©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

Yukawa Hall Archival Library
Research Institute for Fundamental Physics
Kyoto University, Kyoto 606, Japan

N 75

IV

NOTE BOOK

Manufactured with best ruled foolscap
Brings easier & cleaner writing

研究会記録
及び
覚え書

VOL. IV

Feb. 1958 〜 ~~April~~. 1958
May. 1958

H. Yukawa

Nissho Note

日章 BA4

c033-380〜504挟込

c033-370

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

INDEX

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

INDEX

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

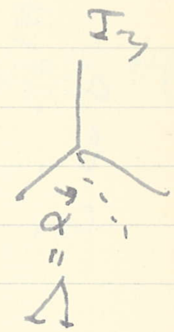
例 ; 新しい自由度

τ-spin

$\psi \to e^{i\alpha}\psi$ $\qquad A_\mu \to A_\mu + \partial_\mu \alpha$

$A_\mu = \mathfrak{A}_\mu + \partial_\mu \Lambda$

$\mathfrak{A}_\mu \to \mathfrak{A}_\mu \qquad \Lambda \to \Lambda + \alpha$



Lorentz space ⊕ charge space

Kaluza の5次元 $\quad \frac{\partial}{\partial x_5} \propto e$

$T_{\mu\nu} \begin{cases} \text{energy-momentum} \\ \text{charge-current} \end{cases}$

Klein $\quad x_1, x_2, x_3$: CP

x_4 : Tw

x_5 : C

$x_5 \to$ charge space の回転角 $\to I_3$

5次元 non-local (reciprocity?)

→ 10次元 $\left\{ \begin{array}{ll} 4 & \text{space-time} \\ 3 & \\ 3 & \text{charge space} \end{array} \right.$?

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

第5回　一般相対論
三村氏：まとめ　I.

a. P. of E.
b. P. of C.
c. (1) Mach Principle
(2) 四次元幾何学
$g_{\mu\nu}$ { 計量
重力ポテンシャル

{内山：運動方程式の問題
{竹野：

$v \neq \omega\rho$

$\rho \to \infty \quad v \to c$)

$G_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} G = -\kappa T_{\mu\nu}$

$\downarrow$

$G_{\mu\nu} = 0$

$\delta^{\mu}{}_{\nu}$: pseudo-tensor

coord. cond.

Mach principle

$\delta \int ds \to$ ~~Newton~~

background : Minkowski

Gödel 解 : (中野: imaginary mass)

竹野氏：Non-symmetric theory

g. R. { $R_{ij} = -8\pi E_{ij}$
$F^{ij}{}_{;j} = 0$
$F_{ij,k} = 0$

N.S. { $R_{ij} = $
$g_{ij;k} = 0$
$g^{ij}{}_{,j} = 0$
$R_{[ij]}$

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

~~中間子~~ 問題：まとめ II.

一元論：unitary theory

統一理論：unified theory → 量子化の必要性

Einstein G.R. をどう扱ふか

量子化を方法をどうするか.

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

R. P. Feynman and M. Gell-Mann
Theory of the Fermi-Interaction
P. R. 109 (1958), 193

$$(i\nabla - A)\psi = m\psi$$

付加条件: $\psi = \frac{1}{2m}(i\nabla - A + m)\chi$

$$\{(i\nabla_\mu - A_\mu)(i\nabla_\mu - A_\mu) - \frac{1}{2}\sigma_{\mu\nu}F_{\mu\nu}\}\chi = m^2\chi$$

付加条件: $i\gamma_5\chi = \chi$

$$\chi = \frac{1}{2}(1 + i\gamma_5)\psi \rightleftarrows \psi = (1 - i\gamma_5)\chi$$

$$(\because \cancel{(i\nabla - A)\chi =}$$
$$\frac{1}{2}(1 + i\gamma_5)\psi = \frac{1}{2m}(1 + i\gamma_5)(i\nabla - A + m)\chi$$
$$= \chi \;)$$

$$\gamma_4 = \begin{pmatrix} 1 & \\ & -1 \end{pmatrix} \quad \gamma = \begin{pmatrix} 0 & \sigma \\ -\sigma & 0 \end{pmatrix} \quad i\gamma_5 = -\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\psi = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \rightarrow \chi = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(a-b) \\ -\frac{1}{2}(a-b) \end{pmatrix}$$

or $\psi = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \overset{?}{\leftarrow} \chi_a = \begin{pmatrix} a \\ -a \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} b \\ -b \end{pmatrix}$

$$\sum C_i (\overline{a\psi_n} O_i a\psi_p)(\overline{a\psi_\nu} O_i a\psi_e)$$
$$a = \frac{1}{2}(1 + i\gamma_5)$$

$\rightarrow V, A$

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

Time Reversal, Charge Conjugation, Magnetic Pole Conjugation and Parity

N. F. Ramsey, 109 (1958), 225

TMCP-invariance

$TM = T'$, $MC = C'$, $PM = P'$

CP: invariance → MT: invariance

invariance of electric dipole and MT (el. dip. being product of spin ang. mom. and mag. pole)

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

分科：Heisenberg の理論
(中野さんの分会講演)　　Feb. 28, 1958

非線型が効くという field theory は
流体力学の乱流と類似性
その中から非線型性を抽象する.

層流から乱流へ：$R = \frac{UL}{\nu}$, $\nu = \frac{\mu}{\rho}$

$$\mathrm{rot}'\Big(\underbrace{\frac{d}{dt'}V'}_{\text{非線型}} - \frac{1}{R}\Delta V'\Big) = 0 \qquad \rho：一定.$$

$R \to$ 大　　慣性項／粘性項 $\to$ 大

エネルギーの流れの乱れによる散逸が分子粘性による散逸より大きくなる.

$$\rho\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}(\sigma_x - \rho uu) + \frac{\partial}{\partial y}(\tau_{xy} - \rho uv) + \frac{\partial}{\partial z}(\tau_{zx} - \rho uw)$$

$$u = U + v' \quad \text{etc.}$$

~~渦粘~~ 渦粘性 v. 分子粘性
Reynolds stress tensor
非線型項

場の量の distribution function
あるいはその distr. function の moment を求める
(量子の代りに propagator を求める)

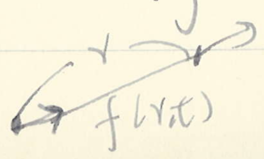
相関関係：場の中の n 個の点 $r^{(n)}$

$$\overline{u_i(r_1,t)\,u_j(r_2,t)\cdots u_p(r_m,t)} = Q^{(m)}_{ij\cdots p}(r,t) \quad (m \geq n)$$

$r_1 \ldots r_m$

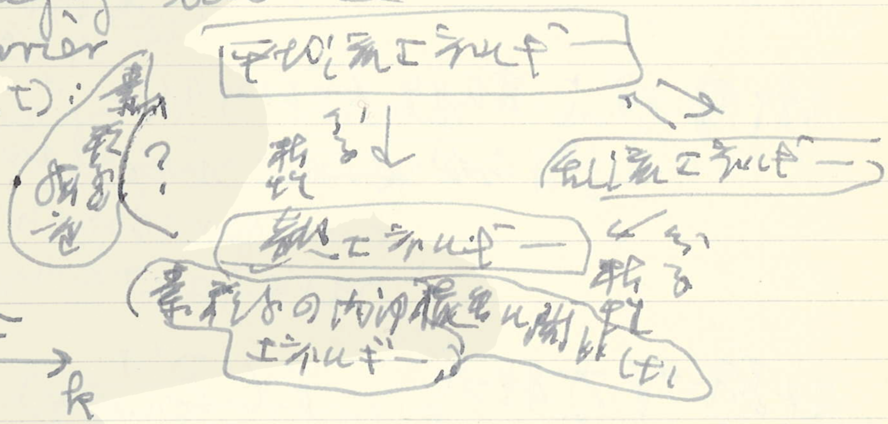
$$Q^{(2)}_{ij} = \overline{u_i(r^{(1)},t)\,u_j(r^{(2)},t)} \qquad m = n = 2$$

$f(r,t)$ だけが残る.

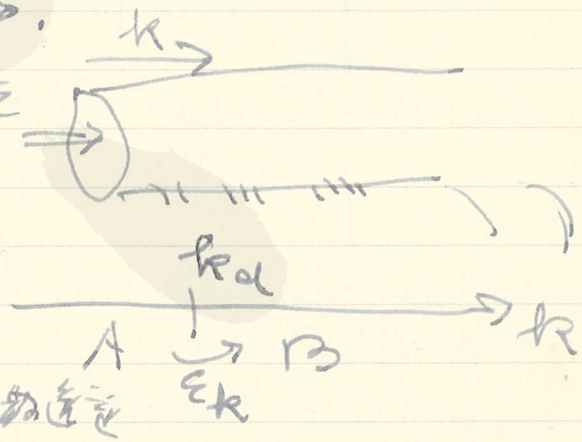


©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

(Lorentz invariance から S_r をきめる)
三重相関: h と f とが からんでいる
式を解かねばならない。
(Tamm-Dancoff)
Kolmogoroff, Obukhoff, Heisenberg の
理論: energy balance
$f(r,t)$ の Fourier
係数を $F(r,t)$:



high frequency part が内部的に damp
しないとすれば†、非線型項により
low freq. から high freq. へ energy
が移る傾向がある。



観測の scale.

$k_d \to l$.

$k_d \to \infty$　energy の輸送速度
が重要。

† 非線型項を無視すれば $F(k,t) \sim e^{-\nu k^2 t}$

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

保存系.

素粒子の一体的, 二体的の運動のエネルギー

多体的エネルギー

素粒子の内部エネルギー

衝撃波; 特性がでてくるか.

滑らか ⇄ singular

(compression
rarefaction

非線型方程式. $F\left(\frac{\partial^2\phi}{\partial x_\mu \partial x_\nu}, \frac{\partial\phi}{\partial x_\mu}, \phi\right)=0$

Quasi-linear (shock が起りうる)

$$g_{\mu\nu}\frac{\partial^2\phi}{\partial x_\mu\partial x_\nu} + f\left(\frac{\partial\phi}{\partial x_\mu}, \phi\right) = 0$$

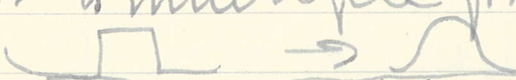
$$g_{\mu\nu}\left(\phi, \frac{\partial\phi}{\partial x_\mu}\right)$$

semi-linear ~~線~~ (shock はおこらぬ)

$$\Box\phi + f\left(\phi, \frac{\partial\phi}{\partial x_\mu}\right) = 0$$

Quasi-linear のものには ある時間すぎし
が解がないという可能性がある.
semi-linear のものはおこらぬ.

Meson の multiple production



とならないか semi-linear なら ?

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

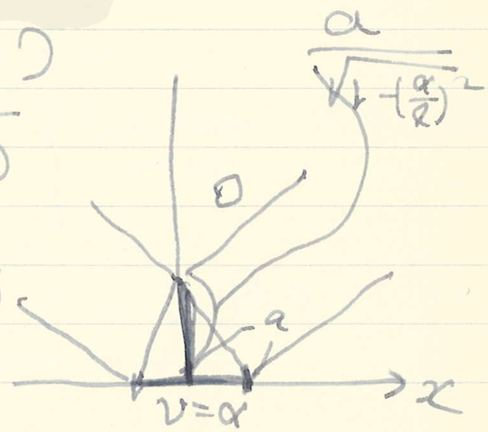
([illegible] 2nd kind の interaction.
(Heisenberg)
これは今迄 (非線形) quasi-linear (線形)
energy spectrum による判定.
strong ~~transfer~~ transport ?
(一方的)

semi-linear なら strong transport はない. weak transport はあるかも知れない？
判定は難しい.

Born型 (Heisenberg)

$$L = l^2 \sqrt{1 - l^{-2}(\varphi_x^2 - \varphi_t^2)}$$

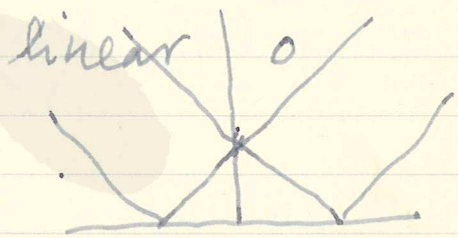
$\left.\begin{array}{l}\varphi_x = u \\ -\varphi_t = v\end{array}\right\}$ $\quad t=0 \quad \left.\begin{array}{l} v=\alpha \\ =0 \end{array}\right\}$ $\quad u=0$



Landau:

$$L = \frac{1}{2} Q$$

$$Q = (\varphi_x^2 - \varphi_t^2)/2$$



一般に $L = L(Q) = c_1 Q + c_2 Q^2 + \cdots$

$L'(Q) \neq 0$ ($Q=0$) : wave front の singularity は残らない (相手の vacuum)

$L'(Q) = 0$ の場合は知らない.

[illegible] free に [illegible] 場合.

素粒子論と流体力学の対応.

$$H = \frac{vl}{\hbar/m} = \frac{l}{\lambda} = kl$$

$$R = \frac{Ul}{\nu}$$

慣性項 →

粘性項 → ?　係数部をつけるもの

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

March 1, 1958 Tokyo (湯川)

A New Type of Quantized Non-Linear Field ~~Theory~~ for Elementary Particles

I. $L = \frac{1}{2}(\bar{\psi}\cdot\gamma_\mu\partial_\mu\psi)^2$

$\delta\int L\,dx = 0 \rightarrow \frac{1}{2}\{(\gamma_\mu\partial_\mu\psi)(\bar{\psi}\gamma_\mu\partial_\mu\psi) + (\bar{\psi}\gamma_\mu\partial_\mu\psi)(\gamma_\mu\partial_\mu\psi)\} = 0$

これは c-number 方程式としては

$\gamma_\mu\partial_\mu\psi = 0$

を解として ふくんでいる。* (その場合 $\bar{\psi}\gamma_\mu\partial_\mu\psi$ なる factor $\neq 0$ になる)

然しもしも $(\gamma_\mu\partial_\mu + \varkappa)\psi = 0$

なる解があつたと仮定すると,

$\varkappa\psi(\bar{\psi}\underbrace{\gamma_\mu\partial_\mu\psi}_{\varkappa\psi}) + (\bar{\psi}\underbrace{\gamma_\mu\partial_\mu\psi}_{\varkappa\psi})\varkappa\psi = 0$

$\varkappa^2\{\psi(\bar{\psi}\psi) + (\bar{\psi}\psi)\psi\} = 0$

c-number theory では、これは意味しない。
(∵ $\varkappa \neq 0$ なら $\bar{\psi}\psi = 0$ とならない)

II. 所がもしも L をおきかえて

$L = \frac{1}{4}\{(\bar{\psi}\cdot\gamma_\mu\partial_\mu\psi)^2 + (\psi\cdot\gamma_\mu^T\partial_\mu\bar{\psi})^2\}$

と取つたとすると

$\delta\int L\,d^4x = 0 \rightarrow \frac{1}{4}\{(\gamma_\mu\partial_\mu\psi)(\bar{\psi}\gamma_\mu\partial_\mu\psi)$

$+ (\bar{\psi}\gamma_\mu\partial_\mu\psi)(\gamma_\mu\partial_\mu\psi) - \gamma_\mu\partial_\mu\{\psi(\psi\cdot\gamma_\mu^T\partial_\mu\bar{\psi})$

$- \gamma_\mu\partial_\mu\{(\psi\cdot\gamma_\mu^T\partial_\mu\bar{\psi})\psi\} = 0$

* しかし $\bar{\psi}$ に対する式はもつと複雑になる。
(III) 参照

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

この場合にも c-number で

$$\gamma_\mu \partial_\mu \psi = 0 \qquad \gamma_\mu^T \partial_\mu \bar{\Psi} = 0$$

が解になっている.

所が $(\gamma_\mu\partial_\mu+\kappa)\psi=0$　$(\gamma_\mu^T\partial_\mu-\kappa)\bar{\Psi}=0$

には解が存在するか~~どうかということ~~と仮定すると

$$\kappa\psi(\bar{\Psi}\kappa\psi)+(\bar{\Psi}\kappa\psi)\kappa\psi$$

$$+\ \gamma_\mu\partial_\mu\{\psi\cdot(\psi\kappa\bar{\Psi})+(\psi\kappa\bar{\Psi})\psi\}$$

$\kappa(\bar{\Psi}\psi)$　$\kappa(\bar{\Psi}\psi)$

~~$\bar{\Psi}\psi=\psi\bar{\Psi}$ ならば~~

$$(\gamma_\mu\partial_\mu+\kappa)\{\psi\cdot(\psi\cancel{\kappa}\bar{\Psi})+(\psi\cancel{\kappa}\bar{\Psi})\psi\}=0 \quad (a)$$

が成立しなければならないことになる.

故に ~~従って~~ $\bar{\Psi}\psi$ ~~ならば $\psi\bar{\Psi}$ が至る所~~

$\bar{\Psi}\psi=\psi\bar{\Psi}$ で、且つ それが至る所一定 ならば、(a) は成立する.

所が plane wave solution で、mass が一定の場合に対応する ~~ものは~~ 解は存在する.

しかしこれでは mass は quantize できていない.

III. そこで次に

$$L=\frac{1}{2}\{\bar{\Psi}\cdot\gamma_j\partial_j\psi\}^2 \qquad j=1,2,3,4,\cdots n,\ n>4$$

を考えて見る. c-number theory で

$$\gamma_j\partial_j\psi=0$$

なる解は存在する. しかし, $\bar{\Psi}$ に対する式は

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

$$\gamma_j^T \partial_j [\bar{\Psi}\{\Psi\cdot\gamma_j\partial_j\Psi\} + \{\bar{\Psi}\gamma_j\partial_j\Psi\}\bar{\Psi}]$$

$$= 0$$

で $\bar{\Psi}$ は何であってもよい。

~~然し~~ ~~$\gamma_j^T \partial_j \bar{\Psi} = 0$~~

~~於ける……の~~ ~~$\bar{\Psi}\gamma_j\partial_j\Psi$~~

~~向~~

$$\gamma_j^T \partial_j \bar{\Psi} = 0$$

であってもよい。~~……~~

IV.　$L = \frac{1}{2}(\Psi\cdot\gamma_\mu^T\partial_\mu\bar{\Psi})(\bar{\Psi}\cdot\gamma_\mu\partial_\mu\Psi)$

$$-\gamma_\mu\partial_\mu\{\Psi(\bar{\Psi}\cdot\gamma_\mu\partial_\mu\Psi)\}$$
$$+(\Psi\cdot\gamma_\mu^T\partial_\mu\bar{\Psi})\gamma_\mu\partial_\mu\Psi = 0$$

$\bar{\Psi}\Psi = \Psi\bar{\Psi} = \mathrm{const}$ なら

$$(\gamma_\mu\partial_\mu + \varkappa)\Psi = 0$$

は確かである。

$$(\because\ +\gamma_\mu\partial_\mu\{\Psi(\bar{\Psi}\varkappa\Psi)\}$$

$$\pm(\Psi\varkappa\bar{\Psi})\varkappa\Psi = 0)$$

これは q-number theory でないと困る？

~~……~~ q-number theory では

困難で

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

$$L = \frac{1}{2}\left(\bar{\Psi}\gamma_\mu \overleftarrow{\partial_\mu}\cdot\psi\right)\left(\bar{\Psi}\cdot\gamma_\mu \overrightarrow{\partial_\mu}\psi\right)$$

と置いて、$\delta\bar{\Psi}$ が ψ と anti-commute するものとすれば

$$-\gamma_\mu \overrightarrow{\partial_\mu}\{\psi\cdot(\bar{\Psi}\cdot\gamma_\mu \overrightarrow{\partial_\mu}\psi)\}$$

$$+\left(\bar{\Psi}\gamma_\mu \overleftarrow{\partial_\mu}\cdot\psi\right)\gamma_\mu \overrightarrow{\partial_\mu}\psi = 0$$

$$\left.\begin{aligned} &\gamma_\mu \overrightarrow{\partial_\mu}\psi \mp \varkappa\psi = 0 \\ &\bar{\Psi}\gamma_\mu \overleftarrow{\partial_\mu} + \varkappa\bar{\Psi} = 0 \end{aligned}\right\}$$

$$+\gamma_\mu \overrightarrow{\partial_\mu}\{\psi\cdot(\bar{\Psi}\varkappa\psi)\}$$

$$-(\bar{\Psi}\varkappa\psi)\gamma_\mu \overrightarrow{\partial_\mu}\psi$$

$$= \gamma_\mu \overrightarrow{\partial_\mu}\{\psi\cdot(\bar{\Psi}\varkappa\psi)\} + (\bar{\Psi}\varkappa\psi)\varkappa\psi = 0$$

が残る！

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

March 3, 1958

非線型方程式　例えば

$$\gamma_\mu \partial_\mu \psi = l^2 \bar{\psi}\psi \cdot \psi$$

を

$$\gamma_\mu \partial_\mu \psi = \chi \qquad \partial_\mu = i k_\mu$$

と置くと，

$$\gamma_\mu \partial_\mu \chi = K \psi$$

$$K = (-k_\mu k_\mu =) \partial_\mu \partial_\mu$$

となる．運動量空間では

$$\left.\begin{aligned} i(\gamma_\mu)_{\alpha\beta} k_\mu \psi_\beta(k_\mu) &= \chi_\alpha(k_\mu) \\ i(\gamma_\mu)_{\alpha\beta} k_\mu \chi_\beta(k_\mu) &= -k_\mu k_\mu \psi_\alpha(k_\mu) \end{aligned}\right\} (1)$$

$k_\mu k_\mu \neq 0$ の所では．$k_\mu k_\mu \lessgtr 0$ なら

$\sqrt{-k_\mu k_\mu} = \varkappa$ と書き，

$$\varphi_\alpha(k_\mu) \equiv \frac{1}{\varkappa} \chi_\alpha(k_\mu)$$

と置くと，

$$\left.\begin{aligned} i(\gamma_\mu)_{\alpha\beta} k_\mu \psi_\beta(k_\mu) &= \varkappa \varphi_\alpha(k_\mu) \\ i(\gamma_\mu)_{\alpha\beta} k_\mu \varphi_\beta(k_\mu) &= +\varkappa \psi_\alpha(k_\mu) \end{aligned}\right\} (2)$$

となり，

$k_\mu k_\mu > 0$ なら $\sqrt{k_\mu k_\mu} = \varkappa'$ と書くと

$$\left.\begin{aligned} i(\gamma_\mu)_{\alpha\beta} k_\mu \psi_\beta(k_\mu) &= \varkappa' \varphi'_\alpha(k_\mu) \\ i(\gamma_\mu)_{\alpha\beta} k_\mu \varphi'_\beta(k_\mu) &= -\varkappa' \psi_\alpha(k_\mu) \end{aligned}\right\} (3)$$

但し　$$\varphi'_\alpha(k_\mu) \equiv \frac{1}{\varkappa'} \chi_\alpha(k_\mu)$$

$k_\mu k_\mu = 0$ の所では．(1) をそのまま採用し

$$\left.\begin{aligned} (\gamma_\mu)_{\alpha\beta} k_\mu \psi_\beta(k_\mu) &= \chi_\alpha(k_\mu) \\ (\gamma_\mu)_{\alpha\beta} k_\mu \chi_\beta(k_\mu) &= 0 \end{aligned}\right\} (1)'$$

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

この場合、線型理論と違う所は、x, x' の領域の違った所の ψ, χ（従って φ, φ'）の値が互いにつながり合っていることである。このつながりを決める式が非線型理論で、上の例なら

$$\chi = l^2 \bar{\psi}\psi \cdot \psi \tag{4}$$

なのである。

このように考えると、問題はそれぞれ運動方程式 (2), (3), (1) を満たす Dirac 型の場（それぞれは8成分で、係数が実数。純虚数なのは ω 0 の場合に存在している）を適当なる関係でつなぎ合せて、全体の解を求めることに帰着する。

量子化　　四次元量子化

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

March. 5
1958

On the Isospin group in the Theory of the Elementary Particles
by W. Heisenberg and W. Pauli

1. Heisenberg の old spinor model (R.M.P. 29 (1957), 269) では

$$\mathcal{L}' = \psi^\dagger \gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} \psi + \frac{l^2}{2} (\psi^\dagger \psi)^2 \qquad \psi^\dagger = \psi^* \gamma_4$$

2. Electric charge Q と baryonic number N の保存:

$$\mathcal{L}'' = \psi^\dagger \gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} \psi + \frac{l^2}{2} \{ (\psi^\dagger \psi)^2 - (\psi^\dagger \gamma_5 \psi)^2 \} \qquad (1)$$

両方の次の変換 ✓

$$\psi' = e^{i\alpha} \psi \; ; \quad \psi^{\dagger\prime} = \psi^\dagger e^{-i\alpha} \qquad (2)$$

及び

$$\psi'' = e^{i\alpha\gamma_5} \psi \; ; \quad \psi^{\dagger\prime\prime} = \psi^\dagger \cancel{e^{i\alpha\gamma_5}} \qquad (3)$$

に対して invariant

(∵ $\psi^{\dagger\prime}\psi' = \psi^\dagger \psi \qquad \psi^{\dagger\prime} \gamma_5 \psi' = \psi^\dagger \gamma_5 \psi$

$\psi^{\dagger\prime\prime} \psi'' = \psi^\dagger e^{2i\alpha\gamma_5} \psi \qquad \psi^{\dagger\prime\prime} \gamma_5 \psi'' = \psi^\dagger e^{2i\alpha\gamma_5} \gamma_5 \psi$

$= (\cos 2\alpha\, \psi^\dagger\psi + i \sin 2\alpha\, \psi^\dagger \gamma_5 \psi)$

$= (\cos 2\alpha\, \psi^\dagger \gamma_5 \psi + i \sin 2\alpha\, \psi^\dagger \psi)$

$(\psi^{\dagger\prime\prime}\psi'')^2 - (\psi^{\dagger\prime\prime}\gamma_5 \psi'')^2 = (\cos 2\alpha)^2 (\psi^\dagger \psi)^2 - (\sin 2\alpha)^2 (\psi^\dagger \gamma_5 \psi)^2$

$- (\cos 2\alpha)^2 (\psi^\dagger \gamma_5 \psi)^2 + (\sin 2\alpha)^2 (\psi^\dagger \psi)^2$

$= (\psi^\dagger \psi)^2 - (\psi^\dagger \gamma_5 \psi)^2$.)

従って 2つの conservation laws

$$\frac{\partial}{\partial x_\nu} (\psi^\dagger \gamma_\nu \psi) = 0 , \qquad \frac{\partial}{\partial x_\nu} (\psi^\dagger \gamma_\nu \gamma_5 \psi) = 0$$

を得る.

3. Pauli transformation (N.C. (X) 6 (1957), p. 204):

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

$$\left.\begin{aligned} \psi' &= a\psi + b\gamma_5 C^{-1}\psi^{\dagger} \\ \psi^{\dagger\prime} &= a^*\psi^{\dagger} + b^*\psi C\gamma_5 \end{aligned}\right\} \quad |a|^2+|b|^2=1 \quad (\mathrm{I})$$

$(\ \psi'^* = a^*\psi^* + b^*\psi\gamma_4(C^{-1})^*\gamma_5$

$\psi^{\dagger\prime} = \psi'^*\gamma_4 = a^*\psi^{\dagger} + b^*\psi C\gamma_5\gamma_4$

if $\gamma_4(C^{-1})^*\gamma_5 = C\gamma_5\gamma_4$)

$\cancel{\gamma_5\gamma_4(C^{-1})^* =}$

$\psi^C = C^{-1}\psi^{\dagger} \qquad \psi^{\dagger C} = -\tilde{\psi}C = C\psi$

C: unitary $\qquad C\gamma_\mu C^{-1} = -\tilde{\gamma}_\mu$

$C\gamma_5 C^{-1} = \tilde{\gamma}_5 \qquad \sim$: transpose

comp. conj $\qquad \tilde{C} = -C \qquad C^*C = 1.$

($\therefore \ \cancel{(C^{-1})^* = (\tilde{C}^{-1}) = -C^{-1}}$

$C^* = C^{-1}$ or $(C^{-1})^* = C$

$\gamma_4 C\gamma_5 = C\gamma_5\gamma_4 \ \cancel{= \tilde{\gamma}_5 C\gamma_4}$

$= -C\gamma_4\gamma_5$

$= +\tilde{\gamma}_4 C\gamma_5$

$\gamma_4 = \tilde{\gamma}_4$ だからよい !!!)

(2) は group (I) に含まれている.

(3) は group (I) と commute する.

(I) は three dimensional rotation group in isospin space と isomorph.

(3) は baryon number と関係している.

(F. Gürsey,

(I)(3) determinant の absolute value 1 である group (I)

[illegible]

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

と isomorphic.

4. c-number theory では L'' は (I), (3) に對して invariant.

c-number theory では 3つの恒等式

$$J_1 - J_5 \equiv J_2 = J_4, \quad J_1 + J_5 \equiv J_3$$

が成立.

$$J_1 = (\psi^+\psi)^2; \quad J_2 = \sum_\mu (\psi^+\gamma_\mu\psi)^2$$

$$J_3 = \sum_{\mu>\nu} (\psi^+\gamma_{\mu\nu}\psi)^2, \quad J_4 = -\sum_\mu (\psi^+\gamma_\mu\gamma_5\psi)^2$$

$$J_5 = (\psi^+\gamma_5\psi)^2$$

$$\gamma_{\mu\nu} = \frac{1}{2}(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)$$

(∵ 例えば

$$+ (\psi^{+\alpha}\gamma_\mu^{\alpha\beta}\gamma_5^{\beta\sigma}\psi^\sigma)(\psi^{+\sigma}\gamma_5^{\sigma\rho}\gamma_\mu^{\rho\tau}\psi^\tau)$$

* $\gamma_5^{\beta\sigma}\gamma_5^{\rho\tau} = 0$ if $\sigma \neq \rho$.

$$\gamma_5^{\beta\sigma}\psi^\sigma \cdot \sum_\tau \gamma_5^{\rho\tau}\psi^\tau = \gamma_5^{\beta\sigma}\psi^\sigma \cdot \gamma_5^{\rho\sigma}\psi^\sigma$$

$$\sum_\sigma \psi^{+\sigma}\gamma_5^{\sigma\rho} = 0 \text{ for } \beta \neq \rho$$

$$= \gamma_5^{\beta\sigma}\psi^\sigma \cdot \psi^{+\sigma}\gamma_5^{\sigma\beta} \ldots)$$

$J_1 - J_5$ が invariant になる.

q-number theory で ψ が anti-commuting の場合には,

$$J_1 - J_5 \equiv -\frac{1}{2}(J_2 + J_4); \quad J_3 \equiv -3(J_1 + J_5)$$

(I), (3) に對する invariant は

$$J_4 \equiv -2(J_1 - J_5) - J_2$$

従って

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

$$\mathcal{L} = \psi^\dagger \gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} \psi \pm \frac{l^2}{2} \sum_\mu (\psi^\dagger \gamma_\mu \gamma_5 \psi)^2 \quad (11)$$

この Lagrangian から之等 electric charge, baryonic charge, isospin の存在を説明できる事.

(註: $X = \sum C_A \gamma_A = \frac{1}{4} \sum \mathrm{Sp}(\gamma_A X) \gamma_A$

$X = (\gamma_B \psi)_\alpha \psi_\beta^\dagger$

$\gamma_B \psi \cdot \psi^\dagger = \frac{1}{4} \sum \mathrm{Sp}(\gamma_A \gamma_B \psi \psi^\dagger) \gamma_A$

$(\psi^\dagger \gamma_B \psi)(\psi^\dagger \gamma_A \psi) = \frac{1}{4} \sum \mathrm{Sp}(\gamma_A \gamma_B \psi \psi^\dagger)$ $(\psi^\dagger \gamma_A \psi)$

q-number: $-\psi^\dagger \gamma_A \gamma_B \psi$

$J_1 = \frac{1}{4}[J_1 + J_5 + J_2 - J_3 + J_4]$

$J_5 = \frac{1}{4}[J_1 + J_5 - J_4 - J_3 - J_2]$

$J_1 - J_5 = -\frac{1}{2}(J_2 + J_4)$

$J_1 + J_5 = -\frac{1}{3} J_3$)

Gürsey: Non-electric approxim. 8 成分の Dirac 方程式を考える.

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

$$\left.\begin{aligned}\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}\psi &= \varkappa\chi \\ \gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}\chi &= \varkappa\psi\end{aligned}\right\} \qquad (12)$$

(I) $\psi' = a\psi + b\gamma_5 C^{-1}\psi^\dagger$; $\chi' = a\chi - b\gamma_5 C^{-1}\chi^\dagger$

(II) $\psi' = e^{i\alpha\gamma_5}\psi$; $\chi' = e^{-i\alpha\gamma_5}\chi$

に対して invariant. (neutrino charge の I が ψ, χ)

(注: $\chi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_1 + \psi_2)$, $\psi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_1 - \psi_2)$

$$\left.\begin{aligned}\gamma_\mu \frac{\partial\psi_1}{\partial x_\mu} &= +\varkappa\psi_1 \\ \gamma_\mu \frac{\partial\psi_2}{\partial x_\mu} &= -\varkappa\psi_2\end{aligned}\right\}$$

$\{\psi_1 \psi_1^\dagger\} = (\gamma\partial + \varkappa)\Delta_\varkappa$

~~$\{\psi\chi\}$~~ $\{\psi\psi^\dagger\} = \gamma\partial\Delta$

$\{\psi\chi\} = \varkappa\Delta$)

Wightman (

$\langle \psi_\alpha(x)\psi^\dagger_\beta(x')\rangle_0 = \cdots = -\gamma_\mu^{\alpha\beta}\frac{\partial}{\partial x_\nu} i\Delta_+(\xi)$

$\langle \psi_\alpha(x)\chi^\dagger_\beta(x')\rangle_0 = \cdots = \delta_{\alpha\beta}\, i\varkappa\Delta_+(\xi)$

causality, C.P.T. theorem は Δ_+ の analyticity で guarantee される.

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

2. Hilbert space

$\Psi\rangle \quad \hat{\Psi}\rangle$

$\langle\Psi \quad \langle\hat{\Psi}$

(χを$\hat{\varphi}$に並す)

$\psi \to \hat{\psi}$: ^-conjugation

$(A\cdot B)^\wedge = \hat{A}\cdot\hat{B}$

$$\left.\begin{aligned} &\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu}\psi \pm l^2 \gamma_\mu\gamma_5\psi(\psi^\dagger\gamma_\mu\gamma_5\psi) = 0 \\ &\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu}\hat{\psi} \pm l^2 \gamma_5\gamma_5\psi(\hat{\psi}^\dagger\gamma_\mu\gamma_5\hat{\psi}) = 0 \end{aligned}\right\}$$

$${}^A\langle\psi_\alpha(x)\psi^\dagger_\beta(x')\rangle_{A'} = {}^A\langle\hat{\psi}_\alpha(x)\hat{\psi}^\dagger_\beta(x')\rangle_{A'}$$

$$= \cdots = \gamma_\nu^{\alpha\beta}\frac{\partial}{\partial x_\nu} F(s)\,\delta^A_{A'}$$

$${}^A\langle\psi_\alpha(x)\hat{\psi}^\dagger_\beta(x')\rangle_{A'} = \cdots = \delta_{\alpha\beta}\, g(s)\,{}^A U_{A'}$$

$F(s)$: regular ; $g(s)$: log. singul.

$U = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ vacuum の components 間の transition

(spurion !!!)

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

片山G. March 10, 1958

$$\psi = \frac{1+\gamma_5}{2}\chi + \frac{1-\gamma_5}{2}\Upsilon \qquad \begin{pmatrix}\chi \\ \chi^c\end{pmatrix}$$

$$\psi^c = \frac{1+\gamma_5}{2}\chi^c + \frac{1-\gamma_5}{2}\Upsilon^c \qquad \begin{pmatrix}\xi \\ \xi^c\end{pmatrix}$$

I. Baryon charge

$$\left.\begin{aligned}\psi' &= e^{i\alpha}\psi \\ \psi^{c\prime} &= e^{-i\alpha}\psi^c\end{aligned}\right\} \qquad \begin{aligned}\chi' &= e^{i\alpha\gamma_5}\chi, & \Upsilon' &= e^{-i\alpha\gamma_5}\Upsilon \\ \chi^{c\prime} &= e^{i\alpha\gamma_5}\chi^c, & \Upsilon^{c\prime} &= e^{-i\alpha\gamma_5}\Upsilon^c\end{aligned}$$

II. Isospin rot.

1) $$\left.\begin{aligned}\psi' &= e^{in_1\tau_1}\psi \\ \psi^{c\prime} &= e^{-in_1\tau_1}\psi^c\end{aligned}\right\} \qquad \left.\begin{aligned}\chi' &= e^{in_1\tau_1\gamma_5}\chi \\ \Upsilon' &= e^{-in_1\tau_1\gamma_5}\Upsilon\end{aligned}\right\}$$

2) $$\left.\begin{aligned}\psi' &= e^{in_1\tau_2}\psi \\ \psi^{c\prime} &= e^{+in_1\tau_2}\psi^c\end{aligned}\right\} \qquad \left.\begin{aligned}\chi' &= e^{in_2\tau_2\gamma_5}\chi \\ \Upsilon' &= e^{-in_2\tau_2\gamma_5}\Upsilon\end{aligned}\right\}$$

3) $$\left.\begin{aligned}\psi' &= e^{in_3\tau_3}\psi \\ \psi^{c\prime} &= e^{-in_3\tau_3}\psi\end{aligned}\right\} \qquad \left.\begin{aligned}\chi' &= e^{in_3\tau_3}\chi \\ \Upsilon' &= e^{in_3\tau_3}\Upsilon\end{aligned}\right\}$$

(しかし、$\psi' = e^{i\alpha\frac{1+\tau_3}{2}}\psi$ はどこからくるか？)

$(\chi^\dagger\gamma_5\gamma_\mu\chi)^2$ は I, II に対して invariant.

$\left\{\begin{array}{l}\text{spin} \\ \text{charge or parti.-antipart.?} \\ \text{isospin}\end{array}\right.$ $\left.\begin{array}{l}\psi \\ \psi^c\end{array}\right)$ 8-comp.

ψ, $\hat\psi$

ψ^c $\hat\psi^c$

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

島津：内部場

素研 16 (1958) No. 6 (2月), 583

内部場論　$\varphi(x)$ を使って S-matrix を modify する.

(i) それは外へ出ない場である

(ii) indefinite metric を使って quantize する.

Wataghin の non-local な cut-off の一種
(cut-off が operator になっている)

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

中野：外部世界はMinkowski
　　　内部空間はEuclid.
　unitary trick — analytical contin.
湯川：もし内部空間の座標 ~~[illegible]~~ 座標が外部と直接coupleすることがなく、discrete quantum numberという形で外部(時空)と接続するならば、内部と外部の世界はstructureが違っていてもつなぎ合せられる。

例. $$(\gamma_\mu \partial_\mu + \kappa)\psi = 0 \qquad (1)$$

$$L = \bar{\psi}(\gamma_\mu \partial_\mu + \kappa)\psi \qquad (2)$$

$$\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma_4 \qquad (3)$$

なる場合

$$\gamma_\mu \gamma_\nu + \gamma_\nu \gamma_\mu = \delta_{\mu\nu}$$

を満足するγ_μ自身はEuclid metricと関係している。それにも拘らず、ψの方はMinkowski空間のspinorであってよい。この場合のunitary trickは(3)である。

~~しかし~~ それでは こういう限定の下で、局所的に非局所性がどう表現されるか が問題である。

もう一つの考え方は（前頁参照）、内部空間もMinkowskiのように考え、その代り、内部場をindefinite metricを持ったHilbert空間を使って量子化する方法である。内部場の粒子が決して遠くへ行かない傾向があれば、こういう理論はconsistentになる。

W. Pauli

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所 湯川記念館史料室

On the conservation of lepton
~~[illegible]~~
charge (N. C. 6 (1957), 204)

Charge conj. : $\psi^c = C^{-1}\bar{\psi}$ $\quad \bar{\psi} = \psi^* \gamma_4$

$$\gamma_\mu{}^T = -C\gamma_\mu C^{-1}, \quad \bar{\psi}^c = -\psi C$$

$$H_{int} = \sum_{i=1}^{5} (\bar{\psi}_n O_i \psi_p)[g_{I,i}(\bar{\psi}_\nu O_i \psi_e)$$

$$- f_{I,i}(\bar{\psi}_\nu \gamma_5 O_i \psi_e) + g_{II,i}(\psi_\nu C O_i \psi_e)$$

$$+ f_{II,i}(\psi_\nu C \gamma_5 O_i \psi_e)] + h.c.$$

Canonical transf. (invariance of anti-commutator)

$$\text{(I)} \begin{cases} \psi' = a\psi + b\gamma_5\psi^c = a\psi + b\gamma_5 C^{-1}\bar{\psi} \\ \bar{\psi}' = a^*\bar{\psi} - b^*(\bar{\psi}^c)\gamma_5 \end{cases}$$

with $|a|^2 + |b|^2 = 1$

inverse :

$$\left.\begin{aligned} \psi &= a^*\psi' - b\gamma_5 C^{-1}\bar{\psi}' \\ \bar{\psi} &= a\bar{\psi}' - b^*\psi' C\gamma_5 \end{aligned}\right\}$$

(I) による変換は mass term をかえる.

$$\text{(II)} \begin{cases} \psi' = \exp[i\alpha\gamma_5]\psi = (\cos\alpha + i\gamma_5\sin\alpha)\psi \\ \bar{\psi}' = \bar{\psi}\exp[i\alpha\gamma_5] = \bar{\psi}(\cos\alpha + i\gamma_5\sin\alpha)\psi \end{cases}$$

(I)×(II) : $\psi' = a_1\psi + b_1\gamma_5 C^{-1}\bar{\psi} + a_2\gamma_5\psi + b_2 C^{-1}\bar{\psi}$

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

喜多氏

$\hbar c = 137 e^2$

H. Kita, An Attempt of a Nonlinear Field theory
(letter to P. T. P. March 15, 1958)

(I) $\gamma^\mu \left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} - \Gamma_\mu\right)\psi = 0$

$\gamma^\mu(x)$, $\Gamma_\mu(x)$: functions of ψ.

(II) 記号 $g_{\mu\nu} = \frac{1}{4}\,\mathrm{tr}(\gamma_\mu\gamma_\nu) = (\bar\psi\,\gamma_{[\mu\rho]}\psi)(\bar\psi\,\gamma_{[\nu\sigma]}\psi)g^{\rho\sigma}$

$\left(\gamma_{[\mu\nu]} = \frac{i}{2}(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu),\quad \bar\psi = \psi^*\gamma_4\right)$

$\frac{\partial\gamma_\mu}{\partial x_\nu} = \Gamma_{\mu\nu}^{\ \rho}\gamma_\rho + \Gamma_\nu\gamma_\mu - \gamma_\mu\Gamma_\nu$

$\frac{i}{4}\,\mathrm{tr}\left(\frac{\partial\Gamma_\mu}{\partial x_\nu} - \frac{\partial\Gamma_\nu}{\partial x_\mu}\right) = -l^2(\bar\psi\,\gamma_{[\mu\nu]}\psi)$

($\gamma_4, \gamma^1\,\gamma^2\,\gamma^3$ は同時に hermite にできる)

以上の fundamental assumptions から出発して、$g_{\mu\nu}$ をから symmetric tensor

$-(4\pi\varkappa)^{-1}\left[R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}R\,g_{\mu\nu}\right]$

を作ると、これは ~~(I)~~ $\psi, \bar\psi$ 及び derivatives の函数になるから、これを matter に於ける energy-momentum tensor と呼び、$T_{\mu\nu}$ と書く。

l は $\varkappa$, c 及び ~~$\hbar$~~ e から作られる量なので

$l = \varkappa^{\frac{1}{2}}c^{-2}e$

$\frac{e}{(4i)}\,\mathrm{tr}\,\Gamma_\mu$ が electromag. potential の意味を持つと考えるなら、charge-current density は

$j^\nu = e\,l^{-2}\partial\{\sqrt{g}\,g^{\mu\rho}g^{\nu\sigma}(\bar\psi\,\gamma_{[\rho\sigma]}\psi)\}/\partial x_\mu$

divergence の原理は

$\frac{\partial\psi}{\partial x_\mu} = i[\psi, P_\mu]$

が成立しないために違ってくるであろう。

(湯川)

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

March 13
1958

[illegible] principle

(consistent な統一場理論の可能性)

①

$$L = \bar{\Psi}\cdot\alpha_\mu\partial_\mu\Psi + \Psi\cdot\alpha_\mu^T\partial_\mu\bar{\Psi}$$

$$+ \sum_j \Lambda_j(\bar{\Psi}O_j\Psi + \Psi O_j'\bar{\Psi})$$

linear and

$$+ (\text{quadratic form of } \Lambda_j \text{ and } \frac{\partial\Lambda_j}{\partial x_\mu})$$

Λ_j の中で c-number の部分は Ψ, $\bar{\Psi}$ に対する変換関係を与え、q-number の部分は Λ_j 場を通じての Ψ 場の相互作用を与える。

もし O_j, O_j' の中に ∂_μ が含まれていたら、その部分は一般に $g_{\mu\nu}$ と関係がある。—metric の renormalization

例えば $O_j \to \frac{\partial}{\partial x_\mu}$

$$\bar{\Psi}(\alpha_\mu + \Lambda_\mu)\partial_\mu\Psi$$

$$\{(\alpha_\mu + \Lambda_\mu), (\alpha_\nu + \Lambda_\nu)\} = g_{\mu\nu}$$

$$\Lambda_\mu = \Sigma_\mu{}^\rho\alpha_\rho$$

$$\delta_{\mu\nu} + \Sigma_\mu{}^\rho\{\alpha_\rho\alpha_\nu\} + \Sigma_\nu{}^\sigma\{\alpha_\mu\alpha_\sigma\} = g_{\mu\nu}$$
$$+ \Sigma_\mu{}^\rho\alpha_\rho\Sigma_\nu{}^\sigma\{\alpha_\rho, \alpha_\sigma\}$$

$$\delta_{\mu\nu} + \Sigma_\mu{}^\nu + \Sigma_\nu{}^\mu + \Sigma_\mu{}^\rho\Sigma_\nu^\rho = g_{\mu\nu}$$

又 $\Lambda_j \to \Lambda_\mu$ $O_\mu \to \alpha_\mu$ なら

$$\alpha_\mu(\partial_\mu + \Lambda_\mu)\Psi$$

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

Heisenberg理論は量子化のprincipleがきまっていないという意味で完全にunifiedでない。

最後のΛ_j, $\frac{\partial \Lambda_j}{\partial x_\mu}$に関する項のうちでlinear termには何か或る形のきまった、そして或る積分値をもったc-functionがかかってくる。これが[illegible]に対する事もある。
Λ_jに関してquadraticな項から
$(\bar{\psi} O_i \psi)^2$
のtypeの相互作用がでてくる。この場合のΛ_jはoperatorの性質をもち、従って量子化する必要がある。

一般Lの中にあるΛ_jのderivativeがふくまれていないから、Λ_jにcanonicalな運動量・~~energy~~は0になる。* derivativeをふくんでいても、それがspace-like derivativeだけにreduceできるから、四元momentumは0。
* そしてenergy-momentum tensorの中には、Λ_jに関してquadraticな~~項~~項はでてこない。従ってこの場に対してparticle pictureは成立しない。量子化の必要もないのであろう。

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

② 四次元超… 化の方法では先ず、例えば

$$\int \psi(x)\psi^*(x')\,dx' = \delta_4(x-x') \qquad (1)$$

の如き変換関係(A)を満たす operator の system を考え、それに伴って相当した Hilbert space が設定される。然しこの Hilbert を制限して行く途中で、色々な物理量の値が互いに compatible になるようにせねばならない。

(1)式の変換関係(A)の性質は、general relat. に invariant で、従って space-time manifold の構造もはじめから固定していない点にある。

ψとψ*から素粒子にもっと直接関係の[illegible]を作り出す方は Coester 等によってなされた

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

S. N. Gupta

Q. F. T. in Terms of Ordered Products
(P. R. 107 (1957), 1722)

(1) Fermion: $:UV: = -:VU:$
otherwise $:UV: = :VU:$
(2) addition theorem
(3) numerical multiplication theorem
(4) multiplication by an operator
(5) order product inside the ordered product
(6) canonical variables
$:U\cdots V: = U\cdots V + \sum_i c_i f_i$
(7) unitary transf.
$U \to U'$; $V \to V'$ etc.
$:U\cdots V: \Rightarrow :U'\cdots V':$

$:f: = :VU:$
$:\delta f: :U\delta U: \pm :U\delta V \equiv :\frac{\partial f}{\partial U}\delta U: + \frac{\partial f}{\partial V}\delta V$
$U + \delta U$ belongs to the same family as U
etc.
$:L: = :L(u^{(r)}(x)\ \partial u^{(r)}/\partial x_\mu):$
canonical conjugates
$$\pi^{(r)} = \frac{\partial L}{\partial(\partial u^{(r)}/\partial t)}$$
Some of them may vanish.
Only non-vanishing variables are quantized.
Heisenberg representation — ordinary commutation rules
Interaction repres. — Wick's definition (P. R. 80 (1950), 268) — ~~canonical~~ unitary transf. i Heis. repr. — 1953.

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

Excerpts from a letter from Pauli to
Weisskopf dated 16 Feb., 1958
(through Toyoda)
Källén
Gürsey (Brookhaven)

1) mirror states - boson
nucleon 場合 Λ, N の[illegible]
[illegible]

Yang-Lee . Sakurai

lepton
mirror world
K-meson
photon) mirror = identical
π-meson

2) Vacuum degeneracy
strange particle

3) 4-th order term is unique?

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

Some Remarks on the Inversion Theorems of Q. F. T.
· Institute for Theoretical Physics, Stockholm
(Nuclear Physics 4 (1957), 677)

Feynman exponent for the electron:

$$\eta_e = \frac{i}{2}\int d^4x\,(\psi^* \mathcal{L}(e)\psi - \psi\,\mathcal{L}^T(e)\psi^*)$$

$$\mathcal{L}(e) = \gamma_4\gamma_k(p_k + eA_k) + im\gamma_4$$

$$\mathcal{L}^T(e) = -(\gamma_4\gamma_k)^T(p_k - eA_k) + im\gamma_4^T$$

$\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$: hermitian
γ_4 : anti-hermitian

Majorana repr. : $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \gamma_4$ have real elements only.

$$\gamma_k^T = \gamma_k, \quad \gamma_4^T = -\gamma_4$$

$$(\gamma_4\gamma_k)^T = \gamma_4\gamma_k$$

$$\mathcal{L}^T(e) = -\mathcal{L}(-e), \quad \mathcal{L}(e) = -\mathcal{L}^T(-e)$$

$$\chi = \begin{pmatrix}\psi \\ \psi^*\end{pmatrix} \quad \chi^+ = (\psi^*, \psi)$$

$$\eta_e = \frac{i}{2}\int d^4x\,\chi^+ L(e)\chi$$

$$L(e) = \begin{pmatrix}\mathcal{L}(e) & 0 \\ 0 & \mathcal{L}(-e)\end{pmatrix}$$

$$\eta_e = \frac{1}{2}\int d^4x\,\overline{\chi}(\gamma_k i p_k - m + \alpha\gamma_k ie A_k)\chi$$

$$\gamma_k \to \begin{pmatrix}1 & 0 \\ 0 & 1\end{pmatrix}\gamma_k$$

$$\overline{\chi} = \chi^+ a \qquad a = \gamma_4$$

$$\alpha = \begin{pmatrix}1 & 0 \\ 0 & -1\end{pmatrix}$$

η_e is invariant under
$\overline{\chi}\zeta\chi \to \overline{\chi}'\zeta'\chi'$ with $\zeta' = S\zeta S^{-1}$,
$\chi' = S\chi$, $\overline{\chi}' = \overline{\chi}S^{-1}$, $a = S^+ a' S$

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

$\chi' = \beta\chi$, $e' = -e$, $A'_k = A_k$
$\beta = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ i & 0 \end{pmatrix}$

(5.3) transf. は particle-antiparticle conjug. C. ~~に相当して~~ この場合
$S = \beta$, $\alpha' = \alpha$
で, η_e は invariant. $\alpha' = -\alpha$

5次元の formulation は $i\gamma_0, \gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \gamma_4$; $i\gamma_\mu$ hermitian eight-row matrices

$\alpha = \gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3 i\gamma_4$
$\gamma_0 = i\alpha\gamma_5$, $\gamma_5 = \gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4$
$(\gamma_k(p_k + \alpha e A_k) + im)\chi = 0$

transf. C によって γ_0 の sign が変る が, $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \gamma_4$, $\gamma_0\beta_0$ は変らない. 従ってこれを $x^0 \to -x^0$ の charge inversion と呼んでよい.

4つの inversion
Transformation:
$\chi' = \gamma_j\gamma_5\beta\chi$ $(j \neq 0)$
$x'_j = -x_j$ $e = e'$
$A'_k = -A_k$ $(k \neq j)$ $A'_j = A_j$

によって η_e は invariant.
この内 $j = 1, 2, 3$ は PC-Transformation
$j = 4$. Wigner の T.
これと別の種類は S.R.
$\chi' = -\gamma_5\chi$, $x'_k = -x_k$, $x'_0 = x_0$

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

5次元の鏡映から出るCP

$$\chi' = \gamma_0 \gamma_5 \beta \chi \qquad \left.\begin{matrix} x_0' = -x_0 \\ x_k' = x_k \end{matrix}\right\}$$

と解する.

5次元 no model:

$$\eta_F = \frac{1}{2}\int d^5x\, \bar{\Psi}\, \gamma^\mu (\partial_\mu - \Gamma_\mu)\Psi$$

$$\frac{1}{2}\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = \gamma^{\mu\nu}$$

γ^μ: real elements $\qquad \partial_\mu = \partial/\partial x^\mu$

$\gamma^{\mu\nu}$: 5-dimensional metric tensor

Γ_μ: functions of γ^μ and their first derivatives

$$\Psi(x, x^0) = \sum_n \Psi_n(x)\, u_n(x^0)$$

$$u_n(x_0) = \sqrt{\frac{e_0}{2\pi l_0}}\, e^{in\frac{e_0 x_0}{l_0}}$$

$$n = 0, \pm 1, \pm 2, \cdots$$

$$l_0 = \sqrt{2}\,\kappa \sim 10^{-32}\,\mathrm{cm}$$

$e_0 = \sqrt{\hbar c}$: unrenormalized charge

Modification: $-i\partial_0 = p_0$ の eigenvalue 総ての integer で有ることを捨てる

~~1st step~~: $p_0 = \frac{e_0}{l_0}\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$

~~2nd step~~ $\rightarrow$ $\partial_0 \Psi = i\alpha\beta p_0 \Psi$

(注) H.Y. March 17, 1958: $p_0 = \frac{e_0}{l_0}\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ から一般の p_0 を

$p_0 \times E + E \times p_0$ etc

の合成として作ってゆく!!!

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

Heisenberg-Pauli 理論について　　March, 1958

Källén ~~Pauli~~ の模型，（Kamefuchi などの意見）

$$N+\theta+\theta' \to \begin{cases} N+\theta_1+\theta_1' & : w_1 \\ V_n+\theta_2 & : w_2 \\ V_{abn}+\theta_3 & : w_3 \end{cases}$$

$$w_1+w_2+w_3=1$$

$V_n - V_{abn}$: dipole ghost　$w_2+w_3=0$ ならば $w_1=1$ となり probability の解釈が成立する．

$$H^\dagger=\eta H^*\eta=H$$

$$\left.\begin{aligned} H|a\rangle &= E_a|a\rangle \\ \langle a|H &= E_a^*\langle a| \end{aligned}\right\} \quad \begin{aligned} \langle a|a\rangle(E_a-E_a^*)&=0 \\ \langle a|b\rangle(E_b-E_a^*)&=0 \end{aligned}$$

$E_a\neq E_a^*$: $\langle a|a\rangle=0$; $E_b=E_a^*$　$\langle a|b\rangle=1$

completeness

$$|a\rangle\langle a|+|b\rangle\langle a|+\sum_n |n\rangle\langle n|E=1$$

$t=0$　$|z\rangle=|n\rangle+a_n(T)|a\rangle$

（$\langle a|n\rangle=\langle a|a\rangle=0$ であるから 係数 $a_n(T)=0$ の場合と equiv.

$t\neq0$　$|z(t)\rangle=\sum a_{n'}(t)|n'\rangle+\alpha'(t)|a\rangle+\beta'(t)|b\rangle$

$\beta'(T)=0$ と撰ばれれば，$t=T$ で（観測の行われる時間）$\sum|a_{n'}(t)|^2=1$ となる

~~これは~~ $a_n(T)$ を観測の結果 T の函数と 初期条件 考えることである．

→ complex eigenvalue を Hilbert space へ導入する必要性．

Heisenberg の non-linear 方程式は十分であろう

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

小田氏：一次宇宙線の加速機構

March 18, 1958

energy gain　　loss

Fermi $\propto Z$　　$\propto Z^2$ (ionization)

(α particle で 300 MeV から heavy
(これのって来るかも。実験は CNO〜350 MeV)

Fermi では heavy の加速が難しい。

rigidity P/Z のみに depend する loss process は何か？

magnetic field の　　betatron の加速

irregularity of magnetic field

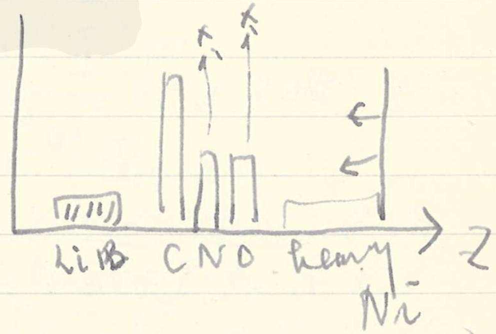
(scattering center)

injection mechanism

C-rich の星

C-N-cycle

supernova 等か



γ_5 に対して不変ならば　$|q\rangle$ が縮退していないならば、

$$\left.\begin{aligned}(\gamma\tfrac{\partial}{\partial x}+m)\langle 0|\psi(x)|q\rangle &= 0\\ (\gamma\tfrac{\partial}{\partial x}+m)\langle 0|\psi'(x)|q\rangle &= 0\end{aligned}\right\}\to m=0$$

Pauli: $L = \bar{\psi}\gamma\partial\psi + l\,[\bar{\psi}(1-\gamma_5)\psi][\bar{\psi}(1+\gamma_5)\psi]$

Gürsey

Tiomno

only technical details are missing !!!　W. Pauli

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

S. Sunakawa (P.T.P. 19 (1958), 221)

Q.E.D. with Indefinite Metric

Interaction field の場合は Gupta formalism を拡張できる。しかし それは Lorentz invariant でない。

∵ ある system で

$$N_0 \Phi(n_0) = n_0 \Phi(n_0)$$
$$a_0 \Phi(n_0) = -\sqrt{n_0}\, \Phi(n_0-1)$$

で且つ、metric <u>operator</u> η が

$$\eta \Phi(n_0) = (-1)^{n_0} \Phi(n_0)$$

で定義されていると、他の system で

$$\left.\begin{aligned} N_0' \Phi'(n_0) &= n_0 \Phi'(n_0) \\ a_0' \Phi'(n_0) &= -\sqrt{n_0}\, \Phi'(n_0-1) \\ \eta' \Phi'(n_0) &= (-1)^{n_0} \Phi'(n_0-1) \end{aligned}\right\}$$

を満す様に~~できない~~なものを変換でつくると

$$\Phi'^* \eta' \Phi' \neq \Phi^* \eta \Phi$$

即ち <u>norm が invariant でない。</u>

この事は Lorentz condition を満す状態に限っても同じである。

別の立場： η は fixed matrix.

Lorentz 変換は η を不変にする変換。

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

J. McKenna, Jr.

Improper Lorentz Transformation
(P.R. 109 (1958), 986) †

Representation up to a factor of modulus 1!!

$$P^2 = \omega_p, \quad R^2 = \omega_r$$
$$PR = \omega_{pr} RP$$

$\omega_p, \omega_r, \omega_{pr}$: constants of modulus one.
P: space reflection
R: linear operator for time reversal
T: Wigner time reversal

P, R に modulus one の適当な factor をかけて

$$P^2 = R^2 = 1, \quad \text{と} \quad PR = \pm RP \quad \text{とできる}$$

とすれば

通常の representation では
PR = RP for boson fields
PR = −RP for fermion fields
これを逆にすることも可能である!!!

$$P = \eta_p p \qquad R = \eta_r r$$
$$p^2 = r^2 = 1, \qquad pr = \pm rp \ \left\{ \begin{array}{l} \text{boson} \\ \text{fermion} \end{array} \right.$$

もし boson に対して, P, R が anti-commute, fermion に対して commutation する様にするならば

$$\eta_p^2 = \eta_r^2 = 1, \qquad \eta_p\eta_r + \eta_r\eta_p = 0$$

$P,\ T = RC \longrightarrow$!!

application to K-meson results in four neutral states instead of two.

† Compare Taylor, N. P. 3 (1957), 606.
J. C.

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

Heisenberg理論懇談会

April 1, 3, 5.

1958

Heisenberg 理論の評価と問題点。

I. 考え方の保守性と革新性 ｛ Lorentz 不変論 / Lorentz 不変 / Bohr の古典論 / quantum jump

(保) a. special relativity から一歩も出ていないこと

a'. 場の方程式を special relativity の枠内で絶対化したが 場の量子化が well-defined でないこと。即ち量子化の仕方が不確定であるから、そこには量子力学の枠をはみ出すものがふくまれている。しかしそれ以外に special relativity の枠をはみ出しているのかも知れない (indefinite metric と rel. inv. 矛盾)

(革) b. elementary p. と compound p. との区別は semantic problem だとしたこと。

Zimmermann
Nishijima
Haag
} particle image

(保) c. local theory であることにかかわらず、それを乱すようなものがふくまれている。
microcausality — の内容の吟味

c'. S-matrix の unitarity
dipole ghost + α (実験性と zero mass)

d. photon の問題と zero mass の問題。

d'. 奇妙性の問題 (symmetry properties)

(革) e. 理論の自己矛盾の問題。その保証がない。場の方程式が独走し、量子化その他のルールとしての基本的原理が確立されていない。

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

4月21日: 素粒子: Heisenberg eq

R.M.P. 29 (1957), 269

Q.T. of Fields and El. Particles.

(1) fundamental quantity は何か.

elementary particle ? (universal length

compound "

divergence — causality — quantization

S-matrix

Postulates

1. fundamental eq. of matter in general
2. particle は fund. eq. の eigen-state
3. fund. eq は non-linear

   mass は相互作用(?)から出る.
4. particle の creation, decay は symmetry property から出る.
5. simplicity

(2) model

$$\gamma_\mu \partial_\mu \psi - l^2 \psi (\psi^+ \psi) = 0 \qquad (1)$$

引力

$$(\pm l^2 \gamma_5 \gamma_\mu (\psi^+ \gamma_5 \gamma_\mu \psi))$$

(3) Hilbert space II, Unitarity of S-matrix

$$S_{\alpha\beta}(x-x') = i \langle \Omega | \{ \psi_a(x), \bar{\psi}(y) \} | \Omega \rangle$$

local causality からの deviation!!!

dipole ghost あるS-matrix は unitary.

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

④ Method of Integration
New Tamm-Dancoff

脇氏
[illegible]

1) classical solution の検討: 谷内氏

2) Wightman の研究 → Heisenberg の green function: 高田氏

3) Lee model で dipole ghost が出ているか: 中西氏

予定　3日: 長島氏: [illegible]
中西氏: Lee Model
今日: 田中正氏: H. P.
[illegible]氏: Wightman

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

4月3日：長谷川：Heisenberg, R.M.P. 論文

a) $\tau_a(x) = \cdots$

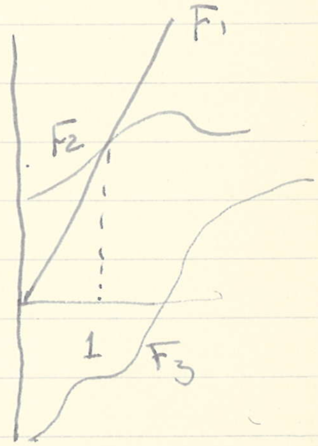
$= e^{iJ_\mu x_\mu}\, \tau_a(0)$

$J^2 = -\varkappa_n^2$:　$\frac{\varkappa_n}{\varkappa} = \left(\frac{l\varkappa}{4\pi}\right)^4 \left(\frac{\varkappa_n}{\varkappa}\,a \pm R\right)$

$\varkappa_1 = \varkappa$:　$l\varkappa = 7.426$

他に固有値はない

$\therefore\ F_1 = \begin{cases} F_2 \\ F_3 \end{cases}$



b) $N=2$ 近似

$\tau_{\alpha\gamma}(x|y) = e^{iJ_\mu x_\mu}\, \tau_{\alpha\gamma}(z)$

$J_\mu^2 \neq 0$ ならば

$\tau(z) = \cdots \quad \tau(0)$

の形の積分は存在。

$\tau(0) = S.1 + V_\mu \gamma_\mu + \cdots$

scalar　0.95　1.74

vector　0.33

ps　1.74

c) $J_\mu^2 = 0$ のとき。　(pole が生ずる)

積分値がおちる条件　($p_\mu = 0$ の所,) log 発散)

$\gamma_\mu \tau(0) \gamma_\mu = 0$

$J_\mu \gamma_\mu \tau(0) = 0$

$(\tau(0) - \mathrm{spur}\,\tau(0)) J_\mu \gamma_\mu = 0$

$\tau = F_{\mu\nu}\gamma_{[\mu\nu]}$　　$J_\mu \gamma_\mu F_{\mu\nu} \gamma_{[\rho\sigma]}$

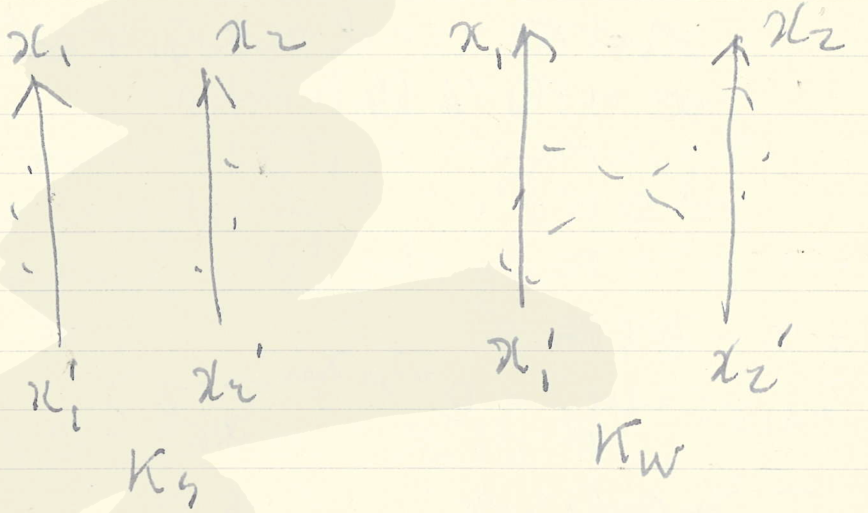
$= \sum_{\mu<\rho<\sigma} (J_\mu F_{\rho\sigma} + J_\rho F_{\sigma\mu} + J_\sigma F_{\mu\rho})\gamma_\mu\gamma_\rho\gamma_\sigma$

$+ J_\mu F_{\mu\rho} \cdot \gamma_\sigma = 0$

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

散乱問題：

$$\tau(x_1, x_2|) = \varphi(x_1, x_2|)$$
$$= K\varphi(x_1, x_2)$$
$$= \int K(x_1, x_2; x_1' x_2')\varphi(x_1' x_2')\,dx_1' dx_2'$$



self-interaction　　　　mutual-interaction

$$\varphi = \varphi_0 + \varphi_1 + \varphi_2 + \cdots$$
$$L_1 L_2 \varphi = L_1 L_2 K \varphi \qquad L_1 = \gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_{1\mu}}$$
$$(L_1 + K)(L_2 + K)\varphi_1 = L_1 L_2 K_W \varphi_0$$
$$〃 \quad 〃 \quad 〃 \quad \varphi_0 = K_s \varphi_0$$

Polarization current
total charge zero

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

中西氏. Heisenberg, Lee model
(Nucl. Phys. 1957)

1) dipole ghost
2) $\langle , \rangle$ = [illegible]
3) unitarity

g : finite; $g_0 \to \pm 0$
$f(\omega) \to$ const
$$\psi_{V_r} = \frac{g_0}{g} \psi_V$$

$g_0 \to 0$ で $\psi_{V_r} \equiv 0$ と限らぬ
$\langle 0 | \psi_{V_r} | \Phi_E \rangle \to$ finite
negative norm のための

[illegible]:
$\langle 0 | \{ \psi , \psi \} | 0 \rangle = 0$ for equal time
[illegible]

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

4月5日:

田中正君: Heisenberg-Pauli, 1958

Heisenberg; R. M. P. では

$\overset{N}{p}\ \psi)$ を古典的に考えた。
$\Lambda\ \chi)$

$$\frac{1}{2}S^{\psi}(p) = \frac{p_\mu\gamma_\mu - i\kappa\tau_3}{p^2+\kappa^2} - \frac{p_\mu\gamma_\mu - i\kappa\tau_3}{p^2} + \frac{p_\mu\gamma_\mu\kappa^2}{(p^2)^2}$$

H. P. 1958 では量子化で以下の如き入れ symmetry を論ずる。

1, Q, N は完全に保存!!

I) $\psi \to e^{i\alpha}\psi$, $\psi^\dagger \to \psi^\dagger e^{-i\alpha}$

II) $\psi \to e^{i\alpha\gamma_5}\psi$, $\psi^\dagger \to \psi^\dagger e^{i\alpha\gamma_5}$

Gürsey I) → I)

I) $\left.\begin{array}{l}\psi \to a\psi + b\gamma_5 C^{-1}\psi^\dagger \\ \psi^\dagger \to a^*\psi^\dagger + b^*\psi C\gamma_5\end{array}\right\}$ $|a|^2+|b|^2=1$

$$\left\{\begin{array}{l}\psi = N + \gamma_5 P^C \\ \chi = -N + \gamma_5 P^C\end{array}\right.$$

I), II) に対して invariant:

$$\mathcal{L} = \psi^\dagger\gamma_\nu\partial_\nu\psi \pm \frac{l^2}{2}(\psi^\dagger\gamma_5\gamma_\mu\psi)^2$$

$(\{\psi, \psi^\dagger\} = 0$ の場合$)$

問題: unique でない

$$\pm\frac{l'^2}{2}\left[(\psi^\dagger\gamma_\mu\psi)^2 + (\psi^\dagger C(\gamma_\mu\gamma_5)^T\psi^\dagger) \times (\psi C(\gamma_\mu\gamma_5)\psi)\right]$$

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

[Gürsey, N.C. (1958)]

$$\left.\begin{array}{l}\gamma_\mu \partial_\mu \psi = \varkappa \chi \\ \gamma_\nu \partial_\nu \chi = \varkappa \psi\end{array}\right\}$$ $(\psi, \chi) \to (P, N)$ の linear comb.

$$\left.\begin{array}{l}\psi = \frac{1+\gamma_5}{2} P + \frac{1-\gamma_5}{2} N^c \\ \chi = \frac{1-\gamma_5}{2} P + \frac{1+\gamma_5}{2} N^c\end{array}\right\}$$

$$\left.\begin{array}{l}\psi \to a\psi + b\gamma_5 C \bar{\psi}^T \\ \chi \to a\chi - b\gamma_5 C \bar{\chi}^T\end{array}\right\} \quad \left\{\begin{array}{l}P \to aP - bN \\ N \to a^* N + b^* P\end{array}\right\}$$

I) non-electric approxim.
気をいれるの？、!!!

$\psi, \chi \to$

$Q : \psi\rangle \quad \langle\psi|$

$Q, N : \psi\rangle, \langle\psi$

$\hat{\psi}\rangle, \langle\hat{\psi}$

spurion で定まりうるか？

$${}^A\langle \psi_\alpha \psi_\beta^\dagger \rangle_{A'} = {}^A\langle \hat{\psi}_\alpha \hat{\psi}_\beta^\dagger \rangle_{A'} = -\gamma_\nu^{\alpha\beta} \partial_\nu F \cdot \delta_{A'}^{A*}$$

$${}^A\langle \psi_\alpha \hat{\psi}_\beta^\dagger \rangle_{A'} = {}^A\langle \hat{\psi}_\alpha \psi_\beta^\dagger \rangle = \delta_{\alpha\beta} g\, u_{A'}^{A*}$$

それ故に $\langle\psi, \hat{\psi}\rangle = 0$ を要求すれば 電磁場はいらない。(non-electric appr.)

II) 次に もし $u_{A'}^A = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ なら $\langle \psi\, \hat{\psi} \rangle \neq 0$ (electric appr.)

electromag. self energy I₁ が入る。

Q, N の定義：

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

A) $\psi \to e^{i\frac{\alpha}{2}}\psi$　　$\hat{\psi} \to e^{i\frac{\alpha}{2}}\hat{\psi}$

素子：$\Omega \to e^{i\frac{\alpha}{2}\Lambda}\Omega$

純粒子：$\Psi \to e^{i\alpha Q}\Psi$

$$Q = I_3 + \frac{l}{2} \qquad I_3 = \sum \frac{1}{2}\tau_3$$

素子がchargeの一部を受けもつ.

B) $N = I_N + \frac{l_N}{2}$

C) $\psi \to e^{i\frac{\pi}{2}}\psi = i\psi$

elcr. ~~$e^{i\frac{\pi}{2}}$~~ appr.　I_3 = conserv. mod 2

l = conserv. mod 4.

I_N, l_N : 保存

weak interaction では I_N, l_N の保存が破れるだろう

I_N 保存 mod 2

l_N 保存 mod 4.

$\eta = l - l_N$: strangeness

metric : $\Psi^\dagger \gamma_n P^\mu \Psi$

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

[illegible]氏: Unitary in Lee model by Heisenberg method

sector $\begin{cases} N + 2\,\theta \\ V + (z-1)\,\theta \end{cases}$

asymptotic な wave packet の overlapping がない。

[illegible]氏: Wightman $\begin{cases} \text{Dawork} \\ \text{P. R.} \end{cases}$

$$\langle A(x) A(y) \rangle = F(x, y)$$
$$\vdots$$
$$n+1 \qquad = F^{(n)}(x, \dots)$$

$Lx + a$ に於いて invar. なら

$$F^{(n)}(z_i) \qquad z_i \equiv x_i - x_{i+1}$$
$$F(z_i) = \int e^{-ipz_i} G(p)$$
$$G(p) \neq 0 \text{ only for } p_0 > 0,\ p^2 > 0$$

Energy operator a positive definiteness.

$z = \xi - i\eta$

$\eta_0 > 0,\ \eta^2 > 0$ で $F(z_i)$ は analytic

$F^{(n)}(z_i)$ $i = 1, \dots n$ が この[illegible] L,

$F^{(n)} = F^{(n)}(L z_i)$ は $F(z_i z_j)$

complex Lorentz transf.

$$L^T L = 1$$

Heisenberg

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

Feza Gürsey, Relation of Charge Independence and Baryon Conservation to Pauli Transf.
N.C. 7 (No. 3), 411 ('58)

Enz
Pursey
Gatto

1) Pauli 変換は 2×2 unitary matrix で表わされる.
8-comp.: χ, ξ (or ψ, ψ)

$$\frac{1+\gamma_5}{2}\psi_p \Big| \left(\frac{1-\gamma_5}{2}\psi_p\right)^c$$
$$+\left(\frac{1+\gamma_5}{2}\psi_n\right)^c \Big| \left(\frac{1-\gamma}{2}\psi_n\right)^c$$

G_p: 4-parameter group (Pauli group) { (I) $a\psi \pm b\gamma_5 C^{-1}\psi^+$; (II) $e^{i\beta\gamma_5}$ }

G_1: $\Psi \to \Psi S$ $|\det S| = 1$

7-parameter

neutrino eq. は I 系の交換関係は数が 少なかった

G_1: $\Psi \to \Psi\Lambda$ $\det\Lambda = 1$
6-parameter

$$\left.\begin{aligned}\gamma_\mu\partial_\mu\xi &= im\gamma_5\chi\\ \gamma_\mu\partial_\mu\chi &= -im\gamma_5\xi\end{aligned}\right\} \quad \gamma_\mu\partial_\mu\psi_p = im\psi_p$$
ψ_N ψ_N

Nishijima $\psi_\kappa \to e^{i\frac{1+\gamma_5}{2}\alpha}\psi$
$p \to e^{i\alpha}p$, $N \to N$

弱い相互作用研究会. 日大

April 13, 1958

中村氏: β-interaction

1. 実験

1) $|C_i|^2, |C_i'|^2$ が別々に実験.

ft-values

e-ν-correlation

2) $C_i^* C_j, \; C_i'^* C_j'$

β-spectra

3) $C_i'^* C_i, \; C_i'^* C_j$

polarization

1) ft: $\sum |C_{G.F}|^2 = \rho \sum |C_F|^2$

$\rho = 1.37 \pm 0.3$

e-ν-correl.: $a_{ST} = 1/3 \quad a_{VA} = -1/3$ (He^6)

実験は?

~~N~~ neutron: 0.089 ± 0.10

$a_{ST} = 0.08 \qquad a_{VA} = -0.08$

2) Fierz

$C_S^* C_V + C_S^{*\prime} C_V' = 0$

$C_T^* C_A + C_T'^* C_A' = 0$

RaE: $C_S^* C_T + C_S^{*\prime} C_T' \neq 0$ (少くとも どちらか 0でない)

$C_V^* C_A + C_V'^* C_A' \neq 0$

Cs^{137}: 同じ

3) Polarization

Sm^{152}: K-capture: $\mathrm{Re}(C_T' C_T^* - C_A'^* C_A) < 0$

Co^{60}: $\mathrm{Re}(C_T'^* C_T - C_A'^* C_A) < 0$

$C_A'^* C_A$ の weight が大きい.

A^{35}: $V \to (V, A)$

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所 湯川記念館史料室

c033-380挾込

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

Isospace と4次元構造: 中野董夫

回転 model: 3次元.

陽子系の ang. mom. $\vec{\sigma}^2, \sigma_3$

回転体の ang. mom. $\vec{\omega}^2 = \vec{\sigma}^2$ ω_3

Dirac, $A_\mu (F_{\mu\nu})$ は Euclid 空間の表示.

内部構造は Euclid 的.

Observe されるのは Minkowski 的

unitary trick: $\psi^* (\beta) \gamma_\mu \psi$

$(\square^2 - \kappa^2)\varphi = f(x)$

↑ Euclid ならば.

5-dim. Euclid space.

Comment: Yukawa

Space-time structure の量化, 湯川.

classical	連続体	classical gen. rel.
quantum	不連続体	quantization of space time structure in quantum sense

H.P. 理論の成立: 片山

1. 基本方程式

2. 可積性

3. 量子化

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

J. S. Ball and G. F. Chew

Nucleon-Antinucleon Interaction
at Intermediate energies
(P.R. 109 (1958), 1385 Feb. 15)

meson exchange を intermediate distance まで考え、中に absorbing sphere を考える。 ~~core~~

NN と N$\bar{N}$ の違いは中に ~~core~~ hard core ~~sphere~~ があるかわりに absorbing sphere があること。更に one-pion exchange potential の sign が opposite になっていて、前者では cancellation のために cross-section が abnormally に小さくなっていた事。の両方から大きな差が説明できる。

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

核子の構造. [illegible] (Butsuri 13(1958), 249)

1) π-中間子の cloud の芯にある nucleon core の発見!!

proton の charge 及び magnetic moment の拡がりは電子散乱から

rms. radius: $\langle r^2\rangle^{1/2} \approx 0.80 \times 10^{-12}$ cm

(Bumiller and Hofstadter, Bull. Am. Phys. Soc. 2('57), 390; 3('58), 50)

Neutron の場合は 重陽子による電子の散乱から 磁気能率は proton と同じ拡がりをもっていることがわかった.

(Yearian and Hofstadter, ibid. 2('57), 389; 3('58), 50)

しかし neutron beam の電子による散乱から charge distribution は

rms. radius $\approx (0.00 \pm 0.08) \times 10^{-13}$ cm

2) nucleon-antinucleon annihilation の cross-section が大きい. 425 MeV のエネルギーで total cross-section は

incident / target	cross-section (>14°) mb. $\bar{p}$	p	c.s. (>20°) mb $\bar{p}$	p
p	105±8	25.1±1.2	104±8	24.4±1.3
n	70±8	28.7±1.1	70±8	

このことは 山口・木庭・武田 等によって,

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

(absorbing) core が $0.8 \sim 0.9 \times 10^{-13}$ cm
位まで ひろがつてゐる 結果と解釈された。

3) 高エネルギーの π-N 及び N-N 散乱は
殆どエネルギーによらない。
これを吸収領域の半径を 0.9×10^{-13} cm 程度に
取ると、大体説明できる。

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

April 17, 1958

片山君: H. P. の Reformulation

変換性 と 量子化

Lorentz 変換 + α

仮定 I. ψ : Urmatter

i) $L_+^\uparrow$ orthochronous proper

ii) Pauli transf. (I) 3-parameter

iii) β-Transf. (II) γ_5

(α-Transf. は ii) の subgroups)

ii) $\psi' = a\psi + b\gamma_5 C^{-1}\underbrace{\psi^{+}}_{\psi^c}$

$$\Psi = \begin{pmatrix}\psi \\ \varepsilon^*\psi^c\end{pmatrix}' = [\mathrm{Re}(a) + i\,\mathrm{I}(a)\omega_3 + i\,\mathrm{Im}(b\varepsilon)\gamma_5\omega_1$$

$|\varepsilon|^2 = 1$

$$+ i\,\mathrm{Re}(b\varepsilon)\gamma_5\omega_2]\begin{pmatrix}\psi \\ \varepsilon^*\psi^c\end{pmatrix}$$

$$\Psi \to e^{i\frac{\theta_1}{2}\omega_1\gamma_5}\Psi \qquad e^{i\frac{\theta_2}{2}\omega_2\gamma_5} \qquad e^{i\frac{\theta_3}{2}\omega_3}$$

iii) $e^{i\beta\gamma_5}\Psi$

$$\Psi = \left(\frac{1+\gamma_5}{2}\right)\begin{pmatrix}\phi_1 \\ \phi_2\end{pmatrix} + \left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)\begin{pmatrix}\phi_3 \\ \phi_4\end{pmatrix}$$

$$= \quad '' \quad + \left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)\varepsilon^*\begin{pmatrix}\phi_2^c \\ \phi_1^c\end{pmatrix}$$

$$= \frac{1+\gamma_5}{2}\underbrace{\begin{pmatrix}\phi_1 \\ \phi_2\end{pmatrix}}_{\Phi} - \frac{1-\gamma_5}{2}\varepsilon^*\omega_3\begin{pmatrix}\phi_1 \\ \phi_2\end{pmatrix}^c$$

ii) $e^{i\frac{\theta_1}{2}\omega_1}\Phi$, $e^{i\frac{\theta_2}{2}\omega_2}\Phi$, $e^{i\frac{\theta_3}{2}\omega_3}\Phi$

iii) $e^{i\beta}\Phi$

$$\psi^\dagger\psi = \psi^{\dagger\prime}e^{2i\beta\gamma_5}\psi'$$

仮定 II. $\begin{pmatrix}\hat\psi \\ \varepsilon^*\hat\psi^c\end{pmatrix} = \frac{1-\gamma_5}{2}\begin{pmatrix}\phi_1 \\ \phi_2\end{pmatrix} + \frac{1+\gamma_5}{2}\varepsilon^*\begin{pmatrix} \\ \end{pmatrix}$

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

$\Phi^\dagger \Phi$: scalar

$$= \left\{ \tfrac{1}{2}[\psi^\dagger \hat{\psi} - \hat{\psi}\psi^\dagger] + \tfrac{1}{2}[\hat{\psi}^\dagger \psi - \psi \hat{\psi}^\dagger] \right\}$$

$$- \left\{ \tfrac{1}{2}[\psi^\dagger \gamma_5 \hat{\psi} + \hat{\psi} \gamma_5^T \psi^\dagger] - \tfrac{1}{2}[\hat{\psi}^\dagger \gamma_5 \psi + \psi \gamma_5 \hat{\psi}^\dagger] \right\}$$

mass term は $\psi, \hat{\psi}$ をまぜないと出ない。

$\sim \psi^\dagger \hat{\psi} + \hat{\psi}^\dagger \psi$ 　　∵ $\{\psi, \hat{\psi}\} = 0$ etc.

$\psi, \psi^\dagger, \hat{\psi}, \hat{\psi}^\dagger$ の bilinear form : β-trans に対して inv.

$\psi_\alpha \psi_\beta^{\dagger\prime} \sim \quad \gamma_\mu \quad \gamma_\mu\gamma_5$

$\psi_\alpha \hat{\psi}_\beta^{\dagger\prime} \sim \quad 1 \quad \gamma_5 \quad \gamma_{[\mu\nu]}$

$\psi_\alpha (\hat{\psi}' C\gamma_5)_\beta \sim \quad 1 \quad \gamma_5 \quad \gamma_{[\mu\nu]}$

$\psi_\alpha (\psi' C\gamma_5)_\beta \sim \quad \gamma_\mu \quad \gamma_\mu\gamma_5$

anti-commute の場合:

$\psi\psi^\dagger$ $\begin{cases} \psi^\dagger \gamma_\mu \psi \sim \Phi^\dagger \omega_3 \gamma_\mu \dfrac{(1+\gamma_5)}{2} \Phi \\ \boxed{\psi^\dagger \gamma_\mu \gamma_5 \psi \sim \Phi^\dagger \gamma_\mu \dfrac{(1+\gamma_5)}{2} \Phi} \end{cases}$ → こうなる が ω の符号に対して不変

$\psi\hat{\psi}^\dagger$

$\hat{\psi}^\dagger \psi \sim \frac{1}{2}\Phi^\dagger \Phi + \frac{1}{2}\Phi^\dagger \omega_3 \gamma_5 \Phi$

$\hat{\psi}^\dagger \gamma_5 \psi \sim \frac{1}{2}\Phi^\dagger \gamma_5 \Phi + \frac{1}{2}\Phi^\dagger \omega_3 \Phi$

$\boxed{\hat{\psi}^\dagger \gamma_{[\mu\nu]} \psi \sim \frac{1}{2}\Phi^\dagger \gamma_5 \gamma_{[\mu\nu]} \Phi + \frac{1}{2}\Phi^\dagger \omega_3 \gamma_{[\mu\nu]} \Phi}$

tensor のみ $\Phi^\dagger \omega_3$ が入ってくる

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

scalar: $(\psi^\dagger\gamma_\mu\gamma_5\psi)^2 = \left(\Phi^\dagger\gamma_\mu\frac{1+\gamma_5}{2}\Phi\right)^2$ (V−A)

$(\psi^\dagger\gamma_\mu\psi)^2 + (\psi^\dagger(C\gamma_\mu\gamma_5)^H\psi^\dagger) \times (\psi C\gamma_\mu\gamma_5\psi)$

$\psi^\dagger\gamma_\mu\frac{\partial\psi}{\partial x_\mu} \sim \Phi^\dagger\gamma_\mu\frac{1+\gamma_5}{2}\frac{\partial\Phi}{\partial x_\mu}$

$\left(\Phi^\dagger\vec{\omega}\gamma_\mu\frac{1+\gamma_5}{2}\Phi\right)^2$ (拡張)

運動方程式:

$$\gamma_\mu\frac{\partial\psi}{\partial x_\mu} + \lambda_1\gamma_\mu\gamma_5\psi(\psi^\dagger\gamma_\mu\gamma_5\psi) + \lambda_2\{\gamma_\mu\psi(\psi^\dagger\gamma_\mu\psi) + (C\gamma_\mu\gamma_5)^H\psi^\dagger(\psi C\gamma_\mu\gamma_5\psi)\} = 0$$

保存則. 3 ~~+~~ or 4

ω_3 $\frac{\partial}{\partial x_\mu}(\psi^\dagger\gamma_\mu\psi) = 0$

β $\frac{\partial}{\partial x_\mu}(\psi^\dagger\gamma_\mu\gamma_5\psi) = 0$

$$\vec{\omega}^2 \begin{cases} \frac{\partial}{\partial x_\mu}(\psi C\gamma_\mu\gamma_5\psi) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial x_\mu}(\psi^\dagger(C\gamma_\mu\gamma_5)^H\psi^\dagger) = 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial x_\mu}\left(\Phi^\dagger\vec{\omega}\gamma_\mu\frac{1+\gamma_5}{2}\Phi\right) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial x_\mu}\left(\Phi^\dagger\gamma_\mu\frac{1+\gamma_5}{2}\Phi\right) = 0 \end{cases}$$

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

ps. ω-vector

π^0: $\hat{\varphi}^\dagger\psi - \psi^\dagger\hat{\varphi}$

π^+: $\frac{1}{\sqrt{2}}\hat{\varphi}^+(C\gamma_5)^H\psi^\dagger$

π^-: $\frac{1}{\sqrt{2}}\hat{\varphi}(C\gamma_5)\psi$

量子化;
假定 III. 基礎量子化.

$\langle\Phi_{\alpha,i}\Phi^{+\prime}_{\beta,j}\rangle_0 = \frac{1}{2}K^{(+)}_{\alpha\beta,ij}(z) = \frac{1}{2}\left[(\gamma_\mu\frac{\partial}{\partial z_\mu})[L_0^\dagger\right.$

$\left.+L_1^\dagger\omega_1 + L_2^\dagger\omega_2 + L_3^\dagger\omega_3] + 1[M_0^\dagger + M_1^\dagger\omega_1 + \cdots]\right]$

(parity は保存しない, γ_5 は入れない)

$\langle\psi_\alpha\psi^{+\prime}_\beta\rangle_0 \sim \gamma_\mu\frac{\partial}{\partial z_\mu}L_0^\dagger - \gamma_\mu\gamma_5\frac{\partial}{\partial z_\mu}L_3^\dagger$

$\langle\psi_\alpha\hat{\varphi}^{+\prime}_\beta\rangle_0 \sim M_0^\dagger + \gamma_5 M_3^\dagger$

$\langle\psi_\alpha(\hat{\varphi}'C\gamma_5)_\beta\rangle_0 \sim \gamma_5\frac{M_1^\dagger - iM_2^\dagger}{2}$

$\langle\psi_\alpha(\psi'C\gamma_5)_\beta\rangle_0 \sim \gamma_5\gamma_\mu\frac{\partial}{\partial z_\mu}\frac{L_1^\dagger - iL_2^\dagger}{2}$

(β-trans. に於いて inv.)

第1段階.

$\langle\psi_\alpha\psi^{+\prime}_\beta\rangle_0 \sim \gamma_\mu\frac{\partial}{\partial z_\mu}L_0^\dagger$

$\langle\psi_\alpha\hat{\varphi}^{+\prime}_\beta\rangle_0 \sim M_0^\dagger$

他は 0.

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

第2段法
真空状態を附す必要あり，　$\begin{pmatrix}\Omega_1 \\ \Omega_2\end{pmatrix}$

$$\langle \psi\, \hat{\psi}^{+\prime} \rangle_{1\,1} = M_0^+ + \gamma_5 M_3^+$$
$$2 \quad 2 \quad = M_0^+ - \gamma_5 M_3^+$$
$$1 \quad 2 \quad = 0$$
$$2 \quad 1$$

$$\langle \psi\, (\hat{\psi}' C \gamma_5) \rangle_{1\,1} = 0$$
$$2 \quad 2$$
$$1 \quad 2 \quad = \gamma_5 \frac{M_1^+ - i M_2^+}{2}$$
$$2 \quad 1 \quad = 0$$

$${}_A\langle \psi\, \psi^{+\prime} \rangle_{A'} = \delta_{AA'} M_0^+ + \gamma_5 U_3 M_3^+$$

$${}_A\langle \psi\, (\hat{\psi}' C \gamma_5) \rangle_{A'} = \gamma_3 \frac{U_1 + i U_2}{2} \frac{M_1 - i M_2}{2}$$

$$e^{i\frac{\alpha}{2}} \to e^{i\frac{\alpha}{2} U_3}\, \Omega$$

$$\Psi \to e^{\frac{i}{2}\alpha(1+U_3)}\, \Psi$$

$$\Psi \to e^{\frac{i}{2}\alpha(\underset{\downarrow}{T_3} + \underset{\downarrow}{U_3})}\, \Psi$$
$$\tfrac{1}{2} \qquad \tfrac{1}{2}$$
解釈．

~~Ωを解釈しなければ4つ必要~~
の解釈をかえす．

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

April 22, 1958

キリロフ・ビリヂリュ－モフ

$\pi - \mu - e$ decay

$\mu - e$ - ang.

$|\xi| \leq 1$ $\xi = \dfrac{(g_a g_v) + (g_v g_a)}{(g_v)^2 + (g_a)^2}$

$g_a = g_v$: $\xi = 1$

$dN \sim (1 + \frac{1}{3}\xi \cos\vartheta) d\Omega$ a_t

Gell-Mann Feynman:

$\pi \to e + \nu$ $\sim 10^{-4}$ too large

$< 5 \cdot 10^{-5}$

Joint Inst. of Nuclear Research

synchro-cycl. (660 MeV) $\to \pi^+$ 180 MeV

propane bubble chamber

$p + p \to \begin{cases} \pi^+ + p + n \\ \pi^+ + d \end{cases}$

$a_e = \frac{1}{3}\xi = 0.22 \pm 0.03$

$(a_e \neq a_T)$

low energy electron (isotropic)

$a_e = +0.014 \pm 0.08$

high energy electron

$a_e = -0.33 \pm 0.07$

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

two-component theory によると
propane gas 中の μ-meson の depolarization effect によって $a_e \pm a_T$

$\xi = -0.99 \pm 0.17$

(American physicists:
$\xi = -0.85 \pm 0.07$

π-μ. isotropic

Alichanian, Kirillov-Ugryumov, Kotenev, Kuznezov, Popov

[illegible]

Kirillov et al.	6610	-0.22 ± 0.03	-0.99 ± 0.17
Barmin et al	6760	-0.19 ± 0.03	-0.85 ± 0.16
emulsion	16000	.	-0.87 ± 0.12

Yukawa

Ohtsuki, Meson Theory of Nuclear Forces

Hayakawa, Explorer
2/11 1958 Magnetic storm

c033-390～470挟込

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

縮退した質量をもたない系

April 26, 1958

(関の理論 コロキウム)

$$\left.\begin{array}{l} \partial_{\dot r t}\,\psi^{\dot s}_{tu\ldots} = i\kappa'\,\varphi^{\dot r \dot s\ldots}_{u\ldots} \\ \partial_{\dot r t}\,\varphi^{\dot r \dot s}_{u\ldots} = i\kappa''\,\psi^{\dot s\ldots}_{tu\ldots} \end{array}\right\}$$

one-mass

Fierz-Pauli　　　$\kappa^2 = \kappa'\kappa''$

$\kappa = 0$;

spin	helicity
0	1
$\geq \frac{1}{2}$	2

gage 拡張.

Lagrangian

数学的理論

Bhabha　　$(\gamma_\mu \partial_\mu + \kappa)\psi = 0$

γ_μ の代数の[illegible].

multi-mass　　$\kappa,\ a\kappa, \ldots$

$\kappa = 0$;　$\Box^n \psi = 0$

$(\gamma_\mu \partial_\mu + \kappa \mathbb{1})\psi = 0$

1 を singular な γ でおきかえる.

$$\left.\begin{array}{l} \gamma\gamma_\mu + \gamma_\mu\gamma = \gamma_\mu \\ \gamma^2 = \gamma \end{array}\right\} \qquad \gamma\gamma_\mu = \gamma_\mu\gamma'$$

i) γ はないか

ii) γ が 2つある. 2つしかない, γ, γ'

$\gamma + \gamma' = \mathbb{1}$

Dirac:　$\gamma = \frac{1+\gamma_5}{2}$,　　$\gamma' = \frac{1-\gamma_5}{2}$

$(\alpha_\mu \partial_\mu)^n = 0 \qquad n \geq 2$

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

neutrino (I) $\gamma = 0$

photon (II) $\gamma\gamma_\mu + \gamma_\mu\gamma = \gamma_\mu$, $\gamma^2 = \gamma$

neutrino (II)

$\gamma = \frac{1 \pm \gamma_5}{2}$: $(\gamma_\mu \partial_\mu + k\gamma)\psi = 0$

$i\partial_t \psi = H\psi$

$H = -(\gamma_4\gamma_j\partial_j + k\gamma_4\gamma)$

$\gamma_4^K = -\gamma_4$, $\gamma_j^K = \gamma_j$ (Majorana repr.)

$(\gamma_\mu\partial_\mu + k^*\gamma')\psi^K = 0$

$\psi^T\gamma_4(-\gamma_\mu\overleftarrow{\partial_\mu} + k\gamma) = 0$

$\psi^H\gamma_4(-\gamma_\mu\overleftarrow{\partial_\mu} + k^*\gamma') = 0$

$L = D\psi^T\gamma_4(\gamma_\mu\partial_\mu + k\gamma)\psi$

$+ D^*\psi^H\gamma_4(\gamma_\mu\partial_\mu + k\gamma')\psi^K$

$D = a + ib$

(Jauch VIII)

gage transf. $\psi \to \psi + \gamma'\lambda$

$\gamma(\gamma_\mu\partial_\mu)\lambda = 0$

$L \to L(\gamma_\mu\partial_\mu \to \gamma\gamma_\mu\overrightarrow{\partial_\mu} - \gamma_\mu\gamma\overleftarrow{\partial_\mu})$

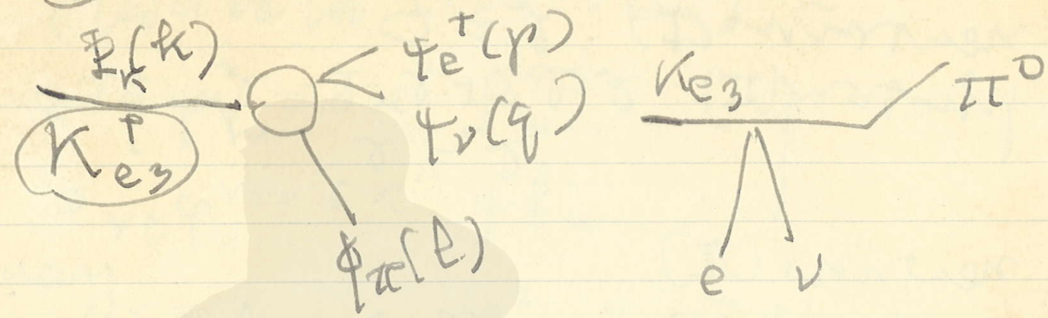
photon (II)' → 1 graphon (Hermite)

$\gamma \to \gamma'$

transv. → long.

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

素粒子: Weak Interaction に
何が分る? April 30, 1958



$H^{eff}_{int} \sim F(k, l)\, \bar{\psi}_e O_i \psi_\nu \Phi_K \phi_\pi^* K^i$

$F = \text{const.}$

K_{e3} : S+T

$K_{\mu 3}$: V

K_{e3} の論文

$e\pi$: angular correalation

K_{e2} ?

K_{e3} : bimodal distribution で $k_1 \neq k_2$ なら S+T.

$F^S/F^T = 1$ (relative phase $\varphi = 0$)

$k = 0.63$ (実験 0.65)

$$\frac{\Lambda^0 \to p + e^- + \bar{\nu}}{\Lambda^0 \to p + \pi^-} < 2 \times 10^{-2} \quad (\text{実験})$$

$\sim \frac{1}{60}$ (V or A, T)

$\sim \frac{1}{200}$ (S)

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

物理学会分科会　Yukawa 阪大

第4日.　May 4, 1958

素粒子シンポジウム

1. 多体問題

2. 弱相互作用と粒子構造.　座長; 福田信之

中村誠太郎:

実験的現状: 重い boson の存在

Tanikawa　$N \to X^{+} + e^{-}$

$X^{+} \to p + \nu$

Tanaka　$N \to Z^{0} + \nu$

$Z^{0} \to p + e^{-}$

Yukawa　$N \to Y^{-} + p$

$Y^{-} \to e^{-} + \nu$

X, Y, Z　spin 1, 0

parity doublet　$\overline{V-A}$

short life　$10^{-22} \sim 10^{-24}$ sec ?

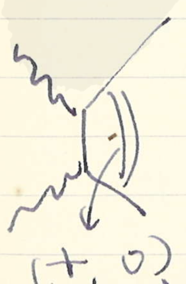
$\mu^{\pm} \to e^{\pm} + T^{0}$;　ρ-value

$T^{0} \to \nu + \nu$

intermediate coupling ?

$\frac{g^2}{M} \approx \frac{e^2}{\mu_\pi}$

$M \sim 3000\, m$



imaginary ½

charge (+, 0)
heavy boson

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

内山：

湯川：spurion versus ether

中野：

岩田健二：時空の離散性

中野董夫：素粒の構造
空間の構造

時空 parameter.
Euclid
物質の構造．　小谷竹谷．

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

統一場 : Unified theory
つづき

May 10, 1958

$$\frac{i}{4}\,\mathrm{tr}\left(\frac{\partial \Sigma_\mu}{\partial x_\nu} - \frac{\partial \Sigma_\nu}{\partial x_\mu}\right) = l^{-2}(\bar\psi\gamma_{[\mu\nu]}\psi)$$ rot. part

($g_{\mu\nu} = \frac{1}{4}\,\mathrm{tr}(\gamma_\mu\gamma_\nu)$ が
$= (\bar\psi\gamma_{[\mu\rho]}\psi)(\bar\psi\gamma_{[\nu\sigma]}\psi)g^{\rho\sigma}$)

この $g_{\mu\nu}$ には $g_{\mu\nu}=\delta_{\mu\nu}$ なる space は存在しない。

$$g_{\mu\nu} = \lambda_1(\bar\psi\gamma_{[\mu\rho]}\psi)(\bar\psi\gamma_{[\nu\sigma]}\psi)g^{\rho\sigma}$$
$$+\lambda_2(\bar\psi\gamma_5\gamma_\mu\psi)(\bar\psi\gamma_5\gamma_\nu\psi)$$
$$+\lambda_2(\bar\psi\gamma_\mu\psi)(\bar\psi\gamma_\nu\psi)$$

or $$= \lambda_1(\bar\psi\gamma_{[\mu}{}^{\sigma]}\psi)(\bar\psi_{[\nu\sigma]}\psi)$$
$$+\cdots$$

$g_{\mu\nu}\to\delta_{\mu\nu}$
$$\delta_{\mu\nu} = \lambda_1(\overset{0}{\bar\psi}\overset{0}{\gamma}_{[\mu}{}^{\sigma]}\overset{0}{\psi})(\overset{0}{\bar\psi}\gamma_{[\nu\sigma]}\overset{0}{\psi})$$
$$+\lambda_2\cdots$$
$$+\lambda_3\cdots$$

10個の方程式。　未知数 $3+8-1=10$

$$\lambda_1 = -\lambda_2 = \lambda_3 = 1$$

$$\overset{0}{\gamma}_4 = \begin{pmatrix}1&&&\\&1&&\\&&-1&\\&&&-1\end{pmatrix}$$

$$\psi^{(0)} = \begin{pmatrix}1\\0\\0\\0\end{pmatrix}\cdots$$

の4つの解あり。

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

$\mathring{\psi}' = U\mathring{\psi}$ $\qquad$ $\mathring{\gamma}' = U\mathring{\gamma}U^{-1}$

と解。

$$\gamma^\mu(\partial_\mu - \Gamma_\mu)\psi = 0$$

$$0 = \frac{\partial \mathring{\gamma}^\mu}{\partial x_\nu} = \Gamma_\nu \mathring{\gamma}_\mu - \mathring{\gamma}_\mu \Gamma_\nu$$

真空の確定、

$$\psi = \mathring{\psi} + \psi'$$

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所．湯川記念館史料室

Quantized Space-Time

H. S. Snyder

(P. R. 71 (1947), 38)

Lorentz invariant coordinate operators

$$s^2 = c^2t^2 - x^2 - y^2 - z^2 \qquad (1)$$

$$\left.\begin{aligned} x &= ia\left(\eta_4 \frac{\partial}{\partial \eta_1} - \eta_1 \frac{\partial}{\partial \eta_4}\right) \\ y &= ia\left(\eta_4 \frac{\partial}{\partial \eta_2} - \qquad\right) \\ z &= \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

$$t = \frac{ia}{c}\left(\eta_4 \frac{\partial}{\partial \eta_0} + \eta_0 \frac{\partial}{\partial \eta_4}\right)$$

which are infinitesimal element of group of transformation of $(\eta_0, \cdots \eta_4)$

This group leaves

$$-\eta^2 = \eta_0^2 - \eta_1^2 - \eta_2^2 - \eta_3^2 - \eta_4^2$$

invariant. $(\eta_0 \cdots \eta_4)$ could be regarded as the homogeneous coord. of a real four-dimensional space of constant curvature (a de-Sitter space)

Spectrum of x, y, z : ma

m : 0 pos. or neg. int

t : continuous $(-\infty, +\infty)$

$L_x = i\hbar(\eta_3 \partial/\partial\eta_2 - \eta_2 \frac{\partial}{\partial \eta_3})$ etc

$M_x = i\hbar(\eta_0 \partial/\partial\eta_1 + \eta_1 \partial/\partial\eta_0)$ etc

are infinitesimal elements of four-dimens.

c033-490〜504挟込

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

Lorentz group. They commute with (1) with x etc as defined by (2). This shows the Lorentz invariance of the quadratic form (1).

$$[x, y] = (ia^2/\hbar) L_x \quad \text{etc},$$
$$[t, x] = (ia^2/\hbar c) M_x \quad \text{etc}.$$

$$p_x = (\hbar/a)(\eta_1/\eta_4) \quad \ldots \quad p_t = (\hbar c/a)(\eta_0/\eta_4)$$

$$L_x = y p_z - z p_y \qquad M_x = \frac{1}{c} x p_t + ct p_x$$

etc

$$[x, p_x] = i\hbar[1 + (a/\hbar)^2 p_x^2]$$
$$[t, p_t] = i\hbar[1 - (a/\hbar c)^2 p_t^2]$$
$$[x, p_y] = [y, p_x] = i\hbar(a/\hbar)^2 p_x p_y$$
$$[x, p_t] = c^2[p_t, t] = i\hbar(a/\hbar)^2 p_x p_t$$

$$x = i\hbar\left(\frac{\partial}{\partial p_x} + \left(\frac{a}{\hbar}\right)^2 p_x \left(p_x\frac{\partial}{\partial p_x} + p_y\frac{\partial}{\partial p_y} + p_z\frac{\partial}{\partial p_z} + p_t\frac{\partial}{\partial p_t}\right)\right)$$

. . .

$$t = i\hbar\left[\frac{\partial}{\partial p_t} - \left(\frac{a}{\hbar c}\right)^2 p_t\left(\quad " \quad \right)\right]$$

x, y, z, ct are Hermitian operators, if the infinitesimal element of group space volume

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

is given as

$$d\tau = \frac{\hbar\, dp_x\, dp_y\, dp_z\, dp_t}{ac\,(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 + (\hbar/a)^2 - (p_t/c)^2)^{5/2}}$$

Translation:

A : any operator of (2)

$$A' = \tilde{S} A S \qquad \tilde{S} \text{ : complex conjugate}$$

$$S = \exp[im \arctan(\eta_i/\eta_t)]$$

is translation in x-direction of an amount x. There is no sharply defined translational values of x, y, z, t simultaneously.

Relation between two different frames of reference systems cannot be set up more precisely than the commutation relations between x, y, z, t.

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

Mass Selection Rules in the Bilocal Theory - I.
E. Minardi (Torino)
(N.C. 7 (1958), 715)

Masses of elementary particles are zeros of

$$J_{k+\frac{1}{2}}(ml)=0$$

E. Minardi, N.C. 3 (1956), 968

$$\alpha_\nu\left(\frac{\partial}{\partial x_\nu}+\frac{\partial}{\partial \eta_\nu}\right)\psi(x,\eta)=0$$

$$\nabla_x\cdot\psi(x,\eta)=0$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial x_4}-i\alpha_\nu\frac{\partial}{\partial\eta_\nu}\right)\psi(x_4,\eta)$$

$\psi=f\cdot\varphi$

$$-\frac{\partial f(x_4)}{\partial x_4}=m f(x_4)$$

$$-i\alpha_\nu\frac{\partial\varphi(\eta)}{\partial\eta_\nu}=m\varphi(\eta)$$

supplementary condition:

$$\frac{\partial^2}{\partial\eta_\nu\partial\eta_\nu}\psi(x,\eta)=0$$

$$\frac{d^2Y}{dr^2}+\frac{2}{r}\frac{dY}{dr}+\left(m^2-\frac{k(k+1)}{r^2}\right)Y=0$$

$$Y(ml)=0$$

l: universal length.

$$Y_k(ml)=\frac{c_k}{\sqrt{ml}}J_{k+\frac{1}{2}}(ml)=0$$

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

$$\alpha_\nu\left(\frac{\partial}{\partial x_\nu} - ie A_\nu(x+\eta)e\frac{\partial}{\partial\eta_\nu}\right)\psi(x,\eta;q)$$

$$A_\nu(x') = \exp[iH_0t']\overset{0}{A}_\nu(x')\exp[-iH_0t']$$

E. Minardi

Preprint
July, 1958

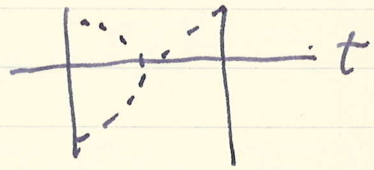
©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

P. Sen
Non-local Theory of Elementary Particles
(National Physical Laboratory
- New Delhi, India)
N. C. 8 (1958), 407 (3 (1956), 612)
Parity Conservation !!!
mass spectrum !!!

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

On the Formulation of Field Theories of Composite Particles
Nishijima (Preprint)
(May, 1958)

over-all picture
Hamiltonian formalism
ではそれにたいする一般論
むつかしい。



Chew-Low is one-nucleon だから
問題では ambiguity がなかった。
Feynman amplitude と S-matrix の関係。

$\{\Psi_\alpha^{(+)}\}$ $\{\Psi_\beta^{(-)}\}$

$S_{\beta\alpha} = (\Psi_\beta^{(-)}, \Psi_\alpha^{(+)})$

$\langle \Omega, T[\varphi(x_1)\cdots\varphi(x_n)]\Psi_\alpha^{(+)}\rangle$

$= \sum_\beta \langle \Omega, T[\quad]\Psi_\beta^{(-)}\rangle S_{\beta\alpha}$

green function $\langle \Omega, T[\varphi(x_1)\varphi(x_2)]\Omega\rangle$

Recursion Formulae

1. Lorentz inv. → P_μ ($P_\mu\Omega = 0$, $P_\mu\Psi_\alpha = (p_\alpha)_\mu\Psi_\alpha$)
2. microcausal → space-like の可換性,
3. asymptotic condition = recursion formulae
4. Irreversibility
   or $[\varphi(x), O] = 0$ as $O = 1 + $ c-number.

S-Matrix

R-product → r-fn $= \langle R\rangle_0$

$r \rightarrow \varphi$

$$\varphi(x) = \bigcirc \lim_{\xi\to 0} \frac{N[\psi(x+\frac{\xi}{2})\psi(x-\frac{\xi}{2})]}{\langle \Psi_\beta, T[\quad]\Omega\rangle}$$

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

Ψ : complete set
Ψ, φ : complete set

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

J. Schwinger
Spin, Statistics and the TCP theorem
(Proc. Nat. Acad. Sci. 44 (1958), 223)

$$\delta\langle\sigma_1|\sigma_2\rangle = \langle\sigma_1|\delta\{i\int_{\sigma_2}^{\sigma_1}(dx)\mathcal{L}[\chi]\}|\sigma_2\rangle$$

$$\mathcal{L}[\chi] = \frac{1}{4}(\chi A^\mu \partial_\mu \chi - \partial_\mu \chi A^\mu \chi) - \mathcal{H}(\chi)$$

A^μ : skew-Hermitian matrices
real anti-symm. : B-E, ϕ
imag. sym. : F.-D. ψ

$$\mathcal{L}[\phi, \psi] = \mathcal{L}^{T*}[\phi, \psi]$$
$$= \mathcal{L}^*[\phi, i\psi]$$

($\mathcal{H}$ involve ϕ symmetrically and ψ antisymmetrically)

$$* : \delta\langle\sigma_1|\sigma_2\rangle = \langle\sigma_1|\delta\{-i\int_{\sigma_2}^{\sigma_1}(dx)\mathcal{L}[\phi, i\psi]|\sigma_2\rangle$$

$$\bar{x}^\mu = x^\mu + \epsilon^\mu{}_\nu x^\nu \qquad \epsilon_{\mu\nu} = -\epsilon_{\nu\mu}$$

$$\bar{\chi}(\bar{x}) = \{1 + i\cdot\frac{1}{2}\cdot\epsilon^{\mu\nu}S_{\mu\nu}\}\chi(x)$$

S_{kl} : imag. antisym.
$S_{k4} = iS_{0k}$: real. sym.

Invariance under infinitesimal Lorentz transf → Invariance under infin. Euclidian ~~trans~~ rotations → $\bar{x}_\mu = -x^\mu$

$$\bar{\chi}(\bar{x}) = R_{s\tau}\chi(x)$$
$$R_{s\tau} = e^{\pi i S_{12}} e^{\pi i S_{34}}$$

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

reality cond. for Lorentz transf. i^{2s}

s_{34}: real $\quad R^*_{st} = e^{-2\pi i s_{34}} R_{st} = (-1)^{2s} R_{st}$

$R_{st}: \delta\langle\sigma_1|\sigma_2\rangle = \langle\sigma_1|\delta\{\int(dx)\, L[\chi_{int}, i\chi_{1/2\,int}]\}|\sigma_2\rangle$

$^*R_{st}: \delta\langle\sigma_1|\sigma_2\rangle = \langle\sigma_1|\delta\{i\int_{\sigma_2}^{\sigma_1}(dx)$

$\times L\,[\phi_{int}, i\phi_{1/2\,int}, i\psi_{int}, \psi_{1/2\,int}]\}|\sigma_2\rangle$

spin-statistics

TCP-theorem

charge: $\quad \tilde{X} = (1 + i\delta\lambda q)X$

$[X, Q] = qX$

Q : total charge