

7.2

### §23. 不連続対称性: P, T, C, etc.

§22では、恒等変換と連続的につながる固有順時ロレンツ群を学んだ。  
このセクションでは、proper orthochronous Lorentz transformation

(10)元 (parity)  $P^\mu_\nu = (P^{-1})^\mu_\nu = \begin{pmatrix} +1 & & & \\ & -1 & & \\ & & -1 & \\ & & & -1 \end{pmatrix}$  (23.1)

と時間反転 (time reversal)  $T^\mu_\nu = (T^{-1})^\mu_\nu = \begin{pmatrix} -1 & & & \\ & +1 & & \\ & & +1 & \\ & & & +1 \end{pmatrix}$  (23.2) を考える

また、荷電共役変換 (charge conjugation) も考える。

§22では、各固有順時ロレンツ群  $\Lambda^\mu_\nu$  は対応するユニタリ演算子  $U(\Lambda)$  があって、

$$U(\Lambda)^{-1} \psi(x) U(\Lambda) = \psi(\Lambda^{-1}x). \quad (23.3)$$

ここで、(10)元と時間反転も、対応するユニタリ演算子があると予想して、

$$P \equiv U(P) \quad (23.4)$$

$$T \equiv U(T) \quad (23.5)$$

such that

$$P^{-1} \psi(x) P = \psi(Px) \quad (23.6)$$

$$T^{-1} \psi(x) T = \psi(Tx) \quad (23.7)$$

しかし、追加の条件が必要。P, T 行列は自分自身から逆行列になる。もう一回変換すると、もとに戻る。  $P^2=1, T^2=1$  (23.6), (23.7) を用いると、

$$P^{-1} (P^{-1} \psi(x) P) P = P^{-1} \psi(Px) P = \psi(P^2x) = \psi(x) = P^{-2} \psi(x) P^2$$

$$\rightarrow P^{-2} \psi(x) P^2 = \psi(x) \quad (23.8)$$

$$T^{-2} \psi(x) T^2 = \psi(x) \quad (23.9)$$

$\psi(x)$  はエルミート演算子だから原理的に observable あり。

(23.8), (23.9) は我々の予想したものと合う。しかし、場への(10)元変換の別の可能性もある。

$$P^{-1} \psi(x) P = -\psi(Px) \quad (23.10)$$

$$T^{-1} \psi(x) T = -\psi(Tx) \quad (23.11)$$

このマイナス符号の可能性は固有順時ロレンツ変換では出てこない。なぜなら、(6)ロレンツ変換は恒等変換と連続的につながっており、明らかにならぬ符号しかたはないから。

右辺に2つ又2符号が表れるとき、場は odd under parity  
 という (1011 が奇).

スカラー場のパリティが奇のとき、「擬スカラー」(pseudoscalar) ④  
 ④ 擬スカラー: ④ ロレンツ変換ではスカラーと同じように振る舞う。

つまり、(23.3)  $U(\Lambda)^{-1} \varphi(x) U(\Lambda) = \varphi(\Lambda^{-1}x)$  には従う。

スカラーの名称は、(23.3)と、(23.6)か(23.10)をみたあてに用いる。

(23.6)と(23.7)のあい、(23.10)と(23.11)のあい、どうや、2つ知ればいい?  
 一般的に答は、「遅くとも、選択を導く鍵となる原理は」  
 これは、Lagrangian density を偶にするように P, T を選べたい。

$$P^{-1} \mathcal{L}(x) P = +\mathcal{L}(Px) \quad (23.12)$$

$$T^{-1} \mathcal{L}(x) T = +\mathcal{L}(Tx) \quad (23.13)$$

このとき、 $\int d^4x$  で積分して作用  $S$  になると、 $S$  は不変。

∴ 1011, 時間反転は保存される。

Spin 0 の理論だけの場合は、(23.6), (23.7) を選ぶのは明らかに。

(23.12), (23.13) が満たされる。(23.10), (23.11) に悩まされることがある。

Spin ± の理論を含むときは、スカラー双線型 (scalar bilinears) ④

1011 と時間反転が奇とすることがあることがある (→ §40)

もしスカラー場の bilinear と結合するときは、(23.10) と (23.11) を選んだときに  
 (23.12), (23.13) が満たされる。

もう一つのおもしろい事実として、時間反転演算子  $T$  は 反ユニタリ である。

これはどうなるのかみるために、エネルギー-運動量 4元ベクトルのロレンツ  
 変換を考える。

$$U(\Lambda)^{-1} P^\mu U(\Lambda) = \Lambda^\mu{}_\nu P^\nu \quad (23.14)$$

(2.15 参照)

1011 と時間反転では、

$$P^{-1} P^\mu P = P^\mu{}_\nu P^\nu \quad (23.15)$$

$$T^{-1} P^\mu T = T^\mu{}_\nu P^\nu \quad (23.16)$$

と予想する。



7.2

特に、 $\mu = 0$  のとき

$$P^{-1}HP = +H$$

$$T^{-1}HT = -H$$

どっちでもいい。17目はOK。11ミルト=アンは今回は10%変換法と2%不変

(注) スピン  $\frac{1}{2}$  のとき (23,6) + (23,10) をおたしたから (23,15) を  
おた=あぶたな演算子は存在しない。10%変換は明確に破れている。

27日 (23,16) は disaster.

時間反転で11ミルト=アンの不変性のは、 $H = -H$  のとき (17)  
 $\hookrightarrow H = 0$

(23,16) の右辺に追加のマイクスをつけるのはどうた"3う"  $\rightarrow$   $\mathcal{P}^X$ .  
§22の中場の項でPMを明確に定義した。  
場を(23,11)を選ば=εは、エネルギー運動量  $4\pi \Lambda^4 \eta_{\mu\nu}$   
のため(23,16) (=追加のマイクスをつけるつとにはおたない。  
↑おた"3う" ↓おた"3う"

$$\textcircled{!} \text{ §22で } \mathcal{P}^X \quad H = T^{00} = \frac{1}{2} \Pi_a^2 + \frac{1}{2} (\nabla\phi_a)^2 + g^{\mu\nu} \mathcal{L} \quad (22,32)$$

$$T^{-1} \phi(x) T = -\phi(\tau x) \quad (23,11) \quad \text{お!}$$

2乗が入っているのて、Hの符号はかわらない

逆演算子

原点の (23,14) 1=εと、2考えろ。まず、時空変換演算子 (spacetime translation)

$$T(a) = \exp[-iP \cdot a]$$

(このTと時間反転のTを混同しないように注意!) は

$$T(a)^{-1} \phi(x) T(a) = \phi(x-a)$$

spacetime translation は  $\Lambda^{\mu\nu}$  による時空座標をεつたのて

(23,3)  $U(\Lambda)^{-1} \phi(x) U(\Lambda) = \phi(\Lambda^{-1}x)$  の類いから

$$U(\Lambda)^{-1} T(a) U(\Lambda) = T(\Lambda^{-1}a) \quad (23,19)$$

$\Lambda^{\mu\nu}$  を無限小と扱ったとき、

$$\begin{aligned} U(\Lambda)^{-1} (I + i a_{\mu} P^{\mu}) U(\Lambda) &= I - i (\Lambda^{-1})^{\mu}{}_{\nu} a_{\mu} P^{\nu} \\ &= I - i \Lambda^{\mu}{}_{\nu} a_{\mu} P^{\nu} \end{aligned}$$

これだけ"1"と"2"がある。(演算子のεつたのて、  
恒等演算子)

$$T^{-1} (I - i a_{\mu} P^{\mu}) T = I - i T^{\mu}{}_{\nu} a_{\mu} P^{\nu}$$

両辺の係数  $-i a_{\mu}$  をεとε、

$$T^{-1} P^{\mu} T = T^{\mu}{}_{\nu} P^{\nu}$$

$$\textcircled{!} (23,16) \quad T^{-1} P^{\mu} T = T^{\mu}{}_{\nu} P^{\nu} \quad (\text{同じ"ε"の"出"2つ})$$

追加のマイクスをつけるためは、

$$T^{-1} i T = -i \quad (23,22)$$

εとε反ε =  $\mathcal{P}^X$  1=εつたのておたない

このとき  $T^{-1}P^{\mu}T = -T^{\nu}P^{\nu}$  (23.23)  
 (23.16)の代わりにはこれを使えば、 $T^{-1}HT = +H$  とは、  
 時間反転正しい表現になる。

スカラー場の符号はかえりか、時空間の偏角には何もない  
 他の2次元演算子を考えよ。実スカラー場  $\varphi_a(x)$  と  
 $Z = \gamma$  演算子  $Z$  と  $Z^{-1}$

$$Z^{-1}\varphi_a(x)Z = \eta_a\varphi_a(x). \quad (23.24)$$

である)の理論を考へる。  $Z$  の  $\eta_a = +1$  or  $-1$  ( $a=0, 1, 2, 3$  のとき)

\*  $Z$  は  $Z^2 = 1$  の法則にした整数の加法群  $Z$ 。これは  $+1$  と  $-1$  の乗法群と同等  $+1$  と  $-1$

これは  $spin(0)$  の場合だけ、 $P, T$  は同じ  $Z$  は正しい。

higher spin  $Z$  は  $spin(1)$  以下  $\rightarrow$  part II

§22で導入した複素スカラー場を考へて  $\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\varphi_1 + i\varphi_2)$

$$\mathcal{L} = -\partial^{\mu}\varphi^{\dagger}\partial_{\mu}\varphi - m^2\varphi^{\dagger}\varphi - \frac{1}{4}\lambda(\varphi^{\dagger}\varphi)^2 \quad (23.25)$$

$$= -\frac{1}{2}\partial^{\mu}\varphi_1\partial_{\mu}\varphi_1 - \frac{1}{2}\partial^{\mu}\varphi_2\partial_{\mu}\varphi_2 - \frac{1}{2}m(\varphi_1^2 + \varphi_2^2) - \frac{1}{16}\lambda(\varphi_1^2 + \varphi_2^2)^2 \quad (23.26)$$

(23.25)が明らか  $\mathcal{L}$  は  $U(1)$  不変

$$\varphi(x) \rightarrow e^{-i\alpha}\varphi(x) \quad (23.27)$$

(23.26)が明らか  $\mathcal{L}$  は  $SO(2)$  不変

$$\begin{pmatrix} \varphi_1(x) \\ \varphi_2(x) \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1(x) \\ \varphi_2(x) \end{pmatrix} \quad (23.28)$$

$$\begin{aligned} \varphi_1^2 + \varphi_2^2 &\rightarrow (\cos\alpha\varphi_1 + \sin\alpha\varphi_2)^2 + (-\sin\alpha\varphi_1 + \cos\alpha\varphi_2)^2 \\ &= \varphi_1^2\cos^2\alpha + 2\varphi_1\varphi_2\sin\alpha\cos\alpha + \sin^2\alpha\varphi_2^2 \\ &\quad + \varphi_1^2\sin^2\alpha - 2\varphi_1\varphi_2\sin\alpha\cos\alpha + \cos^2\alpha\varphi_2^2 \\ &= \varphi_1^2 + \varphi_2^2 \end{aligned}$$

不連続性

(1)  $\mathcal{L}$  は明らかに追加の対称性をもつ。すなわち、

$$\psi(x) \leftrightarrow \psi^*(x) \quad (23.29)$$

(or)

$$\begin{pmatrix} \psi_1(x) \\ \psi_2(x) \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} +1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} \quad (23.30)$$

これは荷電共役変換という。連続な  $U(1)$  対称性に属する。  
実スカラー場では、 $SO(2)$  を  $O(2)$  に大きくする。

orthogonal: 直交  $P^T P = 1$

荷電共役変換の演算子  $C$  ( $\in \mathbb{Z}_2$  演算子) は、

$$C^{-1} \psi(x) C = \psi^*(x) \quad (23.31)$$

(or)

$$C^{-1} \psi_1(x) C = +\psi_1(x) \quad (23.32)$$

$$C^{-1} \psi_2(x) C = -\psi_2(x) \quad (23.33)$$

これは、

$$C^{-1} \mathcal{L}(x) C = \mathcal{L}(x) \quad (23.34)$$

→ (C) は対称な理論。物理的には、 $a$ - $91^\circ$  の粒子 (電荷 +1) と  
all  $b$ - $91^\circ$  の粒子 (電荷 -1) を入れかえれば、散乱振幅は変わらない。  
ことを示す。これは、 $a$  と  $b$  の mass が正確に同じときの話で、  
このとき  $a$  は  $a$  の反粒子 といふ。

FY 一般的に、反粒子が関係しない  $\mathbb{Z}_2$  対称性がある。例として、  
 $\psi^4$  理論で、 $\psi$  は実スカラーのときを考える。

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} \partial^\mu \psi \partial_\mu \psi - \frac{1}{2} m^2 \psi^2 - \frac{\lambda}{24} \psi^4 \quad (23.35)$$

もし  $\mathbb{Z}_2$  演算子  $Z$  が

$$Z^{-1} \psi(x) Z = -\psi(x) \quad (23.36)$$

を満たすなら、 $\mathcal{L}$  は明らかに不変。このとき、

$$Z^{-1} H Z = H \quad (H: \text{hamiltonian})$$

$$(H = \frac{1}{2} \pi_a^2 + \frac{1}{2} (\nabla \phi_a)^2 + V(\phi) \quad (22.32)$$

$$= \frac{1}{2} \partial^\mu \phi_a \partial_\mu \phi_a - V(\phi) \quad (22.30) \text{ など})$$

$$[Z, H] = 0$$



基底状態は <sup>unique</sup> 独特に決りえる。これは  $H$  と交換するのだから、基底状態は  $Z$  の固有状態になる。  $Z$  の位相を固定して、

$$Z|0\rangle = Z^{-1}|0\rangle = +|0\rangle \quad (23.37)$$

(これは (23.36) では決まらなかった位相分)

$$(23.36) \text{ と } (23.37) \text{ より } Z^2 = 1$$

$$\langle 0 | \psi(x) | 0 \rangle \stackrel{(23.36)}{=} \langle 0 | Z Z^{-1} \psi(x) Z Z^{-1} | 0 \rangle$$

$$\stackrel{(23.37)}{=} - \langle 0 | Z (-\psi(x)) Z^{-1} | 0 \rangle$$

$$\stackrel{(23.37)}{=} \langle 0 | \psi(x) | 0 \rangle \quad (23.38)$$

$$\therefore \langle 0 | \psi(x) | 0 \rangle = 0$$

基底状態は独特で、 $\psi^4$  理論の  $Z_2$  対称性では場の真空期待値は 0。よってこの場合、 $\psi^3$  理論で見たように、 $\langle \psi \rangle = 0$  項  $\psi^4$  項は  $\langle \psi^2 \rangle$  項より (独特な基底状態の前提は、必ずしも保たれない  $\rightarrow$  §30)

① 反粒子は負のエネルギー解があるときに出たから、基底状態が 0 なら出てはならない?

② この対称性  $H$  の固有状態は全部  $Z$  の固有状態になる。

$\rightarrow Z|n\rangle = (\text{何かある})$  の  $n$  だけ。

③ 基底状態は対称性 (P, T, C) の性質がある。