\phi_j^{ij} \rightarrow U_l^i U_m^j (U^\dagger)_j^n \phi_n^{lm} = U_j^i \phi_m^{lm}$$
$$\Rightarrow \phi_j^{ij} \rightarrow U_l^i U_m^j (U^\dagger)_j^n \phi_n^{lm} = U_l^i \phi_m^{lm}$$

- p161, (12.24) の下
「よって一般的にはこのような縮約の部分のをぞいた部分とそれ以外の部分に分け, 別の表現とすることができる。」
⇒ 「よって一般的にはこのような縮約の部分とそれ以外の部分に分けると, それぞれ独立に変換するため, 分けたものは互いに別の表現となる。」
- p161, (12.24) の3行下
トレースがゼロの部分では,
⇒ ϕ_k^{ij} のトレースがゼロの部分では,
- p161, (12.24) の4行下
上の対称な部分の次元は
⇒ 上付きの添え字の対称な部分の次元は

○ p162, l8

次元は 25 である.

⇒ 次元は 24 である.

○ p162, (12.26)

$$\begin{aligned} J^+ \phi^1 &= 0, & J_1 \phi^2 &= \phi^1 \\ J^- \phi^1 &= \phi^2, & J^- \phi^2 &= 0 \\ \implies J^+ \phi^1 &= \phi^2, & J^+ \phi^2 &= 0 \\ & & J^- \phi^1 &= 0, & J^- \phi^2 &= \phi^1 \end{aligned}$$

○ p162, (12.27)

$$\begin{aligned} J_{ij}^+ \phi^i &= \phi^j, & J_{ij}^1 \phi^j &= 0, & J_{ij}^1 \phi^k &= 0 (k \neq i, j), \\ J_{ij}^- \phi^i &= 0, & J_{ij}^1 \phi^j &= \phi^i, & J_{ij}^1 \phi^k &= 0 (k \neq i, j), \\ \implies J_{ij}^+ \phi^i &= \phi^j, & J_{ij}^+ \phi^j &= 0, & J_{ij}^+ \phi^k &= 0 (k \neq i, j), \\ & & J_{ij}^- \phi^j &= \phi^i, & J_{ij}^- \phi^k &= 0 (k \neq i, j), \end{aligned}$$

この後に「また、ここで、 i, j についての足し上げを行わないことに注意しよう。」を追加

○ p164, (12.36)

$$\begin{aligned} & \left(3, 2, \frac{1}{6}\right)_L, \quad \left(3, 1, \frac{2}{3}\right)_R, \quad \left(3, 1, -\frac{1}{3}\right)_L \\ \implies & \left(3, 2, \frac{1}{6}\right)_L, \quad \left(3, 1, \frac{2}{3}\right)_R, \quad \left(3, 1, -\frac{1}{3}\right)_R \end{aligned}$$

○ p164, (12.37)

$$\begin{aligned} & \left(1, 2, -\frac{1}{2}\right), (1, 1, -1)_R \\ \implies & \left(1, 2, -\frac{1}{2}\right)_L, \quad (1, 1, -1)_R \end{aligned}$$

○ p165, (12.41) の 4 行下

$$Y = -2/3$$

$$\implies \frac{1}{2}Y = -\frac{2}{3}$$

○ p165, (12.42) の 4 行上

$$e_{4,5} \phi^{4,5}$$

$$\implies \epsilon_{45} \phi^{45}$$

○ p168, (12.54)

$$\begin{aligned} \{b_k, b_l\} &= \delta_{k,l} \\ \implies \{b_k, b_l^\dagger\} &= \delta_{k,l} \end{aligned}$$

○ p168, (12.57)

$$\begin{aligned}\gamma_{2k-1} &= a_k^\dagger + a_k, & \gamma_{2k} &= (a_k^\dagger - a_k)/i \\ \implies \gamma_{2k-1} &= b_k^\dagger + b_k, & \gamma_{2k} &= (b_k^\dagger - b_k)/i\end{aligned}$$

○ p168, (12.58)

$$\begin{aligned}\gamma_{2k-1} &= \sigma_1 \otimes \sigma_1 \otimes \cdots \otimes \sigma_1 \\ \gamma_{2k} &= \sigma_1 \otimes \sigma_1 \otimes \cdots \otimes \sigma_2 \\ \implies \gamma_{2k-1} &= \sigma_3 \otimes \sigma_3 \otimes \cdots \otimes \sigma_1 \\ \gamma_{2k} &= \sigma_3 \otimes \sigma_3 \otimes \cdots \otimes \sigma_2\end{aligned}$$

○ p168, (12.60) の上

g の上で求めた表現

$\implies \gamma_i$ の上で求めた表現

○ p168, 最後の行

ただし, $[\gamma^{2n+1}, \sigma_{ij}] = 0$ であるので, スピノルに対して $\gamma^{2n+1}\psi_\lambda = \lambda\psi_\lambda$ という制限をおいても, 群の作用によって

\implies ここで, スピノルに対して $\gamma^{2n+1}\psi_\lambda = \lambda\psi_\lambda$ という制限をおいてみよう.

λ は固有値である. $[\gamma^{2n+1}, \sigma_{ij}] = 0$ であるので, 群の作用によって

○ p169, (12.63) の下

$$x_1 + ix_2 = z_1, x_3 + ix_4, \cdots$$

$$\implies x_1 + ix_2 = z_1, x_3 + ix_4 = z_2, \cdots$$

○ p169, (12.64) の3行下

z_1 を z_2^* などに変換しても先の形を変えない変換が存在する.

$\implies SO(n)$ には, z_1 を z_2^* などに変換しても, (12.64) の形を変えない変換が存在する.

○ p169, (12.65) の下

$$\gamma_5\psi = -\psi$$

$$\implies \gamma_{11}\psi = -\psi$$

○ p169, (12.66) の下

$$\beta^i|0\rangle = 0$$

$$\implies b^i|0\rangle = 0$$

○ p170, l2

$$\gamma_5\psi = -\psi$$

$$\implies \gamma_{11}\psi = -\psi$$

○ p170, l2

奇数個の

\implies 偶数個の

○ p170, (12.69) の4行下

なんと美しいことだろうか？

⇒ なんと美しいことだろうか !!

○ p171, 最後から 6 行目

「現在の素粒子標準模型に対して超対称性の存在を仮定すると, 次の章でもわかるように標準模型にない新たな粒子が現れてくる。」

⇒

「現在の素粒子標準模型に対して超対称性の存在を仮定すると, 標準模型にない新たな粒子が現れてくる。」(超対称性の章割愛のため)

13. 重力とその量子化の困難とは？

○ p172, (13.2)

$$\eta =$$

$$\implies \eta_{\mu\nu} =$$

○ p173, l6

x' の関数として表す.

$\implies x'^{\nu}$ の関数として表す.

○ p173, (13.4) ~ (13.8)

$x^{\mu'} \implies x'^{\mu}$

○ p173, (13.6)

$$g'_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} \Lambda_{\rho}^{\mu} \Lambda_{\sigma}^{\nu}$$

$$\implies g'_{\rho\sigma} = g_{\mu\nu} \Lambda_{\rho}^{\mu} \Lambda_{\sigma}^{\nu}$$

○ p173, (13.10)

$$\det g' = (\det \Lambda)^2 \det g$$

$$\implies \det g'_{\mu\nu} = (\det \Lambda_{\gamma}^{\lambda})^2 \det g_{\rho\sigma}$$

○ p173, (13.10) の下

$g = \det g$

$\implies g = \det g_{\mu\nu}$

○ p174, (13.11) の 2 行下

$\det g < 0$

$\implies g < 0$

○ p174, (13.14)

$$\delta S = \int d^4x \sqrt{-g} [-\gamma^{\mu\nu} \partial_{\mu} \delta\phi \partial_{\nu} \phi - m^2 \phi \delta\phi]$$

$$\implies \delta S = \int d^4x \sqrt{-g} [-g^{\mu\nu} \partial_{\mu} \delta\phi \partial_{\nu} \phi - m^2 \phi \delta\phi]$$

○ p174, (13.15)

$$\sqrt{-g} [g^{\mu\nu} \partial_{\mu} \partial_{\nu} \phi + (\partial_{\mu} g^{\mu\nu}) \partial_{\nu} \phi + g^{\mu\nu} (\partial_{\nu} \sqrt{-g}) \partial_{\nu} \phi] = 0$$

$$\implies \sqrt{-g} [g^{\mu\nu} \partial_{\mu} \partial_{\nu} \phi + (\partial_{\mu} g^{\mu\nu}) \partial_{\nu} \phi - m^2 \phi] + g^{\mu\nu} (\partial_{\mu} \sqrt{-g}) \partial_{\nu} \phi = 0$$

○ p174, (13.16)

$$\det A = \exp \log A$$

$$\implies \det A = \exp \log \det A$$

○ p174, (13.19)

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial x^\mu} \det(g) &= \det(g) g^{\rho\sigma} \frac{\partial}{\partial x^\mu} g_{\rho\sigma} \\ \implies \frac{\partial g}{\partial x^\mu} &= g g^{\rho\sigma} \frac{\partial}{\partial x^\mu} g_{\rho\sigma}\end{aligned}$$

○ p174, (13.20)

$$\begin{aligned}g^{\mu\nu} \partial_\mu \partial_\nu \phi + \partial_\mu g^{\mu\nu} \partial_\nu \phi + g^{\mu\nu} \frac{1}{2} g^{\rho\sigma} \partial_\mu g_{\rho\sigma} \partial_\nu \phi &= 0 \\ \implies g^{\mu\nu} \partial_\mu \partial_\nu \phi + \partial_\mu g^{\mu\nu} \partial_\nu \phi + g^{\mu\nu} \frac{1}{2} g^{\rho\sigma} \partial_\mu g_{\rho\sigma} \partial_\nu \phi - m^2 \phi &= 0\end{aligned}$$

○ p174, (13.21)

$$\begin{aligned}g^{\mu\nu} D_\mu \partial_\nu \phi &= 0 \\ \implies g^{\mu\nu} D_\mu \partial_\nu \phi - m^2 \phi &= 0\end{aligned}$$

○ p175, (13.23) 上

「 $\Gamma_{\mu\nu}^\lambda = \Gamma_{\nu\mu}^\lambda$ を仮定し, $\partial_\mu g^{\mu\nu}$ を $\partial_\mu g^{\mu\nu} = -g^{\mu\rho} g^{\sigma\nu} \partial_\mu g_{\rho\sigma}$ ($\partial_\mu (g^{\mu\nu} g_{\nu\rho}) = \partial_\mu \delta_\rho^\mu = 0$ より導かれる) のように変形できることを用いて」を追加

○ p175, (13.25)

$$\begin{aligned}D_\mu V_{\nu\rho} &= (D_\mu V_\nu) V_\rho + (V_\mu) (D_\mu V_\rho) \\ \implies D_\mu V_{\nu\rho} &= (D_\mu V_\nu) V_\rho + V_\nu (D_\mu V_\rho)\end{aligned}$$

○ p175, (13.27) の 2 行上

$$\begin{aligned}V_\nu V^\mu \\ \implies V_\nu V^\nu\end{aligned}$$

○ p175, (13.28)

$$\begin{aligned}D_\mu V^\nu &= \partial_\mu V_\nu + \Gamma_{\mu\lambda}^\nu V^\lambda \\ \implies D_\mu V^\nu &= \partial_\mu V^\nu + \Gamma_{\mu\lambda}^\nu V^\lambda\end{aligned}$$

○ p175, (13.29) の 5 行上

考えるときはやり気になる

\implies 考えるとき, やはり気になる

○ p175, (13.29) の 2 行上

$$x(s_i), x(s_f)$$

$$\implies X(s_i), X(s_f)$$

○ p176, (13.33)

$$\begin{aligned}2g_{\mu\lambda} \frac{d^2 X^\mu}{d\tau} + 2\partial_\rho g_{\mu\lambda} \frac{dX^\rho}{d\tau} \frac{dX^\mu}{d\tau} - \partial_\lambda g_{\mu\nu} \frac{dX^\mu}{d\tau} \frac{dX^\nu}{d\tau} &= 0 \\ \implies 2g_{\mu\lambda} \frac{d^2 X^\mu}{d\tau} + 2\partial_\rho g_{\mu\lambda} \frac{dX^\mu}{d\tau} \frac{dX^\rho}{d\tau} - \partial_\lambda g_{\mu\nu} \frac{dX^\mu}{d\tau} \frac{dX^\nu}{d\tau} &= 0\end{aligned}$$

○ p176, (13.34) の上

$g^{\rho\lambda}$

$\Rightarrow g^{\lambda\sigma}$

○ p176, (13.34) の上

Affine connection

\Rightarrow アフライン接続

○ p176, (13.35)

$$\begin{aligned}\frac{dX^\mu}{d\tau} \frac{dX^\nu}{d\tau} &= -1 \\ \Rightarrow \frac{dX^\mu}{d\tau} \frac{dX_\mu}{d\tau} &= -1\end{aligned}$$

○ p176, (13.36)

$$\begin{aligned}\left(\frac{d^2 X^\lambda}{d\tau^2} + \Gamma_{\mu\nu}^\lambda \frac{dX^\mu}{d\tau} \frac{dX^\nu}{d\tau}\right) \frac{dx_\lambda}{d\tau} &= 0 \\ \Rightarrow \left(\frac{d^2 X^\lambda}{d\tau^2} + \Gamma_{\mu\nu}^\lambda \frac{dX^\mu}{d\tau} \frac{dX^\nu}{d\tau}\right) \frac{dX_\lambda}{d\tau} &= 0\end{aligned}$$

○ p176, 下から 2 行目

$c(t_f - t_i) \gg x_f - X_i$

$\Rightarrow c(t_f - t_i) \gg X_f - X_i$

○ p176, 下から 2 行目

$dX_i/d\tau \ll dX^0/ds \sim 1$

$\Rightarrow dX_i/d\tau \ll dX^0/d\tau \sim 1$

○ p177, (13.37)

$$\begin{aligned}\frac{d^2 X^\mu}{d\tau^2} + \Gamma_{00}^\lambda &\sim 0 \\ \Rightarrow \frac{d^2 X^\lambda}{d\tau^2} + \Gamma_{00}^\lambda &\sim 0\end{aligned}$$

○ p177, (13.39)

$$\begin{aligned}\frac{d^2 \mathbf{x}^\mu}{dt^2} &= -\nabla\phi \\ \Rightarrow \frac{d^2 \mathbf{X}^\mu}{dt^2} &= -\nabla\phi\end{aligned}$$

○ p177, (13.39) の 5 行下

これは, 対応原理は加速度を受けている人と重力による運動とは局所的には区別つかないことを言う.

\Rightarrow これは, 等価原理により, 加速度を受けている人の運動と, 重力場中の人の運動とは局所的には区別がつかないことに由来している.

○ p177, (13.40)

式と式の間を空ける。

○ p177, (13.42) の上

時間を用いて

⇒ 速度 $v = |d\vec{x}/dt|$ を用いて

○ p178, (13.44) の下

万有引力のポテンシャルが現れる。

⇒ 万有引力の質点によるポテンシャルが現れる。

○ p178, (13.45) の3行上

このゲージ場の足が

⇒ この行列の足が

○ p178, (13.45)

$$[D_\mu, D_n]\psi = F_{\mu\nu}\psi$$

$$\Rightarrow [D_\mu, D_\nu]\psi = F_{\mu\nu}\psi$$

○ p178, (13.47)

$$R_{\mu\nu\rho}^\lambda = \partial_\rho\Gamma_{\mu\nu}^\lambda - \partial_\nu\Gamma_{\mu\rho}^\lambda + \Gamma_{\mu\nu}^\sigma\Gamma_{\rho\sigma}^\lambda - \Gamma_{\mu\sigma}^\rho\Gamma_{\nu\rho}^\lambda$$

$$\Rightarrow R_{\mu\nu\rho}^\lambda = \partial_\rho\Gamma_{\mu\nu}^\lambda - \partial_\nu\Gamma_{\mu\rho}^\lambda + \Gamma_{\mu\nu}^\sigma\Gamma_{\rho\sigma}^\lambda - \Gamma_{\mu\rho}^\sigma\Gamma_{\nu\sigma}^\lambda$$

○ p179, (13.53)

$$S_g = \frac{1}{2\kappa^2} \int d^4x \sqrt{-g} R$$

$$\Rightarrow S_g = -\frac{1}{2\kappa^2} \int d^4x \sqrt{-g} R$$

○ p179, (13.53) の3行下

k

⇒ κ

○ p179, (13.54) の2行上

$\delta g^{\mu\nu}$

⇒ $\delta g^{\mu\nu}$

○ p179, (13.55)

$$\delta_{\mu\lambda}g^{\lambda\nu} + \delta_{\mu\lambda}\delta g^{\lambda\nu} = 0$$

$$\Rightarrow \delta g_{\mu\lambda}g^{\lambda\nu} + g_{\mu\lambda}\delta g^{\lambda\nu} = 0$$

○ p179, (13.56)

$$\delta_{\mu\nu} = -g_{\mu\lambda}\delta g^{\lambda\rho}g_{\rho\nu}$$

$$\Rightarrow \delta g_{\mu\nu} = -g_{\mu\lambda}\delta g^{\lambda\rho}g_{\rho\nu}$$

○ p179, (13.57)

$$\begin{aligned}\det g &= \exp \operatorname{tr} \log g_{\mu\nu} \\ \implies \det g_{\mu\nu} &= \exp \operatorname{tr} \log g_{\mu\nu}\end{aligned}$$

○ p179, (13.58)

$$\begin{aligned}\delta \det g &= \det g g^{\mu\nu} \delta g_{\mu\nu} = -g_{\mu\nu} \delta g^{\mu\nu} \\ \implies \delta g &= g g^{\mu\nu} \delta g_{\mu\nu} = -g g_{\mu\nu} \delta g^{\mu\nu}\end{aligned}$$

○ p180, l1

リッチテンソルは

\implies リッチテンソルとリッチスカラーの関係は

○ p180, (13.61)

$$\begin{aligned}\delta R_{\mu\nu} &= \nabla_\nu (\delta \Gamma_{\mu\lambda}^\lambda) - \nabla_\lambda (\delta \Gamma_{\mu\nu}^\lambda) \\ \implies \delta R_{\mu\nu} &= D_\nu (\delta \Gamma_{\mu\lambda}^\lambda) - D_\lambda (\delta \Gamma_{\mu\nu}^\lambda)\end{aligned}$$

○ p180, (13.62)

$$\begin{aligned}\delta S_g &= \frac{1}{2\kappa^2} \int d^4x \sqrt{-g} \delta g^{\mu\nu} \left(R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R \right) \\ &\quad + \frac{1}{2\kappa^2} \int d^4x \sqrt{-g} g^{\mu\nu} \nabla_\nu (\delta \Gamma_{\mu\lambda}^\lambda) - \nabla_\lambda (\delta \Gamma_{\mu\nu}^\lambda) \\ \implies \delta S_g &= -\frac{1}{2\kappa^2} \int d^4x \sqrt{-g} \delta g^{\mu\nu} \left(R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R \right) \\ &\quad - \frac{1}{2\kappa^2} \int d^4x \sqrt{-g} g^{\mu\nu} \{ D_\nu (\delta \Gamma_{\mu\lambda}^\lambda) - D_\lambda (\delta \Gamma_{\mu\nu}^\lambda) \}\end{aligned}$$

○ p180, (13.63)

$$\begin{aligned}\partial_\mu \sqrt{-g} g^{\mu\nu} \partial_\nu \phi &= \sqrt{-g} g^{\mu\nu} \nabla_\mu \partial_\nu \phi \\ \implies \partial_\mu \{ \sqrt{-g} g^{\mu\nu} \partial_\nu \phi \} &= \sqrt{-g} g^{\mu\nu} D_\mu \partial_\nu \phi\end{aligned}$$

○ p180, (13.64)

$$\begin{aligned}&\frac{1}{2\kappa^2} \int d^4x \sqrt{-g} g^{\mu\nu} \nabla_\nu (\delta \Gamma_{\mu\lambda}^\lambda) - \nabla_\lambda (\delta \Gamma_{\mu\nu}^\lambda) \\ &= \frac{1}{2\kappa^2} \int d^4x [\partial_\nu (\sqrt{-g} g^{\mu\nu} (\delta \Gamma_{\mu\lambda}^\lambda)) - \partial_\lambda (\sqrt{-g} g^{\mu\nu} (\delta \Gamma_{\mu\nu}^\lambda))] \\ \implies &\frac{1}{2\kappa^2} \int d^4x [\sqrt{-g} g^{\mu\nu} D_\nu (\delta \Gamma_{\mu\lambda}^\lambda) - D_\lambda (\delta \Gamma_{\mu\nu}^\lambda)] \\ &= \frac{1}{2\kappa^2} \int d^4x [\partial_\nu (\sqrt{-g} g^{\mu\nu} (\delta \Gamma_{\mu\lambda}^\lambda)) - \partial_\lambda (\sqrt{-g} g^{\mu\nu} (\delta \Gamma_{\mu\nu}^\lambda))]\end{aligned}$$

○ p180, (13.63)

$$\begin{aligned}\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\delta}{\delta g^{\mu\nu}} S_{\text{matter}} &= T_{\mu\nu} \\ \implies \frac{2}{\sqrt{-g}} \frac{\delta}{\delta g^{\mu\nu}} S_{\text{matter}} &= T_{\mu\nu}\end{aligned}$$

○ p180, (13.68)

$$\begin{aligned}R_{00} &= \nabla^2 \phi, & R &= -\nabla^2 \phi \\ \implies R_{00} &= -\nabla^2 \phi, & R &= 4\nabla^2 \phi\end{aligned}$$

○ p180, (13.69)

$$\begin{aligned}-\nabla^2 \phi &= \kappa^2 T_{00} \\ \implies \nabla^2 \phi &= \kappa^2 T_{00}\end{aligned}$$

○ p181, (13.73)

$$\begin{aligned}\partial_\mu h_\nu^\mu &= \partial_\nu h_\lambda^\lambda \\ \implies \partial_\mu h_\nu^\mu &= \frac{1}{2} \partial_\nu h_\lambda^\lambda\end{aligned}$$

○ p181, (13.75)

$$\begin{aligned}16\pi G &= \frac{1}{M_P} \\ \implies 16\pi G_N &= \frac{1}{M_P^2}\end{aligned}$$

○ p181, (13.75) の下

$g^{\mu\nu}$

$\implies R_{\mu\nu}$

○ p181, (13.76)

$$\begin{aligned}S &= M_p^2 \int d^4x \\ \implies S &= -M_P^2 \int d^4x\end{aligned}$$

○ p181, (13.77)

$$\begin{aligned}S &= \int d^4x \left(\partial\tilde{h}\partial\tilde{h} + M_p^{-1}\tilde{h}\partial\tilde{h}\partial\tilde{h} + \dots + M_p\tilde{h}T + \dots \right) \\ \implies S &= - \int d^4x \left(\partial\tilde{h}\partial\tilde{h} + M_P^{-1}\tilde{h}\partial\tilde{h}\partial\tilde{h} + \dots + M_P^{-1}\tilde{h}T + \dots \right)\end{aligned}$$

○ p181, (13.78)

$$S = \int \sqrt{-g} d^4x (R + R^2 + R^3 + R\partial^2 R + \dots)$$
$$\Rightarrow S = -\frac{1}{16\pi G_N} \int d^4x \sqrt{-g} (R + aR^2 + bR^3 + cR\partial^2 R + \dots)$$

○ p182, (13.78) の下

その係数は

\Rightarrow その係数 a, b, c, \dots は

14. 弦理論への序章

○ p184, 「14.2 弦理論の特徴」の2行上

「こうするとなぜ発散の困難はなくなるのか？これを説明する前に次節ではこの弦理論の特徴を述べていこう。」

\Rightarrow 「こうするとなぜ発散の困難はなくなるのか？次節ではこの弦理論の特徴と共に、この困難の解消法を述べていこう。」

○ p185, 図 14.3 の4行下

弦を細くする自由度がある

\Rightarrow 弦を細くする自由度がある

○ p185, 図 14.3 の9行下

価

\Rightarrow 値

○ p186, l4

説明してはくれている

\Rightarrow 説明してくれてはいない