NOTE BOOK

研究会記録

覚え書 等

III.

Dec. 1957
～ Feb. 1958

Yukawa

SPARTA NOTE

CHAPTER　　　　**CONTENTS**　　　　PAGE

場の理論 研究会

会期: Dec. 1957

12月9日(月): 現在の場の理論の適用限界

午後: 梅沢

理論の修正の問題

湯川

10日(火) 午前: 新粒子の理論

中野

(?)素粒子の理論

木下

~~11日(水)~~ 午後: 素粒子と時空の関連性

岡林

仙波

11日(水) 午後: 対称性・一般の共変性

時空構造

内山

田地

午後: 将来の問題.

12月9日(月): ヒル — 一般相対論打合せ

梅沢氏; 場の理論の諸問題
内観的事情.
実験にからんだ問題

I.
1. high energy — short distance
2. strong (interaction が強くなる)
1. Wataghin (1934)
2. Heisenberg (1939)
universal length r_0
interaction of 1st kind, 2nd kind
$[g] = [L]^0$　$[g] = [L]^n$ $n>0$

II. 1. radiative correction くりこみ
~~2.~~ source が cloud をきる Lamb shift

Blochintsev
1st kind $\begin{cases} \text{weak} \\ \text{strong} \end{cases}$

2nd kind 必ず強くなる.

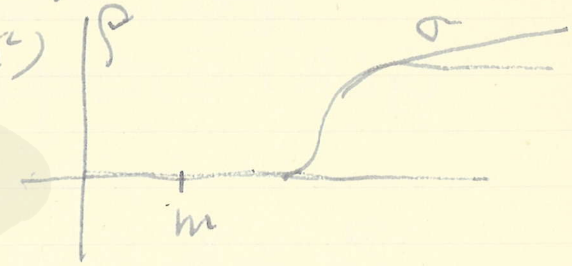
III. 1st kind interaction の理論は internally consistent か?
charge renormalization $e_{ob}(e)$
$|e_{ob}| < e$　Lenz Law
singular charge を cancel するのでは ないか?　$|e_{ob}| \to 0$
$e_{ob}^2 = Z_3 e^2$
Källen-Lehman
$0 \le Z_3(e) \le 1$
micro-causality

$$\frac{1}{Z} G(x,x') = \frac{1}{Z}\int d\alpha^2 \rho(\alpha^2)\, \Delta_F(x,x';\alpha)$$

$\rho(\alpha^2) = \delta(\alpha^2 - m^2) + \sigma(m^2)$

$\frac{1}{Z} = \sigma(m^2) \geq 0$

$0 \leq Z \leq 1$



high energy limit

Gell-Mann & Low

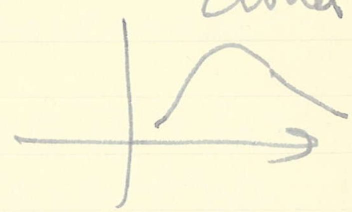
$G^R(k) = \Delta_F(k)$ $\quad \dfrac{1}{Z^R(-k^2, g_r) + i Z^I(-k^2, g_r)}$

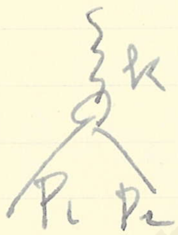
$Z^R(\Lambda^2, g_r)\, G^r(k) = G(k)$

$\to \Delta_F(k)$

$k^2 = -\Lambda^2$

cloud は k の方で小さい、

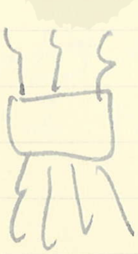




$\Gamma_\mu(p_1, p_2) \to \gamma_\mu$

$p_1^2, p_2^2 \to$ 大

renormalization invariance



$$Z_\Lambda g_{\Lambda b}^n F\left(\frac{(p_i p_j)}{m^2}, \ldots \frac{(p_i p_j)}{\Lambda^2}, g_{\Lambda b}\right)$$

$$= Z_m g_{ob}^n\left(\ldots \frac{p_i p_j}{m^2}, g_{ob}\right)$$

$\downarrow$ external line

Landau　$g_{1B}^2 \log \frac{\Lambda^2}{m^2}$ について
展開はしない. (?)

$$G(k) \cong \frac{\Delta_F(k)}{1 - \frac{n}{3\pi} e_1^2 \log\left(-\frac{k^2}{m^2}\right)}$$

$$Z_3 = 1 - \frac{1}{3\pi} e_1^2 \log \frac{\Lambda^2}{m^2}$$

$$0 \leq Z_3 \leq 1$$

$$e_B \to 0$$

n: charge particle
の種類の数.

$n = 10$

$r_F = 10^{-22}$ cm $\leftarrow \frac{1}{\Lambda}$

$$e_B = \frac{1}{\sqrt{137}}$$

cross-section : $\sigma = \sigma_{pert}(g_{bare})$

dispersion relation

$$\int \frac{\sigma(\omega)}{\omega^2} d\omega \quad \text{finite}$$

(Symanzik)

1st kind にはならない. [illegible]に影響しない
[illegible] ($r_F = 10^{-22}$ cm) までは よい

Weak interaction

$\pi^- + p \to \Lambda^0 + K^0$

$\Lambda^0 \to p + \pi^-$

$\bar{\psi}_\Lambda (1 + \gamma_5) \psi_p \varphi_\pi$

$\bar{\psi}_\Lambda (1 + \gamma_5) \gamma_\mu \psi_p \partial_\mu \varphi_\pi$

$1 + \alpha P \cos\theta$

$\alpha = 0.1$

$\boxed{\alpha = 0.9}$

V. A.

2nd-kind!!!

Cosmotron $\alpha P = \begin{cases} 0.52 \\ 0.44 \end{cases}$
Bevatron

$P < 0.68$

$\alpha > 0.77$

coupling const. a universality

(Ogawa
Nakagawa:

$g \bar{\psi} (1 + \gamma_5) \gamma_\mu \psi \partial_\mu \varphi$

$\Lambda^0 \to p + \pi^-$ 3.6×10^{-20} cm

$\Sigma^+ \to p + \pi^0$ 4.9 〃

$\pi^+ \to \mu^+ + \nu$ 3.5

$K^+ \to \mu^+ + \nu$ 2.5×10^{-21} cm

range universality

$\dfrac{g^{2n}}{r^{2n+1}}$ versus $\dfrac{f^2 e^{-\mu r}}{r}$

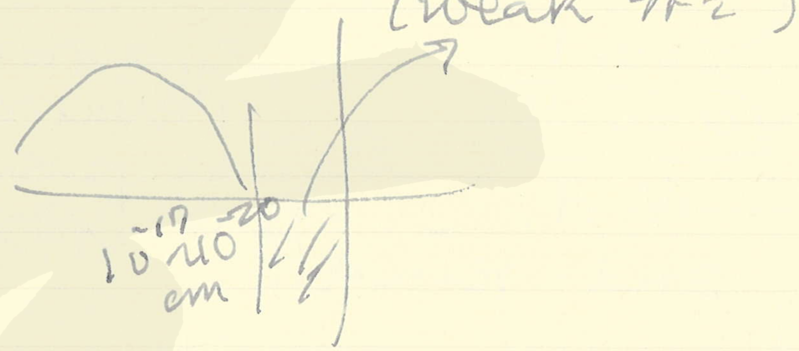
$\simeq \dfrac{f^2}{r}$

$\underline{\underline{r \sim g}}$

Fermi interaction
$r \sim \sqrt{g}$

β-interact. $r \sim 10^{-17}$ cm
Fermi-boson $r \sim 10^{-20}$ cm
hamitan $r_F \sim 10^{-22}$ cm

1st kind　　　2nd kind
(weak 相互)



extreme high energy 現象
と consistent か?

nucleon structure

dispersion relation
① σ(ω)
② causality
③ uniqueness
[illegible]
不確定程度 の ~~model~~ level

[illegible]: 湯川: 場の理論の限界を超える方向

第2回　12月10日

先週：中野氏：新粒子

global symmetry

$$\begin{pmatrix} p \\ n \\ \Xi^0 \\ \Xi^- \end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix} \Sigma^+ \\ Y^0 \\ Z^0 \\ \Sigma^- \end{pmatrix} \qquad \tau_L = \begin{pmatrix} \vec{\tau} & 0 \\ 0 & \vec{\tau} \end{pmatrix}$$

$$N \qquad \Sigma$$

$$\bar{N}\tau_L N \pi_L \qquad \bar{\Sigma}\tau_L \Sigma \pi_L$$

$$\bar{\Lambda}\Sigma_L \pi_L + (\vec{\Sigma} \times \vec{\Sigma})\, \vec{\pi}$$

[illegible]

Fiomno　$\bar{\Psi}\Gamma_\mu \Psi \phi_\mu \qquad \mu = 1, \cdots 7$

$$K^0 + \bar{K}^0 = K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$$

$$K^0 - \bar{K}^0 = K_2^0 \rightarrow$$

$$\left\{ \bar{\Sigma}\rho_L N K_L + \bar{\Sigma} 1 N K_0 \right.$$

$$Q = \frac{1}{2}(\tau_3 + \rho_3)$$

$$e\bar{\Sigma}\frac{\vec{\tau}+\vec{\rho}}{2}\Sigma \cdot \vec{\pi}$$

$$2e\bar{N}\vec{\tau}\rho_3 N \cdot \vec{\pi}$$

木庭氏：反核子 — 反粒子．

I. 基礎的な問題．

i) 反粒子の定義：Charge conj.

C or CP or CPT

$$\bar{n} \equiv n \begin{cases} \overset{C}{+1} & \pi^0 \\ -1 & \gamma \end{cases}$$

$\bar{n} \not\equiv n$　　$K^0 \to K_1^0, K_2^0$

anti-particle の parity

p	A	B	C	D
$\bar{p}$	B	A	C	D
rel parity	$-$	$-$	$+$	$+$

$e^+ - e^-$　　　$p\ \bar{p}$

^1S　^3S

-1　$+1$

Yang-Tiomno

super-selection rule

ii) baryon number の保存
lepton number の保存

iii) selection rules

iv) 電力と核粒子

II. 核粒子の相互作用と中間子論

< 200 MeV　　$p-p$　$\bar{p}-N$

< 200 MeV　　annihilation star

Sudarshan　　2〜3続き…

1) 核力　~~parts~~ $p-\bar{p}$　　Chew: absorbing core

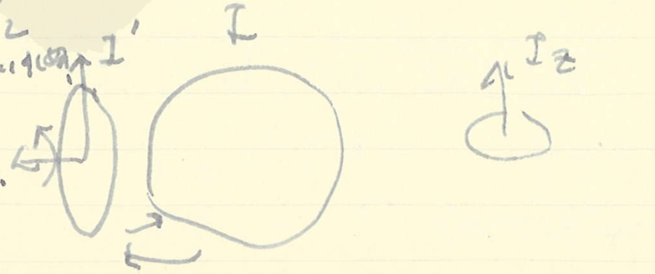
2) 核子の構造.　　Tamm

3) pair suppression
virtual pair
real pair) ?
4) π − π − interaction の check (宮沢)
5) point interaction
6) composite model
bound state?

III. 計算法．近似の仕方
i) BeV
ii) annihilation
iii) potential
iv) dispersion relation
$\sigma_{nn} - \sigma_{n\bar{n}}$ = ω の odd power
ω → ∞ で const なら = 0
v)

武田氏:
1) mass-spectrum
2) decay $\Delta I = 1/2,\ 3/2,\ 5/2$
3) parity
混入比 ~~[illegible] 10%~~
$g_{1/2}\ g_{3/2}\ g_{5/2}$
≃ 10%

$\Delta I_z = I\,1/2$
i) e が大きさ方向を決める
ii) もう一つの軸は
自由に回転する.
I'-space
el. mg. はなし



a) $\vec{\sigma}$ $\vec{J}$ $\tau(\vec{p}) = \tau_0(0)\frac{1}{\sqrt{1-p^2/E^2}}$

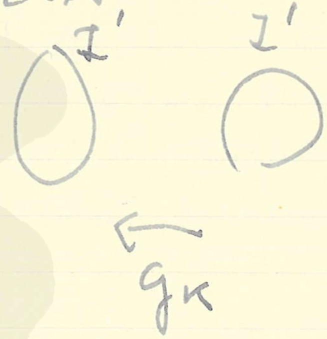
b) I'-space における回転

$g_\kappa = 0$ なら

I, I' 保存

g_κ があれば

I, I'_z



	I	I'_z
N	1/2	+1/2
Λ	0	0
Σ	1	0
Ξ	1/2	−1/2
π	1	0
K	1/2	+1/2
$\bar{K}$	1/2	−1/2

Salam と同じ (Salam-Polkinghorne)

$Q = (I + I')_z$

decay: ~~$\pi\vec{\Sigma} + \pi$~~

$\Delta(I + I') = 0$

→ $\Delta I' = 1/2$, $\Delta I = 1/2$

g_κ: $\Delta(I + I') = 0, 1, 2, \dots$

$\Delta(\quad)_z = 0$

non-local?

[illegible]: β崩壊.

1. e-ν ang. corr.

He^6 T　　　　$\alpha = 0.17 \pm 0.13$

Ne^{23} T α A

A^{35} V main

Ne^{19}

n) [illegible] c_v

$$\alpha = \frac{(-s+v)x + \frac{1}{3}(1-a)y}{(s+v)x + (1+a)y}$$

$$\frac{s}{2} = \frac{|C_s|^2 + |C_s'|^2}{|C_T|^2 + |C_T'|^2} \quad \text{etc}$$

$$x = |M_F|^2 \qquad y = |M_{GT}|^2$$

$$s + v = a + 2$$

~~teto~~

$$s = 0 \pm 1$$
$$v = 3 \pm 1$$
$$a = 1 \pm 1$$

$$|C_V|^2 + |C_V'|^2 : |C_T|^2 + |C_T'|^2 : |C_A|^2 + |C_A'|^2$$
$$= 3 : 2 : 1.$$

A) $\dfrac{C_V}{\sqrt{3}} = \dfrac{C_V'}{\sqrt{3}} = \dfrac{C_T}{\sqrt{2}} = \dfrac{C_T'}{\sqrt{2}} = \dfrac{C_A}{1} = \dfrac{C_A'}{1}$

B) $C_V = 1$ [illegible]　　$C_V' = 1$　　$C_A = 0$

$C_T = 1$　　$C_T' = -1$　　$C_A' = \pm i$

time reversal がやぶれる.

polarization: (13) の比率

$$\frac{2\mathrm{Re}\left(C_T C_T' - i (C_T^* C_A') \frac{\alpha^2}{p}\right)}{|C_T|^2 + |C_T'|^2 + |C_A'|^2}$$

neutron $-0.55\ldots$

exp: -0.37 ± 0.11

$$+ i\, \Psi_p \gamma_\mu (1 \pm \gamma_5) \Psi_N \cdot \Psi_e \gamma_\mu \Psi_\nu$$

$$\Downarrow$$

$$C_V, \pm C_A'$$

$$C_V \quad C_V' \qquad\qquad C_T \quad C_T'$$

$$\bar{\Psi}_p \gamma_\mu \Psi_N \; \bar{\Psi}_e (1 \pm \gamma_5) \Psi_\nu$$

$$\left(? \quad \bar{\Psi}_p \gamma_\mu (1 \pm i \gamma_5) \Psi_N \cdot \Psi_e \gamma_\mu (1 \pm \gamma_5) \Psi_\nu \right)$$

$$\nu + Cl^{37} \to A^{37} + e^-$$

第2回 会合.

素粒子と場の連関性. 西島和彦.

$m^2 = p_\mu p_\mu$

spin

parity $\} \ \Psi$

charge $\{$ complex $\}$ particle density

τ

S $\quad Y = N + S$

π	a	N	b
θ^0	c	Λ	f
K^+	d	Σ	g
K^-	e	Ξ	h

$n + n \not\to \Lambda + \Lambda$

$n + n \to \Xi^- + p + K^0 + K^0$

$a = 0 \quad b = \alpha$	$a = 0 \quad b = \alpha$
$c = d = -e = -1$	$c = d = -e = +1$
$f = g = \alpha + 1$	$f = g = \alpha - 1$
$h = \alpha + 2$	$h = \alpha - 2$

$\alpha = 0 \ : \ S$ $\quad \Delta S = 0, \pm 1$

$\alpha = 1 \ : \ Y$ $\quad \Delta Y = 0, \pm 1$

$$Q = I_3 + \frac{b}{2} + \frac{S}{2}$$

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}$$

T. space
a parity $\Big\}$ $\omega = e^{i\frac{\pi}{2}Y}$ (Racah–Murai)

$$|\theta^0\rangle = |\theta_1^0\rangle + |\theta_2^0\rangle$$

$2\pi \qquad 2\pi + \gamma$

$e^{-\lambda_1 \tau} \qquad e^{-\lambda_2 \tau}$

comp. conj.

$\psi \to \psi^c = A\psi \qquad A = C\gamma_4^T K$

$Y \to \eta$: $[\eta, A] \pm 0$

$|a\rangle = A|p\rangle$

$\eta|p\rangle = Y|p\rangle \qquad \eta|a\rangle = -Y|a\rangle$

$\{A, \eta\} = 0$

wave eq. → minkowski space

$P_\tau = e^{i\frac{\pi}{2}\eta}$ → τ-space

$Q = I_3 + \frac{Y}{2}$

$\{A, \tau_3\} = 0$

τ-space ⊥ Mink. space

$a\{\gamma\partial(1+b\gamma_5) + m\}\psi'$ γ_5

$= 0$

$\psi_r = \sqrt{a}\, e^{f\gamma_5}\psi'$,

$f = \frac{1}{2}\cosh^{-1}\frac{1}{\sqrt{1-b^2}}$

$(\gamma\partial + m)\psi_r = 0$

$\psi_r = \psi' + \cdots\gamma_5\psi' = \Omega^{1/2}\psi'$

$\begin{pmatrix}1 & \\ & -1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\psi \\ \pm\gamma_5\psi\end{pmatrix}$

$\psi \to \gamma_4\psi$

$\gamma_5\psi \to -\gamma_4(\gamma_5\psi)$

$\shortparallel$

ζ_3

τ-space の拡張

$T_i = \xi_a \times \tau_i$

$T_4 = \xi_b$

$N \quad \Lambda$

$\Xi \quad \Sigma$

$\eta = \xi_2 \ \xi_1$

Lepton: $\pi \to \mu + \nu$ $\quad K \to \mu + \nu$

τ: scalar $\quad \not\to e + \nu$ $\quad \not\to e + \nu$

ξ: $\quad \xi_2 = \cdots$

仙波氏: Isotopic spin space と Space-Time の Fusion

Yang-Mills $\quad (\text{Vector})_{I.S.} \ (\text{Vector})_{S.T.}$

池田-宮沢

Conformal space $\quad$ 6次元 homogeneous

proper Lorentz

dilatation $\quad \gamma: 8 \times 8$

inversion

acceleration

$$\Gamma^\mu \Gamma^\nu = g^{\mu\nu} \quad \mu, \nu = 1, 2, \ldots 6$$

$$\Gamma^\mu \frac{\partial \psi}{\partial x^\mu} = 0$$

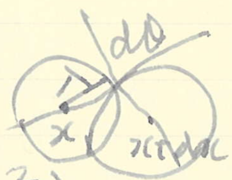
(Ingraham)

$$X^\mu = K^{\mu\nu} x^\nu$$

$$\Gamma^m = \gamma^m \times \tau^3 \quad m = 1, \ldots 4$$

$$\Gamma^0 = -l \times \tau^{(+)}$$

$$\Gamma^5 = l^{-1} \times \tau^{(-)}$$



$$d\sigma^2 = \frac{1}{\lambda^2}(dX^2 - c^2 dt^2 + d\lambda^2)$$

第3日

午前：対称性及び一般共変性．非局所場

三部作：

重力理論　　幾何学化

電磁理論　　↑ ↓

素粒子論　　量子化

内山氏；

特殊相対論の特徴：　時間の測定を空間の測定へ帰着さす．（光信号の速度を c ときめて（定義））

A ——— B

$\xrightarrow{}$ 光信号

（空間：運動とはできない（[illegible]）の一様性）
の [illegible] 運動と [illegible] 相互転化

一般相対論：　$g_{\mu\nu}$ の不定性

Utiyama

Yang-Mills　　$Q^A(x)$　　$A=1,\dots N$

$$I=\int L(Q^A(x),\partial_\mu Q^A(x))$$

$$Q^A(x)\Rightarrow Q^{A'}(x)=Q^A(x)+\delta Q^A(x)$$

$$\delta Q^A(x)=\sum_{r,B}\varepsilon_r T_B^{rA}Q^B(x)\qquad r=1,2,\dots n$$

→ invariance → 保存則

$\varepsilon_r\to\varepsilon_r(x)$

$L\to L'(Q,\partial_\mu Q,A)$　　A は $\frac{\partial\varepsilon}{\partial x}$ を消すため

1) L' の形
2) A の type
3) L' の中に A はどんな形で入るか
(A と Q の coupling の形)
4) A の field equation?

$$A^\mu \to A' = A + \delta A \qquad \delta A = \varepsilon(\ ) + \frac{\partial \varepsilon}{\partial x}(\ )$$

$$L'(Q, \partial Q, A) = L(Q, \nabla Q) + L_0(A, \partial_\mu A)$$

$$\nabla_\mu Q^A = \partial_\mu Q^A - \sum_r A_\mu^{(r)} T_{(r)B}^{A} Q^B$$

$A_\mu^{(r)}(x)$: 4×n-field

$$\delta A_\mu^{(r)} = \epsilon^{(s)} f_{(s)(t)}^{(r)} A_\mu^{(t)} + \frac{\partial \varepsilon^{(r)}}{\partial x^\mu}$$

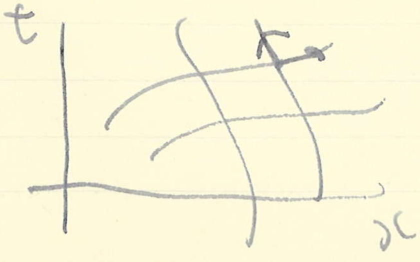
$$L_0 = f_n(A_\mu^{(r)}, F_{\mu\nu}^{(r)})$$

$$F_{\mu\nu}^{(r)} = \frac{\partial A_\nu^r}{\partial x^\mu} - \frac{\partial A_\mu^r}{\partial x^\nu} - \frac{1}{2} f_{st}^{r}(A_\mu^s A_\nu^t - A_\nu^s A_\mu^t)$$

gage 議論 → $f_{st}^r = 0$
f_{st}^r : structure constants

・A_μ, $F_{\mu\nu}$ から scalar をつくるには $g^{\mu\nu}$ が必要.

$$\delta(A_\mu^r B_{(r)}^\nu) = 0 \qquad B_{(r)}^\nu \to g_{(rs)} F^{(s)\nu}$$



$u(x)$
$x(u)$

$$\frac{\partial x^\kappa}{\partial u^\mu} = h^\kappa_\mu(u)$$

$$A^\kappa \to A^\mu = h_\kappa^\mu A^\kappa$$

$$\frac{\partial u^\mu}{\partial x_\kappa} = h_\kappa^\mu$$

local vector $\rightleftarrows$ world vector

Lorentz transf.:

$$h^{\kappa\prime}_{\mu} = h^{\kappa}_{\mu} + \varepsilon^{\kappa}_{l} h^{l}_{\mu}$$

$$A_\mu \to \Gamma$$

$$f_{\mu\nu} \to R^{\kappa}_{\lambda\mu\nu}$$

flat: $\dfrac{\partial h^{\kappa}_{\mu}}{\partial x^{\nu}} = \dfrac{\partial h^{\kappa}_{\nu}}{\partial x^{\mu}}$

$\dfrac{\partial j^{\mu}}{\partial x^{\mu}} = 0$: $-j^{\mu} = \Box A^{\mu}$

$\dfrac{\partial T^{\mu}_{\nu}}{\partial x^{\mu}} = 0$: $T^{\mu}_{\nu,\mu} = 0$ $\quad -\kappa T^{\mu\nu} = R^{\mu\nu} - \frac{1}{2} g^{\mu\nu} R$

ang. mom. $\dfrac{\partial M^{\mu}_{[\lambda,\nu]}}{\partial x^{\mu}} = 0$: $D B^{\lambda}_{[\mu\nu]} = M^{\lambda}_{[\mu,\nu]}$

Comment

i) 運動と 変化

ii) Σ(x) → Σ(四次の空間)

iii) gen. cov.

iv) c-field versus q-field

田地氏：素粒子模型(?)

$\Sigma^{(M)}$ $\quad \Sigma^{(0)}$

ρ $\quad +1$

κ $\quad 0$

$\quad -1$

γ_0

素粒子 → 場

non-local

領域.

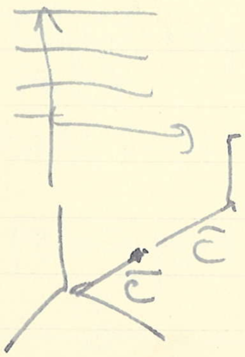
素領域: $\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3 \dots$

Ω-space

$O[\Omega, \Omega_1, \Omega_2 \cdots;$

$\quad)-[\ ]$

$\psi_1' = e^{i\kappa C(O_2, O_1)} \psi_1$



$C \to \bar{C}$ displacement in Ω-space

午后：
固地：つづき

谷田：Fermion と重力場

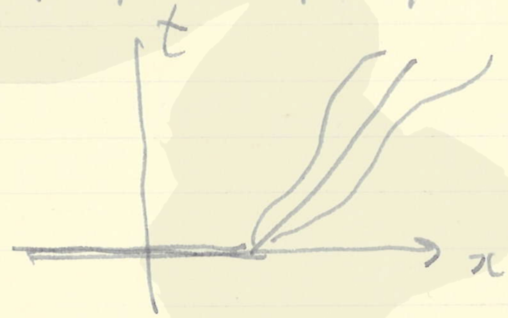
$$L = -\frac{1}{4}\{\partial_\lambda \gamma_{\mu\nu}\,\partial_\lambda \gamma_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\partial_\lambda \gamma\,\partial_\lambda \gamma\}$$

$$+ h_0 \bar{\psi}$$

$$- \frac{\varkappa}{2} h_{\mu\nu}(\bar{\psi}\alpha_\mu \partial_\nu \psi - \partial_\nu \bar{\psi}\alpha_\mu \psi + \cdots)$$

$$g_{\mu\nu} = \delta_{\mu\nu} + \varkappa h_{\mu\nu} \qquad h_{\mu\nu} = \gamma_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\delta_{\mu\nu}\gamma$$

$$(\alpha_\mu \partial_\mu + \varkappa h_{\mu\nu}\alpha_\mu \partial_\nu)\psi + \varkappa(\partial_\mu h_{\mu\nu})\alpha_\nu \psi = 0$$

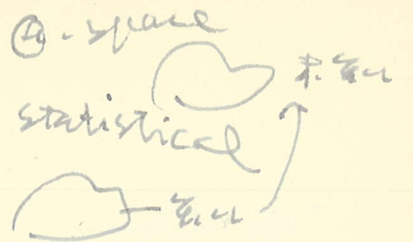


$\varphi(x,t) = 0$ 　 flat : $\det|\alpha_\mu \varphi_\mu| = 0$

一般 : $\det|\alpha_\mu \varphi_\mu + \varkappa h_{\mu\nu}\alpha_\nu \varphi_\nu| = 0$

super-light velocity

~~space-time~~



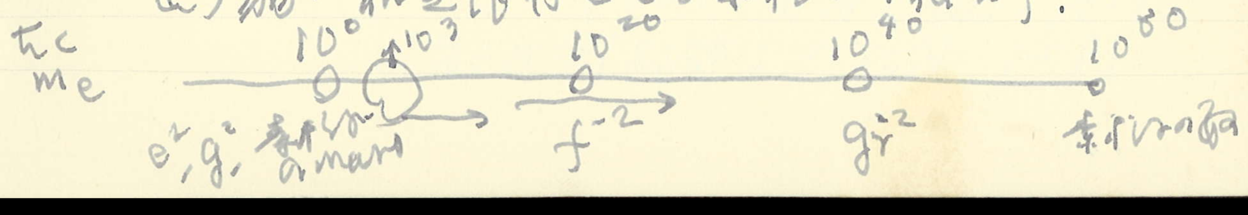
dynamical

Comment
i) 空言.　←　際までよくて把握できないのではないか
くりかえし
uniformity → 説明と内容 (H)

ii) statistical interpr. of space-time
March

iii) observation の stability
{ 素粒子の stability
space-time の stability

H…i) 附近の気のせい).
I. 西田隆常.
Peterman　~~Karplus-Kroll-Kinderman~~
μ_e/μ_0　exp. 1.0011670 ± 0.00005
K.K. 1.0011454
P. 1.0011596 (Suura)
Lamb shift　exp. 1057.77 ± 0.10
theor. 1057.94
1) inconsistency → 3つの attack
a) 10^{-22} cm
b) gravitation 重力 (10^{-40} cm?)
2) 第2種 相互作用 (weak interaction)
$10^{-17} \sim 10^{-20}$ cm
α) 弱い相互作用してる素粒子の役割.



~~湯川秀樹~~

II、修正

3) 量子力学の修正。

a) indefinite でよいか

relative state

b) curved H space

4) Gen. Rel. の philosophy をどう生かす。

四次元量子化

game の理論

a) over-all の見方

b) dynamical view と 素粒子の構造

(内部時空へ入れるもの)　時空

III、対称性

5) new freedom の re-interpretation

Global symmetry

6) iso-spin と Minkowski space とを結びつける可能性

IV. 反粒子

7) 反粒子の問題　$10^{0} \sim 10^{20}$

V. T-invariance

8) T-invariance が破られるか。

VI. 素粒子と時空

9) 時空を拡げる必然性。

10) 時空を拡げて何が解かれるか。

11) 非線形性の解から場を導き出す。

12) manifold なしの理論は可能性。

文献：(13) 7冊くらいが要る

1921 Born：物理学の概念。

14) I-space
15) H.S.の修正
16) Axiomatization
17) かんえくの問題
~~18) かんえくの問題~~
18) 現在の結果を吟味可能な形に
19) div. と mass spectrum
20) 空間時間の量子化

内山氏：勤ム評定.
武谷氏：　〃

坂田氏：[illegible]
　核子の[illegible]化. → 弱い相互作用.
　反 Copenhagener Geist

中西氏. Dec. 1957

H. Everett, III
"Relative state" Formulation of Q.M.
(R.M.P. 29 (1957), 454)

General relativity — over-all formulation
Quantum mechanics — time-development
external observer
↓
あとでいない!!!

I. 対象　　II. 装置　　III. 観測者
memory

approximate Measurement

$S_1 + S_2 \equiv S$

$$\psi^S = \sum_i \frac{1}{N_i} \xi_i^{S_1} \psi(S_2; \mathrm{rel}\ \xi_i, S_1)$$

relativity of state !!!

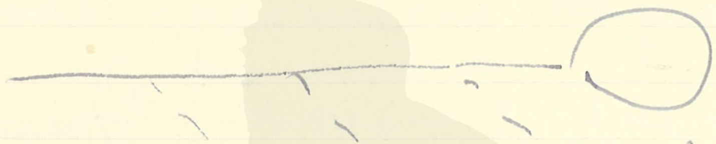
observer state $\xrightarrow[\text{event } \alpha]{}$ α-dep. new state
↓
memory

good observation

Jan. 9, 1958

阪大・記念会、○の会

片山：新年懇談



$\Delta I = \frac{1}{2}$

$|\Delta S| = 1$

KKTI

general character　非連続

manifold　連続

gravitation

中野：湯島と General Relativity

湯川：

Jan. 10 1958 #62

2 p.m. ~ 4 p.m.

Robert Serber, Strong Coupling

A. Pais and R. Serber, P. R. 105 (1957), 1636.

Jan. 21, 1958 [illegible]

10 a.m. ~ 5 p.m.

Seiber 第1回 Informal Discussions
(Hayakawa presiding)

Maki: Intermediate Coupling

Yamada: Anomalous magnetic moment of the nucleon

Marumori: Moment of Inertia of Rotating Nucleus

Otsuki: Nuclear forces and π-N-scattering at 100 ~ 150 MeV ($^3P_0$: $^3P_1$: $^3P_2$ = 4 : -2 : 0)

Sasakawa; Nuclear reactions at high energies

Hiida; Inconsistency in field theory related to Stanford experiments
$a \cong 0.7 \times 10^{-13}$ cm　electron scatt.
$b \cong 0.4 \times 10^{-13}$ cm　. meson diff.

Nogami: Compton Scattering by Protons

Pae: Strangeness and Parity

Nakanishi: Dressed unstable particle

Munakata: Dressed unstable particle

Yukawa: Indefinite metric

Jan. 14, 1958 小林稔

Discussions on Extremely High Energy Phenomena

Koba: Introductory Talk

Elementary process of multiple production

1. Experimental informations

multiplicity $N(E)$

$N \propto E^{1/4}$? $10^3 \sim 10^4$ BeV/c

break at 10^6 BeV ?

Composition

$20 \sim 40\%$ not pions

Transverse momentum

$p_\perp \sim 0.4$ BeV

$p_\perp$ (not pions) ~ 1.5 BeV (Bristol)

angular distribution

Energy spectrum

slow particle in CMS

Inelasticity = second energy / Total primary energy in CMS

$\eta \sim 1$ for low energy

$\sim$ smaller for high energy

~ 0.3 for air shower

2. Various Models

$\eta = 1$ { i) Heisenberg

ii) Fermi gives too large $p_\perp$ and too many anti-nucleons

iii) Landau critical temp $\sim m_\pi c^2$

iV) LOW

v) Takagi-Kraushaar-Marks
isobar states

3. Problems
i) Mechanism of partially elastic collisions
a) Heisenberg, Bhabha, Blokhintsev Hayakawa
too classical!!! nucleon core!!!
b) Gerasimova-Chernavsky
Fukuda et al.
Iso
Rozenthal
some of the secondaries have very large energy!!!
ii) Foundation and relation of various models
different types of interaction
master equation
$\frac{1}{c}$, V, ω_1, ω_2
iii) Validity of Q.F.T. at very high energy

Hayakawa: Mechanism of inelastic collision
compound nucleus model — statistical
optical model — individual
or $\Delta < D$ versus $\Delta > D$

Iso: Hydrodyn. Description of multiple production

Watanabe: μ-mesons underground

[illegible]の研究 1958. Jan. 18

砂川 : Indefinite Metric Q.E.D. with

Gupta - Bleuler

Heisenberg 表示 ?

Lorentz invariance?

Green 関 $\Psi_0^* \eta A_\mu A_\nu \Psi_0$

$\eta = (-1)^{N_0}$ N_0 : bare no. operator

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

Gauge 変換

$\Phi\ (n_3 = 0,\ n_0 = 1)\ \ldots\ldots$

Schrödinger 表示

$H = H_0 + V$ $V = -\int d^3x\, j_\mu^s(x) A_\mu^s(x)$

$x_0 = t.$ $\mu = \underline{0}, 1, 2, 3.$

metric operator : $\eta^2 = 1$ $\eta = \eta^*$

$B_s^* = B_s^\dagger = \eta B_s^* \eta$

$\Psi_s^*(t) \eta C_s \Psi_s(t)$: real for $C_s = C_s^\dagger$

$A_k^s = A_k^{s*}$ $A_0^s = -A_0^{s*}$

$A_k^s = A_k^{s\dagger}$ $A_0^s = A_0^{s\dagger}$

$[A_k^s, \eta] = 0$

$[A_0^s, \eta]_+ = 0$

$\begin{cases} H_0 = \eta H_0 \eta \\ H_0 = H_0^* \end{cases}$

$H = \eta H^* \eta$ $\underline{H \neq H^*}$

$i \dfrac{d\Psi_s}{dt} = H \Psi_s$ $-i \dfrac{d\Psi_s^*}{dt} = \Psi_s^* H^*$

Interaction 表示

$\Psi_I(t) = e^{iH_0 t} \Psi_s(t)$

$$\Psi_I^*(t) = \Psi_S(t)\, e^{-iH_0t}$$

$$A_i(x) = \sum_{j=1}^{3} \sum_{k} \frac{1}{\sqrt{2Vk_0}} e_i^j(k)\left(a_j(k)e^{ikx} + a_j^\dagger(k)e^{-ikx}\right)$$

$$A_0(x) = \sum_{k} \frac{1}{\sqrt{2Vk_0}}\left(a_0(k)e^{ikx} + a_0^\dagger(k)e^{-ikx}\right)$$

$$[a_\mu(k), a_\nu^\dagger(k)] = \delta_{\mu\nu}$$
$$\delta_{00} = 1$$

$$a_i^\dagger(k) = a_i^*(k)$$
$$a_0^\dagger(k) = -a_0^*(k)$$

$$[a_i^\dagger, \eta] = [a_i, \eta] = 0$$
$$[a_0^\dagger, \eta]_+ = [a_0, \eta]_+ = 0$$

$$N_0 = -a_0^\dagger a_0$$
$$= -\eta\, a_0^* \eta\, a_0$$
$$= a_0^* a_0$$

Heisenberg 表示

$$\Psi_H = e^{iHt}\Psi_S(t)$$

$$\Psi_H^* = \Psi_S^*(t)\, e^{-iH^*t}$$

$$\Psi_S^*(t)\,\eta A_\mu^S \Psi_S(t) = \Psi_H^* \eta \underbrace{e^{iHt} A_\mu^S e^{-iHt}}_{A_\mu} \Psi_H$$

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

$$A_\mu(x) = U(0,t)\, A_\mu(x)\, U(t,0)$$

$$U(0,t) = e^{iHt} e^{-iH_0 t}$$
$$U(t,0) = e^{iH_0 t} e^{-iHt}$$
$$\bar{U}(0,t) = e^{iH^* t} e^{-iH_0 t}$$
$$\bar{U}(t,0) = e^{iH_0 t} e^{-iH^* t}$$
$$\left.\begin{array}{l} U(0,t)^* = \bar{U}(t,0) \\ U(t,0)^* = \bar{U}(0,t) \end{array}\right\}$$
$$\left.\begin{array}{l} \bar{U}(0,t)\eta = \eta U(0,t) \\ \bar{U}(t,0)\eta = \eta U(t,0) \end{array}\right\}$$
$$U^{-1}(0,t) = U(t,0) = \eta \bar{U}(t,0)\eta$$
$$= \eta U(0,t)^* \eta = U(0,t)^\dagger$$
$$\Box A(x) = -j_\mu(x)$$
$$A = A^{in} + \int_{-\infty}^{t=0} \Delta_R(x-x') j_\mu(x') dx'$$
$$A_\mu^{in} = U(0,-\infty) A_\mu(x) U(-\infty,0)$$

Indef. metric in the Heisenberg repres.

H_0 E $\qquad\qquad$ H E

$\Phi(E)$ $\qquad\qquad$ $\Psi(E)$

$$\Psi(E) = U(0,-\infty)\Phi(E)$$
$$\Psi_H^* \eta A_\mu \Psi_H = (U(0,-\infty)\Phi)^* \eta A \Psi_H = \Phi^* \bar{U}(-\infty,0)\eta \times A \Psi_H$$
$$= \Phi^* \eta U(-\infty,0)\eta A \Psi_H$$
$$= \underbrace{\Phi^* U(-\infty,0)}_{\Psi_H^*} \underbrace{U(0,-\infty)\eta U(-\infty,0)}_{\eta^{in}} A \Psi_H$$

$$A_\mu^{in\,\star} \equiv U(0,-\infty)\, A_\mu^{\star}\, U(-\infty,0)$$

$\eta^{in\,2} = 1$ (if there is no bound state)

$$\eta^{in\,\star} = \eta^{in}$$

$$A^{in\,\#} = \eta^{in} A_\mu^{in\,\star} \eta^{in}$$

$$A_\mu^{in\,\#} = A_\mu^{in}$$

$$\begin{cases} A_i^{in} = A_i^{in\,\star} \\ A_0^{in} = -A_0^{in\,\star} \end{cases}$$

$$[A_i^{in}\ \eta^{in}] = [A_0^{in}\ \eta^{in}]_+ = 0$$

$$[a_\mu, a_\nu^\#] = \delta_{\mu\nu}$$

$$a_i^\# = a_i^\star \qquad a_0^\# = -a_0^\star$$

$$[a_i^\#\ \eta^{in}] = [a_i\ \eta^{in}] = 0$$

$$[a_0^\#\ \ ]_+ = [a_0\ \ ]_+ = 0$$

$$N_0^{in} = -a_0^\# a_0 = a_0^\star a_0 = U(0-\infty)\, a_0^\star a_0\, U(-\infty,0)$$

$$N_0^{in}\, \Psi_H(n_0) = n_0\, \Psi_H(n_0)$$

$$\eta^{in}\, \Psi_H(n_0) = (-1)^{n_0}\, \Psi_H(n_0)$$

~~Lorentz~~ Gauge invariance:

$$\left(\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\mu}\right)^{(+)} \Psi_H = 0 \quad \text{at all } T$$

$$\left(\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\mu}\right)^{+} = \left(\frac{\partial A^{in}}{\partial x_\mu}\right)^{+} + \underbrace{\int \Delta_R \frac{\partial j}{\partial x}}_{=0} = \left(\frac{\partial A^{in\,(+)}}{\partial x_\mu}\right)$$

$$\mathbb{L}_k \Psi_H = (a_3 - a_0)\Psi_H = 0$$

$$\Psi_H^* \eta \mathbb{L}_k^* \equiv \Psi_H^* \eta (a_3^\# - a_0^\#) = 0$$

$$[\mathbb{L}_k, \mathbb{L}_{k_\omega}^\#] = 0$$

$$\Psi_{H,n} = \sum_{r=0} (-1)^r \sqrt{\frac{n!}{r!(n-r)!}}\, \Psi_H(-n-r, r)$$

$$\mathbb{L}_k^\# \Psi_{Hn} = \sqrt{n+1}\, \Psi_{H,n+1}$$

$$\Psi_0 \equiv \Psi_0(0,0) \qquad \Psi = \mathbb{J}'\Psi_0$$

$$\mathbb{J}' = 1 + \frac{1}{\sqrt{1!}}\sum_k C^{(1)} \mathbb{L}_k^\# + \frac{1}{\sqrt{2!}} \sum_{kk'} C^{(2)} \mathbb{L}_k^\# \mathbb{L}_{k'}^\#$$

$$\mathbb{J}^\dagger \mathbb{J} \neq 1$$

$$1 + \frac{1}{\sqrt{1!}}\sum_k C^{(1)*} \mathbb{L}_k + \cdots$$

$$\mathbb{J}'^\dagger \mathbb{J}' = 1$$

$$C^{(1)} = C \qquad C^{(n)}(k_1 \cdots k_n) = \frac{1}{\sqrt{n!}} C(k_1) \cdots C(k_n)$$

$$\mathbb{J} = \exp \sum (C(k)\mathbb{L}_k^\# - C^*(k)\mathbb{L}_k)$$

$$= \exp\left[-i\int d^3x \left\{\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\mu}\frac{\partial \Lambda}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\mu}\right)\Lambda\right\}\right.$$

$$\Lambda(x) = \sum \frac{-i}{\sqrt{2Vk_0^3}} (Ce^{ikx} - C^* e^{-ikx})$$

$$A^{\mu\prime} = \mathbb{J}^\dagger A^\mu \mathbb{J} = A^\mu + \frac{\partial \Lambda}{\partial x}$$

Lorentz invariance?
Lorentz frame A　　　B
　　　　　　運動　　運動
　　　　　　　　同時

$n_0 : \Psi(n_0)$

$\eta\,\Psi(n_0) = (-1)^{n_0}\Psi(n_0)$　$N_0\Psi(n_0) = n_0\Psi(n_0)$
$a_0\Psi(n_0) = -n_0^{1/2}\Psi(n_0-1)$

$A \to B$
$N_0 \to N_0'$

$N_0'\Psi'(n_0) = n_0\Psi'(n_0)$
$a_0'\Psi'(n_0) = -n_0^{1/2}\Psi'(n_0-1)$

$\eta' = (-1)^{N_0'}$

? $\underbrace{\Psi^*(n_0)\eta\Psi(n_0) = (-1)^{n_0} = \Psi'^*(n_0)\eta'\Psi'(n_0)}$

$F' = L^{-1}FL$

$\begin{cases} t' = t + \epsilon x \\ x' = x + \epsilon t \end{cases}$　$L = 1 + G$
$G = i\epsilon(\alpha + \beta)$

$\alpha^* = -\alpha$　$[\alpha\eta]_+ = 0$
$\beta^* = \beta$　$[\beta\eta]_- = 0$

$(L^{-1})^* = (L^*)^{-1}$　$L^{-1} = \eta L^*\eta$

$N_0' = L^{-1}N_0L$
$\Psi'(n_0) = L^{-1}\Psi(n_0)$
$(\Psi' = L\Psi)$

$\eta' = \xi^* \eta \xi \neq \xi^{-1} \eta \xi$

D. Bohm and Y. Aharonov

Paradox of Einstein, Rosen and Podolsky

P. R. <u>108</u> (195~~8~~7), 1070

Ref.: N. Bohr, A. Einstein 1949.

D. Bohm, Causality and Chance in Modern Physics, 1957

Jan. 31, 1958

10 ITPh

Blokhinzev, { Non-local, Non-linear
~~Compound Particle~~
Strong Interaction Physics of

free energy v. interaction energy

meson: nucleon-nucleon collision

ps. weak → strong → weak

pv. weak → strong.

Q.E.D. weak

weak interaction

$\nu + e \to \mu + \nu$

weak → strong

10^2 BeV

Q.E.D. の意味!!!

compound particle

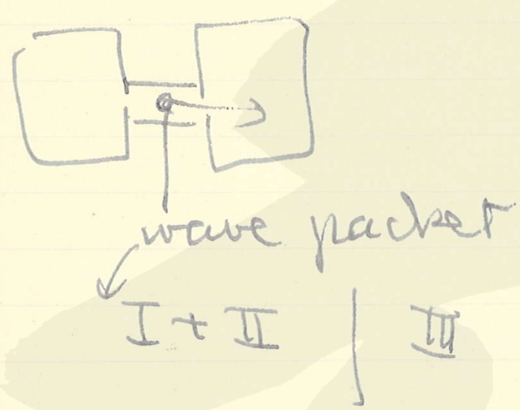
particleの概念自体の意味!!!

豊崎氏：非可逆性と観測
Feb. 1, 1958

Ehrenfest

$$\frac{|N_a|N_b|}{2N}$$

観測器械の[illegible]は わたっている，
非可逆性が急激に起る



von Neumann

(1) no hidden parameter
(2) Schrödinger eq.
(3) $Q\psi_m = q_m \psi_m$
(4) 連続性；Hilbert spaceでの距離，
$\|\psi_1 - \psi_2 e^{i\alpha}\| \ll 1$
ならψ₁, ψ₂は物理的に近い，

(5) Measurement Process が Schrödinger eq. で記述できない，
(6) practicalに

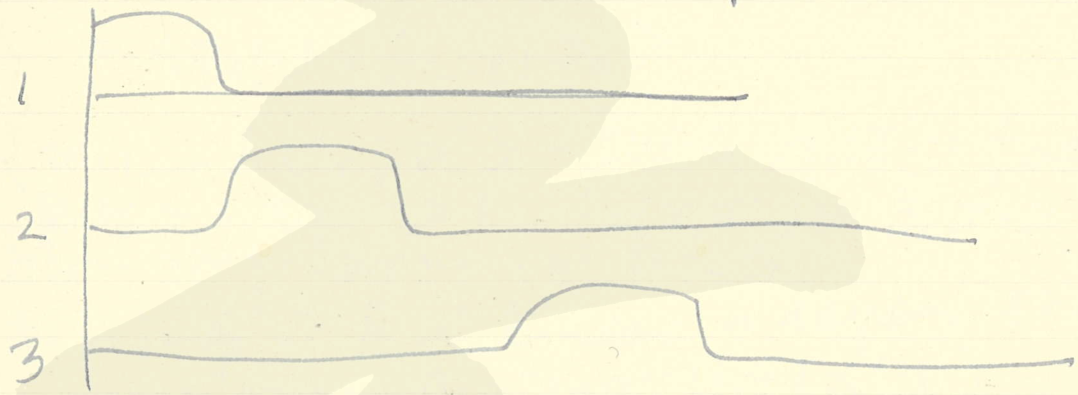
Determinate observable：一定値である

ことを抽象する.

$$I = \sum_{m=1}^{M} E_m$$

$$R = \sum_m \rho_m E_m$$

$\Psi(t)$ $\qquad w_m = \|E_m \Psi(t)\|^2$



M. Gell-Mann and A. H. Rosenfeld
Hyperons and Heavy Mesons
(UCRL-3799) (Preprint 258
33-2-1)

L. van Hove, The Approach to Equilibrium in Q. Stat.
Physica 23 (1957), 441
(N. M. Hugenholtz, ibid. 481)

(梅沢の
基研談話会
Feb. 4. 1958)

$$\varphi_0 = \int |\alpha\rangle d\alpha\, c(\alpha)$$

$$\varphi_t = U_t \varphi_0 \qquad U_t = \exp[-i(H+\lambda V)t]$$

$$A|\alpha\rangle = |\alpha\rangle A(\alpha)$$

$$\langle \varphi_t | A | \varphi_t \rangle = \int A(\alpha) p_t(\alpha) d\alpha$$

$$= \langle \varphi_0 | U_{-t} A U_t | \varphi_0 \rangle$$

$$\langle \alpha | U_{-t} A U_t | \alpha' \rangle = \delta(\alpha-\alpha') f_1(\alpha) + f_2(\alpha, \alpha')$$

と書けるとする。但し $f_2(\alpha,\alpha')$ は $\delta(\alpha-\alpha')$ より弱い singularity しかもたない。
f_1, f_2 共は A に linear に depend するから

$$f_1(\alpha) = \int A(\alpha'') d\alpha''\, P(t|\alpha''\alpha)$$

$$f_2(\alpha,\alpha') = \int A(\alpha'') d\alpha''\, I(t|\alpha''\alpha\alpha')$$

$$\langle \varphi_t | A | \varphi_t \rangle = \int A(\alpha'') d\alpha'' \int P(t|\alpha''\alpha) d\alpha |c(\alpha)|^2$$

$$+ \int A(\alpha'') d\alpha'' \int I(t|\alpha''\alpha\alpha') d\alpha\, d\alpha'\, c^*(\alpha) c(\alpha')$$

$$p_t(\alpha'') = \int P(t|\alpha''\alpha) d\alpha |c(\alpha)|^2$$

$$+ \int I(t|\alpha''\alpha\alpha') d\alpha\, d\alpha'\, c^*(\alpha) c(\alpha')$$

$c(\alpha)$ が random なら

$$\int I(t|\alpha''\alpha\alpha') d\alpha\, d\alpha'\, c^*(\alpha) c(\alpha')$$

は常に非常に小さい。
($c(\alpha)$ が $\exp(i\varepsilon(\alpha)T)$ にくらべて速くかわれば よい)

van Hove, Physica 21 (1955), 517

$$\frac{dP(t|\alpha\alpha_0)}{dt} = 2\pi\lambda^2 \int \delta[\varepsilon(\alpha)-\varepsilon(\alpha')]\, W^0(\alpha\alpha')\, d\alpha'$$

$$\times P(t|\alpha'\alpha_0) - 2\pi\lambda^2 \int d\alpha'\, \delta[\varepsilon(\alpha')-\varepsilon(\alpha)]$$

$$\times W^0(\alpha',\alpha)\, P(t|\alpha\alpha_0)$$

with the initial condition: $P(0|\alpha\alpha_0) = \delta(\alpha-\alpha_0)$

観測の理論

湯川．　基研・基礎理論ゼミ，基研サロン
（湯物研公開）　Feb. 8, 1958

第1段階．

Bornの統計的解釈

Heisenberg の uncertainty relation

uncertainty relation は それ自身としては micro の object について ~~complex~~ 古典的 concept を同時に apply できない．従って 古い image では describe できない 新しい対象として把握すべきだという 点だけを強調しているように考え得る

Bohr の complementarity

について 相補的という考え Bohr は相補性という新しい概念で一般化しようとした．

第2段階

Bohr の考え方

しかし Bohr の考え方の ~~根本は~~ 中心は／観測するものを micro の object だけの 性格の問題とせず，classical なものが観測装置の側にあり，且つ object と subject は 離すことのできない 一体だという認識があった

盲人の杖の例

Einstein-Rosen-Podolsky の paradox

実在の問題；　Bohm の例；

molecule of total spin 0

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\psi_+(1)\psi_-(2) - \psi_-(1)\psi_+(2)\right]$$

total spin を変えないようにして 2つの atom を separate する．そして 1の z-spin を はかると 2の z-spin が反対方向ということがわかる．しかしもし x-spin をはかると．．．．

第3段階　Schrödingerの猫の終り

a) Complete system の猫 は Schrödinger方程式 に従って continuous に変化 [illegible] 観測して
猫その中へ入ってしまうか？

唯物論の考え：(a)+(b) ~~yes~~ (a) yes, (b) yes.

v. Neumann:
第I種の過程. 因果的変化
第II種の非過程. 非因果的変化
statistical ensemble
entropy — 第II種変化に関連して
irreversibility.

Irreversibility に対する解釈 (phase について) (平均)
Pauli 等：巨視的に於ける phase の randomness
van Hove (i) initial state の randomness.
(ii) 自由度が大きいこと
(iii) 相互作用の性質. ([illegible])

Relative state の考え
人間の判断に independent な観測の [illegible] か？

b) Laplace の demon
causal, continuous theory は可能か？

→ 自然現象の全体
unified theory of ~~unive~~ the entire physical world は [illegible] の性格？

J. Schwinger, A Theory of the Fundamental Interactions
Annals of Physics 2 (1957), 407

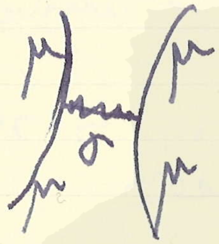
1) coupling const. a すべし universal length
は λ ってことにする.
T-rotation: τ-rot. ζ-rot.
scalar meson: σ-meson
K-meson interaction
強弱　　　保存的
N-rot　　　nucleonic charge
T-rot.　　　isospin
Y-rot. (ζ_3) hyper charge
R_N (N-charge の保存)
R_Y (hyper-charge の保存)
$R_T = R_N \times R_Y$; invariant

2) electromagnetic field
R_T に対して invariant でない.
$R_a = R_T e^{\pi i T_1} = R_N e^{\pi i T_{23}}$ に対して
不変.

$R_a^{-1} N R_a = -N$
$R_a^{-1} Y R_a = -Y$
$R_a^{-1} Q R_a = -Q$

3) lepton
lepton charge　$\lambda = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$
T=1
L=1　μ^+　ν^0　e^-
L=−1　e^+　$\tilde{\nu}^0$　μ^-

μ-e mass difference → σ-meson



電磁場:

$(Z^{\pm}_{\mu}\ A^{3}_{\mu}) \to$ σ-meson による splitting

charge をかえる結合,
mass が大きい.

2-lepton interaction

$\pi \nrightarrow e + \nu$
$K \nrightarrow e + \nu$

湯川：素粒子論の将来
阪大理．[illegible]講演　Feb. 6, 1958

[illegible]を[illegible]にくる[illegible]
現在の理論：確立した公理が ~~[illegible]~~ されてゐる。

1. Quantum mechanical description
probabilistic — state vector in Hilbert space with positive definite metric

2. Special relativistic space-time ~~symmetry~~ structure or symmetry

3. Q. M. system consisting of indefinite ~~particle~~ number of particles with ~~[illegible]~~ (non-local) interaction (non-rel. approx.) by operators satisfying
→ system of ~~elementary~~ particles described ~~by~~ relativistical invariant ~~diff~~ field equations and commutation relations.
Both the field equations and commutation relations have semi-local.*

4. ~~Q. E. D.~~ Weak coupling approximation
~~Q. M. D.~~

* semi-local: semi-commute (infinitesimal) (boson), semi-anticommute (fermion) for two ~~space-like~~ operators at mutually space-like points

素粒子の領域，新しい試み

1，新しい粒子の発見 (particles
Gell-Mann-Nishijima: strongly interacting
Lee-Yang: weak interaction

2，Non-local
Markov, … Yukawa. -
causality, Wataghin

3，Non-linear
Heisenberg (de Broglie - fusion
Fermi - Yang, Sakata)

4．General Relativity の拡張
Graviton の発見
dynamics v. over-all description
unified description of the physical world.

[illegible]年会：湯川記念館での討論.
Non-linear: Heisenberg

$$\partial\psi \pm l^2\{(\bar\psi\psi)\psi + (\bar\psi\gamma_5\psi)\gamma_5\psi\} = 0$$

$$\psi' = a\psi + bC\bar\psi\gamma_5$$

から ~~[illegible]~~ p-n の違いが出てくるか？
non-linear と H II のどちらが essential?
Unified theory の特徴？
dynamics と complementary な記述.
物質界：~~set~~ point set の否定
[illegible]：Hamiltonian の positive definiteness
~~[illegible]~~ は不用ではないか？

Negative Energyについて

Feb. 7, 1958

Positive definiteでない total Hamiltonianをもつ system

~~[illegible]~~ (i) one particle (positive energy) solution を ~~[illegible]~~ もつこと。(stable particle に対応)

(ii) weak interaction を無視すれば unstable particle に対応する one particle solution を (positive energy solution) をもつこと.

(iii) 2個あるいはそれ以上の particles (positive energy solution) が遠くはなれていて、~~[illegible]~~ どの粒子も近づかないような solution を含んでいること

このような system ~~[illegible]~~ 無視すると ~~[illegible]~~

~~このような system において、[illegible]~~

~~[illegible]、2個の粒子が近づいた場合に perturbation [illegible]~~ に関した

を ~~[illegible]~~ A とすると、その行列要素を ~~[illegible]~~

$\langle\alpha|A|\beta\rangle$

は、~~[illegible]~~ と表わそう。行列。α, β は ~~[illegible]~~

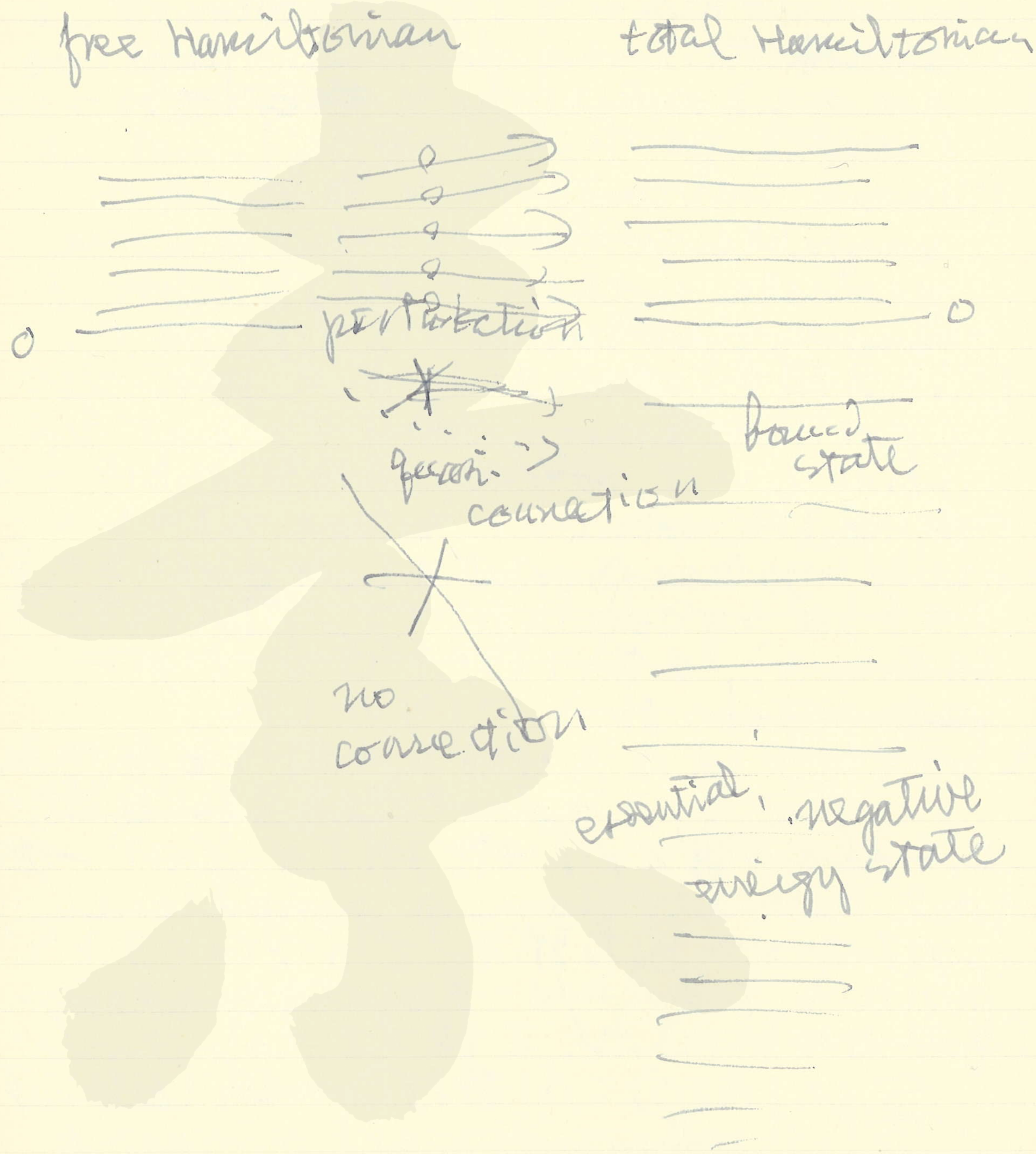
total Hamiltonian の ~~positive energy~~ に ~~[illegible]~~ 固有状態であるとすると、

positive energy と negative energy をふくんでいる。従って

$$\sum_{\beta}\langle\alpha|A|\beta\rangle\langle\beta|B|\gamma\rangle = \langle\alpha|AB|\gamma\rangle$$

なる [illegible] 粒子を作る時の中間状態としては negative energy state をも考える必要がある。~~[illegible]~~ perturbation 近似では

出てこない ような状態であり得る。



stationary

~~overall viewpoint から~~

もう少し具体的に考えて、4種の状態が考えられる。

I. ~~free energy と total energy の区別~~
~~or free energy である場合~~
one particle state であるように
(あるいは stable particle として) total energy-momentum が

$$p_\mu^2 + m^2c^2 = 0$$

を満足する state の set に限っている場合。(elementary, compound の区別はない) そして energy は positive に限られている。
場合によっては perturbation で free one particle, two particle state 等とつながる。

II. 2個又はそれ以上の粒子が殆んど相互に独立であるような状態にある state やはり positive energy をもつ state の set.

しかしその他に更に

IV. total energy が negative で real particle 又はこれ等の集りとの対応がつかないような state があり得る。

~~これを dynamical な view point から見ると、粒子の分類がちがってくる。DPS の分類に~~

III. 所が実験的に問題を扱う限りは、2個又はそれ以上の粒子が おそかれ早かれ相互作

間を起し、崩壊させたり、新しい粒子が出て来たりする傾向が一番強いである。
(例えば bound state の場合には相互作用は初めから強いとして扱っている)
~~[illegible]~~ そういう状態は Ⅱ には含まれていない。

Lehmann 等の analysis では Ⅳ はないものとしてきたて、Ⅳ があるとないとの違いは漸近子の構造を作る時にあらわれる。これは要するに Hilbert 空間 Ⅱ の導入が必要な場合になっているのであろう。

ここで crucial な点は positive energy と negative energy とが完全に対称的でないことである。即ち positive energy state には particle picture が~~成立~~ある程度まで成立つのに、negative energy state には ~~それと~~ それと同じ様な particle picture があてはまらないことである。
○このことは恐らく ~~[illegible]~~ time reversal に対する asymmetry と関係しているであろうと思われる。

○ Local, ~~unit~~ hermitian.
{ ○ P_0 is not positive definite
{ ○ P_μ is mutually commutative

$L \to P_\mu$ real

1_α one particle states of a particle of type α (set of states) one of the

P_μの固有値　$\langle 1_\alpha | \sum_\mu P_\mu^2 | 1_\beta \rangle = -m_\alpha^2 \delta_{\alpha\beta}$

$\langle 1_\alpha | P_0 | 1_\alpha \rangle \geq 0$

P_μ four vector

$\bar{1}$: any one of the states which ~~do not~~ cannot be included in ~~1_α~~ any one set of 1_α

$\langle \bar{1} | \sum P_\mu^2 | 1_\beta \rangle = 0$

$\langle 1_\alpha | \sum P_\mu^2 | \bar{1} \rangle = 0$

$\bar{1}$ の中にいろいろ independent 一般に

$\bar{2}$. 2-particle state

$\bar{2}'$. ~~approxi~~ 2-particle collision state

$\bar{3}$. 3-particle ~~states~~ collision state

etc. (これら全て $N_{\alpha\ldots}$ とかくこと) これら

これらはいずれも P_0 の diagonal element が正 の他に N なる state があり

$\langle N | P_0 | N \rangle$

の diagonal element が負になる場合があり、また

$\langle N | \sum_\mu P_\mu^2 | N \rangle$

の diagonal element が正になる場合があろう (両方とも成立する場合もあろう)

特に

$\langle N | P_0 | N \rangle < 0$ の場合で

$\langle N | \sum_\mu P_\mu^2 | N \rangle \leq 0$

の場合は除き、

(i) anti-particle の概念を導入して positive energy state に局限させうる場合
(ii) 局限させ得ない場合がある.

$\langle \Psi | \Sigma P_\mu^2 | \Psi \rangle > 0$ の場合には、これに対応する particle picture がない。
そして $\langle \Psi | P_0 | \Psi \rangle \geq 0$ の場合と < 0 の場合とが必ず相伴っている。しかも P_1, P_2, P_3 を大きくして行けば、$|P_0|$ も ~~大きくなる~~ ことに
$\langle \Psi | \Sigma P_\mu^2 | \Psi \rangle$ の正の値を一つきめて なくなければ.

真空 Θ_0 は勿論
$\langle \Theta_0 | P_\mu | \Theta_0 \rangle = 0$
を満足する。しかし $\langle \Theta | P_\mu | \Theta \rangle = 0$ これを満す state の set Θ の中には真空以外の他のものが含まれている ~~であろう~~ かも知れない.

基本仮定：

1) Continuous Lorentz groupに対して invariant な Lagrangian L が存在する。
~~(Hermitian operatorとしての~~

2) Lagrangianから energy-momentum four-vector がつくられる。 P_μ
但し、それらは hermitian operator であるが、(互いに交換可能) energy operator is positive definite と断定しない。

3) ~~Field operator~~ Lagrangian は Local field operators $A_\alpha(x_\mu)$ からつくられるが、これらは

$$-i\hbar \frac{\partial A_\alpha(x_\mu)}{\partial x_\nu} = [P_\nu, A_\alpha(x_\mu)] \qquad (1)$$

を満足する。

4) 異なる2点 x_μ, x'_μ における $A_\alpha(x_\mu)$, $A_\beta(x'_\mu)$ は一般に交換可能でない operator であるが、field equation (1) と compatible な交換関係を満すものとする。

a) これらの仮定から ~~P_μ~~ P_μ 自身は field operator $A_\alpha(x_\mu)$ の函数の4次元積分として与えられているとすると、

$$P_\mu = \int p_\mu \, d^4x$$

$$-i\hbar \frac{\partial p_\mu}{\partial x_\nu} = [P_\nu, p_\mu]$$

$\frac{\partial}{\partial x_\nu}$ ~~P_μ~~

証 $\int \frac{\partial P_\mu}{\partial x_\nu} d^4x = [P_\nu, P_\mu] = 0$

従って P_μ 自身は translation に対して invariant. ~~これが合わない~~ 特に time displacement に影響されない。そこで任意の Lorentz framework で、P_μ を diagonal にする表示を考えると、displaced framework でも diagonal である。然るに回転によって他の framework に移ると P_μ はその linear combo. P'_μ になる。*

ある framework I での P_μ の固有値の一組を $P_\mu^{(I)}$ とすると、他の framework II では固有値の一組の linear comb. が得られる。これがまた元の framework での固有値の一組の筈である。（∵固有値の集合は両方で同じ筈）故に、

$$P_\mu^2 = -m^2 \quad (a)$$ ~~か固有値か一つである~~

なる関係を満足し、且つ $P_0 = iP_4 > 0$ (b)
なる固有値が一組でもあれば (a), (b) を満す固有値の集合が同時に存在する筈。又 $P_0 = iP_4 < 0$ (c)
~~又は $P_0 = 0$ の~~（特に $m = 0$ の場合には $P_0 \geq 0$ 又は $P_0 \leq 0$）(b) の代りに
を満す固有値の一組があるなら、全体がふくまれる。

通常例. P_μ はこの種の固有値しか持っていないものと考えられているが、実際そうであるという保証はない。

従って $p_\mu^2 = -m^2$ で
を ~~[illegible]~~ $p_0 < 0$ の論点については
Tanikawa の third quantization
によって、更に上記の ~~Lagrangian~~ quantized
field で記述される system の assembly
を考え、assembly の状態空間に F.D.
quantization を施すことによって negative
energy の困難は除かれる。そうすると
$p_0 < 0$ の状態 ~~にある~~ $p_0 > 0$ の状態にある
に対応する粒子
一個化されない
を表わす一個化された粒子の反粒子を表わす。
もっと正確にいえば、$p_0 > 0$ に対応する
状態 $\psi^{(+)}$ は一個化された粒子を消滅
させる演算子と一個化された反粒子を創成する
演算子との和となり、$p_0 < 0$ に対応する
状態 $\psi^{(-)}$ は一個化された反粒子を消滅
する演算子と、粒子を創成する演算子の
和となる。

~~もし~~ この手続きを一段づつ戻して、
ある non-linear な field equation を
満す classical な field を考え、~~それに対応する~~
~~energy-momentum four-vector~~ p_μ ~~を~~
~~その固有値を考え。常に存在する状態は~~
field equation の solution で p_μ に
一定の値

2.18 Lehmann の一般的考察.

H. Lehmann, Über Eigenschaften von Ausbreitungsfunktionen und Renormierungskonstanten quantisierter Felder
(Nuovo Cimento 11 (1954), 342)

Energy-momentum four-vector P_μ exists, with the properties

$$\frac{\partial A(x)}{\partial x_\mu} = i[A(x), P_\mu] \,; \quad [P_\mu, P_\nu] = 0$$

Definition of vacuum → existence of smallest eigenvalue for energy-operator

a) Scalar field $\quad P_\mu \Phi_k = k_\mu \Phi_k$

$$(\Phi_0, A(x)A(x')\Phi_0) = \langle A(x)A(x')\rangle_0 = i\Delta^{(+)\prime}(x-x')$$

$$\langle A(x')A(x)\rangle_0 = -i\Delta^{(-)\prime}(x-x')$$

$$\langle [A(x), A(x')]\rangle_0 = i\Delta'(x-x')$$

$$= -2i\varepsilon(x_0-x_0')\bar{\Delta}'(x-x')$$

$$\langle \{A(x), A(x')\}\rangle_0 = \Delta^{(1)\prime}(x-x')$$

$$\langle T A(x)A(x')\rangle_0 = \frac{1}{2}\Delta_F'(x-x')$$

(definitions of vacuum functions)

$$\Delta_F'(x) = 2i[\theta(x_0)\Delta^{(+)\prime}(x) - \theta(-x_0)\Delta^{(-)\prime}(x)]$$

$$= \Delta^{(1)\prime}(x) - 2i\bar{\Delta}'(x)$$

$$\theta(x_0) = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{x_0}{|x_0|}\right)$$

$$\langle A(x)A(x')\rangle_0 = \sum (\Phi_0, A(x)\Phi_k)(\Phi_k, A(x')\Phi_0)$$

$$= \sum_k A_{0k}(x)A_{k0}(x')$$

$$= \sum a_{0k}a_{0k}^* \exp ik[x-x']$$

where
$$(\Phi_0, A(x)\Phi_k) = A_{0k}(x) = a_{0k} \exp[ikx]$$
because
$$\frac{\partial A_{0k}(x)}{\partial x_\mu} = i(\Phi_0, [A(x), P_\mu]\Phi_k)$$
$$= i k_\mu A_{0k}(x)$$
$$\rho(-k^2) = (2\pi)^3 \sum a_{0k} a_{0k}^*$$
sum over states with a set k_μ.
$$\Delta^{(+)'}(x-x') = -\frac{1}{(2\pi)^3}\int \theta(k_0)\rho(-k^2)\exp\{ik(x-x')\}d^4k$$
$$\rho(-k^2) = \int_0^\infty \rho(\kappa^2)\delta(k^2+\kappa^2)d(\kappa^2)$$
$$\Delta^{(+)'}(x) = \int_0^\infty \Delta^{(+)}(x;\kappa^2)\rho(\kappa^2)d(\kappa^2)$$
$$\Delta^{(-)'}(x) = \int_0^\infty \Delta^{(-)}(x;\kappa^2)\rho(\kappa^2)d(\kappa^2)$$

(b) spinor field

invariance under C.C. †
$$\langle \psi_\alpha(x)\bar\psi_\beta(x')\rangle_0 = -i S^{(+)'}_{\alpha\beta}(x-x')$$
$$\langle \bar\psi_\beta(x')\psi_\alpha(x)\rangle_0 = -i S^{(-)'}_{\alpha\beta}(x-x')$$
$$\langle \{\psi_\alpha(x), \bar\psi_\beta(x')\}\rangle_0 = -i S'_{\alpha\beta}(x-x')$$
$$\langle [\psi_\alpha(x), \bar\psi_\beta(x')]\rangle_0 = -S^{(1)'}_{\alpha\beta}(x-x')$$
$$\langle T\psi_\alpha(x)\bar\psi_\beta(x')\rangle_0 = -\tfrac{1}{2} S'_{F\alpha\beta}(x-x')$$

$\dagger\quad \langle \bar{\Psi}_\beta(x')\psi_\alpha(x)\rangle_0 = \langle \bar{\Psi}'_\beta(x')\psi'_\alpha(x)\rangle_0$

$= -C^{-1}_{\beta\gamma}\langle \psi_\gamma(x')\bar{\Psi}_\delta(x)\rangle_0 C_{\delta\alpha}$

$\therefore\quad S^{(-)\prime}_{\alpha\beta}(x-x') = -C^{-1}_{\beta\gamma} S^{(+)\prime}_{\gamma\delta}(x'-x) C_{\delta\alpha}$

$\langle \psi_\alpha(x)\bar{\Psi}_\beta(x')\rangle_0 = \sum_k (\Phi_0, \psi_\alpha(x)\Phi_k)(\Phi_k, \bar{\psi}_\beta(x')\Phi_0)$

$= \sum_k C^\alpha_{0k}\bar{C}^\beta_{0k}\exp[ik(x-x')]$ /

? $(i\gamma_{\alpha\beta}k - \sqrt{-k^2}\,\delta_{\alpha\beta})\rho_1(-k^2) + \delta_{\alpha\beta}\rho_2(-k^2)$

$= -(2\pi)^3\sum C^\alpha_{0k}\bar{C}^\beta_{0k}$

$S^{(+)\prime}(x) = -\frac{i}{(2\pi)^3}\int \theta(k_0)\{(i\gamma k - \sqrt{-k^2})\rho_1(-k^2)$

$+\rho_2(-k^2)\}\exp[ikx]\,d^4k$

$= \int_0^\infty \{S^{(+)}(x;\kappa)\rho_1(\kappa^2) + \Delta^+(x;\kappa)\rho_2(\kappa^2)\}\,d(\kappa^2)$

$S^{(-)\prime}(x) = \int_0^\infty \{S^{(-)}(x;\kappa)\rho_1(\kappa^2) + \Delta^{(-)}(x;\kappa^2)\rho_2(\kappa^2)\}$
$\times\, d(\kappa^2)$

ρ_1, ρ_2: real

$\rho_1 \geq 0,\quad 0 \leq \rho_2 \leq 2\kappa\rho_1$

($\because$ $f^\alpha_{0k} = (i\gamma k + \alpha)C_{0k}$:

$\sum_\beta f^\beta_{0k} f^{*\beta}_{0k} = k_0[(\kappa-\alpha)^2\rho_1 + 2\alpha\rho_2] \geq 0$
$(\kappa^2 = -k^2)$

$k_0 > 0$: ~~$\alpha \geq 0$~~ $(\kappa-\alpha)^2\rho_1 + 2\alpha\rho_2 \geq 0$

$\alpha = 0$; $\rho_1 \geq 0$
$\alpha = (\varkappa\rho_1 - \rho_2)/\rho_1$; $\rho_2(2\varkappa\rho_1 - \rho_2) \geq 0$
or $2\varkappa\rho_1 > \rho_2 \geq 0$

$$S_F'(k) = -2i\int_0^\infty \frac{(i\gamma k - \varkappa)\rho_1(\varkappa^2) + \rho_2(\varkappa^2)}{k^2+\varkappa^2 - i\varepsilon}\, d(\varkappa^2)$$

(free particle of mass M;
$\rho_1(\varkappa^2) = \delta(\varkappa^2 - M^2)$; $\rho_2(\varkappa^2) = 0$)

$$\langle \{ \psi_\alpha(x,t), \bar\psi_\beta(x',t)\}\rangle_0 = \gamma^4_{\alpha\beta}\,\delta(x-x')\int_0^\infty \rho_1(\varkappa^2)\,d(\varkappa^2)$$

Renormalization constants;
ps.-ps. coupling (neutral meson)

$\psi(x) = Z_2^{-1/2}\psi_u(x)$; $A(x) = Z_3^{-1/2} A_u(x)$
$M = M_0 + \delta M$, $m^2 = m_0^2 + \delta m^2$
$g = Z_1^{-1} Z_2 Z_3^{1/2} g_0$

$$L = \begin{cases} -\tfrac14 Z_2\{[\bar\psi, (\gamma\partial + M)\psi] - [(\gamma^T\partial - M)\bar\psi, \psi]\} \\ -\tfrac12 Z_3\{\partial_\nu A\,\partial_\nu A + m^2 A^2\} \\ -\tfrac{i}{2} g Z_1 [\bar\psi, \gamma_5\psi] A + \tfrac12 Z_2\,\delta M [\bar\psi, \psi] \\ +\tfrac12 Z_3\,\delta m^2 A^2 \end{cases}$$

$$(\Box - m^2) A(x) = \frac{ig}{2} Z_1 Z_3^{-1} [\bar\psi, \gamma_5\psi] - \delta m^2 A$$

$$\left(\gamma\frac{\partial}{\partial x} + M\right)\psi(x) = -ig Z_1 Z_2^{-1}\gamma_5 A\psi + \delta M\psi$$

$$[A(x), \dot A(x')] = -i\,\delta(x-x')\, Z_3^{-1}$$

$$\{\psi_\alpha(x), \bar\psi_\beta(x')\} = \gamma^4_{\alpha\beta}\,\delta(x-x')\, Z_2^{-1}$$

$\rho(x^2) = C_3 \delta(x^2 - m^2) + \cdots$

$\rho_1(x^2) = C_2 \delta(x^2 - M^2) + \cdots$

Källen ; Helv. Phys. Acta 25 (1952), 417

Mathews. Phil. Mag. 41 (1950), 185

$$\left.\begin{aligned} Z_3^{-1} &= \int_0^\infty \rho(x^2)\,dx^2 \\ Z_2^{-1} &= \int_0^\infty \rho_1(x^2)\,dx^2 \end{aligned}\right\}$$

$\therefore \quad 0 \leq Z_3 < 1 \qquad 0 \leq Z_2 \leq 1$

$(\Box - m_0^2) \langle [A(x), A(x')] \rangle_0$

$= \cdots = i \int_0^\infty (x^2 - m_0^2) \Delta(x - x'; x^2) \rho(x^2) d(x^2)$

$m_0^2 \int_0^\infty \rho\, d(x^2) = \int_0^\infty x^2 \rho\, d(x^2)$

$\delta m^2 = - Z_3 \int_0^\infty (x^2 - m^2) \rho\, d(x^2) \leq 0$

$\delta M = Z_2 \int_0^\infty [(M - x)\rho_1 + \rho_2]\, d(x^2)$

g^2-order: $\rho_1' = \cdots$

$\rho_2' = \cdots$

$S_F' = \cdots$

山崎 G：CERN 四方山話，

Feb. 18, 1958

CERN　12ヶ国

1957　60 M.S.F.　(15 M$)

P.S.　25 BeV　1960～61 (200m 直径)

S.C.　600 MeV

技術者 200人　理論 30人

Ford Foundation

[illegible]

600 MeV：　$p + d \to H^3 + \pi^+$

$\qquad\qquad\qquad\quad \to He^3 + \pi^0$

Bernardini　前方散乱

Fubini　$e + p \to n + e + \pi^+$

$e + d \to$

~~neu~~ neutron の mag. moment の拡がり，

0.8×10^{-13} cm

or 1.0

D'Espagnat-Prentki：新粒子.

$N \quad \Xi \qquad N_{\alpha\beta}$

$\beta \quad +1 \quad -1$

$\Sigma \quad \Lambda \qquad \Sigma_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} \frac{\Sigma^0 + \Lambda}{\sqrt{2}} & \Sigma^+ \\ \Sigma^- & -\frac{\Sigma^0 + \Lambda}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$

$G\{\bar{N}_{\alpha\beta}\tau^{\kappa}_{\alpha\alpha'}N_{\alpha'\beta}\varphi^{\kappa}$

$+ \bar{\Sigma}_{\alpha\beta} \text{ " } \Sigma_{\alpha'\beta}\}$　　strong

$\bar{N}_{\alpha\beta} K_{\beta\gamma} \Sigma_{\alpha\gamma}$

$g(\bar{N}N - \bar{\Xi}\Xi)\pi$　　medium

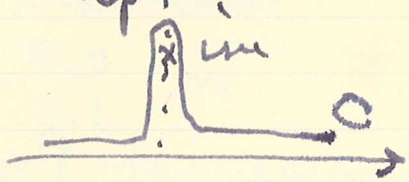
(ρ, ρ' を考える)

c033-320挟込

Ferretti : nucleon number の保存
→ scalar neutral meson
Weisskopf : Brueckner model
De Shalit : Racah shell model
Gottfried :
Inglis : pear-shaped nucleus
Wolfenstein : $\mu^- + d \to$
Toyoda

A. Bohr - Ruderman
macro causality → dispersion
classical

$$\varphi(t, t_0, x) = \int_C e^{i\{px - \omega(t-t_0)\}}\, dp$$



$$t_0 = 0 \left\{ \begin{array}{ll} t = 0 & \varphi \doteq \delta(x) \\ x > t & \varphi = 0 \end{array} \right\}$$

$$e^{i(px - \omega t)} = \int \varphi_{in}(t, t_0, x)\, e^{-i\omega t_0}\, dt_0$$

$t < R + t_0$: $\varphi_{sc} = 0$

$$\varphi_{out} = \int \underbrace{\frac{e^{i(pR - \omega t)}}{R} (S(\omega) - 1)}_{\varphi_{sc}}\, e^{-i\omega t_0}\, dt_0$$

Omnes:
phase space strip　　C.H.B.
25 BeV

Goldhaber: $Eu^{152} + e^- \xrightarrow{A} \nu + Sm^{*152}$

$0^- \xrightarrow{\text{K-capt.}} 1^-$ 1^-

$\gamma d \mid \gamma$ 2^+

0^+

γ a spin ~~αs~~ ~~&~~ ν α spin

$\nu \to$ left handed

axial coupling

A^{35} : V - A

Argonne: $n \to p + e^- + \nu$

2 comp theory $\quad a$

-0.08

~~+1.00~~

old data $\quad 0.4$

new data $\quad -0.07 \sim -0.1$

London conference (parity non-cons.)

Grace:

Co^{58} $2 \to 2$ G. T. + F.

Griffin (old) $\left(\frac{C_F M(F)}{C_{GT} M(G.T.)} \right)^2 \simeq \frac{1}{8}$

new data $\quad M(F) \simeq 0$.

2-component z l ii.

He^6: tensor $\to$ V - A.

Wu: $T \to A$

素粒子基礎論小研究会

Feb. 19, 1958　基研

1. 宮武：伝播函数の有限性（10分）

$$(\Box - \kappa^2)\,\Delta'(x,x') = \delta(x,x')$$

$$(i\gamma_\mu\partial_\mu - \kappa)\,K_F(x,x') = i\,\delta(x,x')$$

$\delta(x,x')$ をかえる　Feynman cut-off or regulator

microcausality を捨てる必要あり。

重力場の導入。

Deser, R. M. P.　1957.

$$A = \int \sqrt{g}\,[R + \tfrac{1}{2}\{-\phi\,\Box\phi + \kappa^2\phi^2\}]\,d^4x$$

$$\Box = \sqrt{g}\,\partial_\mu(g^{\mu\nu}\sqrt{g}\,\partial_\nu)$$

$$\Delta''_F(x,x') \equiv i\langle 0|(\phi(x)\phi^*(x'))_+|0\rangle / \langle 0|0\rangle$$

$$= N^{-1}\int \phi(x)\phi(x')\exp(iA)(\delta g)\delta\phi$$

$$N = \int \exp(iA)(\delta g)\,\delta\phi$$

$$\Delta''_F = N^{-1}\int \Delta(x,x',g_{\mu\nu})\exp(iA_g + iA_{0g})(\delta g)$$

$$\exp(iA_{0g}) = \int \exp\left[i\int\sqrt{g}\,\tfrac{1}{2}\{-\phi\,\Box\phi + \kappa^2\phi^2\}\right]\frac{\delta\phi}{d^4x}$$

$$(-\Box + \kappa^2)\,\Delta(x,x';g_{\mu\nu}) = \delta(x,x')$$

$$\Delta(x,x';g_{\mu\nu}) = S_g^{-2}(x,x')\,F_1(x,x',g_{\mu\nu})$$

$$+ F_2(x,x',g_{\mu\nu})$$

S_g: geodesic distance

$S_g = 0$ の近傍の measure は 0,

$g_{\mu\nu}$ の量子化の必要？

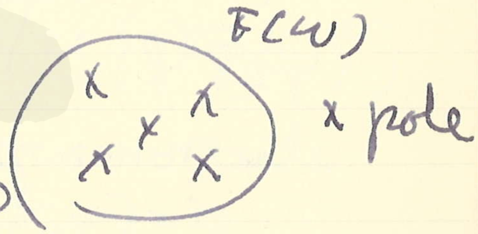
$$(-\gamma_\mu \partial_\mu + M^2)\,\Delta(x, x'; M) = \delta(x, x')$$

2、比較：素粒子を生む不安定粒子 ('30's)
Munakata, Arakai :
Naito. $\quad z = 1/2$
Lee-Model
正の確率解釈
complex distribution

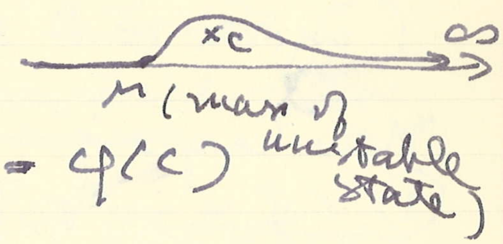
$$F(\varphi) = \int_a^b \varphi(\omega) F(\omega)\, d\omega$$

path の取り方を仕方.

$$2\pi i\,\delta(\omega - c) = \frac{1}{(\omega^+ - c)} - \frac{1}{(\omega^- - c)}$$



cの
ω^+ : 上を通る
ω^- : ωの下を通る



$$\int_\mu^\infty \varphi(\omega)\,\delta(\omega - c)\, d\omega = \varphi(c)$$

$$\int_\mu^\infty (\delta(\omega - c))^* \,\delta(\omega - c)\, d\omega = 0$$

$$H|V\rangle = (m_V - \tfrac{i}{2}\gamma)|V\rangle$$

Hilbert を内はみ出ているか?

$$\langle V|V\rangle = 0$$

c033-330～350挟込

3. 中西: Heisenberg - Pauli の理論の批判
(60)

§1. プロローグ

$$\mathcal{L} = \psi^{+}\gamma_\nu \frac{\partial\psi}{\partial x_\nu} + l^2(\psi^{+}\psi)^2$$

1) classical solution
原点で singular でない解がある.

? 2) quantum theory
Tamm-Dancoff:
然し $\langle 0|\psi\psi^{+}|0\rangle \equiv S_F$ を考へる,
(如何に考へるか?)

$$\frac{1}{2}S(p) = \int \rho(x)dx\left[\frac{\gamma p\, x^4}{(p^2)^2(p^2+x^2)} - \frac{i x^3}{p^2(p^2+x^2)}\right]$$

electromagnetic effect → long range force
fine structure constant
(infra-red divergence?)

New Lagrangian:

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

gage transf.: $\psi \to e^{i\alpha}\psi$

Nishij. transf.: $\psi \to e^{i\alpha\gamma_5}\psi$

N.T. によって x について odd の項の符号が変る.

$$S \to \boxed{x:\text{even}} - \boxed{x:\text{odd}} \times V$$

$$\psi \to e^{i\theta\gamma_5}\psi \qquad \{0, V\} = 0$$

$\gamma_5 O = \tau_3$ $\quad \gamma_5 V = \tau_1$ $\rightarrow$ isospin

Yamazaki : $O = O$

(2) Pauli : (Nuovo Cimento (457)

(I) $\psi' = a\psi + b\gamma_5\psi^C$ (isospin group rotation isomorph)

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

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

On the Isospin group in the Theory of the Elementary Particles

Heisenberg and Pauli

$$\mathcal{L}' = \psi^\dagger \gamma_\nu \frac{\partial \psi}{\partial x_\nu} + l^2\left[(\psi^\dagger\psi)^2 - (\psi^\dagger\gamma_5\psi)^2\right]$$

(前と同じ)

$\psi \rightarrow e^{i\alpha}\psi$ $\qquad \frac{\partial}{\partial x_\nu}(\psi^\dagger\gamma_\nu\psi) = 0$

$\psi \rightarrow e^{i\alpha\gamma_5}\psi$ $\qquad \frac{\partial}{\partial x_\nu}(\psi^\dagger\gamma_\nu\gamma_5\psi) = 0$

q-number 理論では invariant でな..

(Yamazaki)

$$\mathcal{L}' \rightarrow \psi^\dagger\gamma_\nu \frac{\partial\psi}{\partial x_\nu} \pm l^2(\psi^\dagger i\gamma_\nu\gamma_5\psi)^2$$

[illegible]

$j^{(1)}_\mu = \psi^\dagger\gamma_\nu\psi$

$j^{(2)}_\mu = \psi^\dagger\gamma_\nu\gamma_5\psi$

$j^{(3)}_\mu = \frac{1}{2}(\psi^\dagger\gamma_\mu\gamma_5\psi^C\gamma_5$
$\qquad - \psi^{C\dagger}\gamma_\mu\gamma_5\psi)$

$j^{(4)}_\mu = \frac{i}{2}(\psi^\dagger\gamma_\mu\gamma_5\psi^C$
$\qquad + \psi^{C\dagger}\gamma_\mu\gamma_3\psi)$

以下は non-linearity と independent

$$\gamma_\mu \frac{\partial \psi}{\partial x_\mu} + \varkappa \psi = 0$$

Gürsey (N. C.)

p-n-system

$$\left.\begin{aligned} \gamma_\mu \frac{\partial \xi}{\partial x_\mu} &= i\varkappa\gamma_5 \chi \\ \gamma_\mu \frac{\partial \chi}{\partial x_\mu} &= -i\varkappa\gamma_5 \xi \end{aligned}\right\}$$

$$\chi = \frac{1}{2}(1+\gamma_5)\psi_p + \frac{i}{2}[(1+\gamma_5)\psi_n]^c$$

(I) $$\xi = \frac{1}{2}(1-\gamma_5)\psi_p - \frac{i}{2}[(1-\gamma_5)\psi_n]^c$$

$$a = b = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

$$\boxed{\left.\begin{aligned} \gamma_\nu \frac{\partial \psi}{\partial x_\nu} + \varkappa\gamma_5 \psi^c &= 0 \\ \gamma_\nu \frac{\partial \psi^c}{\partial x_\nu} - \varkappa\gamma_5 \psi &= 0 \end{aligned}\right\}}$$

$$\langle \psi \psi^{\dagger\prime} \rangle_0 = \langle \psi^\dagger \psi' \rangle_0 = S_+$$

$$\boxed{\begin{aligned} \langle \psi_\alpha \psi^{\dagger\prime}_\beta \rangle_0 = \langle \psi^\dagger_\beta \psi'_\alpha \rangle_0 &= -\gamma_\nu^{\alpha\beta} \frac{\partial}{\partial x_\nu} i\Delta_+(s) \\ \langle \psi_\alpha \psi'_\rho \rangle_0 (C\gamma_5)_{\rho\beta} &= \delta_{\alpha\beta}\, i\varkappa\Delta_+(s) \\ \langle \psi^\dagger_\beta \psi^{\dagger\prime}_\rho \rangle_0 (\gamma_5 C^{-1})_{\rho\alpha} &= \delta_{\alpha\beta}\, i\varkappa\Delta_+(s) \end{aligned}}$$

non-linearity の効果：
indefinite metric
Hilbert space

4つの $\left\{ \Psi_n^{\dagger} \frac{1+\Gamma_5}{2} \Psi_{n'} = \eta_{nn'}^{*} \right.$ $\quad \Psi^{\dagger} = \Psi^{*} \Gamma_4$

vacuum degeneracy → 4つの状態
ps state — anti-state
positive charge state
— negative charge state
Majorana state → norm zero の state
spinor

$$\boxed{\begin{array}{ll} \text{alternative theory} & \\ \left.\begin{array}{l} \psi \to e^{i\alpha}\psi \\ \psi \to e^{i\alpha\gamma_5}\psi \end{array}\right\} & \left.\begin{array}{l} \hat{\psi} \to e^{-i\alpha}\hat{\psi} \\ \hat{\psi} \to e^{-i\alpha\gamma_5}\hat{\psi} \end{array}\right\} \end{array}}$$

quantization
i) 真空期待値 $^{A}\langle \quad \rangle_{0}{}^{A'}$
ii) $\Delta_{+}(s)$: light cone の singularity, $\gamma_\mu(x'-x')_\mu$
弱い
even term ← $\langle \psi \psi^{\dagger} \rangle = \cdots \Delta_{+} \to$ regular $\to G_{+}(s)$
odd term ← $\langle \psi \psi \rangle (\gamma_5 \} \to$ log. singul.
iii) 真空 → 真空の transition operator を propagator に分ける。

fine structure const. の order で
isospin symmetry がこわれる?
$\because \ F_{\mu\nu} \sim \psi^\dagger \gamma_{\mu\nu} \psi$

virtual photon

γ_5 or self-energy の correction

weak interaction

$\psi \to e^{i\alpha\gamma_5}\psi$

プロパゲーター.

$${}_A\langle \psi_\alpha \psi_\beta^{\dagger\prime} \rangle_{A'} = {}^A\langle \psi_\beta^\dagger \psi_\alpha' \rangle_{A'}$$

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

$$\sim \gamma_\nu (x - x')_\nu$$

$${}^A\langle \psi_\alpha \psi_\rho' (C\gamma_5)_{\rho\beta} \rangle_{A'} = {}^A(V_1^{\alpha\beta})_{A'} G(s)$$

$$+ i\gamma_5^{\alpha\beta} G_1(s) {}^A(V_2^{\rho\beta})_{A'}$$

$\sim$ log. div.

(Wightman の analyticity
micro causality
CPT.)

Hilbert space の structure と関係?

4. new quantum numbers for systematization of particles

internal structure

$\psi' = e^{i\frac{\alpha}{2}}\psi$ $\qquad$ $\Phi_0' = e^{i\frac{\alpha}{2}\Lambda}\Phi_0$

$\psi'\Phi_0'$: Q $\qquad$ $\Phi' = e^{i\alpha Q}\Phi$

$Q = I_3 + l/2$

orbital

$\psi' = e^{i\frac{\alpha}{2}\gamma_5}\psi$ $\qquad$ $\Phi_0' = e^{\frac{\alpha}{2}\Lambda_N}\Phi_0$

$N = I_B + l_B/2$

I_3, I_B : conserv. (mod. 2)

l, l_B : conserv. (mod. 4)

	p	n	e^+	$\tilde{\nu}$	π^+	π^0	π^-	Λ	Σ^+	Σ^0	Σ^-	Ξ^-	Ξ^0	K^+	K_0	μ^+
I_3	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	1	0	-1	0	1	0	-1	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0
$\frac{l}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0	0	0	0	0	0	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
Q	1	0	1	0	1	0	-1	0	1	0	-1	-1	0	1	0	1
I_B	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0	$-\frac{1}{2}$
$\frac{l_B}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0	$\frac{1}{2}$
N	1	1	0	0	0	0	0	1	1	1	1	1	1	0	0	0
S $(l-l_B)$	0	0	0	2	0	0	0	-1	-1	-1	-1	-2	-2	1	1	1

$\psi^\dagger\Phi_0$ $\quad$ $\psi^\dagger\Phi_0$ $\quad$ $\psi\psi^\dagger\Phi_0$ $\quad$ $(\psi\psi^\dagger)\psi^\dagger\Phi_0$ $\quad$ $\psi\psi^\dagger\psi\psi^\dagger\Phi_0$

$\psi\psi^\dagger\psi\psi^\dagger\psi^\dagger\Phi_0$ $\quad$ $\psi\psi^\dagger\psi\Phi_0$

$\psi\psi^\dagger \to \pi'$

$\to \tilde{\pi}$ symmetry changing π

$\Lambda_0, \Sigma^\pm \sim N + \tilde{\pi}$ $\qquad$ $K \sim \pi + \tilde{\pi}$

$\Xi \sim N + 2\tilde{\pi}$ $\qquad$ $\mu \to e + \tilde{\pi}$

一般相対論・(重力)共同研究会

第一回: Feb. 20, 1958

三村氏: 了安. I.

I
1. Galilei の g の測定
Tycho Brache - Kepler: planetary motion
Newton: Inverse square law

2. Potential theory
($\Delta\varphi = 4\pi\kappa\rho$ → 運動方程式
境界条件) 力 $= -\frac{\partial\varphi}{\partial x}$

3. Eötvös の実験
$g(t)$

4. Galactic, extra-galactic system
Cosmology
(Newtonian Cosmology)

5. Gravit(o)dynamics
gravitational wave

6. Einstein
Newton との違い: 3つの test だけ

~~7.~~ Einstein 以外の重力理論.

7. Einstein {重力の理論
時間・空間の理論

8. 量子化
数学的検討 (de Donder etc.)

9. Machの原理
inertial system の existence

$\boxed{\text{Einstein}}$ ©

1905: Special Relativity (relativity between inertial systems)
加速を除外

1908: Minkowski　4次元的世界
$$ds^2 = -dx^2 - dy^2 - dz^2 + c^2 dt^2$$

(1907: Einstein: accelerated system
uniformly) Principle of equivalence)
(アインシュタイン等価原理.)

1916: general Relativity　g → $g_{\mu\nu}$

時計と加速.

$$\tau = t\left(1 + \frac{\Phi}{c^2}\right)$$

加速　重力ポテンシャル

1. red shift
2. deflection → permanent gravitational potential

(1911: P. E. arbitrary acceler. system
~~のすべての点を~~ は 重力のない system の
運動に置きかえできない.
(red shift, deflection 共に半分
(かぎない))

1912: 静力学.
光の速度の変化
$\delta c = 0$
Hamilton principle

1914: (1913: 未完成) Grossmann との
共著.
inertial mass $\propto$ gravitational mass
(principle of equivalence の意義)
Principle of covariance

S.R. $\left(\begin{array}{l} \delta \int ds = 0 \\ ds^2 = -dx^2 - dy^2 - dz^2 + c^2 dt^2 \end{array} \right.$

G.R. $\left\{ \begin{array}{l} \delta \int ds = 0 \\ ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \end{array} \right.$

(従来の座標変換 ds は変つてない。
$g_{\mu\nu}$ が重力 potential)

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & & & \\ & -1 & & \\ & & -1 & \\ & & & +c^2 \end{pmatrix}$$

$c(x, y, t)$

$T_{\mu\nu}$ の conservation : $T_{\mu\nu,\nu} = 0$
absolute diff. calculus

重力 : $\Delta\varphi = 4\pi\kappa\rho$
$\Delta\varphi = 0$) の一般化 ($g_{\mu\nu}$)

(local には $g_{\mu\nu} \to$ 一定 : Riemann space における考え) (Einstein は 4次元 manifold としかいつていない)

G. Mie の批評.

1914 : Einstein, Ber. Ber.
見かけ上と真の重力と区別はあるが, 区別を認める理由がない.
4次元 manifold : $g_{\mu\nu}$ と ρ, c,
重力論の基本式をもとめる. → 基本式はあり得ない ことを証明. (出発点誤り)
一次共変量に従つて, $P_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu}$
$P_{\mu\nu}(g_{\mu\nu})$ の形をもとめる

1915: Einstein, Ber. Ber. 前論文の内容を
普通には誤を含っていたが、それらしいことを気付いた.
一般変換はおかしい.

$$\frac{\partial(x^{1'}\cdots x^{4'})}{\partial(x^1\cdots x^4)}=1 \rightarrow$$ 共変量は Riemann-Christoffel tensor から導かれる. → $G_{\mu\nu}$

$$G_{\mu\nu}=R_{\mu\nu}+S_{\mu\nu}$$

$$R_{\mu\nu}=-\frac{\partial\left\{{\mu\nu \atop \rho}\right\}}{\partial x^\rho}+\sum_{\tau\rho}\left\{{\mu\rho \atop \tau}\right\}\left\{{\tau\nu \atop \rho}\right\}$$

$$S_{\mu\nu}=\frac{\partial\left\{{\mu\rho \atop \rho}\right\}}{\partial x^\nu}-\sum_{\tau\rho}\left\{{\mu\nu \atop \tau}\right\}\left\{{\tau\rho \atop \rho}\right\}$$

$\sqrt{-g}=$ scalar $\rightarrow$ $\sqrt{-g}=1$ とおいて $S_{\mu\nu}=0$.

$$\begin{cases} R_{\mu\nu}=-\varkappa T_{\mu\nu} \\ \sqrt{-g}=1 \end{cases}$$

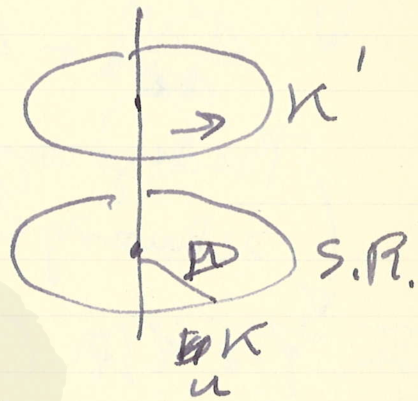
~~Riemann geomet~~ 4-dimensional Riemannian manifold

1915: Einstein: Perihelion の移動.
1916: Schwarzschild
$\sqrt{-g}=1$　polar coordinate は
使えない.
1916: Einstein, Ann. Phys.
空間が曲っている.
$\sqrt{-g}=1$.

1921: Einstein, Vier Vorlesungen
(Mean of Relativity)
では $\sqrt{-g}=1$ にはずした。 その後)
物理的に意味のない座標系が入った。

II. 一般相対論の建て方:

1. S.R. では Space-Time は absolute
(物理現象と独立) → Mach principle
2. non-uniform motion
$m_i = m_g$
Principle of Equivalence
3. Space-Time continuum
→ local galilei region
些
Principle of Equivalence
4. 座標系と物理的意味,
disc of rotation



K: $u/D = \pi$

K': $u/D > \pi$

? K'における space-time は
inertial system のものと異なる.
K'における幾何学は non-Euclidian

5. Gauss の曲面. (Riemannian geometry)
二次元　　四次元
$ds^2 = g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu$
Principle of Covariance

運動方程式 (Riemann space の上)

$\delta \int ds = 0 \qquad ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$

$g_{44} \to -\frac{\gamma_{4\rho}}{2}$: newtonian potential

重力場の方程式

$G_{\mu\nu} = -\kappa T_{\mu\nu} \qquad T_{\mu\nu,\nu} = 0$

$-\frac{1}{2} g_{\mu\nu} G$

二元論　$T_{\mu\nu}$ を取り入れるもの
一元論　$T_{\mu\nu} = 0$ の場合だけ考える

gravity は velocity c で伝わる. (第一近似)

$T^{\mu\nu} = \sigma \frac{dx^\mu}{ds} \frac{dx^\nu}{ds}$

$T_{\mu\nu,\nu} = 0 \to$ Relativistic hydrodyn.

$\frac{d^2 x^\mu}{ds^2} + \Gamma^\mu_{\alpha\beta} \frac{dx^\alpha}{ds} \frac{dx^\beta}{ds} = 0$

Background → Minkowski space
Schwarzschild → 遠方で Minkowski

III. 宇宙論 (Universe as a whole)

1917; $\Delta\varphi - \lambda\varphi = 4\pi\kappa\rho$

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

空間的に閉じてる → Einstein Universe
(static)　(Matter without motion)

1917: de Sitter　$T_{\mu\nu} = 0 \qquad G_{\mu\nu} = \lambda g_{\mu\nu}$

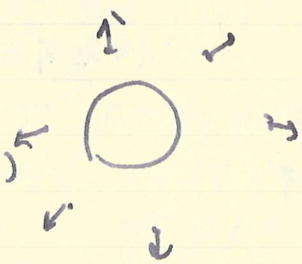
de Sitter universe : 物のない universe
(Motion <u>without</u> matter)

Minkowski Universe
1922: Friedmann; Non-static Universe
Expanding Universe
入れるかどうか.

$ds^2 = dt^2 + g_{ij}\,dx^i dx^j$?

1. R.C. t: cosmic time
2. Kinematical Cosmology (Milne)
Hubble → Solar system
3. Newtonian Cosmology
4. Wave Geometry Cosmology
5. Steady State Cosmology
Perfect Cosmological Principle

結果：一般相対論の実験的検証.
([illegible])
1. 水星の近日点の前進
2. Deflection (日食)
3. Red shift
{ 星の spectrum (white dwarf)
{ 太陽の spectrum



1. ~~100年間に~~
~~43~~

obs. 574"/100yr

pert. 532"

42" empirical term

1850年以前 43.37"
relat. 42.91
0.46

1765~1937年 −0.07" ± 0.4"
(relat. を入れて計算します)

1" 前進 → 2 sec, 3 sec (contact time)

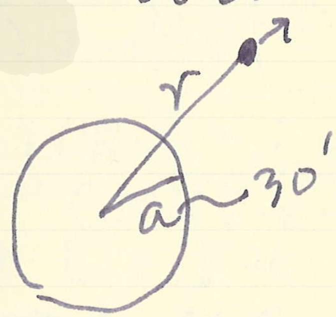
perturbation の精度

venus $\frac{\delta M}{M} \sim \frac{1}{300}$ ±0.6"

rel. effect	水	金	地	火	木
φ	40"	9"	4"	1"	0.06"
eφ	9	0.06	0.09	0.13	0.003

resisting medium の effect としては
何れも説明できない。

2. 1.75"$\cdot\frac{a}{r}$



parallax は精度: ±0."01

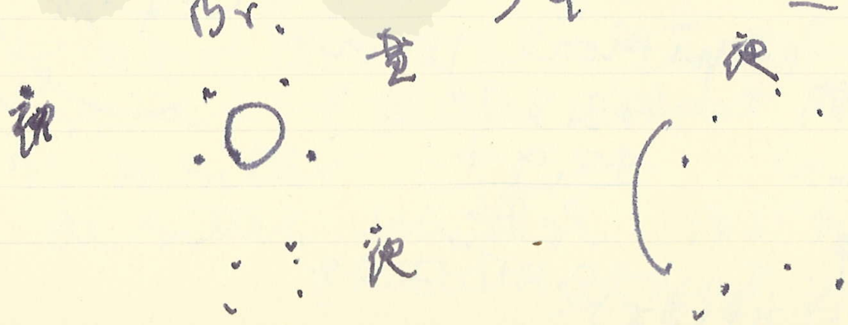
1.75" (displacement 0.1 mm)
(に相当する 乾板上の)

数十個の星について、昼と夜と違った条件で撮る
精度は 1/10 程度はある。

1919年 イギリス ~~アフリカ~~

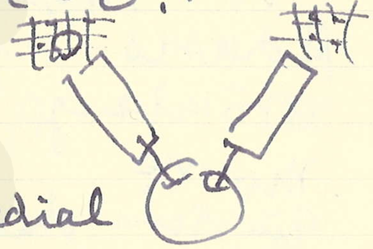
			No. of stars
Africa	Eddington	16" Coel.	7
Brazil		8" Coel.	7

	distance of nearest stars	E.D.
Af.	>9' (?)	1.65" } 1.98"
Br.	>9'	

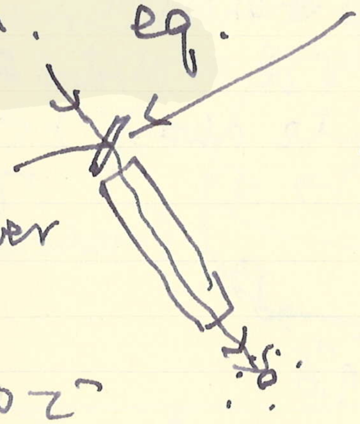


Campbel
1922年 Australia (米学者) eq. (精密よし)
nr. of nearest stars distance E.D.
118 >33′ 1.72″(2.05″)

1929年 Sumatra Freundlich 30″Coel
[illegible] (Potsdam)



nr. distance 2.2″(1.75″)
18 >8′(近)
([illegible])
displacement は大体 radial
で 両端に近い所が大きい
1947年 Brazil. 米. eq.
nr. dist.
51 >35″([illegible]) 2.01±0.27



平均値は観測誤差内で
1.75″になってる.

3, a) Sirius B
Sirius A の 固有 運動
← 50年 →
→ B の effect
1862 Clark
B (伴星) を見つけ orbit を出した. (geometrical
なことがよくわかっている星)
9 mag. (9等星)
luminosity ~ $\frac{1}{400}$ ☉
Mass = 0.96 ☉.

1915 Adams spectral type F

$T_{surf} \sim 8000°$

$R \sim \frac{1}{35} \odot$ (地球の3倍程度)

$V \sim 1/40,000 \odot$

1925 Adams } red shift

1926 Strömberg } ~ 20 km/sec

1928 Moore

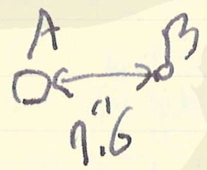
Einstein theory ~ 20 km/sec.

内部構造の問題。Hydrogenがないとすると
半径が小さくなる。

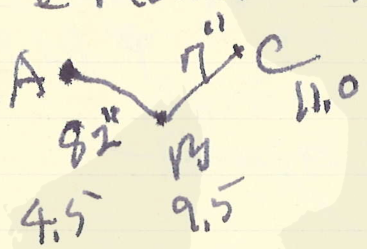
(white dwarf)

R → 小　$T_{surf} \gtrsim 12,000°$

$\boxed{\text{Red shift は [illegible] 観測の}}$



b) 40 Eridani B ($M = 0.44 \odot$)



1944 Münch

1954 Popper

observ.: 21 ± 9 km/sec.

theory: 14 km/sec.

H_δ H_γ H_β の shift をはかる;

	60"	100"
Hδ	7±8	15±5
Hγ	26±4	25±4
Hβ	31±4	22±5

(Hγ greenstein 23km)

pressure shift

$$\delta\lambda = \frac{3E^2}{10^{11}} A \qquad E \text{ volt/cm}$$

< 1 km

内部構造と合う。(white dwarf)

c) Sun　　　Einstein Tower

1928　St John　mass motion

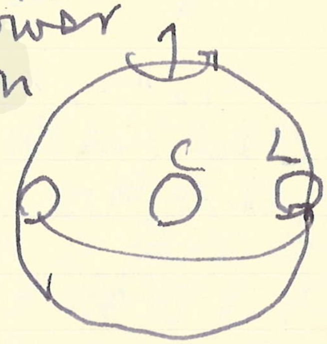
1930　Burns ~½ R.S. X

1931　Evershed

1930　Freundlich (Potsdam)

1934　Hunter

1939　Babcock



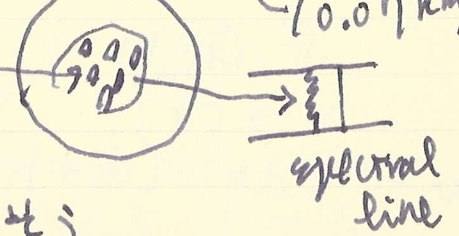
1948　Adam (Oxford)

	$\Delta\lambda$, obs	Lindholm shift	residual	v
C	5.0 mA	4.1	0.9	−12.0 mA
L	12.9	1.5	11.4	−1.5

$\boxed{1 \text{ R.S.} = 12.9}$

(0.59 km/sec)
(0.07 km/sec)

mass motion の velocity は
尤もらしい…
粒状斑.
2 km/sec



Relativity shift は 在さそう..

人工衛星,
 i) Perihelion
 ii) Blue shift

上野: Schwarzschild の解について
exterior region: radiative energy tensor
1916: Schwarzschild, Pr. Ber.

$$\begin{cases} \sqrt{g} = 1. \\ \sum_\alpha \dfrac{\partial \Gamma^\alpha_{\mu\nu}}{\partial x_\alpha} + \sum_{\alpha\beta} \Gamma^\alpha_{\mu\beta}\Gamma^\beta_{\nu\alpha} = 0 \end{cases}$$

x_1, x_2, x_3: 直角座標.
x_4: 時間.

注意. 原点に mass があり, 時間的に変らない.
無限遠で ~~mass~~ test particle は一様に等速直線運動する.

1. Γ のすべての成分は x_4 に無関係.
2. $g_{4\rho} = g_{\rho 4} = 0 \quad \rho = 1, 2, 3$
3. $g_{\mu\nu}$ は回転に対して invariant.
4. $g_{44} = 1,\ g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1$ (無限遠)
 [illegible]

$$ds^2 = F\,dt^2 - G(dx^2 + dy^2 + dz^2) - H(x\,dx + y\,dy + z\,dz)^2$$

F, G, H は $r = \sqrt{x^2+y^2+z^2}$ の函数.
$r \to \infty$: $F = G = 1, \quad H = 0$

$$ds^2 = F\,dt^2 - (G + Hr^2)\,dr^2 - Gr^2(d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\varphi^2)$$

$x_1 = \frac{r^3}{3}$, $x_2 = -\cos\theta$, $x_3 = \phi$

$$ds^2 = f_4 dx_4^2 - f_1 dx_1^2 - f_2 \frac{dx_2^2}{1-x_2^2} - f_3 dx_3^2 (1-x_2^2)$$

$x_1 \to \infty$　$f_1 = \frac{1}{r^4}$　$f_2 = f_3 = r^2$　$f_4 = 1$

$f_1 f_2 f_3 f_4 = 1$

f_i: ~~[illegible]~~ $x_1 = 0$ において連続.

$$R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} = 0$$

i) spherical symmetry
ii) static

$$ds^2 = -a(r)dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2\theta \, d\varphi^2 + b(r) dt^2$$

(or $a(r)dr^2 - c(r)(r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2\theta \, d\varphi^2) + b(r)dt^2$

座標の任意性

$ab = \text{const} = A$

$y = \frac{1}{a}$　$(yr)' = 1$　$y = 1 - \frac{2m}{r}$

Newton近似で $m > 0$ にとればよい

i) empty ならば static
ii) spherical symmetry.

Singularity の隠蔽.
Schwarzschild の internal solution
例えば incompressible perfect fluid
p, ρ: const!

内星の振動方程式.

星の動径振動

Einstein: 円軌道を描く particle の集り.

1939 Ann. Phys.

$$ds^2 = -\left(1+\frac{\mu}{2r}\right)^4 (dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2) + \left(\frac{1-\frac{\mu}{2r}}{1+\frac{\mu}{2r}}\right)^2 dt^2$$

$$r > \frac{\mu}{2}(2+\sqrt{3})$$

中は Minkowski

座標変換で singularity が消せるか?

Lemaître

$$r = \left[\frac{3}{2} a^{\frac{1}{2}} (\tau - \chi)\right]^{2/3}$$

$$dt = d\tau + \left(1-\frac{a}{r}\right)^{-1} \left(\frac{a}{r}\right)^{1/2} dr$$

$$-\left(1-\frac{a}{r}\right)^{-1} dr^2 + \cdots + \left(1-\frac{a}{r}\right) dt^2$$

$$\to \frac{a}{r} d\chi^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta \, d\varphi^2) - d\tau^2$$

(non-holonomic transf.)

Local には流れにそってしまう.

Ueno, Prog. Theor. Phys.

Schwarzschild space での Maxwell equation.

$$R_{ij} - \frac{1}{2} R g_{ij} = -\kappa E_{ij}$$

電

$$1 - \frac{a}{r} - \frac{\varepsilon^2}{r} \cdots$$

太陽: $k^2/a \sim 10^{-18}$
超新星: $\sim 10^{-5}$

球対称の solution
→ $\delta\int ds = 0$ と同じ　$\delta\int \frac{dr}{1-\frac{2m}{r}} = 0$

第2回　Feb. 21
三村: 統一場理論の問題点

IV.) ~~Weyl~~

$$G_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} G = -\kappa \{T_{\mu\nu} + [T_{\mu\nu}]_{em}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} [T^{\mu\nu}]_{em} = -g^{\nu\rho} F^{\mu\alpha} F_{\rho\alpha} + \frac{1}{4} g^{\mu\nu} F^{\alpha\beta} F_{\alpha\beta} \\ (F^{\mu\nu})_{\nu} = S^{\mu} \end{array} \right.$$

$$\downarrow$$

$$g_{\mu\nu},\ \varphi_{\mu} \quad \left(F_{\mu\nu} = \frac{\partial \varphi_\nu}{\partial x_\mu} - \frac{\partial \varphi_\mu}{\partial x_\nu} \right)$$

1918:
Weyl の統一場理論の欠点.
$ds^2 = 0$ を invariant にする //el displacement
connection　Levi-Civita (1916)
[場の理論の幾何学化.
linear connection の幾何学
$\Gamma^{\rho}_{\mu\nu}$; $\{^{\rho}_{\mu\nu}\}$ を独立の量として　とくに
$\delta\int R\, d\tau = 0$ の問題.
1921: Eddington: connection → Metric (Schrödinger)
Kaluza: 5次元 Riemann
$g_{51} = \varphi_1 \ \cdots \quad g_{55}\ ?$

Veblen: Projective Relativity
(Kaluza と同じ)

1923: Einstein　17論文

Dimension

Einstein : Non-symmetric

(a) (i) 4次元　Einstein, Weyl, ...

~~(4' 次元　projective)~~

(ii) 5次元　Kaluza　5'次元 Veblen

(iii) 4次元 Riemannに5次元の足: Einstein-Mayer

(b) Metric:

$g_{\mu\nu}$: symmetric

non-symmetric : Einstein, Schrödinger

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

$ds = \gamma_\mu dx^\mu$　1934 { Hiroshima　$ds\psi$
Flint

- 1954 Sherner

ds の符号、既の ds.

(c) Connection:

$\left\{ {k \atop ij} \right\}$ (Einstein)　$\left\{ {k \atop ij} \right\} + \delta^i_j \varphi_k + \delta^i_k \varphi_j$ (Weyl)

$\Gamma^\alpha_{\mu\nu}$: non-symmetric (Schrödinger)

1928 以後　G.F. + E.F. + M.F.

これはどこへ入るか?

IV：統一場理論の半[illegible]論.

1927: Einstein - Grommer : Ber. Ber.

Field eq. と 運動方程式 ~~の関係~~ は logically indep.

$\Delta \varphi = 4\pi \kappa \rho$

$\left\{ m \frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right.$

$\left\{ \begin{array}{l} G_{\mu\nu} = 0 \\ \delta \int ds = 0 \end{array} \right.$

Logic connection

linear ならできない:

: $T_{\mu\nu} = 0$ なら, 場の singular point の運動法則が場の方程式から導かれる.

力のバランス: 自己場・外部場

Dirac: classical theory of Electron

Born-Infeld: Non-linear E.M. field

Frenkel:

1938 Einstein-Infeld-Hoffmann

1939: Fock:

$$\left\{ \begin{array}{l} G_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} G = -\kappa T_{\mu\nu} \\ \delta \int ds = 0 \end{array} \right.$$

$T_{\mu\nu}$ を適当にとり, geodesic が出てくるようにする.

1949: Petrova

Papapetrov: de Donder

coord. cond.: $g^{\mu\nu}{}_{,\nu} = 0$ (background は minkowski)

VI. Mach の原理:

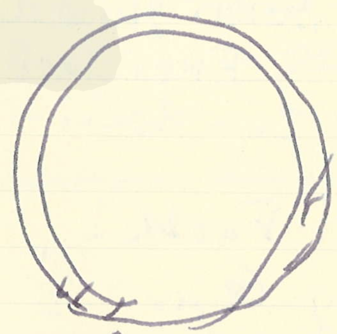
Inertial system は fixed stars に対して acceleration をもたない. (適当な特殊)

Einstein: {space-time} = {matter}

"Meaning of Relativity" では G.R. は
Mach原理を partially に表現.
Sciama : Inertial system とは何か?
(1953, Monthly Notice)
vector field
Davidson : Tensor
(1957, M.N.)

(1) (Inertia は遠くにある物質によって決められて行く ある物体の)
(2) 近くのものが acceler. されると他の物体が acceler. される.

(3) hollow sphere が rotate すると中に Coriolis 力がでる



これらが説明される.

$\delta \int ds = 0$ を変えてゆく.

$$\frac{d}{dl}\left[(1+\bar{\sigma})v\right] = \mathrm{grad}\,\bar{\sigma} + \frac{\partial A}{\partial l} + [\mathrm{rot}\,A \cdot v]$$

$$dl = \frac{ds}{\sqrt{g_{44}}} \qquad \bar{\sigma} = \frac{\kappa}{8\pi}\int \frac{\sigma\, dV_0}{r}$$

$$A_a = \frac{\kappa}{2}\int \frac{\sigma \frac{dx^a}{dl}}{r}\, dV_0$$

σ : mass density

inertia mass $\propto 1 + \bar{\sigma}$

Principle : any body の rest frame では universe 全体の gravitational field から 局所的に作った ~~local な~~ gravitational field を cancel する.

Davidson:

$$\frac{d}{dt}\{(1-3\varphi)\mathbf{v}\} = -\mathrm{grad}\,\varphi - \frac{\partial A}{\partial t} + [\mathrm{rot}\,A, v]$$

上の principle は G.R. にふくまれている.

VII. ~~座標系と~~ 測定と量子?

(a) P of E ~~Dicke~~

(b) P of C 座標系の決め方.

(c) (1) Mach の principle を入れたら

(2) 物質を離れたら

$g_{\mu\nu}$ { 量子的な量. / 古典的な量

座標系のきめ方: 意味のある座標系にしぼる

i) equivalent observers → Form invariance

ii) $g^{\mu\nu}{}_{,\nu} = 0$

Coordinate condition:

G.R. の中で inertial system.

座標系とは何か?

(a) 量子的か.

(b) 古典的か.

(c) 中間か.

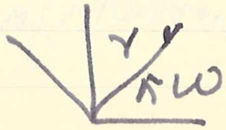
座標系と測定.

Eddington: Fundamental Theory

Hoffmann: R.M.P. (1930年頃)

$r\omega > c$ ならどうするか,

光速がちぢまる.



disc の rotation (rigid の definition)

$$d\tau = dt\sqrt{\left(1-\frac{r^2\omega^2}{c^2}\right)}$$

成相: 相対論以外の重力論.

(1) $\partial(T^{\mu}{}_{\nu} + t^{\mu}{}_{\nu})_{,\nu} = 0$

$t^{\mu}{}_{\nu}$: pseudo-energy Tensor

を Tensor にするには 第2計量 $\overset{*}{g}_{\mu\nu}$ を 仮定.

$\overset{*}{g}_{\mu\nu}$: minkowski

$$\left\{ {\alpha \atop \beta\gamma} \right\} = \left\{ {\alpha \atop \beta\gamma} \right\}_* + \Delta^{\alpha}_{\beta\gamma}$$

$g_{\mu\nu}$ $\qquad \overset{*}{g}_{\mu\nu}$ $\qquad$ tensor

$$G_{\mu\nu} = \Delta_{,} - \Delta_{,} + \Delta\Delta$$

tensor

(M. Kohler 1952, Z.S. f. Phys.)

(Chapel Hill Conference uniqueness の問題)

三村: 問題点 (つづき)

○ physical reality の問題.

試験粒子で測れるもの

遠心力

観測系: 静電場 → 運動系: 磁場

○ geometrization

○ Quantization

Urmaterie
ether
substratum } modern vacuum

space-time-matter

{space-time} {matter} = 0

operation

第3回　Feb. 22, 1958
竹内：重力波.
1. 何を重力波と呼ぶか.
superpositionがない.
wave を define することが一般に不可能.

2. 重力波があるか.
近似計算では電磁波の類推であるといわれて居るが, 議論もなくはない. 又
異論がある.

3. 重力波はエネルギーを伴うか. エネルギーを取り出せるか.

4. 座標系の意味
座標条件.

5. Informationの伝達.

(6. 量子化の問題. → 午後)

7. Cauchy の問題 → 他面

Pirani, 1957, P.R.

近似的方法 (どこまで近似的かの意味なし)

{ 場方程式 又はその解を特殊化する近似的方法 Einstein
{ 運動方程式 (に近似を含む) Scheidegger

厳密解

{ 特定の座標系
{ 座標系に無関係な方法 Pirani等

1. 一般 Pirani
2. 球対称論 なし (Einstein, 1918)
3. 円柱対称論
4. 平面波

§2. 事の起り

Einstein 1916 Ber. Ber.
1918

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$$

$\eta_{\mu\nu}$ = $-1, -1, -1, 1$　　$h_{\mu\nu}$ = small

$$\psi^{\mu}{}_{\nu} = h^{\mu}{}_{\nu} - \frac{1}{2}\delta^{\mu}{}_{\nu} h \qquad h \equiv h^{\mu}{}_{\mu}$$

Coord. cond.: $\dfrac{\partial \psi^{\mu}{}_{\nu}}{\partial x^{\mu}} = 0$ harmonic condition

$\Box h^{\mu}{}_{\nu} = 0$ → 重力波

$$\Box \psi^{\mu}{}_{\nu} = a T^{\mu}{}_{\nu}$$

$$\Psi_{\alpha\beta} = \frac{a}{8\pi R_0} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int \mu\, x^\alpha x^\beta \, dV \qquad \alpha, \beta =$$

平面波： $\psi^\mu_\nu(x-t)$

a) pure longitudinal wave
$h_{11} = h_{44} = -h_{14} \neq 0$

b) half-long. half-transv.

b₁) $h_{12} = -h_{24} \neq 0$ X

b₂) $h_{13} = -h_{34} \neq 0$ X　座標変換で消される.

c) pure transv.

c₀) $h_{11} = -h_{44} \neq 0$ X

c₁) $h_{22} = -h_{33} \neq 0$ O

c₂) $h_{23} \neq 0$ O　残る

エネルギーを運ぶか？

$$\partial_\nu \{(-g)(T^{\mu\nu} + t^{\mu\nu})\} = 0$$

$$t^{41} = \frac{c^3}{32\pi k}\left[\dot h_{23}^2 + \frac{1}{4}(\dot h_{22} - \dot h_{33})^2\right]$$

$$= \frac{k}{36\pi c^5 R_0^2}\left\{\left(\frac{\dddot D_{22} - \dddot D_{33}}{2}\right)^2 + \dddot D_{23}^2\right\}$$

$$D_{\alpha\beta} = \int \mu\,(3 x^\alpha x^\beta - \delta_{\alpha\beta} x^{\gamma 2})\, dV$$

$$-\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{k}{45c^5}\dddot{D}_{\alpha\beta}^{\,2}$$

Takeno, ~~P.T.P.~~ Tensor 6 (1956) 15.

exact 解

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \mathfrak{g}^{\mu\nu}}{\partial x^\mu} = 0 \\ G_{\mu\nu} = 0 \end{cases} \qquad g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(x-t)$$

とすると, real な solution はない...

$$\mathfrak{g}^{\mu\nu} = \sqrt{-g}\, g^{\mu\nu}$$

$$\left.\begin{aligned} g_{11} &= 1 - i\kappa(z-t) \\ g_{22} &= 1 + i\kappa(z-t) \\ g_{12} &= \kappa(z-t) \end{aligned}\right\}$$

Taub, 1951:

$$ds^2 = -A(dx^2 - dt^2) - D(dy^2 + dz^2)$$ plane symm.

$G_{\mu\nu} = 0$

$g_{\mu\nu}(x, t)$

$R_{\mu\nu\alpha\beta}$ が singular な solution は flat にならない..

Bonnor, Inst. Henri Poincaré (1957)

Robinson

$$ds^2 = -A(dx^2 - dt^2) - B\,dy^2 - C\,dz^2 - 2D\,dy\,dz$$

$A(x-t), \ldots$
至る所 regular な $\cancel{G}$ $G_{\mu\nu}=0$
の解を見つけた

Bondi, Nature 1957

§4. Cylinder. sym. Waves
Rosen:
real な wave が存在すると認められる.
$ds^2 = -A dz^2 - B d\rho^2 - C d\varphi^2 + D dt^2 + 2F d\rho dt$
$A(\rho, t), \ldots$
↓
$ds^2 = -e^{\alpha} dz^2 - e^{\lambda} d\rho^2 - \rho^2 e^{-\alpha} d\varphi^2 + e^{\lambda} dt^2$
軸上の singularity
Rosen, Bern Relativity 50年祭.
('56, Helvetica)
$ds^2 = -e^{2\gamma-2\psi} d\rho^2 - e^{2\psi} dz^2 - e^{-2\psi}\rho^2 d\varphi^2$
$+ e^{2\gamma-2\psi} dt^2$
sinusoidal な解のあるか?
progress はない. standing wave はある.

$\frac{\partial}{\partial x^\nu}\{\sqrt{-g}(T_\mu{}^\nu + t_\mu{}^\nu)\} = 0$

$T_\mu{}^\nu = 0, \quad t_1^1 = t_1^4 = t_4^1 = t_4^4 = 0$

energy-momentum を運ばない

(Landau-Lifshitz の を使っても、~~同じ~~
$t^{11} = t^{14} = 0$
やはり energy-momentum は定まらない)

Weber and Wheeler, R.M.P., 1957.
$t_{\mu\nu}$ は local には意味がない。

5. 運動方程式をしらべる。 二体問題.
E.I.H.
Infeld: 1938
1953 Canadian Journal
Hu: 1947 Irish Academy
λ^9 で effect がある。

$-\dot{E} < 0$

Scheidegger: 反対意見.
近似計算で Newton の運動方程式がでる。従って radiation damping (gravitation による) はない。

6. F.A.E. Pirani, Invariant Formulation of Grav. Radiation Theory (P.R. 1956 105.)
grav. wave は 実験室的に観測にかかるべきか
(A) 物理の charact: $R_{\lambda\mu\rho\sigma}$

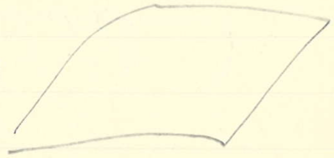
$$\frac{d\eta^\nu}{ds} = \cdots$$

real physical effect は field の variation

(B) empty space-time では fundamental velocity で伝わる
(Lorentz frame では c)

(C) wave-front は null 3-surface で $R_{\lambda\mu\rho\sigma}$ が或る種の不連続性を示す.

(D) gravit. field に follow する observer は $R_{\lambda\mu\rho\sigma}$ で定まる.



radiation があれば observer は fundamental velocity で逃げねばならぬ.

E.M. wave の伝播には、F_{ij} の中には time-like なものも null にできる.

$$\left.\begin{aligned} e_{ijkl}F^{ij}F^{kl} &= 0 \\ F_{ij}F^{ij} &= 0 \end{aligned}\right\}$$

4次元の場合
($E \perp H$, $|E| = |H|$)

$R_{\lambda\mu\rho\sigma} \equiv R_{AB}$ (6次元の symm. tensor)

→ four velocity

Petrov '54 Kazan State Univ. Sci. Not.

$R_{\mu\nu}=0$: ~~三種類~~ は $g_{\mu\nu}$ の性質で分類
I. radiation なし
II. あり
III. あり

pseudotensor $t_\mu{}^\nu$ は covariant に定義する.
normal coord. $t_\mu{}^\nu=0$ at origin
$t_\mu{}^\nu$ は $R_{\mu\nu\lambda\sigma}$ で定義,

($R^\lambda{}_{\mu\rho\sigma}$; $\sigma=0$ から ……)

問題：重力場と量子化
1, 量子化の必要性 { No / Yes } 賛否あり.
2. 場の理論の量子化の困難.
(yes)

1. Energy-Momentum の保存則
local で covariant な保存則は難しい.
2. Yes
測定装置 重い時計の重さ
period T　$t = T/n$
n states

$m > n^3 \hbar t/l^2$

macro では m はそれほど小さい必要はない.

$R_{\mu\nu\rho\sigma}$ の測定
coordinate の設定.
$g_{\mu\nu}(x)$,
field equation の covariance
covariance

① true observable の definition?
E. Newman, R.M.P. 1957 → Invariant
$g_{\mu\nu}$ で与えて $R_{\mu\nu\rho\sigma}$ が与える
complete set of true observable

② Constraint
singularity　　Hilbert - Noether

③ non-linearity

$$L\left(\frac{\partial^2 g}{\partial x^2}, \frac{\partial g}{\partial x}, g\right)$$

$$= L'\left(\frac{\partial g}{\partial x}, g\right) + \frac{\partial}{\partial x}(\quad)$$

$$L' = \sqrt{-g}\, g \cdot g \cdot g \frac{\partial g}{\partial x} \frac{\partial g}{\partial x}$$

$$p^{\alpha\beta} = \frac{\partial L'}{\partial g_{\alpha\beta,4}} = \underbrace{\sqrt{-g} \cdot g \cdot g \cdot g}\frac{\partial g}{\partial x} + \cdots$$

constraint → $\parallel$ 〃 $\parallel = 0$

$\sqrt{op}$, $1/op$?

Constraint と不自由.
Hilbert - Noether → Rosenfeld
Lagrangian → Hamiltonian
↓
Path Integral

$$(\sigma_2 | \sigma_1) = A \iint e^{\frac{i}{\hbar} I}\, \delta\psi\, \delta A$$

$$\boxed{}\, \delta g_{11} \cdots \delta g_{44}$$

measure
Jacobian

④ im kleinen → im großen
[illegible]
[illegible].

応用 : graviton と fermion の相互作用

$$L = -\frac{1}{4}\left[\partial_\lambda \gamma_{\mu\nu}\partial_\lambda \gamma_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\partial_\lambda \gamma \partial_\lambda \gamma\right]$$

$$-L^{(0)}_{fe} - \frac{\varkappa}{4} h_{\mu\nu}\left(\bar{\psi}\alpha_\mu \partial_\nu \psi\right.$$

$$\left. - \partial_\nu \bar{\psi}\alpha_\mu \psi + \cdots\right)$$

弱い重力場での neutrino 波の伝わり方

$$g_{\mu\nu} = \delta_{\mu\nu} + \varkappa h_{\mu\nu}$$

$$\gamma_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\delta_{\mu\nu} h \qquad \left(\frac{\partial \gamma_{\mu\nu}}{\partial x_\nu} = 0\right)$$

$$h_{\mu\nu} = \gamma_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\delta_{\mu\nu}\gamma$$

$$\begin{cases} \Box \gamma_{\mu\nu} - \varkappa T_{\mu\nu} = 0 \\ (\alpha_\mu \partial_\mu + \varkappa h_{\mu\nu}\alpha_\mu \partial_\nu)\psi + \frac{\varkappa}{2}(\partial_\nu h_{\mu\nu})\alpha_\mu \psi = 0 \end{cases}$$

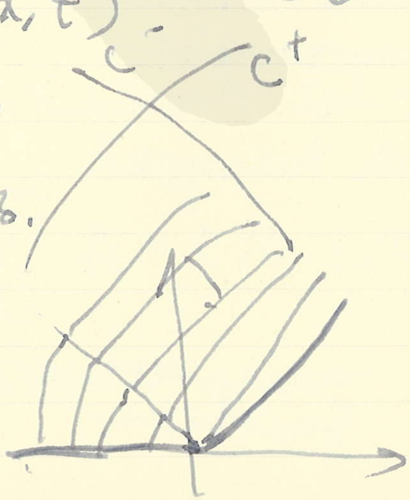
0 $h_{\mu\nu}(x,t)$, $\psi(x,t)$.

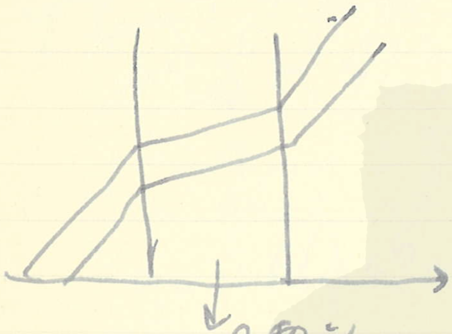
simple wave region

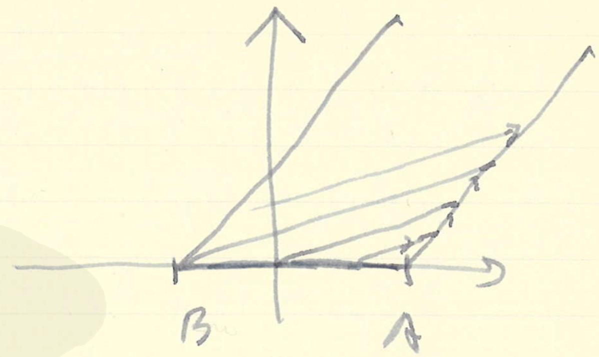
[illegible] : $T_{\mu\nu} = 0$

light velocity を超える.

Cauchy は成り立つ.



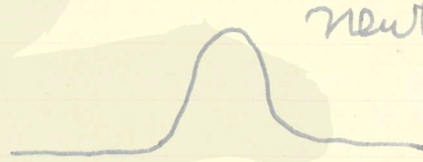




gあり
超光速.

microcausality が破れる. !!

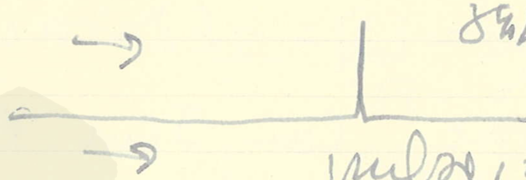
neutrino distribution



長い時間経ったら
free の解と非常に違
ってくる!!

continuous distribution が

δ函数



pulse になる

木村：重力波 (P.T.P. 1956, 1957)

Constraints $g_{\mu\nu} = H_\mu^{\alpha} H_{\alpha\nu}$

linear な近似

$$g_{\mu\nu} = \delta_{\mu\nu} + \kappa h_{\mu\nu}$$

gage transf. $h_{\mu\nu} \to h_{\mu\nu} + \Lambda_{\mu,\nu} + \Lambda_{\nu,\mu}$

$$H_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} + a_{\mu\nu}$$

$$\begin{cases} \delta h_{\mu\nu} = \Lambda_{(\mu,\nu)} \\ \delta a_{\mu\nu} = \Lambda_{[\mu,\nu]} \end{cases}$$

に対して invariant な Lagrangian をさがす

$$L_G = -\frac{1}{4}\left[\partial_\lambda \gamma_{\mu\nu}\partial_\lambda \gamma_{\mu\nu} - 2\partial_\lambda \gamma_{\mu\rho}\partial_\rho \gamma_{\mu\lambda}\right.$$

$$\left(-\frac{1}{2}\partial_\lambda \gamma_{\rho\rho}\partial_\lambda \gamma_{\rho\rho} + \partial_\lambda(\gamma_{\rho\mu}+a_{\rho\mu})\,\partial_\rho(\gamma_{\lambda\mu}+a_{\lambda\mu})\right\}$$

$$\gamma_{\lambda\mu} = h_{\lambda\mu} - \frac{1}{2}\delta_{\lambda\mu} h$$

$$\delta\gamma_{\mu\nu} = \partial_{\{\mu}\Lambda_{\nu\}} - \delta_{\mu\nu}\partial_\lambda \Lambda_\lambda$$

$$\delta a_{\mu\nu} = \partial_{[\mu}\Lambda_{\nu]}$$

momentum

$$\gamma_{\mu\nu} \to \Pi_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\left\{-n_\mu n_\nu \gamma_{nn} + \partial_s \gamma_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\partial_s C_{\mu\nu} \;(\quad) - \dots\right]$$

$$a_{\mu\nu} \to A_{\mu\nu} = \dots$$

constraint

相互作用の工夫

$$L = L_G - \frac{1}{2}(\text{Dirac}) - \frac{\kappa}{4} h_{\mu\nu}(\text{Dirac})$$

Dirac, Can. Jour. Math, 1950

座標条件.

振動項の収斂性?

第4回　Feb. 24, 1958

池田：相対論の基本式の検討.

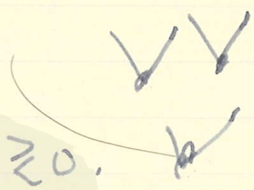
$\partial_\lambda g_{\mu\nu}$：連続.　$\partial_{\lambda\rho} g_{\mu\nu}$：区分的に連続.　$\partial_{\lambda\rho\sigma} g_{\mu\nu}$

signature：$+, -, -, -$

$g_{\mu\nu}$: regular

$ds^2=0$ で null cone が各点で定義される.
　各点の切平面

time-like curve
space-like curve
　各点での tangent の $ds \gtrless 0$.



~~time-like~~ surface：
space-like
　各点での normal が time-like

$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R$
$R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}$

$G_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu}$
(exterior：$T_{\mu\nu} = 0$)

$T_{\mu\nu} = (\rho + p) u_\mu u_\nu - p g_{\mu\nu}$

$\nabla_\lambda G^{\mu}{}_{\lambda} = 0$
∇ cov. deriv.

$u_\lambda u^\lambda = 1$,　$\rho = \varphi(p) > 0$

Cauchy の問題：
　超曲面 S 上で $g_{\mu\nu}$, $\partial_\lambda g_{\mu\nu}$ を与えて (C.d.)
　S の外側で $g_{\mu\nu}$ を決定する.　(S に沿うての微分)

Exterior case：
(2.1) $R_{ij} = 0$
(2.2) $G^{0}{}_{\mu} = 0$

S上至る所 $g^{00} \neq 0$ なら　$\partial_{00} g_{ij}$ が Cauchy data から計算できる.　$\partial_{00} g_{\mu 0}$ はきまらぬ

(C, d を与えない)

座標変換によって、$\partial_{00} g_{\mu\nu}$ は任意の値を与え得る、そして

(S を横切らなければ) $\partial_0 g_{\mu\nu}$ は任意に選んでおける

Cauchy data は (S上で) $G^0_\mu = G_\mu(C, d) = 0$ を満さねばならぬ。そういう解 $g_{\mu\nu}$ は S においても ((1.3) という縮約条件により) $G_{\mu\nu} = 0$ となる。

ゆえに I. (2.2) を満す C. d. を求める。

II. C. d を満す (2.1) の解 $g_{\mu\nu}$ をもとめる。

$g_{\mu\nu}$：解析的であれば、Cauchy-Kowalewski の定理により、存在 or 出る。(範囲は制限がある)

(power series の convergence)

Infinitesimal かどうか?

内部

外部

non-linearity

局所の：問題は開く。

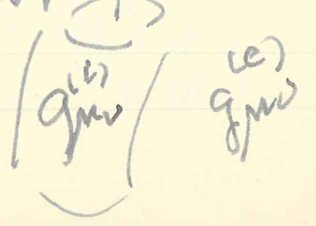
S上で $g^{00} = 0$ は特性曲面。

Interior case；

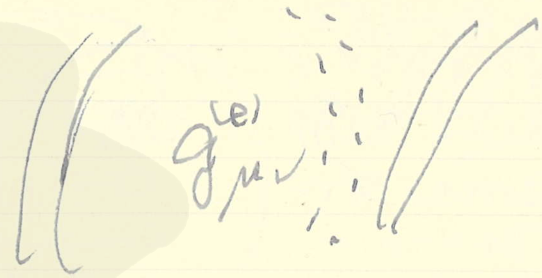
~~大域的~~

Interior ~~case~~ と exterior の接合、time-like surface S の両側をつなぐ

S上で $p = 0$

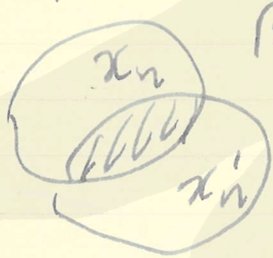


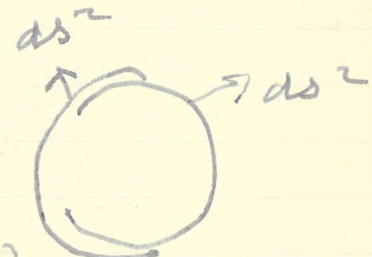
大域的な構造；



小域的にMinkowski
topological な構造を
近傍だけでは決定されぬ
ぬ。

Riemannian manifold ; V_4





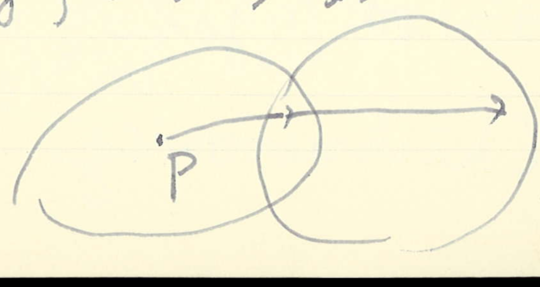
$V_4 = R \otimes V_3$

V_3上の計量； $ds^2 = \underbrace{\left(g_{ij} - \frac{g_{i0}g_{j0}}{g_{00}}\right)}_{\bar{g}_{ij}} \times dx^i dx^j$

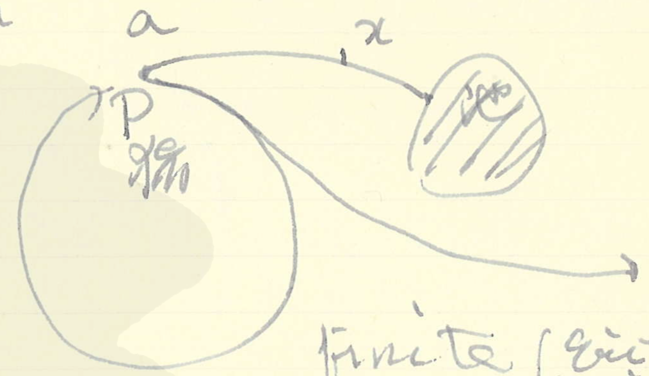
$V_3^{+++} \to \bar{g}_{ij}(x_1^{+}, x_2^{+}, x_3^{+})$

graviton?

猫 ; V_3



極は Riemann
空間上の任意の
点をつくすのが
complete 空間
(geodesic 上に
端がない)

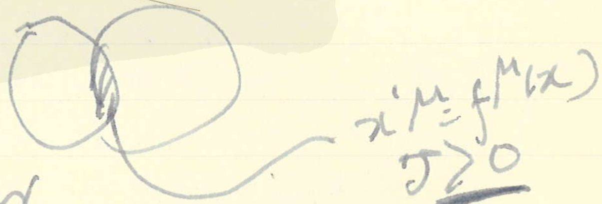


finite (Einstein)
(de Sitter)

1) $d(a, x) \leq M$

2) $d(a, x) > M \to \infty$

finiteなら compact
finiteで orientable



定理前提:
(i) V_4: 到る所 regular
(ii) V_3: 到る所 finite, orientable
$R_{\mu\nu} = 0$

結論:
$\xi = \sqrt{g_{00}}$　$-\frac{1}{3}\bar{\Delta}\xi = -\frac{\xi^2}{2}H^2$
$(H^2 \geq 0)$

H^2 は $g_{\mu\nu}$ から作られる
正定値函数,
($\Delta U = f$ $(f \geq 0)$ なる U が存在すると
定数となり, $U = \text{const.}$ $f = 0$)

$\xi = \text{const.}$　$H = 0$

$H = 0$ なら, $g_{0i} = 0$ なる座標系が存在する.
on V_3.

(Lichnerowicz,)

stationary → static

$R_i^{\,i} = 0$ (ξ = const と $H=0$

この条件は 3次元では、から出る)

$R_{ijkl} = 0$

3次元は flat で in the small

2) $d(a,x) > M$.

~~$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + \frac{\varepsilon_{\mu\nu}}{r}$~~

$r \to \infty$, $\xi \to 1-0$

から同じようにいえる

あるいは $g_{\mu\nu} \simeq \eta_{\mu\nu} + \frac{\varepsilon_{\mu\nu}}{r}$

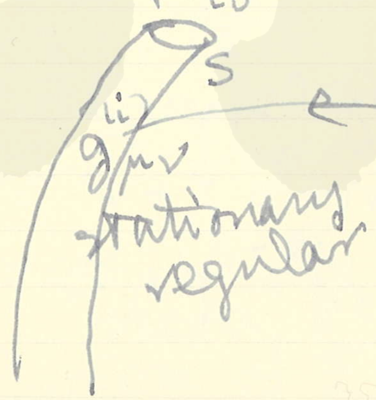
$(r \gg 1)$

$$\iiint_{V_3} g_{i0} R_0^{\,i}\, dv = \iiint_{V_3} \frac{\xi^4}{2} H^2\, dv$$

$$\| \quad 0$$

$\to H = 0$

$R_{i0} = 0 \to \xi = \text{const}.$



↔ (e) $g_{\mu\nu}$ ~~[illegible]~~ から

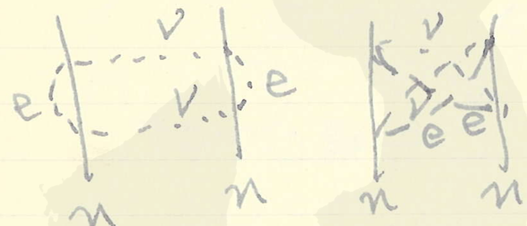
接続すると singularity がでる!!!

1°. 空間的に有限であればいい · stationary
regular な解はない。
2° 空間的に拡がったならある。

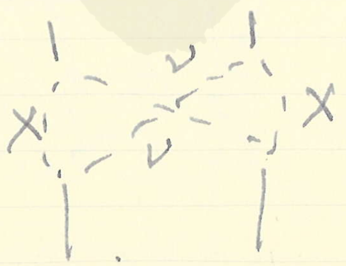
結論: 重力と素粒子: g_{ab} を field theory から
これだけ理解できるか。
A) Phenomenological
i) Newton Force
ii) 3 Tests
B) theoretical
i) Transformation Properties
ii) space-time ⟷ non-linearity
A i) scalar field or tensor field は
linear だけで mass zero.
1937: neutrino theory, Gamow-Teller, P.R.

$\frac{(\nu\ e)\text{の相互作用}}{(e,\ e)\ \text{電磁力}} \sim 10^{-12}$, $\approx \frac{(\nu,\ \nu)}{(\nu\ e)} \to$ gravit.

1953: Corben, Bundi, Nuovo Cimento
non-local



1957: Bocchieri-Gulmanelli

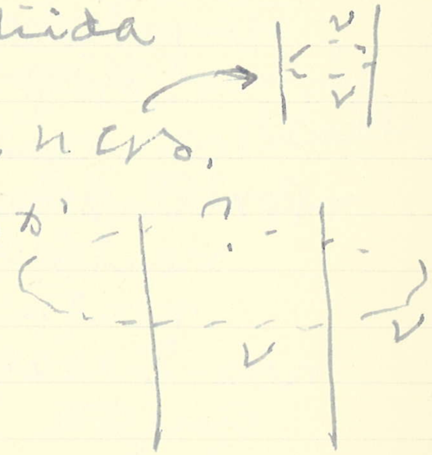


$n \overset{g_1}{\longleftrightarrow} X + \nu$

$X \overset{g_2}{\longleftrightarrow} p + e$

$V(r) \sim \frac{1}{r} \log r$ ×

$\sim \frac{e^{-ar}}{r^3}$ Hiida



一般に 2ν の交換では $\frac{C}{r^3}$ になる.
short range しか出ない
neutrino 一つだけならよいか
1957: Feynman
Chapel Hill

A i) neutrino?
Tensor 場が必要. (spin 0 かも知れない)
energy momentum [illegible]
linear Birkhoff
1944 Barajas, 1950 Moshinsky
non-linear Gupta

B i) neutrino field から tensor 場を造れるか.
fusion theory
1942~44 Tonnelat
Fujiwara) $m \neq 0$
但し $m = 0$ の時には linear になる
λg_{ij} が複雑 $\Lambda = 2\alpha^2 \mu_0^2$
最近の Destouches, Kita の結果は
両方 non-linear.

$m = 0$: 1957 Case: two-component theory からは gravitation は出ない.
fusion の意味 (composite?)

B ii) space-time structure を neutrino から出す

Hayakawa : 空の局所構造を[illegible]
　閉じた[illegible]から
　connection

Brill-Wheeler 1957, R.M.P.
　neutrino 同志の bound state
　neutrino-geon : metastable state

non-linearity → space-time

Gupta　[illegible]
　→ metric renormalization
　ds $\psi = 0$ → 重力[illegible]

[illegible] :

$$\left(\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} + \Gamma_\mu\right)\psi = 0$$

$$\psi' \to e^{i\beta\gamma_5}\psi$$

$$L = \bar{\psi}\gamma_\mu \frac{\partial \psi}{\partial x_\mu} + L'$$

$$\{\psi, \bar{\psi}\} = \gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}\Delta$$

$$\{\psi, \psi\} = \kappa\Delta + \{\psi\psi\psi\psi\}$$

non-linearity

藤原 : Fusion ; [illegible]

Tonnelat
　neutrino ~~[illegible]~~ 2つから　$\psi_{[\mu\nu]}$ で
　spin は高々 1.

$$(\gamma^\rho \partial_\rho + \kappa)\psi = 0$$

interaction? $I_{\mu\nu} = [\alpha_\mu, \alpha_\nu]$

Bhabha 方程式: $0, \frac{1}{2}, 1.$

Pauli-Fierz: Energy の positive definiteness
~~spin simple~~ spin: simple

3/2 の場合は Pauli-Fierz は Bhabha のとれる. → Rarita-Schwinger

1945 Bhabha; 5 次元 RW

$$\alpha_\rho = \gamma_\rho^{(1)} + \gamma_\rho^{(2)} + \gamma_\rho^{(3)} + \gamma_\rho^{(4)}$$

$I_{\mu\nu}$, 6

$\alpha_\rho \equiv I_{5\rho}$ 4

$\frac{\quad}{10}$ 5 次元の anti-symm.

$\to I_{mn}$

$R_5(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}) \times R_5(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ $4 \times 4 = 16$

$= R_5(0, 0) + R_5(1, 0) + R_5(1, 1)$

	1	5	10
5-	scalar	vector	$\psi_{[mn]}$
		ψ_m	$= \psi_{[5\rho]} + \psi_{[\mu\nu]}$
		$= \psi_5 + \psi_\rho$	

I_{mn}: $(m \to i n,\quad n \to -i m)$

$$\begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} m \\ n \end{pmatrix}$$

$\alpha_\rho \equiv I_{5\rho}$: $(5 \to i\rho,\quad \rho \to -i5)$

$\alpha_\rho \psi_5 = i\psi_\rho \qquad \alpha_\rho \psi_\mu = -i\delta_{\rho\mu}\psi_5$

$i\partial_\rho \psi_\rho + \kappa\psi_5 \qquad -i\partial_\mu \psi_5 + \kappa\psi_\mu = 0$

$R_5\left(\frac{1}{2},\frac{1}{2}\right)^4 = [R_5(0,0) + R_5(1,0) + R_5(\cancel{?},1)]^2$

$4^4 = 256$

$= R_5(0,0) + \cdots$

$\Psi,\ \Psi_m,\ \Psi_{[m,n]}$

$\Psi_{mn}^{25}\quad \Psi_{m[n,s]}^{50}\quad \Psi_{[mn][rs]}^{100}$

対稱 15 　 $35 + 10 + 5$ 　 $55\ \Gamma_{\mu\nu\rho\sigma}$

反対稱 10 　 $45 = 35 + 10$

$= 35 + 15 + 5$

$35\ R_5(2,2)\quad 14\ R_5(2,0)\quad 35\ R_5(2,1)$

$R_5(2,0)$: $\left.\begin{array}{l} 2\partial^\rho \psi_\rho + \varkappa\varphi = 0 \\ \partial^\rho \psi_{\rho\lambda} + \partial_\lambda \varphi + \varkappa \psi_\lambda = 0 \end{array}\right\}$

$\partial_\lambda \psi_\rho + \partial_\rho \psi_\lambda + \varkappa \psi_{\lambda\rho} = 0$

spin	mass	
0	$\varkappa/2$	$\{\square \cdot [\frac{\varkappa}{2}]^2\}\varphi = 0$
1	$\varkappa$	$\chi_\rho = \psi_\rho + \frac{2}{\varkappa}\partial_\rho\varphi$

$\partial^\rho \chi_\rho = 0,\quad (\square - \varkappa^2)\chi_\rho = 0$

$\left\{ \partial^\rho(\psi_{\mu[\nu\rho]} + \varepsilon\,\psi_{\nu[\mu\rho]}) + \varkappa\,\varphi_{\mu\nu} = 0 \right.$

$\varepsilon = \pm 1\ \left\{\begin{array}{l} R_5(2,2) \\ R_5(2,1) \end{array}\right.$

$R_5(2,2)$ $\varepsilon = +1$ 　 spin 2, 2, 1 　 mass $\varkappa/2$, $\varkappa$, $\varkappa$

$R_5(2,1)$ $\varepsilon = -1$ 　 spin 1, 2, 0 　 mass $\varkappa/2$, $\varkappa$, $\varkappa$

中野：素粒子論から見た重力、

1) $1/r$ - potential

2) equivalence principle

1922: Eötvös: $1/10^8$

neutron: Mc Reynolds P. R. 83('51) 172, 233

pile neutron (thermal) の自然落下.

$g = 935 \pm 70$

$\nearrow$ 5次元 $\varphi_{5\rho}$

$L\,d\tau = \sqrt{-\frac{1}{2} mc^2 \eta_{ik}\, dx^i dx^k} + \frac{e}{c} \varphi_i\, dx^i$

$\downarrow$ ds は否さない $\longrightarrow + h_{ik}\, dx^i dx^k$

g_{ij}

or linearization $\rightarrow \gamma_i\, dx^i$

Einstein方程式 $\rightarrow -\frac{2\kappa M h^2}{r^3}$　$h = r^2 \frac{d\varphi}{dt}$

neutrino からの力 potential が ~~…~~ competeしない：

newton potential + equivalence principle:

$\Box \varphi = T_{\mu\nu} \rightarrow g_{\mu\nu} T_{\mu\nu} + \cdots$

の代わり $(\gamma\partial + \kappa)\psi = \cdots \rightarrow$?

Interaction:

El. Mag. int. $\rightarrow$ gage invariance $\psi \rightarrow e^{i\alpha}\psi$

Yang-Mills, Lee-Yang, nucleon の保存.

力学：不明.

Utiyama: Lorentz 変換を拡張であれ. tensor field

素粒子を unify できるか？

重力場　A_μ に対応するのは $\Gamma^{\mu}_{\nu\lambda}$ ではないか？

$\Gamma^{\mu}_{\nu\lambda}$ を消せるのではないか？ 従って重力場はないの