X

NOTE BOOK

Manufactured with best ruled foolscap
Brings easier & cleaner writing

研究メモ
March, 1959 ~ May, 1959
小林稔(つづき), 素粒子の構造, [illegible]

VOL. X

湯川秀樹

日章 BA4 45

Nissho Note

第3はつづき.　　March 3, 1959

話題: 場のHilbert空間
　量子力学の定式化 と a.r.M.の枠

正準形式　$q_i(t') = U^{-1} q_i(t) U$
　　　　　$p_i(t') = U^{-1} p_i(t) U$

$[q_i, p_i] = i\hbar$

v. Neumann, Jordan-Wigner 有限自由度, Hilbert空間の
　構造は unitary 変換を除いて一意的

場の理論
　$a_i, a_i^* \longleftrightarrow a_i', a_i'^*$ 必ずしもunitary

変換は一般には存在しない
　$N_i = a_i^* a_i$　　$n = (n_1, n_2, \ldots)$
　非可算無限,　separableでない
既約性: a_i^*, a_i とcommuteするのは1しかない.
単純性: $N_1, N_2, \ldots$ は maximum commutable set

既約表現が無数に存在する.
　$\Psi = \sum' c(n)\varphi(n)$
　$\Psi' = \int c(n)\varphi(n)\, d\rho(n)$　上と直交.
　$\|\Psi\|^2 = \int |c(n)|^2 d\rho(n)$

Landau
free H_0　　$D(H_0)$
interaction H　$D(H)$ は $D(H_0)$ と一致する
　必要はない

van Hove

[illegible]の要請

Wightman

$[A(x,t),\ \dot{A}(x',t)] = Z\delta(x-x')$

$Z = 0, \infty$

[illegible]: vacuum

[illegible]: Space-Time Approach

$Q(t)|z,t\rangle = z|z,t\rangle$

$\int |z,t\rangle dz \langle z,t| = 1$

$\langle x,t''| \boxed{\text{black box}} |y,t'\rangle$

$\hbar\to 0$ で
path が
決まってる.

$\langle x,t''|y,t'\rangle = \int \langle x,t''|z,t\rangle dz \langle z,t|y,t'\rangle$

$\hbar \to 0 \qquad z = q(t)$

$1 = \int \frac{''}{\langle\ \ \rangle}$

$\lim_{\hbar\to 0}$ integrand $= \delta(z - q(t))$

$\langle x,t''|y,t'\rangle = \{\frac{i}{h}\partial^2 S/\partial x\partial y\}^{1/2}$

$\times \exp\{\frac{i}{\hbar}S(x,t'';y,t')\}\,U$

$U = 1 + O(\hbar)$

$L = \frac{m}{2}\dot{q}^2 - V(q) \qquad T = t''-t'$

$U = 1 + \frac{i\hbar T^3}{8m^2}\int_0^1 du\, V_4(y+u(x-y)) + O(T^4)$

$V_4 = (\frac{d}{dx})^4 V(x)$

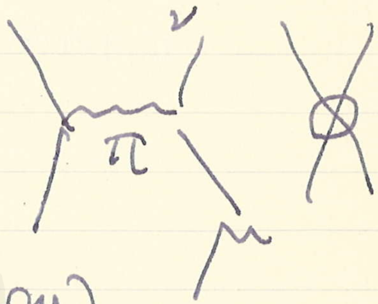
commutator のない局所理論は可能か

大貫：弱い相互作用.

$$\mu^- + C^{12} \to B^{12} \xrightarrow{\beta} C^{12}$$

G, T.

$$\frac{|g^{\mu}_{GT}|^2}{|g^{\beta}_{GT}|^2} = 1.37 \pm 0.08$$



Goldberger - Treiman

$= 0.8$ (meson theory)

$= 1.43$ (符号をかえる)

伏見：高エネルギー現象と不確定性.

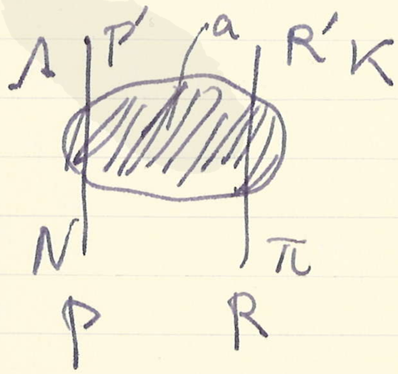
反核子の消滅過程.

引力が強い　遠心力

500 MeV ~ 1 BeV　$< \pi \lambda^2 (1+3+5)$

$$\pi + N \to \begin{matrix}\Sigma \\ \Lambda\end{matrix} + K$$

$$p - p' \gtrsim \frac{1}{a} \sim M$$



演題　"電子力学の適用限界をめぐって"

坂田
三村
岩安
田中正
江沢
場の理論．　相対論的電子力学

March 7, 59

中西: Ordinary and anomalous threshold in perturbation theory

Bremermann - Oehme - Taylor
P. R. 109 ('58), 2178

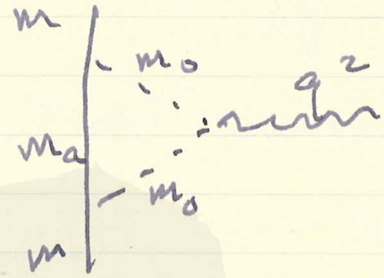
π-N dispersion Bogoliubov

N-N : $m_\pi > (\sqrt{2}-1) m_N$

Oehme

Karplus

Nambu



$$F(q^2) = \int_{M^2}^{\infty} \frac{\sigma(q^2)}{m^2 + q^2} dm^2$$

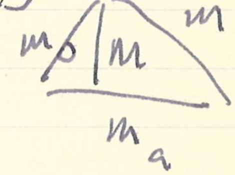
$m^2 \leq m_a^2 + m_0^2 \rightarrow M = 2m_0 \; (m < m_a + m_0)$

$m^2 \geq m_a^2 + m_0^2 \rightarrow$ normal

$$M = \frac{2}{m_a} \sqrt{s(s-m)(s-m_0)(s-m_a)}$$

anomalous threshold (abnormal)

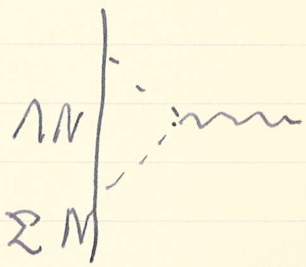
$$s = \frac{m + m_0 + m_a}{2}$$



(ヘロンの公式)

nucleon number の保存.

$m_\Sigma^2 \geq m_\Lambda^2 + m_\pi^2$



1. normal である充分条件
2. 必要条件.
3. anomalous
   1. Nambu, Symanzik, N.C. 6 ('57), 1064 / Nakanishi P.T.P. 17 ('57) 401, 21 ('59) 135; P.T.P. 20 ('58) 690, 5 ('56) 610

Nakanishi

$$\int \prod_{i=1}^{\alpha} 1/\{(p_i+q_i)^2+m_i^2-i\epsilon\} \prod_{j=1}^{n} d^4p$$

↓ 積分変数　↓ 常数

Feynman identity

π-π .. $\boxed{N-N}$ .. $\boxed{K-N}$ ..

normal

だめ: π-D　K-D ..

N-Λ　N-Σ ..

中西氏 Nakanishi

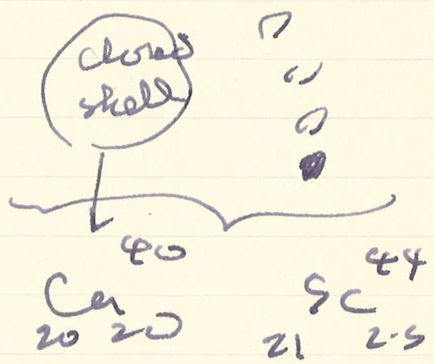
基研講演会.

March 10, 1959

Jancovich, spin-orbit coupling

I. Talmi, shell model ('56)

pure j-j coupling



A. Arima ('57)

Forbidden β-decay life-times around Ca^{40}

Ggrudan and Jancovitch

非線型研究会、

March 11, 1959

会田氏 ; 相対論 and 非線型論での波の伝播
解の存在の証明.

application
1) scalar
2) electrodynamics
3) Einstein Eq.
4) spinor

一次元 : (x, t)

$$U_t + AU_x + B = 0$$

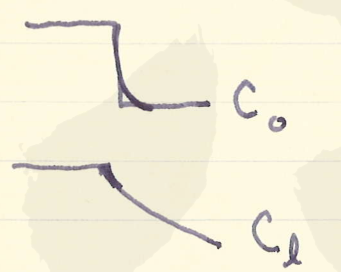
$U = (\ )$　　$A = (\ )$　　$B = (\ )$

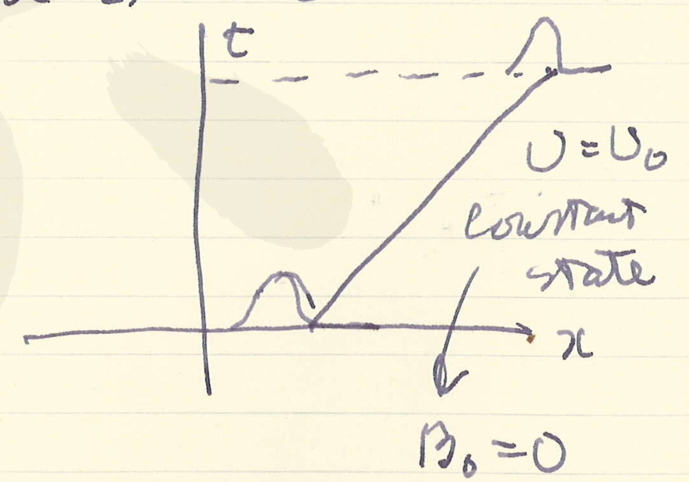
x, t を含んでいてもよい

A の固有値 $d^{(i)}$: real　$i = 1, .. N$
x, t, U の或る domain で　linear indep.
→ hyperbolic

$U(0, x) = \phi(x)$　$t_0 < t_c$ まで U は求められる.

C_l : L-continuous





C_l は C_1 の limit

$$E^{(i)} A = d^{(i)} E^{(i)}$$

$$E^{(i)}\left(\frac{dU}{d\sigma_i} + t_i B\right) = 0 \qquad \frac{d}{d\sigma_i} = \frac{\partial}{\partial t} + d^{(i)}\frac{\partial}{\partial x},$$

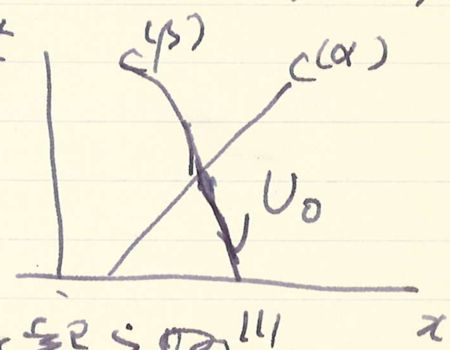
~~$x_0/t_0 = d^{(i)}$~~,　$\frac{dx}{d\sigma_i} = x_i$　$\frac{x_i}{t_i} = d^{(i)}$

$$E^{(i)}U_i + b^{(i)}t_i = 0$$

$d^{(i)}$ のうちで一番大きい値を $d^{(\alpha)}$ とおくと,

$\underbrace{d^{(1)} \quad d^{(n-2)}}_{d^{(i)}}$ $\quad d^{(\beta)} d^{(\alpha)}$

$i = 1, 2 \ldots n-2$



semi-linear では shock は起らない!!!

exceptional case;

$$D_u d_0^{(\alpha)} \Pi = 0$$

Einstein eq. → shock はでない..
(two dimension)

scalar: $L = L\{(Q + \frac{1}{2}m\phi^2)\}$

$$Q = \frac{1}{2}\phi_\mu \phi_\mu$$

$m = 0$:

electrodyn.: $L = L(Q, R)$

$$Q = B^2 - E^2, \quad R = E \cdot B$$

$E \perp H$: E_y, H_z → $L(Q, 0)$
scalar と同じ

Born-Infeld
$$L = l^2\{1 + l^2(\phi_x^2 - \phi_t^2)\}^{\frac{1}{2}}$$
$$B^2 - E^2$$

shock は起らない.

spinor:

$$\mathcal{L} = \psi^{+}(\gamma_\mu + \psi^{+}\gamma_\mu\psi)\partial_\mu\psi$$

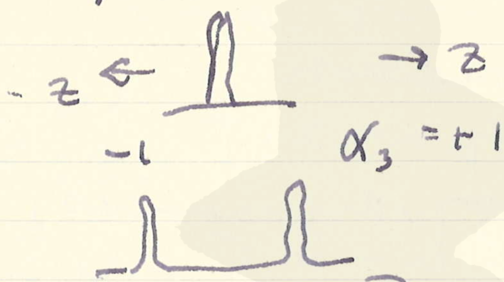
$+ \cdots$

[illegible]

木曜G: Hypothetical Velocity Measurements of a Dirac Particle   March 14

位置可能性.

Nuovo Cim.



Aharonov, Bohm

$E^2 = m^2 + p^2$

$v = \dfrac{\partial E}{\partial p}$

AB-理論 ($m = 0$)

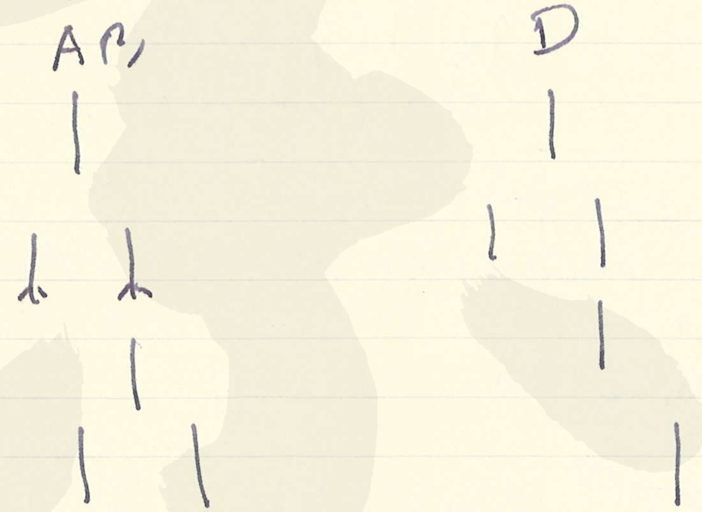
$H = |p|$

$\dot{x} = i[H, x] = \dfrac{p}{|p|}$ $\dot{x}_3 = \dfrac{p_3}{|p_3|}$

Dirac 理論 ($m = 0$)

$H = \alpha p$

$\dot{x}_3 = \alpha_3$



談話会

西島氏：場の理論の一般的理論　March 17 '59

Axioms:

1. Lorentz inv.
2. micro-causality
3. asymptotic condition
4. Irreducibility

3 から S の unitarity, dynamics, quantization

4: $F[\varphi(x)]\Omega$ で任意の state がつくれる. or

$[O, \varphi(x)] = 0$ がすべての x について成立すれば, O は c-number.

S-matrix　$p_1 + p_2 \to q_1 + q_2$

$$S = (-i)^2 \int dx_1 dx_2 \langle q_1 | \varphi(x_1) | 0 \rangle K_{x_1} K_{x_2} \langle q_2 | T[\varphi(x_1)\varphi_2(x_2)] | p_2 \rangle \langle 0 | \varphi(x_2) | p_1 \rangle$$

3. 漸近条件

1. $\Phi_\alpha^{(+)}$ outgoing wave
2. $\Phi_\alpha^{(-)}$ incoming wave

$\Phi_\alpha^{(+)} = \Phi^{(+)}_{a_1 a_2 \cdots a_n}$

φ_{in}, φ_{out}

$$-i\int dz \langle \Phi_b^{(\pm)}, \varphi(z)\Omega \rangle K_z \langle \Phi_\beta, T[\varphi(x_1) \cdots \varphi(x_n)\varphi(z)] \Phi_\alpha^{(+)} \rangle$$

$$= \langle \Phi_{\beta b}^{(-)}, T(x_1 \cdots x_n) \Phi_\alpha^{(+)} \rangle - \langle \Phi_\beta^{(-)}, T(x_1 \cdots x_n) \Phi_{\alpha / b}^{(+)} \rangle$$

複合粒子 $\langle \Phi_B, \varphi(x)\Omega \rangle = 0$

$$\langle \Phi_B, \varphi(x)\varphi(y)\Omega \rangle \neq 0$$

etc

$$\langle \Phi_B^{(-)}, T(x_1 \cdots x_n)\Phi_\alpha^{(+)} \rangle - \langle \Phi_\beta^{(-)}, T(\cdots)$$

$$\Phi_{\alpha/B}^{(+)} \rangle = -i \int dz\, d\xi\, \tilde{f}_B(z,\xi) K_z^M$$

$$\langle \Phi_\beta^{(-)}, T(x_1 \cdots x_n, z+\tfrac{1}{2}\xi, z-\tfrac{1}{2}\xi)\Phi_\alpha^{(+)} \rangle$$

$$\int \tilde{f}_B(z,\xi) \langle \Omega, \underbrace{T(z+\tfrac{1}{2}\xi, z-\tfrac{1}{2}\xi)\Phi_B \rangle}_{e^{ip_B z} F_B(\xi)}$$

$$\times d\xi = \frac{1}{2(2\pi)^3}$$

$$e^{-ip_B z} g_B(\xi)$$

$$\int g_B(\xi) F_B(\xi) = \text{const.}$$

素粒子と複合粒子とは区別できるか?

$$\langle \Omega, \varphi\varphi\Phi_B \rangle \neq 0$$

$b : \varphi$ $B : \psi$ ψ が局在化するかどうか

ψ を定義すれば

$$\psi(x) = \frac{1}{\sqrt{2(2\pi)^3}} \lim_{\xi \to 0} \frac{N\{\varphi(x+\tfrac{1}{2}\xi)\varphi(x-\tfrac{1}{2}\xi)\}}{\langle \Phi_B, T\{\varphi(\tfrac{1}{2}\xi)\varphi(-\tfrac{1}{2}\xi)\}\Omega \rangle}$$

space like

interaction:

electromag. gauge inv. 故に $\partial_\mu - ieA_\mu$

principle of min. e.m. int.
Ward identity

exclusion principle

非線型研究会 第1回

Heisenberg 理論検討会 March 25, '59

湯川: Introduction

論文: Zur Theorie der Elementarteilchen (Naturf.

Dürr, Heisenberg, Mitter, Schlieder, Yamazaki

non-linear → new cons. laws.

Pauli-Gürsey transformation

$$\gamma_\nu \frac{\partial \psi}{\partial x_\nu} \pm l^2 \gamma_\mu \gamma_5 \psi (\bar\psi \gamma_\mu \gamma_5 \psi) = 0 \quad (1)$$

I. Group theoretical Properties of Eq. (1)

a. Continuous group

(1) inhomogeneous Lorentz group

translation と rotation が commutable でない.

(2) Pauli-Gürsey Transf.

$$\psi \to a\psi + b\gamma_5 C^{-1} \bar\psi^T$$

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

(3) Touschek Transf. (C.N. '57)

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

I (2) は 3次元回転群 と isomorph

angular momentum J_1, J_2, J_3

→ isospin

J_3 → $\psi \to e^{i\alpha} \psi$

II (3) は (2) と可換. J_N を定義

baryon number 保存.

unitary transf. (det $| = 1 \to$ I.

$\vec{J}^2 = J_1^2 + J_2^2 + J_3^2$, J, J_3, J_N

half-odd integer or integer

invariantなものを vacuum J, J_3, J_N が0.

そうでないものを world

$$\left.\begin{aligned} Q &= J_3 + \frac{l_Q}{2} \\ N &= J_N + \frac{l_N}{2} \\ S &= l_Q \mp l_N \end{aligned}\right\}$$

$S = 0, \pm 1, 2$
(mod. 4)

(4) $X_r \to \eta X_r$ (η : real)

$\psi \to \eta^{3/2} \psi(X\eta, l\eta)$

$l \to l\eta$

(scale transf.)

$x' = \eta x \quad l' = \eta l$

$\psi'(x', l') = \eta^{-3/2} \psi(x, l)$

$L(\mathfrak{I}_a, \mathfrak{I}_b)$

$\mathfrak{I}_a = \int d^4x \, \bar{\psi} \gamma_\nu \partial_\nu \psi$

$\mathfrak{I}_b = \int d^4x (\bar{\psi}\gamma_\mu\gamma_5\psi)(\bar{\psi}\gamma_\mu\gamma_5\psi)$

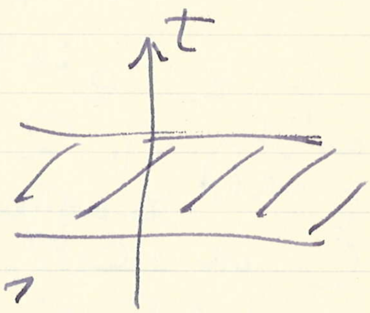
$$\frac{\dfrac{\partial L}{\partial \mathfrak{I}_b}}{\dfrac{\partial L}{\partial \mathfrak{I}_a}} = l^2$$

$$\begin{cases}\eta = 1+\varepsilon \qquad (|\varepsilon|\ll 1)\\ \psi\to\psi+\varepsilon\left(\frac{3}{2}\psi + x_\nu\frac{\partial\psi}{\partial x_\nu} + l\frac{\partial\psi}{\partial l}\right)\end{cases}$$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\left\{\bar\psi\gamma_\nu\frac{\partial}{\partial x_\nu}\psi - \frac{\partial\bar\psi}{\partial x_\nu}\gamma_\nu\psi\right\} \pm \frac{l^2}{2}(\bar\psi\gamma_\mu\gamma_5\psi)^2$$

$$\delta\int \mathcal{L}\, d^4x = 0$$

$$\to \int d^4x\, l\frac{d\mathcal{L}}{dl} = \int d^4x\,\frac{d}{dx_\nu}\Big[\frac{1}{2}\bar\psi\gamma_\nu\Big(x_\mu\frac{\partial\psi}{\partial x_\mu} + \underbrace{l\frac{\partial\psi}{\partial l}}\Big) - \frac{1}{2}\Big(x_\mu\frac{\partial\bar\psi}{\partial x_\mu} + \underbrace{l\frac{\partial\bar\psi}{\partial l}}\Big) \times\gamma_\nu\psi - x_\nu\mathcal{L}\Big]$$



$$\int\frac{dl}{l}$$

I-4
scale change が どうなる？
Reynolds number ?

(1) と (4) は commutative でない．
mass eigenvalue $= z/l$ 　 z : number
$z_1 : z_2 : \cdots$
固有の長さ l_0 は必ず存在しない．

$$\psi(x_\nu, l) \to \psi(x_\nu + a_\nu l,\, l)$$

$$\Lambda\psi - \psi\Lambda = \frac{3}{2}\psi + x_\nu \frac{\partial\psi}{\partial x_\nu} + l\frac{\partial\psi}{\partial l} = \lambda\psi$$

$\lambda = l_N$

$\Delta\Lambda = \pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}, \ldots$

indefinite metric
inverse state

$\Delta\Lambda - \frac{3}{2} = \text{int.}$

h) Discrete groups

1) P $\quad \psi(\vec{r},t) \to \gamma_4\psi(-\vec{r},t)$

2) C $\quad \psi \to C^{-1}\bar{\psi}^T$

3) T

$J, J_3, J_N, \frac{l_N}{2}$

P & $e^{i\alpha\gamma_5}$ is commute with ...

Parity of 2nd kind (chap. III) is $e^{i\alpha\gamma_5}$ & commutable

C is $e^{i\alpha}$ & commute with ...

2nd kind charge conj.

4) $l \to -l \quad \psi(x,l) \to \psi(x,-l)$

第2回　　　　March 26

復習. Chapter II. C.R. and vacuum expectation values.

microcausality を否認する

C.R. は light-cone 上で oscillate する.

symmetry は vacuum が ~~満さない~~ から full 破れる. 満す は否定し

$\langle 0|\psi\psi|0\rangle$: full sym. + ε

$\langle 0|\psi\cdots\psi|0\rangle$: $\times$

$|0\rangle$: Welt, world

isospin ∞

宇宙方程式

$\psi = (1+\gamma_5)\chi$ → interaction がなくなる.

nucleon + welt

~~III.~~ 参考 : III. wave eq. of individual elementary particles and their interactions.

one-particle state Ψ

$\varphi = \langle \Omega|\psi|\Psi\rangle$

$\gamma_\mu \partial_\mu \varphi = 0$　　neutrino, electron

$\to \{p_0 + \gamma_5(\vec{\sigma}\,\vec{p})\}\varphi_L = 0$

$$\left.\begin{aligned} \varphi_{e^+} &= L\,\varphi_{L_c} \\ \varphi_{\bar\nu} &= L\,\varphi_{L_c} \\ \varphi_{e^-} &= R\,\varphi_R \\ \varphi_\nu &= R\,\varphi_L \end{aligned}\right\}$$

e^-, ν : $J_N = \frac{1}{2}$

$e^+, \bar\nu$: $J_N = -\frac{1}{2}$

$$(p^2+\varkappa^2)\varphi_B=0$$

$$\gamma_\mu p_\mu Q(p^2)\varphi=0$$

$\varphi_B, \frac{\partial\varphi_B}{\partial t}$: 8成分

$$\hat{\varphi}_B(x)=-i\frac{\gamma_\nu p_\nu}{\varkappa}\varphi_B(x)=-\frac{1}{\varkappa}\gamma_\nu\frac{\partial\varphi_B}{\partial x_\nu}$$

$$\gamma_\nu\frac{\partial\hat{\varphi}_B}{\partial x_\nu}=-\varkappa\varphi_B$$

$$\Phi=\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}\varphi\\ \hat{\varphi}\end{pmatrix} \qquad (I\gamma_\nu\partial_\nu+\Sigma_1\varkappa)\Phi=0$$

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

$$\left.\begin{aligned}(\gamma_\nu p_\nu+\varkappa)(\varphi+\hat{\varphi})=0\\ (\gamma_\nu p_\nu-\varkappa)(\varphi-\hat{\varphi})=0\end{aligned}\right\}\text{ mass doublet}$$

$$(\gamma_\mu p_\mu+\varkappa)\varphi_N=0$$

$$\text{II}\rightarrow\ \varphi_N\rightarrow e^{i\alpha_0 J_N/2}\varphi_N$$

$$J_N=\frac{1}{2}\quad(p,n)$$
$$\quad-\frac{1}{2}\quad(\bar{p},\bar{n})$$

$$\varphi_B\rightarrow e^{i\alpha_3/2}\varphi_B$$

$$\varphi_p(x)=\frac{1}{2}\left(1-\frac{1}{\varkappa}\gamma_\nu\frac{\partial}{\partial x_\nu}\right)R\,\varphi_B(x)$$

etc.

parity; 第一種. 第二種.
charge conjugation; 〃 , 〃 ,
CP-invariance

第3回　March 27

中嶋氏: IV Calculation of mass eigenvalues by Tamm-Dancoff method.

$\tau(x_1 \cdots x_N) = \langle \Omega | T\, \psi(x_1) \cdots \bar{\psi}(x_N) | \ \rangle$

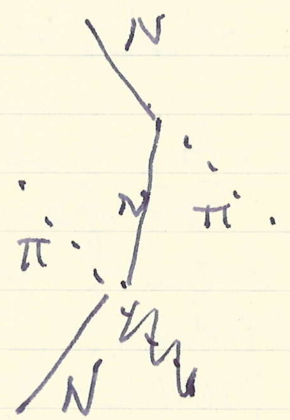
$\tau \rightarrow \varphi$

$\kappa_N l = 6.39$

$\kappa_\pi l = 1.42$　$\kappa_\pi = 0.301\, \kappa_N$
(s-state)　triplet

8成分: $\kappa_\pi = 0.051\, \kappa_N$

山田氏: V. π-N-interaction



第4回　March 28

佐田氏: VI Interaction relating β-decay

$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$　allowed transition

$C_V = -C_A$

$C_S = C_T = C_P = 0$

C : V, T　−
S, P, A　+

中野氏: VII: math. Appendix

$\{\psi(x), \bar{\psi}(x')\} = 0$　x, x': 同時刻

Pauli の原理.

$(t, t+\Delta t)$

1. diff. eq.
2. integ. eq. Δt

$\rightarrow$ renormalized hee model

Hamiltonian [illegible]

$\{t, t-\Delta t\}$

$\sigma t \sigma v$: relat. inv.

[illegible]:

Propagators of non-linear equations:

relation with commutator

[illegible]

L. A. Schmidt: (Michigan Univ)

Single-Field Theory of Matter (th)

weak field approx.

Mie : $L(f_{\mu\nu}, A_\mu)$

Born-Infeld :

Wheeler : geon

Heisenberg : $L(\psi)$

classical spinor

constraint

Quantum Mechanics with Indefinite Metric

April 2 1959

A. Uhlmann, N. P. 9 (1959), No. 4, 588

References:

R. Ascoli and E. Minardi, N. P. 9 (1958), No. 2, 242

W. Heisenberg: ibid 4 (1957), 532

$\mathfrak{H}$: complex Hilbert space

For arbitrary $\psi_1, \psi_2 \in \mathfrak{H}$, a definite complex number

$$\langle \psi_1, \psi_2 \rangle$$

is defined satisfying

$$\langle \psi_1, \psi_2 \rangle = \langle \psi_2, \psi_1 \rangle^*$$

$$\langle \lambda \psi_1, \psi_2 \rangle = \lambda \langle \psi_1, \psi_2 \rangle$$

(hence $\langle \psi_1, \lambda \psi_2 \rangle = \langle \lambda \psi_2, \psi_1 \rangle^*$
$= \lambda^* \langle \psi_2, \psi_1 \rangle^* = \lambda^* \langle \psi_1, \psi_2 \rangle$)

$$\langle \lambda \psi_1 + \psi_2, \lambda \psi_1 + \psi_2 \rangle = |\lambda|^2 \langle \psi_1, \psi_1 \rangle + \langle \psi_2, \psi_2 \rangle + \lambda \langle \psi_1, \psi_2 \rangle + \lambda^* \langle \psi_2, \psi_1 \rangle$$

から、~~[illegible]~~ (i) $\langle \psi_1, \psi_1 \rangle = \langle \psi_2, \psi_2 \rangle = 0$
$\langle \psi_1, \psi_2 \rangle = 0$ がすべての ψ_1, ψ_2 に対して成立するか、そうでないなら
(ii) norm の 0 でない ψ が少くとも一つは存在.

Ω: orthogonal system of vectors in $\mathfrak{H}$

$\langle \psi, \psi \rangle = \pm 1$ for any $\psi \in \Omega$

$\langle \psi_1, \psi_2 \rangle = 0$ for any $\psi_1, \psi_2 \in \Omega$, $\psi_1 \neq \psi_2$

(Ω) set of all vectors

$$\sum \alpha_k \psi_k \qquad \sum |\alpha_k|^2 < \infty$$
$$\psi_k \in \Omega$$

(Ω_+), (Ω_-) are proper Hilbert space

Theorem 1.
If Ω° be arbitrary orthogonal system, there exists Ω such that
a) $(\Omega) = \mathfrak{Z}$ and
b) $\Omega^\circ \subset \Omega$

Ω is called complete orthogonal system.

$$\mathfrak{Z} = (\Omega_+) + (\Omega_-)$$

Ascoli, Minardi では physical state は例えば (Ω_+) の vector だけで表現され、(Ω_-) の vector は直接の物理的な意味は持たないと考えた。
しかし彼等が見のがしたのは、$\mathfrak{Z}$ の (Ω_+) (Ω_-) への分解が一義的でない点であった。
例えば

$$\mathfrak{Z} = (\Omega'_+) + (\Omega'_-)$$

(Ω'_+): $\psi'_+ = \sqrt{2}\,\psi_+ - \psi_-$

(Ω'_-) $\psi'_- = \sqrt{2}\,\psi_- - \psi_+$

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi_+ \in (\Omega_+) \\ \psi_- \in (\Omega_-) \end{array} \right.$$

Decomposing system of Hermitian operators:

A: hermitian

$$\langle A\psi_1, \psi_2\rangle = \langle \psi_1, A\psi_2\rangle \qquad \psi_1, \psi_2 \in \mathfrak{Z}$$

すると $\langle \psi, A\psi\rangle = \langle A\psi, \psi\rangle$

$$= \langle \psi, A\psi\rangle^*$$

であるから、A の expectation value は real.

もしも $\mathfrak{A} = \{A_1, A_2 \cdots A_s\}$ がたがいに commutative な hermitian operators で、λ_k を A_k の一つの固有値としたとき,

$$A_k\psi = \lambda_k\psi \qquad k = 1, \cdots s$$

を満す 全ての ψ の linear space が definite metric をもつ 場合 $\mathfrak{A}$ を decomposing system という。

~~任意の decompo~~

Theorem 2.

任意の decomposing system $\mathfrak{A}$ に対して, ただ一つの decomposition

$$\mathfrak{Z} = \mathfrak{Z}_+(\mathfrak{A}) + \mathfrak{Z}_-(\mathfrak{A})$$

が存在する.

$$A_k \mathfrak{Z}_+(\mathfrak{A}) \subseteq \mathfrak{Z}_+(\mathfrak{A})$$
$$A_k \mathfrak{Z}_-(\mathfrak{A}) \subseteq \mathfrak{Z}_-(\mathfrak{A}).$$

注: A が complex な固有値をもつ場合,

$$A\psi_\lambda = \lambda\psi_\lambda$$
$$\langle \psi_\lambda, A\psi_\lambda\rangle = \lambda^*\langle \psi_\lambda, \psi_\lambda\rangle$$
$$= \langle A\psi_\lambda, \psi_\lambda\rangle = \lambda\langle \psi_\lambda, \psi_\lambda\rangle$$
$$\therefore \langle \psi_\lambda, \psi_\lambda\rangle = 0.$$

従って 上の条件は満されていない. (over)

Definition of γ-metric in $\mathfrak{Z}$

$\Psi = \Psi_+ + \Psi_-$ with $\Psi_+, \Psi'_+ \in \mathfrak{Z}_+(\gamma)$

$\Psi' = \Psi'_+ + \Psi'_-$ $\qquad \Psi_-, \Psi'_- \in \mathfrak{Z}_-(\gamma)$

$\langle \Psi, \Psi' \rangle_\gamma = \langle \Psi_+, \Psi'_+ \rangle - \langle \Psi_-, \Psi'_- \rangle$

~~definite~~, positive metric

uniquely defined

記：つづき　A: hermite

$\langle \Psi_r, A\Psi_s \rangle = \langle \Psi_r, A'\Psi_s \rangle^*$

$= \langle A\Psi_r, \Psi_s \rangle = \langle A\Psi_s, \Psi_r \rangle^*$

$= \langle A'\Psi_s, \Psi_r \rangle$

$A\Psi_\lambda = \lambda \Psi_\lambda$

$\langle \Psi_r, (A - A')\Psi_\lambda \rangle =$

[illegible] [illegible]

April 8, 1958　　　午前：[illegible]

高林：非線型場の理論
i) generally cov. theory　　ii) Heisenberg 理論

[illegible]：[illegible] ~~[illegible]~~ 場における [illegible] の [illegible]. ~ [illegible]

scalar: $\mathcal{L}(Q)$　　$Q = \frac{1}{2}\phi_\mu \phi_\mu$

$\mathcal{L} = \sqrt{1-Q}$: 解が $t = \infty$ まで ある.

$\mathcal{L} = Q^2$:

電磁場: $\mathcal{L}(Q, R)$　　$\left. \begin{array}{l} Q = F_{\mu\nu}F_{\mu\nu} \\ R = \varepsilon_{\lambda\rho\mu\nu} F_{\lambda\rho} F_{\mu\nu} \end{array} \right\}$

spinor: K. U.　　[illegible] 3200.

[illegible]：[illegible]発生の流体力学[illegible]

小川・[illegible]：多重発生のモデル.

[illegible]・[illegible]：中間子多重発生と核子・中間子相互作用のタイプ

$E_0^{lab} = 10^3 \sim 10^5$ BeV　　N-N Collision

(Bristol)

[illegible]：[illegible]の[illegible]

[illegible]：Weak interaction

(1) μ-e　$\left. \begin{array}{l} \\ \beta\text{-decay} \end{array} \right\}$　　$gM^2 = 1.00 \pm 0.01 \times 10^{-5}$

　　　　　　　　　　$g_F M^2 = 1.01 \pm 0.01 \times 10^{-5}$

(2) β-decay　　$g_A \leqq g_V$　　$g_A \simeq 1.19 g_V$

$\frac{g_A(\mu)}{g_A'(\beta)} = 1.18 \pm 0.04$

April 9

素粒子シンポジウム

1. 湯川： キエフ会議について

2. 玉木： high energy nucleon-nucleon scattering

L·S　Pais·Case) 1951~52

$p-p$ 310 MeV

phase shift

$^3P_0$ −2

$^3P_1$ −1　} Gammel

$^3P_2$ +1

Marshak　Gartenhaus + L·S

meson theory： $g^4 \frac{\mu}{M} e^{-2\mu r}$ ↓

$2\frac{\hbar}{\mu c}$ の所で　factor 10^2

$\frac{\hbar}{\mu c}$　factor 10

Tensor 力 { $^3P_0$ −4, $^3P_1$ 2, $^3P_2$ −0.4

でも疑点がある。

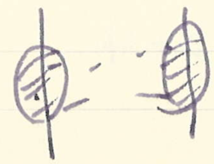
150 MeV までは　OPEP + TPEP

できれいに合う。

○ recoil の問題　tensor force がかわる (佐藤)

○ dispersion の方法よりの核力

○ KMO　static limit



○ NN hard core
○ ΛN hard core　　hyper-triton
○ NN　absorbing sphere の大きさ
○ Bethe-Salpeter
○ 原子核の spin-orbit
　武谷、一宮
p-α : $l\sigma$ と tensor 力から出す。
　市川、大槻
○ 岩佐：重陽子の光分解
　meson potential である。

宮沢：velocity dependent では
potential が出る　KMO
　断熱近似では unique
$$H \to UHU^{-1} = -\frac{1}{M}\Delta + V'$$

岩佐：150 MeV 以上
　300 MeV　p-p 角分布、polarization
　　$p+p \to d+\pi$

	stapp ②δ	1	2	3
	^1S	$-20°$	-39	-31
	^1D	$+25°$	9	$+216$
$+4$	$^3P_0$	$-28°$	-72	~~-16~~ -8
-2	$^3P_1$	$-53°$	-23	-39
$+0.4$	$(^3P_2)$	32	31	$+45$

hard core ?
H, G, F.

① $\gamma + d \to p + n$ 80   47 MeV

② 協定 $\pi + d \to \pi + d$ <u>meson O.K.</u>
G.T.M O.K.

$\to \pi + p + n$ meson O.K.

95 MeV   <u>G.T. OK.</u>

③ $p + \mathrm{Nu} \to p + \mathrm{Nu}$

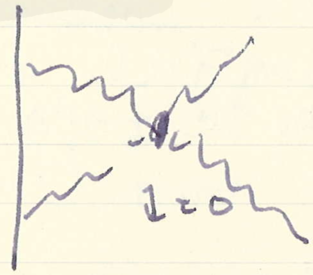
$$\frac{\text{LS single}}{\text{LS shell}} = \frac{1}{5}$$

origin は違うか.

3. 佐藤(宏): π-N 散乱 と π-π 相互作用.

$a_1 + 2a_3$

$\lambda(\phi\phi)^2,\ \lambda = $



実験: $\lambda < 0$

理論: $T = 1$: 引力

$T = 0, 2$:

[illegible]

5. 中西: 核力の現象論[illegible]

実験批判.

6. 小林: $K \to \mu + \nu$ の微分積分.

universal V-A

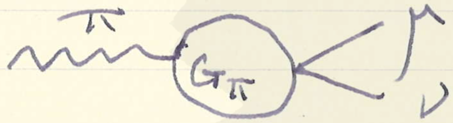
1) non-leptonic

2) leptonic

$$\begin{cases} K \to \mu + \nu \\ Y \to N + e + \bar{\nu} \end{cases}$$

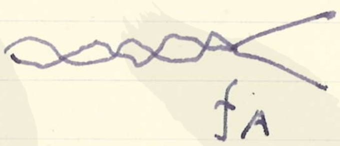
$$\begin{cases} \pi \to \mu + \nu & \dfrac{C_\pi}{m_\pi} (\bar{\mu} O \nu) \partial_\mu \phi_\pi \\ K \to \mu + \nu & \dfrac{C_K}{m_K} (\qquad) \partial_\mu \phi_K \end{cases}$$

$$\frac{(C_\pi/m_\pi)^2}{(C_K/m_K)^2} \approx 16$$



$$\varphi_\pi \equiv \langle \Omega | \psi \bar{\Psi} | \pi \rangle$$
$$\varphi_K \equiv \langle \Omega | \psi \Psi_\Lambda | K \rangle$$

$$\left(\frac{f_A}{f_A'}\right)^2 \approx 10$$



問題： compound とそうでない場合との違いはどこか．

weak interaction:

$V-A$ $\quad 10^{-20}$ cm, 10^{-21} cm) fermion-boson

$\Delta I = 1/2$

T：不変

$l = 10^{-20}$ cm：

$\mathcal{L}(l) = \mathcal{L}(0) + l\,\mathcal{L}_1(0) + l^2 \mathcal{L}_2(0) + \cdots$

T 不変：　V, A

S or P, Q.E.D.

$l \to 0$？　Hamiltonian

$\lambda\psi^4, \ldots$ semi-linear　|　non-linear

$(10^{-17}\,\mathrm{cm})^2$： fermion・fermion

$= l M_c$

[illegible] & Concluding Remarks

脇田氏: Repres. of Field Quantities

Hitoshi Wakita　　April 18, 1959

I. Prog. 20 (1958), 35.

物理量 $\mathfrak{A} \ni a, b, \cdots$

A.1: *-algebra　$a \to a^*$

$(a+b)^* = a^* + b^*$　$(ab)^* = b^* a^*$

$(\alpha a)^* = \bar{\alpha} a^*$

e: identity の存在

A.2; state　$\mathfrak{A}_{sa}$　γ_0

linear functional　γ　(期待値)

(i) $f(e) = 1$

(ii) $f(a^2) \geq 0$

(iii) $a \neq \theta$　$f(a) \neq 0$ が存在

$\gamma_0 \subset \gamma \subset \mathfrak{F}_r \subset \mathfrak{F}$

位相的構造:

$(\mathfrak{A}, \mathfrak{F})$　$a_i \to a$　$f(a_i) \to f(a)$

weakest topology $\sigma(\mathfrak{A}, \mathfrak{F})$

A.3: $a \to ab$ (b 一定) が a に関して連続。

$a \geq b$: $f \in \gamma$　$f(a) \geq f(b)$

$a, b \in \mathfrak{A}_{sa}$

$\mathfrak{M}$: 可換な物理量の集り　$ab = ba$　$a, b \in \mathfrak{A}_{sa}$

A.4: $a, b \geq 0$ なら $ab \geq 0$　$ab = ba$

Order convergence:

$a_i \downarrow 0$: $i \leq j$, $a_i \geq a_j$　$\wedge \{a_i\} = \theta$ g.l.b.

A.5: $a_i \downarrow \theta$ なら　$a_i \to \theta$, $\sigma(\mathfrak{A}, \mathfrak{F})$

$\bar{\mathfrak{M}}$: complete vector lattice

A.6. 十分たくさん射影元がある

$a^+ \neq 0$, $a^+ \geq a' > 0$ となる a' がある.

A.7. lattice unit

A-unit (e) が lattice-unit である.

束環 lattice ring

加算個のもので後者の element を生成し得る.

Spectral Decomposition

束環は函数環で同形に表現される

$F_a F_b = F_{ab}$ $\quad F_e = 1$

$\mathfrak{A}$ は Hilbert space $\mathfrak{H}_f$ の operators で同型的に表現される.

separable?

II. Field theory

$$q(\gamma, t) = \int q(x, t)\, \gamma(x)\, d^3x$$

$\mathfrak{A}_{sa}$

仮定: $a^*_q = a_q$ essentially self-adjoint

Non-local Interaction and
Universal Cut-off
G. Arnous and W. Heitler
(Seminar für theor. Phys.
Univ. Zürich)
(N.C. 11 (1959) 443)

$$H(t) = g\int d^3x \int d^4x' \, d^4x'' \, d^4x'''$$

Lorentz Invariance and Indefinite metric

Gupta

P. L. P.　　　　1959

M. Munkawa An Example of a Field theory with Indefinite metric I

(Nucl. Phys. 10 (1959), 140)

(国立公会 3月4日 May 12, 1959)

$l \to 0$ indef. $\to$ def. metric

particle coordinate

δ-fn の拡張

$q_i = x_i + \xi_i$ $\qquad f(\xi_i)$

$q_i = x_i$

$q_0^2 - \mathbf{q}^2 = x_0^2 - \mathbf{x}^2 - a_n^2 = s^2 - a_n^2$

$s'^2 = -(x_\mu^2 + a_n^2)$

classical theory

$a_n = a$

$$\frac{d^2 A_\mu(s)}{ds^2} + \frac{3}{s}\frac{d A_\mu(s)}{ds} = 0$$

$$A_\mu(s) = \frac{\alpha_\mu}{s^2}$$

Green functions

$$G(x-x') = \bar{D}(s')$$
$$= \frac{\delta(s'^2)}{4\pi}$$

Coulomb : $\varphi = \dfrac{e}{\sqrt{r^2+a^2}}$

Indefinite metric

M. Konuma, H. Miyazawa
and S. Otsuki
Two-Pion-exchange Nuclear Potential
(P.T.P, 19 (1958), 17)

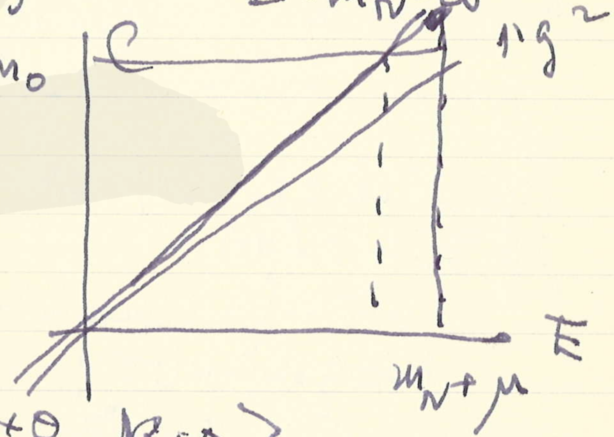
character of the potential for $x \gtrsim 0.7$

triplet	even	central	attractive weak
		tensor	attractive strong
singlet	even		attractive strong
triplet	odd	central	attractive strong (for outer region) repulsive very w.
		tensor	repulsive (weak)
singlet	odd		repulsive

麦林氏：Bound state について
april 28 '59

Lee model
$V \rightleftarrows N + \theta$
m_0 (fixed) $> m_N + \mu$
$H|B\rangle = E|B\rangle$
$E < m_N + \mu$:

$$C(g^2, E) \equiv E - g^2 \int F^2(k) \frac{dk}{E - m_N - \omega} = m_0$$



$C(g_c^2, E) = m_N + \mu$ m_0
$g > g_c$ なら
$E < m_N + \mu$ なる
根がある.
$g \to g_c$　$|B\rangle \to |N+\theta, k=0\rangle$
$g < g_c$　不安定 粒子に移行

Bethe-Salpeter eq.

粒子の一般論
N, θ　or　N, θ, B

安定な bound state は一つしかないのではないか:
bound state or physical V.

談話会 4.28.'59

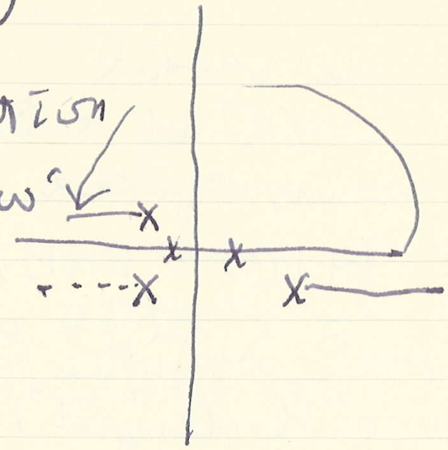
中野董夫氏 分散公式の証明.

$f(z) = D(z) + i A(z)$

上半面で analytic

Hilbert transformation

$$D(\omega) = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{A(\omega')}{\omega - \omega'} d\omega' + \varphi(\omega)$$



S-matrix T-product

$\downarrow$

retarded product

Goldberger の証明

厳密な証明

Jost-Lehmann

Bogoliubov et al. π-N

axiomatic

microcausality

energy spectrum

Bremermann-Oehme-Taylor

多変数函数論 解析接続

N-N 証明できない… 2Δ

非前方散乱 transfered mom.

$\Delta^2 < \Delta^2_{max}$

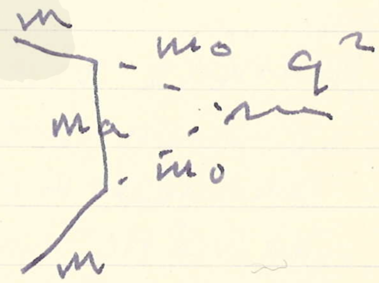
CERN Conference

π-N : $\Delta^2_{max} = \frac{8\mu^2}{3} \frac{2M+\mu}{2M-\mu}$

π-π : $\Delta^2_{max} = 7\mu^2$

γ-N : 〃 〃 〃

$\gamma-\pi$ production
$\pi-\Xi$
は説明できる
$N-N$ scatt　　$\Delta m_{a}^{2} < 0$ }　$(\mu > (\sqrt{2}-1)M$
$\gamma-N$ vertex
$K-N$
$\pi-D$
は説明できない.
lowest order vertex function
Oehme, Karplus et al, Nambu



[illegible]の証明

i) axiomatic + baryon no. conserv etc.
ii) perturbation の every order
iii) anomalous, ordinary の判定条件
iv) anomalous threshold の物理的意味.

ii) 1) Nambu and Symanzik's method
2) Nakanishi
1) $\gamma-N$ vertex, $\pi-N$, $N-N$
2) $N-N$, $K-N$, $\Lambda\Lambda$, $N-\Xi$, $K-\Lambda$
[illegible]
$N-\Lambda$　$N-\Sigma$　$\Sigma-\Sigma$　$\Lambda-\Xi$　$\Sigma-\Xi$

c033-604挟込

Yoshio Yamaguchi 5, 6 '59

III) Possibility of super-weak interactions and the stability of matter

CERN Geneva

gravitation $m_\pi = \hbar = c = 1$

$\gamma \ (= \gamma m_\pi^2 / \hbar c) = 1.31 \times 10^{-41}$

strong $g^2/4\pi = 15$

e.m. $e^2/4\pi = 1/137$

weak $G_\beta = 1.4 \times 10^{-7}$

superweak $10^{-20} \sim 10^{-30}$

possible violation of conservation of

energy-momentum

angular momentum

electric charge

baryonic number

leptonic number

R. Arnowitt and S. Deser

Quantum theory of Gravitation; General Formulation and Linearized Theory

(P.R. 113 (1959), 745)

中間

May 19　On the Magnitude of Renormalization constants

S. G. Gasiorowicz, D. R. Yennie and H. Suura

Källen 1953

Q. E. D.　δm, Z_1^{-1}, Z_2^{-1}, Z_3^{-1}

の少くとも一つ

$Z_1^{-1} = Z_2^{-1}$ が ∞

Johnson　P. R. 112

(a) 証明不完全
(b) 収斂・不収斂　finite の可能性
(c) Gauge に関係しない...

photon self energy

$$\overline{\Pi}(Q^2) = P\int_0^\infty da \frac{\Pi(-a)}{a+Q^2}$$

$$(1-L)^{-1} = 1 + \overline{\Pi}(0)$$

$$\Pi(Q^2) = -\frac{V}{3Q^2}\sum_{p^{(n)}=Q} \langle 0|j_\mu|n\rangle\langle n|j_\mu|0\rangle$$

$-Q^2 \to \infty$　$\overline{\Pi}(0)$: finite

$\therefore$ $\Pi(-a) \to 0$　$(a \to \infty)$

$\overline{\Pi}(Q^2) \to 0$　$(Q^2 \to \infty)$

E.K.: Dirac, gravitational energy

May 19

Møller : 遠方で Minkowski でない 場合 しかし $g_{\mu 0}$ をふくむ.
?

useful integral

Hamilton formalism (P.R.S. '58)

dynamical variables g_{rs} $(r, s = 1, 2, 3)$ on $t = \mathrm{const.}$)

$g_{\mu 0}$: arbitrary

$H \approx 0$ であり $g_{\mu 0}$ をふくむから

H は energy として不適当

linear approximation

G. Conjugation and the Group Space of the Proper Lorentz Group

E. J. Schremp

(P. R. 113 (1959), 936)

8-component spin 1/2 particle field

量子化の基礎について

[illegible]：第一日　　　　May 21, 1959
湯川：Introductory Talk
h ?
equiv.
displacement operator
vacuum
indef. metric
non-local
素粒子像
微分方程式か積分方程式か
時間・空間　　　抽象的空間
可能
場の量子力学の抽象化

西島：場の理論の公理論的構成.
(1) Lorentz inv.
(2) microscopic causality) boundary cond.
(3) asymptotic cond. → dynamics
(4) irreducibility

(3) integral equation
quantization . unitarity
Yang-Feldman
くりこみ可能な相互作用だけ出てくる.
素粒子の定義：
$\varphi_1, \varphi_2 \cdots$　　$\langle 0|\varphi_1(x)|a\rangle \neq 0$
素粒子 a.

$\langle 0|\varphi_i(x)|A\rangle = 0 \quad i=1,2$

證明不能.

(但し $\langle 0|\varphi(x)\varphi(y)|A\rangle \neq 0$
かも知れないの.)

結論：
irreducibility.
兼ね合い性　　内部自由度あるもの

問題：
dynamics はどこまできまるか.
incoming v. outgoing
関係があるかどうか,
~~関係~~ 相関は

その　議長：?
討論：場の理論の Hilbert 空間
axiomatic
vacuum expectation function.
i) separable ではない,　A(x) に関して
H(Φ) vacuum を含んで閉じている最小の空間.

$\Phi = c\Phi_0 + \int A(x) f(x)\Phi_0 + \iint \ldots \Phi(x) \ldots + \ldots$

A(x)：canonical
$(\Phi_0, AA\ldots\Phi_0)$ だけで空間の構造が完全にわかる. or
$(\Phi_0, N(a_k(t), a_k^*(t))\Phi_0)$
simple　$a_k\Phi$ … が $a_k^*\Phi$ の superposition として与えられる.

irreducible $u_k, a_k^\dagger$ について
可換な operator は c-number
相互に可換なものは simple と irreduc.
とは equivalent

Theorem I.

$$(\Phi, F(\lambda)\Phi) = \nu(\lambda)$$

$$M \subset S: \quad \nu(M) = \int_M d\nu(\lambda)$$

measure

$H(\Phi)$: simple ならば

$$\Psi = \int f(\lambda)\, dF(\lambda)\, \Phi$$

$$\|\Psi\|^2 = \int |f(\lambda)|^2 d\nu(\lambda)$$

Theorem II.

$$(\Phi, F(\lambda)\Psi) = \nu_{\Phi\Psi}(\lambda)$$

$$\left| \frac{d(\Phi, F(\lambda)U(\alpha)\Phi)}{d\nu(\lambda)} \right|^2 = \frac{d\nu(\lambda+\alpha)}{d\nu(\lambda)} \quad (1)$$

$$U(\alpha) = \exp\left[i \sum_{k=1}^{\infty} \alpha_k P_k\right]$$

$H(\Phi)$ が simple である条件は
G-quasi-inv. で (1) が満される

Theorem III.

$$Q_k f(\lambda) = \lambda_k f(\lambda)$$

$$P_k f(\lambda) = \frac{1}{i}\frac{\partial f(\lambda)}{\partial \lambda_k} + \frac{d(\Phi, F(\lambda)P_k\Phi)}{d\nu(\lambda)} f(\lambda)$$

Theorem IV:

二つの vacuum Φ; Φ'

Q_k, P_k; $Q_k' P_k'$

$H(\Phi)$　$H'(\Phi')$

$VH = H'$　$V^* Q_k V = Q_k'$

なる unitary operator V が存在する条件は

$$\frac{\partial \Sigma(\lambda)}{\partial \lambda_k} = \cdots -$$

を満す real fn $\Sigma(\lambda)$ が存在する。

$\nu(\lambda) \sim \nu'(\lambda)$ (i.e. $\nu \gg \nu'$; $\nu \ll \nu'$)

(一般に H は unitary equiv. でない H' は無限にたくさんある)

Theorem V.

$H(\Phi)$: simple iff $\{Q_k\}$: maximal obs.

Theorem VI.

$H(\Phi)$: simple な場合, irreducible なための必要十分条件は $\nu(\lambda)$ が G-ergodic

Theorem VII.

simple でない場合, $H(\Phi)$ が irred. な条件は $P_\Phi \in \mathcal{R}$

$$P_{\Phi_0} = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{a_k^{*n} a_k^n}{n!}$$ (free vacuum Φ_0)

$H(\Phi_0) \perp H(\Phi)$ という可能性がある.
$H_0 \qquad H$

$\nu_0(\lambda) = \prod_{k=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\lambda_k} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\lambda_k^2}{2}} d\lambda_k \qquad \nu(\lambda) \perp \nu_0(\lambda)$

neutral scalar fixed source
$Z_2 = 0$

divergence
1. mass　$\mathcal{H}$ の固有値の有限
2. Z　$\mathcal{H}$ の domain に関係.
{ 直交 (non-overlapping)
{ $\|\Phi\| = \infty \qquad D(H) = \text{empty}$

Lee model　$\perp$ でない

speculation
Q. E. D.　closed loop をなくすると
ghost は 直交のときは ~~生じ~~ 直交形 でない.

relativity
canonical の代りに Lorentz inv.
$G \to \mathcal{L}$ (Lorentz group)
$(\Phi, A_\mu \cdots \Phi_l)(\Phi_l A_\mu \cdots \Phi) \to \rho_{\mu\nu}(k)$

bound state !!!

Wightman 函数ですべてわかるだろう.

梅沢: 相互作用の構造

第一種 strong. (mass)

第二種 el. mag.

weak b.f 10^{-20} cm $\to 10^{15}$ eV

第三種 (くりこみ不能の) (mass) (compl. const.) f.f $(10^{-17})^2$ cm^2 $\to 10^{12}$ eV V-A

fine structure in interactions

extreme weak μ, e

Lehmann の表示.

Hamiltonian の存在.

Hamiltonian と vacuum と存在.

Katayama

F.B. $n > 1$ $\bar{\Psi}\psi\Box\varphi$

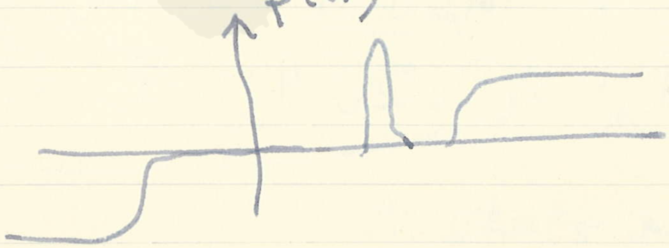
F.F. $n > 2$

light cone 上の sing.

$\bar{\Psi}^{+}\psi^{+}\Box\varphi^{-}$ ...

$$\Delta_F' = C\,\frac{1}{k^2+\kappa^2-i\varepsilon}\;\frac{1}{1-\frac{f^2}{4\pi}k^2\left(\Lambda^2-\frac{k^2}{6}\log\frac{\Lambda^2}{k^2}\right)}$$

$\rho(a)$



内山：重力論の量子化

$\langle 0 | A(x) | \psi(y) | 0 \rangle$

(1) $p_0^2 - \vec{p}^2 \neq 0$　$p_0 \neq 0$

(2) indefinite metric)

dynamical part of gravitional field

Landau　Pauli

内山，宮武，Deser

$e^{iI/\hbar}$

$I = \frac{1}{\varkappa} I_g + I_M$

or $I = I_g + \varkappa I_M$

高林：Thirring model

Bialynicki - Birula

Glaser　Jašić

二次元 Q.E.D.

$\gamma_\mu \partial_\mu \psi = ie A_\mu \gamma_\mu \psi.$

$(\Box - \mu^2) A_\mu = e S_\mu$　　$S_\mu = \bar{\psi} \gamma_\mu \psi$

$\gamma_1 = \sigma_1$, $\gamma_4 = \beta = \sigma_2$, $\gamma_5 = \sigma_3$

$t_\mu = \bar{\psi} \gamma_\mu \gamma_5 \psi$

$\frac{\partial t_\mu}{\partial x_\mu} = \frac{\partial S_\mu}{\partial x_\mu} = 0$

$$\rho_{1,2} = \psi^*_{1,2}\psi_{1,2}$$

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial u} = 0 \rightarrow \rho_1(\underset{v}{\underset{\shortparallel}{x-t}})$$

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial v} = 0 \rightarrow \rho_2(\underset{u}{\underset{\shortparallel}{x+t}})$$

$$\Box \rho_{1,2} = 0 \rightarrow \Box s_\mu = 0$$

$$A_\mu = A^0_\mu + \frac{e}{\mu^2} s_\mu$$

$$\gamma_\mu \partial_\mu \psi = ie A^0_\mu \gamma_\mu \psi - \frac{e^2}{\mu^2}(\bar\psi\gamma_\mu\psi)\gamma_\mu\psi$$

$$\psi = e^{i(a+b\gamma_5)}\varphi$$

$$a = e\frac{\partial A^0_\mu}{\partial x_\mu} \qquad b = ie\varepsilon_{\mu\nu}\partial_\mu A^0_\nu$$

$$(\gamma_\mu\partial_\mu)\varphi = \underset{g}{\frac{e^2}{\mu^2}}(\bar\varphi\gamma_\mu\varphi)\gamma_\mu\varphi$$

$\rightarrow$ Thirring model

$[\rho_{1,2}, \rho_{1,2}] = 0$ almost

$\varphi = R\chi e^{iQ_1} + L\chi e^{iQ_2}$ は canonical 共役でない.

$$(\gamma_\mu\partial_\mu)Q = ig\gamma_5\rho$$

$$\rho_1 = \chi^*_1\chi_1$$

$$(\gamma_\mu\partial_\mu)\chi = 0$$

$$Q = Q_0 + ig\int G(x-x')\gamma_5\rho(x')d^2x'$$

Heisenberg の主張との関係:
4次元的おしか light cone での singularity を論ずる問題に適用できない.

第2日　22日　総合: 中野
主題: Indefinite metric (一般論)
困難: i) divergence
ii) ghost
問題点
1) 確率解釈
2) 因果律. 非局所性.
3) 不安定性
4) regularity
5) スピンと統計.

1) Ascoli-Minardi
Uhlmann
$H = H_1 + H_2$　　H_1: semi-definite
i) Heisenberg の Lee model の treatment
dipole ghost
$t = -\infty$　$\varphi_{-\infty} \in H_1$ ならば
$\varphi_{+\infty} = S\varphi_{-\infty} \in H_1$ となるように
interaction の構造をきめる.
$V \rightleftarrows N + \theta$　　Pauli-Källén　$\eta = (-1)^{N_\theta}$
$N+\theta$-sector: scattering state $|n\rangle$

$|V\rangle$ V-state, $|G\rangle$ ghost state

$\langle V|V\rangle = 1$, $\langle G|G\rangle = -1$

$\theta + V$ -scattering では

$\theta + V \to \theta + V$

$\to N + \theta + \theta'$

$\to \theta' + G$

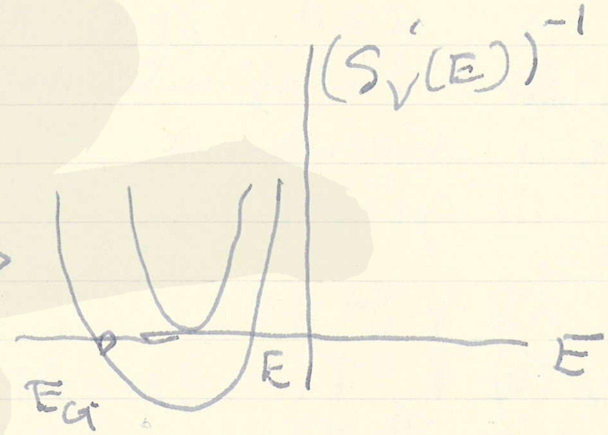
確率が保存しない。 $(E_G < E)$

Heisenberg

$E_G = E$

$\langle \Phi_0 | \Phi_0 \rangle = 0$

$\lim \dfrac{\Phi_{E+\Delta E} - \Phi_E}{\Delta E} = |D\rangle$



をいれないと
complete set に
ならない。 $|D\rangle$ は ~~H~~ total H の固有函数
でない。 $\langle D|D\rangle = 0$ にできる。

しかし $\langle D|\Phi_0\rangle \neq 0$

H_1 : $|n\rangle$, $|\Phi_0\rangle$ semidefinite

H_2 : $|D\rangle$

$\theta + \theta' + N \to$ scattering をよい

(しかし $\dfrac{\langle \Phi_0|H|\Phi_0\rangle}{\langle \Phi_0|\Phi_0\rangle} = \dfrac{0}{0}$)

iii) Bogolyubov

$\Phi_{-\infty} = \varphi_{-\infty} + F_{-\infty} \to S\,\Phi_{-\infty} = \varphi_{+\infty} + F_{+\infty}$

$F_{-\infty} + F_{+\infty} = 0$

$\|\varphi_{-\infty}\| = \|\varphi_{+\infty}\|$

$\tilde{S}\,\varphi_{-\infty} = \varphi_{+\infty}$

(Nagy. n.c.
local → non-local)
F に依存

$\hat{\psi}(x) = \psi(x) + \sum_i \psi_i(-\lambda)$
regular abnormal
Regulator. (Pauli-Villars)

(Glaser :
microcausal 以外のものは
macrocausal を ~~壊れして~~い,つぶれている.
だろう.

$S = S_a S_b$ かつ $\hat{S} = \hat{S}_a \cdot \hat{S}_b$

iii) Q.E.D. Lorentz condition

3) 不確性
Gupta, P.T.P.
$[a_\mu, a_\nu^\dagger] = g_{\mu\nu}$ $g_{00} = -1$
$a_\mu \Psi_0 = 0$ ......

4) regularization
$\{\psi_\nu, \psi_\nu^\dagger\} = -1 \rightarrow \{\psi_{\nu}, \psi_{\nu'}^\dagger\} = 0$

regular になりすぎてもこまる.

5) spin と統計 が両立しなくなる論文.
Pauli

山根：(Q.E.D. における Indef. Metric)
　型子量子化
　(続き) → boson system
　　　　→ ~~fermion~~-statistics

長田：convergence と Invariance

宮沢：
喜多：Heisenberg 理論における Indef.
　metric
　場の方程式と dipole ghost との
　compatibility
　Kita's objection

田中：超光速粒子

$$(\gamma\partial + \alpha + \beta\gamma_5)\psi = 0$$

$\alpha \gtrless \beta$; $(\Box \mp m^2)\psi = 0$

$$(\gamma\partial + \kappa\gamma_5)\psi = 0$$

$$\{\psi, \psi^*\} = \gamma_5\,\delta(\vec{x} - \vec{x}')$$

indefinite metric

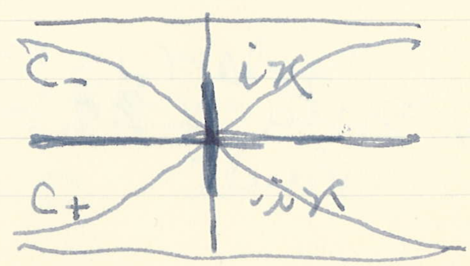
spin up-down と metric が逆

group velocity が光速を超える。

$$v = \frac{dp_0}{dp} = \frac{p}{p_0} > c.$$

$$(\Box + m^2)\psi = \delta^4$$

$$\int \frac{e^{ikx}}{\sqrt{k_\mu^2 - \kappa^2}}$$



Courant - Hilbert

i) $\vec{k}^2 > \varkappa^2$: e^{ipx} $p^2 = \varkappa^2$

ii) $\vec{k}^2 < \varkappa^2$: $e^{i(k+i\tau\xi)x}$

$k^2 - \tau^2 = \varkappa^2$

$k\xi = 0$

$\rightarrow$ norm 0.

vacuum

ether

$\psi(X, \xi) \rightarrow$ non-local

中野君：Parameter 空間.

gravitation theory

charge → gauge transf. $\Lambda \rightarrow A_\mu$

energy → translation $\varepsilon_\mu \rightarrow g_{\mu\nu}$

$x'_\mu = x_\mu + \varepsilon_\mu(x)$

$g'(x') = g(x)$

$\Gamma_{\mu\nu}$

$\Gamma_{\mu\nu\lambda}$

第2回　5月23日　報告：木庭

原君：高次元空間と内部自由度.

charge independence

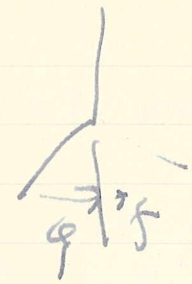
Kaluza - Klein

$\varphi = \frac{x_0}{l_0}$

3次元の

Lorentz space

$l_0 = \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^{-\frac{1}{2}} \sqrt{\pi c \cdot \varkappa} \doteqdot 10^{-31}$ cm



$$\Psi \to e^{ie/\hbar c\, f}\, \psi$$

$$A_\mu \to A_\mu - \partial_\mu f$$

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

$$\mathfrak{A}_\mu \to \mathfrak{A}_\mu$$

$$\Lambda \to \Lambda + f$$

$(x_0\, x_1 \cdots x_4)$: $ds^2 = \gamma_{\mu\nu}\, dx^\mu dx^\nu$

$$\gamma = \left(\begin{array}{c|c} g_{mn} & A_m \\ \hline A_m & ? \end{array} \right)$$

Einstein-Maxwell

special transf: $\begin{cases} x_i' = f_i(x_1 \cdots x_4) \\ x_0' = x_0 + \underbrace{f(x_1 \cdots x_4)}_{\text{gauge}} \end{cases}$

$$x_0 \Leftrightarrow \Lambda \Leftrightarrow \varphi$$

i) x_0: periodic

ii) $Q \propto \frac{1}{i} \frac{\partial}{\partial x_0}$

$I_3 \Leftrightarrow Q$, $\cancel{x_0 \Leftrightarrow \varphi}$ $\varphi = \frac{x_0}{l_0}$

Klein transformation

$$x_0' = x_0 + \varepsilon f(x_0, x_1 \cdots x_4)$$

ε: infinitesimal

$$= x_0 + \varepsilon \sum_s \xi_s(x_1 \cdots x_4)\, e^{isx_0}$$

$$\Psi(x_0 \cdots x_4) = \sum_n \psi_n(x_1 \cdots x_4)\, U_n(x_0)$$

$$\psi'_n = \sum (\delta_{nn'} + i\varepsilon Q_{nn'})\psi_{n'}$$

$$Q_{nn'} = \frac{n+n'}{2}\xi_{n-n'}$$ hermite

$(\xi^*_s = \xi_{-s}$

$\begin{cases} n=0 \\ n=\pm 1 \end{cases}$ $Q \to I_1, I_2, I_3$

$$\left.\begin{aligned} [I_1, I_2] &= -i I_3 \\ [I_2, I_3] &= i I_1 \\ [I_3, I_1] &= i I_2 \end{aligned}\right\}$$ 3次元 Lorentz群.

$$Q = I_1^2 + I_2^2 - I_3^2$$

C_q^0 : q any positive number $m = 0, \pm 1, \cdots$

$C_q^{\frac{1}{2}}$: $\frac{1}{4} < q < \infty$ $m = \pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}, \cdots$

D_k^+ : $q = k(1-k)$ $k = \frac{1}{2}, 1, \cdots$

$m = k, k+1, \cdots$

D_k^- : $q = k(1-k)$

$m = -k, -(k+1) \cdots$

$C_q^0 \to Q = \frac{1}{4}$

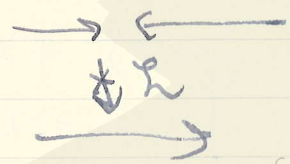
$\begin{cases} n=0 \\ n=\pm r \end{cases}$ $I^{(r)}$ $Q \to q = \frac{1}{4}$

総圏：四次元量子化
光子量子化　→ 波動の方程式
5次元 で　　表徴・総圏
~~Feynman~~ Feynman amplitude

$$W(\psi, \bar{\psi}, \phi) = \int L(\psi\, \bar{\psi}\, \phi)$$

$$\delta\Omega = i\,\delta W \cdot \Omega$$

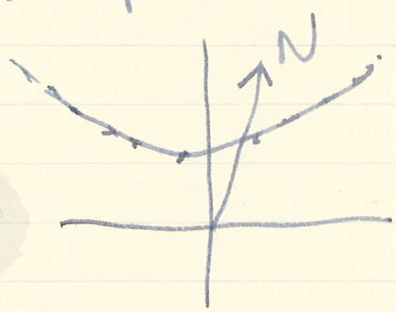
田地：加速度曲線の方程式



$$dp = \Omega_K \left(\frac{d_3 p}{p_0}\right) \exp\left[-\lambda_a^2 (N \cdot p)\right]$$

N: time-like vector

$\lambda \to 0$.

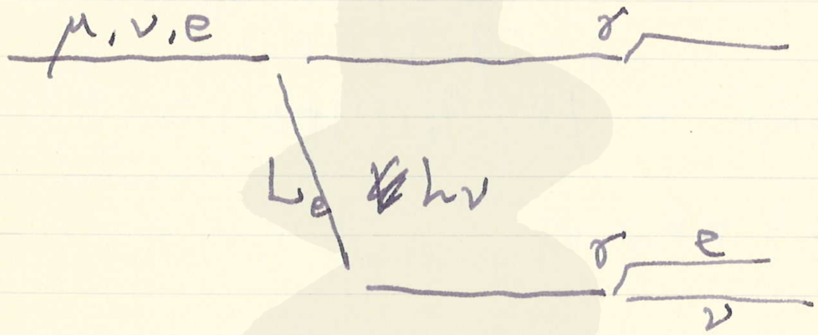


生田　　注意：会川G
伊藤清G：Feynman Integral
$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ → Wiener process
差分方程式 → random walk

高橋：internal rotation する → point particle

May 26, 1959

効果の : neutral vector meson
(HFS δ, hydrogen ~の proton,)



$m_L = 1004\, m_e$

$g^2/4\pi = 0.601$

electron -scattering : $\left(\frac{m_e}{m_L}\right)^2$

electron の拡がり

$$\langle r_{1p}^2 \rangle = \langle r_{2p}^2 \rangle = \langle r_{2n}^2 \rangle \qquad \}$$
$$\langle r_{1n}^2 \rangle = 0$$

$$\sigma_{\sim} = F_{1e}^2 \, \sigma_p$$
$$F_{1N} = F_{1e} F_{1N}$$

anomalous m.m. of electron

$\mu_e'' = \pm 0.063 \times 10^{-6}$ Bohr magneton

$\left(\sim \frac{1}{3\pi} \left(\frac{g^2}{4\pi}\right) \frac{m_e^2}{m_L^2} \right)$

Lamb shift

$\Delta S_H = +0.041$ Mc/sec

$(g_H)_{theor.} = 1059.99 \pm 0.13$

-0.12

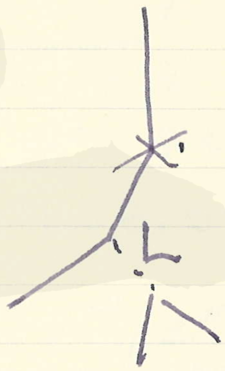
± 0.04

1059.91 ± 0.13

$(g_H)_{exp.} = 1057.77 \pm 0.10$

$\tau_L = 0.536 \times 10^{-24}$ sec.

$\sim 1/m_L$



hfs $\Delta \nu_H = \frac{16\alpha^2}{3} c R_{\infty} \left(\frac{\mu_p}{\mu_0}\right)^2 \left(\frac{\mu_e}{\mu_0}\right)^2$

$\times \left(1 + \frac{m_e}{m_p}\right)^{-3} \left(1 + \frac{3}{2}\alpha^2\right)$

$\times \left[1 - \left(\frac{5}{2} - \ln 2\right)\alpha^2\right] \cdot P$

P: protonの大きさ と relativistic recoil による correction

$P = 1 - \frac{2\langle r \rangle_{em}}{a_0} + R$

$R = -\frac{\alpha m_e}{\pi m_p \mu_p}\left[\left(3 - \frac{3}{4}x_p^2\right)\ln\frac{m_p}{m_e} - \frac{x_p^2}{8} - \frac{9\alpha m_e x_p^2}{4\pi m_p \mu_p}\ln\frac{2k}{2m}\right]$

(Iddings and Platzmann, P.R. 113 (1959), 192)

(Remack, P.R. 104 (1956), 1771)

評論: Eisinger & Jaccarino, R.M.P. 30 (1958), 528.

$\rightarrow \rho = 1 - 1.4 \times 10^{-6} \pm 18 \times 10^{-6}$

(信頼度 99%)

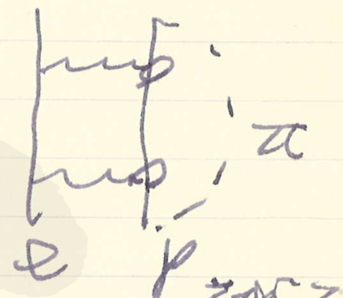
$\langle r^2 \rangle_{em}^{\frac{1}{2}} \rightarrow \langle r \rangle_{em}$

$-2 \frac{\langle r \rangle_{em}}{a_0} \rightarrow -35 \times 10^{-6}$

(R 1.2.1.2..)

$\alpha^3 \ln \alpha$ or radiative correction
$\simeq 2 \times 10^{-6}$

2-photon exchange or correction
(R 1.2.2.3)



neutral vector meson L 1.2.5. 評価
$+0.123 \times 10^{-6}$

$F_{1e}(q^2) = 1 + \underset{\gamma}{\delta F'_{1e}(q^2)} + \underset{L}{\delta F''_{1e}(e^2)}$

$\delta F''_{1e}(q) = \delta_\Lambda F''_{1e} + \delta_\pi F''_{1e}$

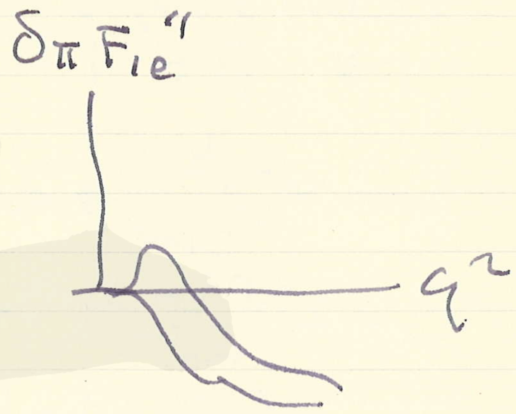
未知

scattering $q^2 \gg m_e^2$

atom $q^2 \ll m_e^2 \ll m_L^2$

$q^2 \ll m_e^2$: $\langle r_{1e}^2 \rangle_\pi = 0$

$\langle r_{1p}^2 \rangle \lesssim 0.16 \times 10^{-26}\ \mathrm{cm}^2$



空間:

May 26, '59

$$x'_\mu = x_\mu + \varepsilon_\mu(x)$$

$$q'(x') = q(x)$$

$$D_k q_\sigma = h_k{}^\nu q_{\sigma,\nu}$$

$$\delta h_k{}^\nu = \varepsilon^\nu{}_{,\rho} h_k{}^\rho$$

$$L = L(h_k{}^\nu, h_k{}^\nu{}_{,\lambda})$$

$$d^4x' = \frac{\partial(x_1' \cdots)}{\partial(x_1 \cdots)} d^4x$$

$$= (1 + \varepsilon^\mu{}_{,\mu}) d^4x$$

$$\delta \det(h_k{}^\nu) = (1 + \varepsilon^\mu{}_{,\mu}) \det(h_k{}^\nu)$$

$$= 1/h$$

$$\delta \int L h d^4x = 0$$

$$\delta L = 0$$

$$\delta L \equiv \varepsilon^\nu{}_{,\rho} \Big(L_{h_k{}^\nu} h_k{}^\rho + L_{h_k{}^\nu{}_{,\lambda}} h_k{}^\rho{}_{,\lambda}$$

$$- L_{h_k{}^\lambda{}_{,\rho}} h_k{}^\lambda{}_{,\nu} \Big)$$

$$+ \varepsilon^\nu{}_{,\rho\lambda} L_{h_k{}^\nu{}_{,\lambda}} h_k{}^\rho \equiv 0$$

$$\mathfrak{F}_{klm} = h_{l\beta}(h_m{}^\alpha h_k{}^\beta{}_{,\alpha} - h_k{}^\alpha h_m{}^\beta{}_{,\alpha})$$

$$L = L^*(h_k{}^\nu, \mathfrak{F}_{klm})$$

$$L^*_{h_k{}^\nu} = 0$$

$$L = \mathfrak{F}_{klm}(a\mathfrak{F}_{klm} + b\mathfrak{F}_{mkl})$$
$$+ c\mathfrak{F}_{kkl}\mathfrak{F}_{mml} + d$$

$a = -\frac{1}{4}$ $b = \frac{1}{2}$ $c = -3$ $d = 0$

$$g_{\mu\nu} = h_{k\mu} h_{k\nu}$$

1) Translation

$\delta x_\mu = \varepsilon_\mu$, $\delta q = \delta q_{,\mu} = \delta h_k{}^\nu = 0$

2) Lorentz Transf. I.

$\delta x^\mu = 0$

$$\begin{cases} \delta q = \frac{i}{2}\omega_{kl} S_{kl} q \\ \delta q_{,\lambda} = \frac{i}{2}\omega_{kl} S_{kl} q_{,\lambda} \end{cases}$$

$$\begin{cases} \delta h_k{}^\nu = \omega_{kl} h_l{}^\nu \\ \delta h_k{}^\nu{}_{,\sigma} = \omega_{kl} h_l{}^\nu{}_{,\sigma} \end{cases}$$

3) II

$\delta x^\mu = \varepsilon^\mu{}_\nu x^\nu$

$$\begin{cases} \delta q = 0 \\ \delta q_{,\mu} = \varepsilon_\mu{}^\nu q_{,\nu} \end{cases}$$

$$\begin{cases} \delta h_k{}^\nu = \varepsilon^\nu{}_\lambda h_k{}^\lambda \\ \delta h_k{}^\nu{}_{,\sigma} = \varepsilon^\nu{}_\lambda h_k{}^\lambda{}_{,\sigma} + \varepsilon_\sigma{}^\lambda h_k{}^\nu{}_{,\lambda} \end{cases}$$

$$\gamma_{k}\left(h_{k}{}^{\nu}\partial_{\nu} + h_{k}{}^{\nu}{}_{,\nu} - h_{k\sigma} h_{l}{}^{\sigma}{}_{\nu} h_{k}{}^{\nu} \right)\psi + m\psi = 0$$

$$\cancel{k}\cdot\ \varepsilon^{\mu}{}_{\mu} = 0 \ \rightarrow\ h = 1$$

Kiev Conference 準備会

第1回：Pion Physics, May 29, 1959

核力

核力グループ　大槻 等

分散公式　宮沢

L.S.　佐藤

二体問題　中野

核子構造　細谷 等

π-N　p-wave と分散式　~~佐藤~~ 宮沢

s-wave　若野

s-wave　宮沢

π-π　佐藤

π^0-life　Franklin

分散式　中西

K, hyperon の parity｛橋田　野上

素粒子の S.I.　宗方（宮沢）

compound model　牧

多重発生　（本位）

核力：大槻

i) 20 MeV　完全的

ii) 20～100 MeV　定性的（supplement の強度）

static 近似 で potential の外の方を決める。p wave が主。

iii) 100 MeV 以上。

p-wave impact parameter ～ 1 (meson range) at 100 MeV

a) phase shift analysis

b) potential を使う
c) potential を使わない

b) Gammel - Thaler　　p.s.a → pot.
Signell - Marshak

G.T.: 310 MeV p-p
L.S が必要

S.M.: pion theory + L.S. (150 MeV まで)

L.S に関係したものの紹介
Sato-Okubo: 素粒
(Miyazawa: static 近似)
角で一次, velocity で一次,
L.S = g^4([illegible]) + . . .
非常に小さい

大阪学: one-pion exchange tail が合うという仮定.　　real → virtual

$P_{0,1,2}$-scattering $P_2 + F_2$
L.S は不必要.
two-pion exchange pot. 定性的一致
(符号・大きさ 等)
p-p でも n-p でも 合っている (90 MeV, 150 MeV)
それは KMO に一番近い.

non-static correction
根拠:

$$\left\langle H' \frac{1-\eta}{E-H_N-H_\pi} H' \right\rangle$$

c) potential を使わない
Dispersion relation → 0

$$D(E) = \int_{-\infty}^{M} \frac{a}{\quad} + \int_{M}^{\infty} \frac{a(E)}{\quad}$$

ここで 寄与 deuteron + g^2 . . .　→ second order potential

領域図をひき算で出せる

Miyazawa - Hara

40 Mev γ-p

3π-contribution は小さい。

二体問題；池部

Nambu, B.S.

[illegible]法を消して one-parameter equation

potential は使わずに B.S. 方程式が解ける。

Chew

triple scattering

電磁形状因子：核子構造

中間子論の適用限界。

I. 1. $r \gtrsim \frac{1}{\mu}$

2. $\frac{1}{\mu} \gtrsim r \gtrsim \frac{1}{M}$

3. $r \lesssim \frac{1}{M}$

$$4\pi r^2 \rho(r) = r \int e^{-mr} \alpha(m^2)\, dm^2$$

$$\langle r^2 \rangle^V_2 = \frac{\int r^2 \rho^V_2(r)\, d^3r}{\int \rho\, d^3r} \rightarrow \text{実験値}$$

II. Isovector part

static approximation 大きくですぎる

rel. pert. (g^2) ~~とくらべると~~ recoil effect が大きい.

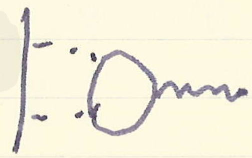
s-wave の効果は小さい (外の方)

dispersion relation による rescattering correction は意味がない.

meson structure の effect 等

dispersion

perturbation (g^4)



結論

1. s-wave $\lesssim 20\%$
2. recoil 大
3. higher order 同程
4. $\langle r^2\rangle_1^V$ 寄与　　$\langle r^2\rangle_2^V$

	$\langle r^2\rangle_1^V$	$\langle r^2\rangle_2^V$
rescattering	小 ($\lesssim 20\%$)	大
meson struct.	大	大
ハイパロン	大	大

$\langle r^2\rangle_1^V \approx \langle r^2\rangle_2^V \approx (0.5 \sim 0.6)^2 \times 10^{-26}\,\mathrm{cm}^2$

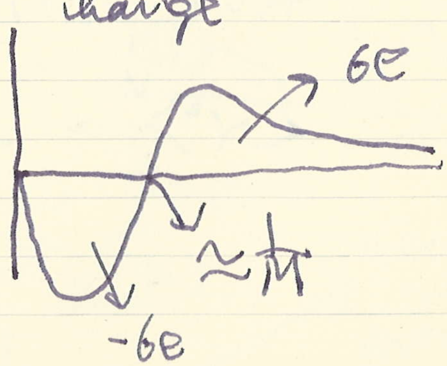
(実験 $\sim (0.8)^2 \times 10^{-26}\,\mathrm{cm}^2$)

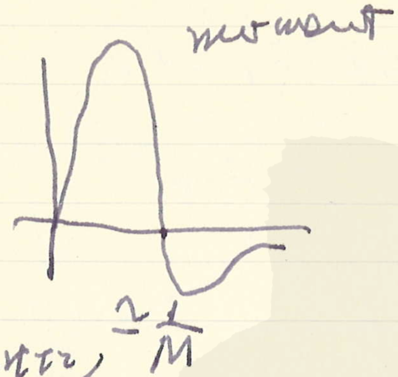
III. Isoscalar part

摂動 (g^6)

8重積分 (100 point の平均)

発散なし.





$\langle r_1^2\rangle_1^s = 1.6 \pm 0.6$

$\langle r^2\rangle_2^s = 1.3 \pm 0.7$

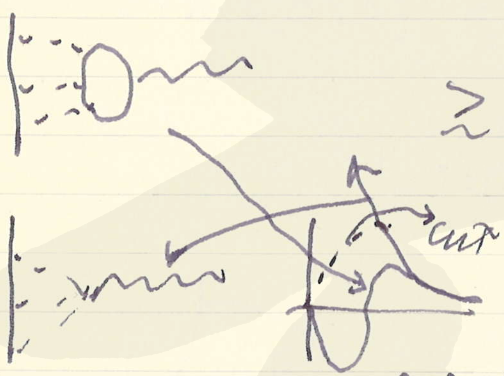
$(r_0 = 1/M)$

$-q^2$を入れたら

$F_1^s(k^2) \geq 0$　　$k^2 > -(3\mu)^2$

$\langle r^2\rangle_1^s \gtrsim 0.9 \times 10^{-26}\,\mathrm{cm}^2$
(nucleonのみ cutした)

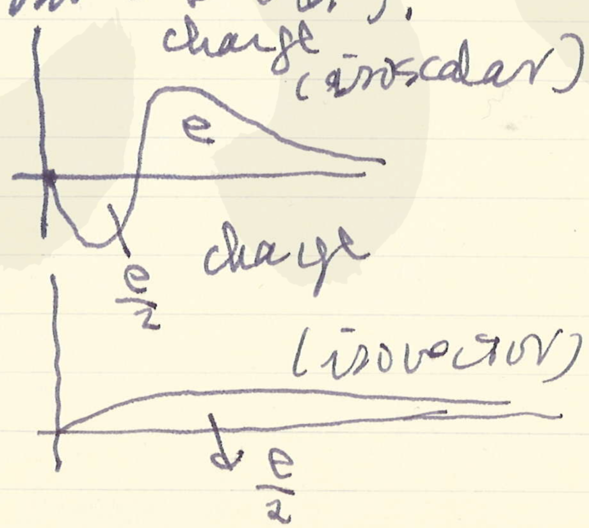
$\gtrsim 0.3 \times 10^{-26}\,\mathrm{cm}^2$
(実験)

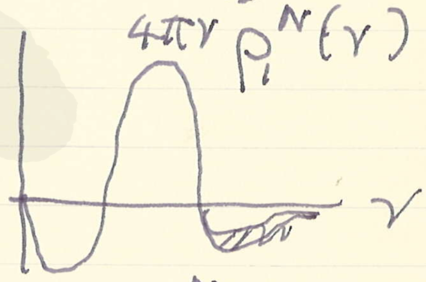


$M_\Lambda = M_\Sigma$ で、global sym を仮定すると
Pupperon

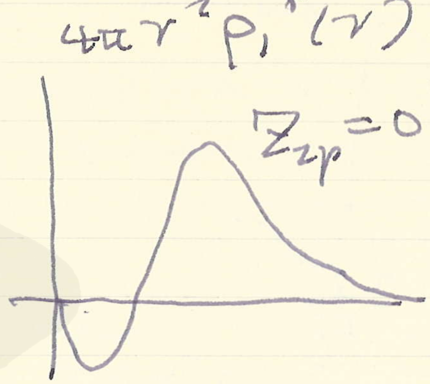
~60　~80 %

charge, moment の distribution が
実験をよくあう。



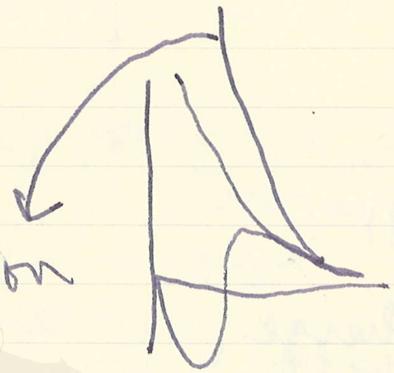


$\langle r^2\rangle_1^N = 0$
を説明できる!!!



proton charge dist. は positive def.
とすると $\langle r^2\rangle^P = (0.8)^2\times 10^{-26}\,cm^2$
~~本~~ とすれば(するかしれない...)
posit. def ではないから
$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}} = 0.6\times 10^{-13}\,cm$
にできる。

III. 核力
s-wave はきかない。
static 近似
Mosco and Alfaro
3π- ~~ρ~~ γ-interaction



第21回 May 30, 1959

題目：π-N-scattering　佐藤氏

第一部：s-wave

くりかえし散乱

Modified Born Term：くりかえし散乱をふくまない項

全体は m.B.T. のくりかえし.

$$V(\omega) = \frac{1}{3}\tau_j\tau_i V_1(\omega) + (\delta_{ij} - \frac{1}{3}\tau_j\tau_i) V_3(\omega)$$

$$V_1(\omega) = 2g^2(\alpha_e - 2\beta_0\omega)$$

$$V_3(\omega) = 2g^2(\alpha_e + \beta_0\omega)$$

くりかえしを無視.

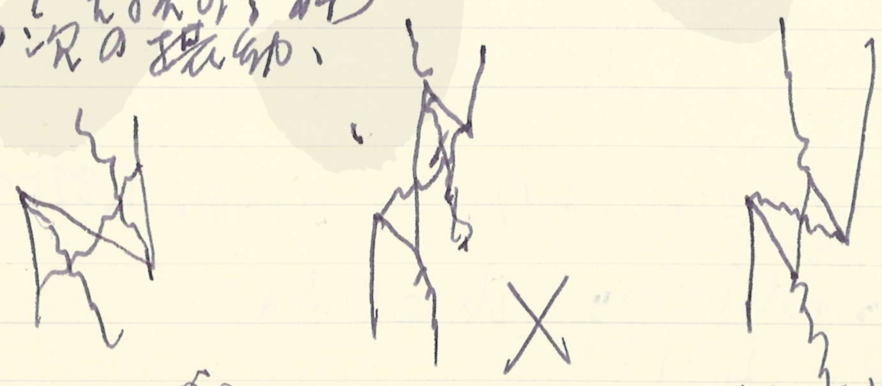
$g^2\alpha_e = -0.01$　　$g^2\beta_0 = -0.045$

くりかえしを入れる

-0.01π　　-0.01π

(実験の分析)

四次の摂動.



p波の部分　　s波の部分

これで困難が消失す。

$\alpha_0 = -0.0003$ 　　$\beta_0 = -0.0005$

($g^2 = 15$, cut-off sensitive)

但しこれは π-N scattering の結果の要請。(γ-π, K-N ではこれだけではない?)

六次, 八次?

零点の除き方をさがす必要あり。

Foldy 変換との関係。

$$\frac{g^2}{2M}\phi^2,\ \phi^4$$

$$\frac{g}{(2M)^2}\phi\times\pi\cdot\tau$$

K-meson の effect

γ-π ; threshold

I=1 charge vector 　　$\frac{2\pi i}{\sqrt{\omega q_0}}(\vec{\sigma}\cdot\vec{\varepsilon})\left\{\frac{1}{3}\tau_j\tau_3 V_1(\omega) + \cdots\right\}$

I=0 charge scalar

$$\frac{2\pi i}{\sqrt{\ }}(\vec{\sigma}\cdot\vec{\varepsilon})\,\tau_j\,U(\omega)$$

$$V_1 = eg(-2\alpha_0 + \beta_0\omega)$$

$\frac{\sigma(\pi^-)}{\sigma(\pi^+)} = 2.27$ 　　(exp. 1.87±0.13)

K-N-scattering threshold

I=0 , I=1:

宿題：s-wave
散乱はよいとする。
dispersion formula を Hamiltonian formalism で説明し直す。

$$H_{g\pi N} = \underset{(1)}{\frac{g^2}{2M}\phi^2} + \left(\frac{g}{2M}\right)^2 \tau\cdot \phi\times\phi$$

$$\left(\int\rho\phi\right)^2 \; (2) + V(x)\,\phi^2$$
attractive

(1) と (2) が打ち消す。
core is extended $\sim \frac{1}{2\mu}$ でもよい。
K cut off for s-wave $\approx 2\mu$
K cut off for p-wave $\approx 5\sim6\mu$

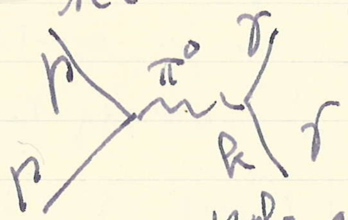
$\lambda\phi^4$　　$\lambda<0$?

核力への影響？
構造？
結論：π-π-interaction
$\lambda\phi^4$:　$\lambda<0$
結論、其他。

Frautschi
Burleson (Hofstadter)
$e + He^4 \to e + He^4$ inelastic scatt.

anomalous el. dipole of electron (violation T rev.)
He^4 spin 0 no low excited states
result:
Lamb shift $d F(0) \lesssim 10^{-13}$ cm
$d F(q^2 \sim$ several hundred Mev$) \lesssim 10^{-13}$ cm

$\pi^0 \to 2\gamma$ $10^{-22} \lesssim \tau \lesssim 10^{-15}$ sec.
Frautschi $6 \times 10^{-19} \lesssim \tau$
(pert. theory
dispersion 6×10^{-17} sec
$\gamma + p \to \gamma + p$



$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{A}{\tau(q^2 - m_\pi^2)^2} + \frac{B}{\sqrt{\tau}(q^2 - m_\pi^2)} + C$$

pole at $q^2 = m_\pi^2$
$\cos\theta = 1 + \frac{m_\pi^2}{2k^2}$

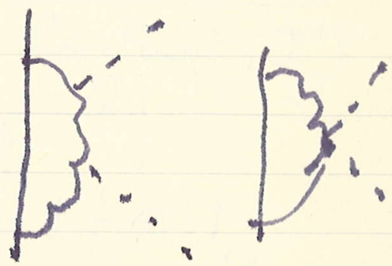
$k \to 0$ $\cos\theta \to \infty$
A term > B term
$k \sim 100$ Mev
exper. accur. $\sim 50\%$
$(q^2 - m_\pi^2)^2 \frac{d\sigma}{d\Omega} \to$ pole OfE

$\left|\frac{A}{\tau}\right| < E \to \tau \geq 6 \times 10^{-19}$ sec.
Nambu: spin 1, neutral ρ_0

γ + nucleus $\rightarrow \pi$ + nucleus′
heavy
Z

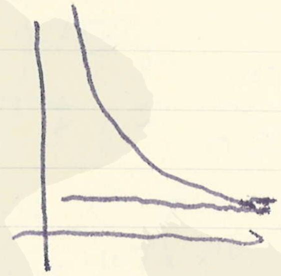
全頃・佐々木、高井 : π-N dispersion relation and small p-wave phase shifts $\delta_{11}, \delta_{31}, \delta_{13}$.
条件 としては.. ことなる..

全頃 : El. dipole of neutron (polarization)
slow neutron



Alexandrov

$E_n < 10$ MeV



$3^\circ \sim 10^\circ$

2×10^{-41} cm^3

古典的

2×10^{-41} cm^3

$H_{eff} = -\frac{1}{2}\alpha E^2 \rightarrow \sim 10^{-41}$ cm^3

中西 : dispersion relation の証明
N-N : $\Delta^2 \leq \mu^2$
K-N, K-Λ, K-Λ, N-Ξ : forward

June 1, 第3日

宮沢: 新粒子の strong interaction

parity $\quad P_\Sigma = P_\Lambda = P_N = 1$

$P_K = P_\pi = -1$

未定の parameters

π : $\quad g_{NN},\ g_{\Lambda\Sigma},\ g_{\Sigma\Sigma},\ g_{\Xi\Xi}$

K : $\quad g_{N\Lambda},\ g_{N\Sigma},\ g_{\Xi\Lambda},\ g_{\Xi\Sigma}$

I. Global sym.

all g_π equal

ただし $g_K \ll g_\pi$

∵ a) $K^- + p \to Y + \pi$ の branching ratio

		at rest	20 MeV
$K^- + p \to$	$\Sigma^- + \pi^+$	2	1
	$\Sigma^0 + \pi^0$	1	
	$\Sigma^+ + \pi^-$	1	1

$$\arg \frac{M_{T=1}}{M_{T=0}} = \pm 70^\circ \qquad \pm 90^\circ$$

$$(\delta_{\Sigma\pi} + \delta_{NK})_{T=1} - (\quad)_{T=0}$$

$\delta_{\Sigma\pi}$ ‖, δ_{NK} ‖ 0

at rest

20° (20 MeV)

$$(\delta_{\Sigma\pi})_{T=1} - (\delta_{\Sigma\pi})_{T=0} = 70^\circ$$

global sym を認めると、$\delta_{\Sigma\pi}$ は小さく(ならない!

b) Σ の mass diff.

$$\delta m = \underset{\text{scalar}}{(\delta m)_0} + \underset{\text{vector}}{(\delta m)_1 I_3} + \underset{\text{tensor}}{(\delta m)_2 I_3^2}$$

$-(\delta m_0)_1^{\Sigma} = (\delta m)_2^{\Sigma} \simeq 3.5$ MeV

Σ^-

7 MeV

$\Sigma^0 \Sigma^+$

$$\delta m = \sum \frac{\langle j A\rangle \langle j A\rangle}{E - E}$$

$$I_3 + \frac{U}{2}$$

$$= \frac{U^2}{4} \propto \quad U I_3 \qquad I_3^2$$

If H_0 is independent of I_3, U

$(\delta m)_0 \propto \langle U\rangle^2 \qquad (\delta m)_1 \underset{\propto}{\langle U \rangle} \qquad (\delta m)_2$; indep of U

for Σ : $(\delta m)_1 = 0$ ⟶ Ξ で困る.

for N: $\delta m_1^N = -\delta m_1$

$m_n - m_p = 1.3$ MeV

$-m_{\Xi^-} + m_{\Xi^0} = 1.3$ MeV

c) Λ-hyper f-rag にあるが Σ にはない.
(Σ⁺ と γ p)
~~(確実)~~

第 1 案　非対称n せよ. (Nakano, Umezawa, Miyazawa)
結合定数　g_π は ある unit で 1 or 0
g_K　　, ,　　1 or 0
g_e　　, ,
g_f　　, ,
(くりこみの効果, ずれは 20% 以下)
$(g_A = 1.2 g_A^0)$

$$\pi \begin{cases} g_{NN} \simeq g_{\Lambda\Sigma} \simeq \sqrt{15} \\ g_{\Sigma\Sigma} \simeq g_{\Xi\Xi} = 0 \end{cases}$$

$$K \begin{cases} g_{N\Lambda} = g_{\Xi\Sigma} \simeq 0 \\ g_{N\Sigma} = g_{\Xi\Lambda} \neq 0 \end{cases}$$

長所 a) 上の a, b, c がよく合うかと思われない.
b) $\gamma + p \to \Lambda + K^0$ が小さい
c) しかし $K + N \to K + N$ は大きい.
d) mass difference among baryons

$$\delta m(\Xi) = \qquad g_K^2 I_K$$

$$\delta m(\Sigma) = g_\pi^2 I_\pi + 2 g_K^2 I_K$$

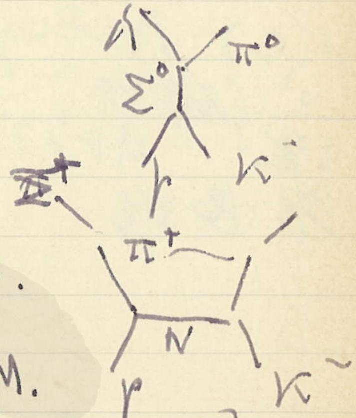
$$\delta m(\Lambda) = 3 g_\pi^2 I_\pi + 2 g_K^2 I_K$$

$$\delta m(N) = 3 g_\pi^2 I_\pi + 3 g_K^2 I_K$$

$$\frac{m(N) + m(\Xi)}{2} = \frac{3m(\Sigma) + m(\Lambda)}{4}$$

悪い点: a') $K^- + p \to \pi^+ + \Sigma^+$ では起らない. 起る可能性はない.

Born近似



$$\frac{g_{\Sigma N}^2 + g_{\Lambda N}^2}{2} = 4$$

b') $\gamma + p \to \Sigma^0 + K^0$ が困る.

II. 点: C. I. をこわすものは E.M. 以外にもある. (Ii, Okabayashi)

baryon: $\mathfrak{I} = \frac{1}{2}$
(Δ が I 保存をこわす)

NN	g_1
YY	$g_2 = g + \Delta$
$\Sigma\Sigma$	$g_3 = g - \Delta$
$\Xi\Xi$	g_4

K-int.:

$N\Lambda$	G_1
$N\Sigma$	G_2
$\Xi\Lambda$	G_3
$\Xi\Sigma$	G_4