Research Institute for Fundamental Physics
Kyoto University

基礎理論討論会　'56年度　第2回　(1)

3月17日, 1956

1. 不安定な粒子を含む系の繰込みについて.
宗像:

$$g_c^2 = Z_2 g^2 \ ?$$

$$S_v^{-1}(p) = p - m_v + \frac{ig^2 \Sigma(p \cdot m_N)}{2}$$

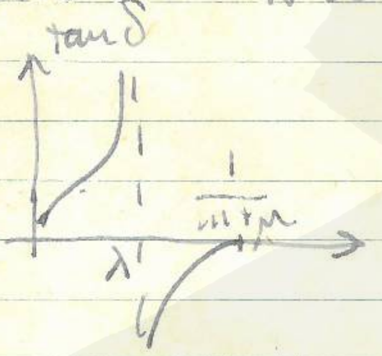
川口: $S_v^{-1}(m_v - \frac{i\Gamma}{2}) = 0$

宗像　$\mathrm{Re}\, S_v^{-1}(m_v) = 0$

2. 小沢, 高須: 場の理論の高エネルギーにおけるふるまいについて,

$0 \leq g^2 < \infty \quad \to \quad g_r^2$: normal zero $N(g_r)$

Lee model　$N + \theta \to N + \theta$



$\mathrm{Re}\,\Sigma(\Lambda^2)$

renormalization cut-off

$$[G_\Lambda(-k^2)]^2 = k^2 + \kappa^2 + \Sigma(-k^2) + (k^2 + m^2)\frac{\Sigma(\Lambda^2) - \Sigma(m^2)}{\Lambda^2 - m^2}$$

i) $G_c(-k^2, g_r)$

ii) renormalized mass は Λ でずれない

iii) $[G_\Lambda(-k^2)]^{-1} = -\Lambda^2 + m^2, \quad -k^2 = \Lambda^2$

$$[Z(\Lambda^2, g_\Lambda)]^{-1} = \frac{\partial}{\partial k^2}[G_\Lambda(-k^2)]^{-1}\Big|_{-k^2 = m^2}$$

$g_\Lambda^2 \to g_{ob}^2$

complex

$$G_\Lambda(-k^2, g_{ob}) = G^0(-k^2)\frac{Z^R(\Lambda^2, g_{ob})}{Z(-k^2, g_{ob})}$$

$$\downarrow$$

$$G_c(-k^2, g_{ob})$$

No.5. 1955. 6. 10.000

$\Lambda^2 \to \infty$: Dyson

Λ^2 : finite

肯定 : cut-off になっているか?

否定 : cut-off [illegible] 2つ いるので[illegible]か?

[illegible] :

scale change.

第1種の相互作用に限る。

straight cut との違いは $O\left(\frac{m^2}{\Lambda^2}\right)\log\left(\frac{\Lambda^2}{m^2}\right)$

くりこみ常数 Z

H_{int} hermitic $\quad \rho \geq 0 \quad 1 \geq Z_i \geq 0$

$g_{ob} \in N(g_r)$

$g_{ob} \notin N(g_r) \quad 0 \geq Z_i$

$$\rho(\kappa^2) = \frac{Z^I(-k^2, g_r)}{\pi(\kappa^2 - m^2)|Z(-k^2, g_r)|^2}$$

Lee model : $Z^I \geq 0$

QED $\quad 1 \geq Z \geq 0$

scalar photon の ~~[illegible]~~ 問題.

$1 \geq Z_3 \geq 0$.

くりこまれた coupling const.

$Z(g_{ob}) < 0$

$Z(-k^2, G_{ob}) < 0 \quad$ for $-k^2 > \lambda^2$

$\to \mathrm{Re}\{G_c(-k^2)\} < 0$

QED $\quad \lambda = m \cdot 10^{280}$

meson $\quad \lambda \simeq M$.

$$\tan\delta = -\frac{Z^I(p_0, g_{ob})}{Z^R(p_0, g_{ob})}$$

3. 今村：摂動論は収束するか。
Edward path-integral

$$S' = \iint S(x,p)\, e^{iI_m} N(\phi)\,\delta\phi \Big/ \iint N(\phi)\, e^{iI_m}\,\delta\phi$$

4. 片山：積分量となる. 近似的方法 (摂動)

$$\lambda\phi^4 = \frac{\lambda}{V}\sum q_n q_l q_m q_{-(k+l+m)}$$

$$\iint e^{\frac{i}{2}\int\{\dot q^2 - \omega^2 q^2 - \lambda q^4\}dt}\,\mathcal{D}q$$

$t_2 - t_1 \ll 1$, $\quad E_n \doteqdot 3\lambda^{1/3}\left(\frac{2n+1}{4}\right)^{4/3} + \cdots$

$\Delta t \cdot \Delta E \sim \hbar$

$\psi_n \sim e^{\cdots} H_n(\cdots)$

$\lambda \to 0$ plane wave になる…

$$e^{i\lambda\int q^4 dt} = \iint e^{i\lambda\int(x^2 - xq^2)dt}\,\mathcal{D}x$$

5. [illegible]：Low の方程式について.

i) displacement operator の存在.

$$[P_\mu, A(x)] = i\partial_\mu A(x)$$

ii) 漸近条件

$A(x)$ $\quad t \to \mp\infty \quad A(x) \to A_{\substack{out\\in}}(x)$

$$(\Box - m^2)A_{\substack{out\\in}}(x) = 0$$

iii) vacuum state の存在

$$P_\mu|\Psi_0\rangle = 0$$

$$a_k^{(+)}(\mp\infty)|\Psi_0\rangle = 0$$

$$A_0(x,\sigma) = \int_\sigma \{\Delta(x-x')\partial_\nu' A(x') - \partial_\nu'\Delta(x-x')A(x')\} \times d\sigma_\nu'$$

$$A_{out} = S^{-1} A_{in} S$$

No.5. 1955. 6. 10.000

(4)

$$a_k^{(-)}(\sigma) = \int \{ f_k(x)\partial_\nu A(x) - \partial_\nu f_k(x') A(x) \} d\sigma_\nu$$

$$\sum_k f_k(x) f_k^*(x') = i\Delta^{-}(x-x')$$

$$[P_\mu, a_k^{(-)}(\sigma)] = -\int f_k(x)(\Box - m^2)A(x)\, d\sigma_\mu + k_\mu a_k^{(-)}(\sigma)$$

time comp. $V_k(t)$

$$[H, a_k^{(-)}(t)] = V_k(t) + \omega_k a_k^{(-)}(t)$$

$$(H - E_n)|\Psi_n\rangle = 0$$

$$(H - E_p - \omega_k)|\Psi_{pk}\rangle = 0$$

Wick:

$$|\Psi_{pk}\rangle = a_k^{(-)}(t)|\Psi_p\rangle + |\chi_{pk}(t)\rangle$$

$$= a_k^{-}(t)\varphi_k^{(-)}(t)|\Psi_0\rangle + |\chi'_{pk}(t)\rangle$$

$$= \cdots$$

$$[H - E_p - \omega_k]a_k^{-}|\Psi_p\rangle$$

$$V_k|\Psi_p\rangle + (H - E_p - \omega_k)|\chi_{pk}(t)\rangle = 0$$

$$|\chi_{pk}^{+}(t)\rangle = \frac{1}{E_p + \omega_k - H + i\varepsilon} V_k(t)|\Psi_p\rangle$$

$$\Phi_{in} = S\,\Phi_{out}$$

$$S_{n,pk} = \delta_{n,pk} - 2\pi i\,\delta(E_n - E_p - \omega_k) \times \langle \Psi_n^{-}| V_{ks}|\Psi_p\rangle$$

Schrödinger

$$S_{MN} = S_{-N,-M}$$
etc

Research Institute for Fundamental Physics
Kyoto University

$$\frac{\delta}{\delta\sigma}R = R^*\frac{\delta}{\delta\sigma}R + \frac{\delta}{\delta\sigma}R^* - R$$

(Low 方程式の出発点)
Schweber, Nuovo Cimento
bound state

6. 村井：Isotop Spin Space における回転.

7. 原、宮田：charge independence の概念の拡張.

$\Omega = \tau + \eta$

8. 中野：Isobaric Spin のモデルについて.
space　iso-space (実は5次元)

μ_{ij}　τ_{ij}

$$\mu_{ij}\mu_{ij} = \tau_{ij}\tau_{ij}$$

整　整
半整　半整.

$\mu_3 = \sigma_3$; $\mu_{4,5} = \rho_3$　, τ_3, π_3

τ_3	π_3	
1/2	1/2	particle
-1/2		
1/2	-1/2	anti-particle
-1/2		

τ_3	π_3	
0	1	τ
1		
0	0	π
-1		
0	-1	τ

$Q = \tau_3 + \pi_3$

$\boxed{\tau^0 \text{ はない筈}}$

Research Institute for Fundamental Physics
Kyoto University

Dirac $D(1/2, 1/2)$
π $D(1, 0)$
$D(3/2, 1/2)$
$D(1, 1)$

τ_3	π_3
1	
0	1
−1	
1	
0	0
−1	
0	0

τ_3	π_3
1/2	3/2
−1/2	
3/2	
1/2	1/2
−1/2	
−3/2	
1/2	1/2
−1/2	

etc

$\boxed{16}$

$\boxed{\Sigma^0\text{ の }[illegible]}$

$\Sigma/\Lambda = 0.5$

τ_3	3/2	1/2	−1/2	−3/2
Q	1	0	−1	−2
	Σ^+	Λ	Σ^-	Σ^{--}

$\leftarrow \pi$

τ_3	1	0	−1
Q	2	1	0
	θ^{++}	θ^+	θ^0

9. 矢田: 非局所場理論における滑らかでない解と~~[illegible]~~因果性.

$$\ddot{q} + \omega^2 q = \varepsilon \int_{-\infty}^{t_0} f(t - t')\, q(t')\, dt' \quad (1)$$

$$\nu^2 = \omega^2 + \varepsilon F(\omega) + \cdots$$

$$\ddot{q} + \nu^2 q = 0 \quad (2)$$

$$q = a e^{i\nu t} + b e^{-i\nu t}. \qquad t \geq 0$$

$$t < 0$$

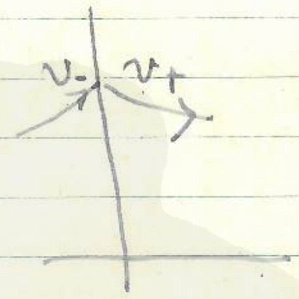
$=0$

は(2)の解で (1)の解でない.

(17)

(1) の解,

$$q(t_0-\delta) = q(t_0+\delta)$$
$$\dot q(t_0-\delta) = v_-$$
$$\dot q(t_0+\delta) = v_+$$



$$(\ \ddot q + \omega^2 q = \Delta v\, \delta(t-t_0)\ )$$