

場の理論研究会
研究計畫

(11月後半～12月前半)

京都大学基礎物理学研究所

c041-022-006

公衆刊行
書籍

ghost
字線

meson theory

field theory



場の理論研究会研究計画

(11月後半 ~ 12月前半)

- | | |
|---|-------------|
| 1. 研究計画 | 小川修三 (広大理) |
| 2. 研究計画 | 仙波敬 (全上) |
| 3. 研究計画 | 辨田吉良 (全上) |
| 4. 非局所的相互作用の構造について | 谷内俊弥 (神大理) |
| 5. 場の理論に於ける相互作用 | 後藤憲一 (阪大) |
| 6. 場の理論に於ける束縛状態について | 中井真藏 (阪大理) |
| 9. 全上 | 砂川重信 (全上) |
| 7. 汎函数積分について | 渡辺茂 (全上) |
| 8. 全上及全下 | 今村勤 (全上) |
| 10. 場の理論における非攝動論的な取扱いについて | 後藤鉄男 (全上) |
| 11. 中間子論における <i>cut-off method</i> の評価 | 片山泰久 (京大教養) |
| 12. <i>Nonlocal Field</i> の <i>model</i> としての <i>Salpeter-Bethe</i> 方程式 | 宮武義郎 (全上) |
| 13. 兀中間子と核子の間の相互作用に及ぼす重粒子の影響について | 幡野茂明 (京大理) |
| 14. 兀中間子と核子との相互作用の現象論的分析 | 全野正 (全上) |
| 15. <i>Cut-off</i> の意味と相互作用の構造について | 田中一 (全上) |
| 16. 粒子的分布をもつ場の理論 | 喜多秀次 (全上) |

- | | | |
|----|---|---------------------|
| 17 | Lee の Model の検討と拡張について | 宗 像 康 雄 (京大理) |
| 18 | Cut-off method の分析 | 伊 原 千 秋 (全上) |
| 19 | 非局所場理論による相互作用の構造 | 次 口 實 (全上) |
| 20 | 素粒子性の問題と相互作用 | 藤 原 出 (浪大工) |
| 21 | 四次元量子化 | 徳 岡 善 助 (和歌山大) |
| 22 | 研 究 計 畫 | 川 口 正 昭 (基 研) |
| 23 | 研 究 計 畫 | 原 治 (名大理) |
| 24 | Renormalization constants の物理的意味と量子電力学で
何故くりこみがうまくいったかとうことについて | 河 辺 六 男 (名大理) |
| 25 | くりこみ理論の適用限界, を中心として | 龜 淵 迪 (全上) |
| 26 | 研 究 計 畫 | 田 中 正 (全上) |
| 27 | 場の理論に於ける"くりこみ" 常数 (特に Pauli-Källén の
謂所 "ghost" について) | 大 貫 義 郎 (全上) |
| 28 | 研 究 計 畫 | 下 平 孟 (全上) |
| 29 | 研 究 計 畫 | 松 本 賢 一 (全上) |
| 30 | 相対論的線型波動方程式について | 島 津 春 男 (横大) |
| 31 | 核子の中間子雲について | 谷 純 男 (東大) |
| 32 | g_{08} と g の関係について、中間子雲について | 澤 田 克 郎 (全上) |
| 33 | 研 究 計 畫 | 牧 二 郎 (全上) |
| 34 | 研 究 計 畫 | 並 木 美 喜 雄 (早大理工) |
| 35 | 元中間子と核子との相互作用の型について
angular correlation | 小 谷 恒 之 (東大)
徳 一 |

1. 研 究 計 畫

小 川 修 三 (広大理)

種々の *unstable particles* の *transition* に現れる *Weak interaction* についての整理を行い度い。特に次の事実、

- (i) *lepton group* に強い相互作用がない。
- (ii) *lepton* を含む *transition* で *pair* ($e+e^-$) or ($\mu+\mu^-$) が現れる *decay* が見出されていない。之に加えて、 $\mu+P \rightarrow P+e$ の禁止、を導く *Frame work* を採す積りである。若し C.I. を *serious* にとり *pair* の *interaction* の分類の *scheme* に従うならば、例えば *lepton* (μ, ν_e) の *free eq* を *basis* に *inv* の形にのみ制限することと出来よう。このような *representation* での、相互作用の規則性、種々の変換での *invariance* による相互作用の制限等々を採したい。

2. 研 究 計 画

仙 波 敬 (広大理)

我々は最近場の理論における *mass reversal* についてしらべ、相互作用の *mixing* に対する新しい若干の結果を得た。この *reversal* は我々の対称物に対して成されるという点で、良く知られた今迄の *Lorentz* 変換とは異り、素粒子の *structure* にも関係がある様に思われる。

larger の *behavior* については *Pais*, *Nishijima*, *Gell-mann* 等によつて詳しくしらべられているが、*lepton* の関与する現象については、未だそれ程 *definite* なことが成されていない。そこで今迄によくしらべられている *invariance* の他に、新しく我々が得た結果を基にして、之に関して何か統一的な理

論を得ようとするのが、その窮極の根拠である。

3. 研究計画

緋田 吉良 (広大理)

causality の要求と繰込みの手続の *consistency* に就て更に調べ、*causality* の要求を *explicit* に使用すると、例えば PS (PV) の場合の繰込みがどうなるかを調べる。

4. 非局所的相互作用の構造について

谷内 俊弥 (神大理)

非局所相互作用の数学的な研究とそれを用いて、量子化が可能かどうかを調べる。片山、梅沢、バラリ等の理論との関係、及び、内山、砂川、今村及び小林等による四次で駄目になった理由を詳しく調べる。詳細はいずれ素研に発表の予定。
(高階微分及び非局所的結合をもつ力学系の理論 II)

5. 場の理論に於ける相互作用

後藤 憲一 (阪大)

湯川理論の端緒は基本的物理現象を相互作用の点より究めようという先生の高邁なる着眼に始るといふことは我々の学生時代より坂田先生や小林先生の強調さ

れていたことである。実際粒子間の相互作用の様子を考えれば、その間に従来に無かった新しい型の力の場がなければならぬという結論に到達されたことは今にして思えば最も素直な「自然」の受取り方であつた。今もし極言が許されるならば真に物理的な花々しい演説を演ずるものは相互作用の項であつて自由な場は見かけこそ大げさではあるけれどもそれは衣裳をつけて形を整えたり振付けをして制約を与えたりする演説を庄み出すための演出や道具立てにすぎないと云うことが出来ないだろう。例えば朝永先生に於ける最近の場の理論に於ける相互作用表示の役割を考えてもその感を深くする。この際相互作用を中心にして場の理論の改良が行われることは極めて意義深いことで、今研究中の二三の事項について特に相互作用という点から考察を深め諸員の御指導によつて一步を進めることが出来るならば誠に幸である。

(1) 中間子の新方程式と相互作用

最近の新粒子の様子をみると、今迄考えられて来た一般波動方程式だけではあらゆる粒子を記述するのに不充分であつて新しい自由度が必要であるように思われる。新しい自由度の入れ方としてパイソの行方がある。武谷先生の言われるように、これは確表を書いたにすぎないのかもしれないが、とにかく一つの表の書き方を示したことは確かだ。これについて一般的議論をしたことがある⁽¹⁾。然し何と云つても ω 空間そのものが物理的でないで、そのようなわからないものの助けを借りずに新自由度を出すことを試み、その一つとして非齊以ローレンツ群をもとにした波動方程式をたててみた⁽²⁾。まず電磁場はそのままになるので新しい自由度は出ないことになるが、これはパイソでも光子を ω スカラーとするのに一致する。違ふのはパイソでは現象論的に割当てたのに対して我々では必然的に出て来ることである。普通のスピンの $\frac{1}{2}$ の粒子は 8 成分となつて、この点に関してはパイソの実際行っているものに一致する。其の後中間子についてもこの方針で方程式を求めてみると、普通のローレンツ群だけを考へている間は S, PS, V, PV の 4 つの型だけであるのに、それ以外に新しい型の中間子が得られる⁽³⁾。これについて相互作用の組合せがいろいろと新しく出て来るのでその性格についてこの際くわしくしらべてみたい。例えば新重粒子を核子のまわりに中間子がまわりついて出来たものとするモデルもライフが合わないで違った選擇則が出て来るような新しい自由度がほしくなるのであるが、我々の新しい型の中間子とすると可能性が出そうに思われる。

(2) 波動場の積としての相互作用

量子化された場の理論は函数の範囲では厳密な取扱いは出来なくて、それは必然的に超函数の世界となる。これについて・と \times の二種類の積が考えられることを論じた。⁽⁴⁾ 普通の理論では電磁場のもとになる j と全電荷 Q のもとになる j とは同じであり、また推進演算子 P_{μ} は $T_{4\mu}$ そのものより作られる。我々は電磁場のもとになるものは ψ の \times 積で作れ、 Q のもとになるものは ψ の \cdot 積で作れ、又エネルギー運動量は ψ や A の \cdot 積で作れ、 P_{μ} はその \cdot 積から作ると分れば、現在の理論形式に全く忠実であつてしかも厳密な議論が出来る。この様な相互作用の定め方は大局的には従来のものに漸近するけれども局所的には違った相互作用になつてゐる。形式的には同じ型でも積の種類を改めて良い効果を生ぜしめるという点から相互作用の項の積の性質についてこの際くわしくしらべてみたい。

(3) 非線型性としての相互作用

自由場が線型でも相互作用項は非線型となる。非線型場の研究の際、その量子化につき考えた方法があるが、それは自由な場が本質的に非線型でもよいのだから、線型理論の相互作用の非線型項が大きい場合と有力である。これはヒルバート空間の中で線型汎函数微分方程式を論ずることになるが、汎函数の数学が充分発達していないので、直交汎函数系に展開して普通の函数の微分方程式系にする。相互作用の大きさはその連立の程度に関係してゐると思われるが、この見地から弱結合、強結合、中間結合等の意味をしらべてみたい。もしかしたら朝永先注とは別の意味のもとつといるいるな段階の中間結合を得られる可能性もあるように思われる。又このようにしてソフツ等の格子的量子化の基礎づけとその限界が確立されないかもしらべてみたい。

(4) 非局所場の相互作用の性格、(5) 因果性からの相互作用の制約

これらの問題につきしらべたいことが二三あるが、これは既に一般の関心のあることで、ここで取立てて述べる必要はなからう。

- (1) Prog. T. P. 12 (1954) 208
- (2) P. T. P. 12 (1954) 409
- (3) Scientific Report 3 (1955) 37
- (4) Prog. T. P. 13, letter

6.9. 場の理論に於ける束縛状態について

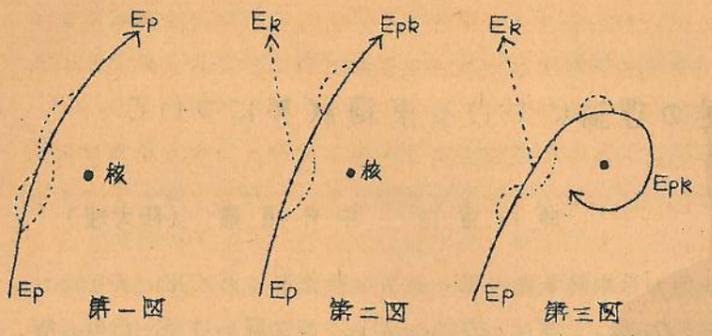
砂川重信・中井真藏 (阪大理)

場の理論に於て散乱状態から束縛状態を導く試みは今迄多くの人達によりなされてゐる、例えば *Kita, Nakai* 等は *Heisenberg* の立場から S -行列の解析接続により散乱の方程式の非有次項を落すことにより又 *Gell-Mann* 及び *Low* は L -操作を用いる事により束縛状態の方程式を導いてゐる。然し前者では解析接続により得られたものが現実の束縛状態であるという保証はない様に思われる。いわばそれは假定にすぎない。一方後者の L -操作なるものは甚だ人工的なものであつて、どうも本當らしくない。例えば L 操作で非有次項をおとす時 *total system* の束縛状態のエネルギー固有値 E_{α} は連続スペクトル E_i とは重ならないという事を用いる。所が *true vac.* Ψ_0 と *free vac.* Φ_0 との間には

$$\Psi_0 = U(0, -\infty)\Phi_0.$$

なる関係があると“いわれてゐる”そこで断熱定理を認めるならば Ψ_0 と Φ_0 とのエネルギー固有値 E は一致する。一方 *true vac.* の定義から E は *total system* の最低固有値であるから E 以下に離散固有値があつてはこまるわけである。云いかえれば束縛状態といふとそれは連続スペクトルの中に含まれてゐる筈である。即ち上の様な L -操作はどうも怪しいと思われる。

そこで我々は散乱状態から束縛状態がどの様にして形成されるかという問題をもつと物理的な見地から論じたい。然し厳密に制限があるのでこゝでは単に *idea* を示すに止める。言いたい事をはつきりさせ互つ直観を助けるために次の様なオモチャを考えよう。即ち原点に固定した核と *Potential V* により相互作用してゐるとする。又核子は中間子場と相互作用してゐるとする。今入射する核子の運動エネルギーを E_p とする。若し核子が *Meson* を放出する事がなければ弾性散乱されるだけで核に束縛される事はない。(第一図) 然し1個或はそれ以上の中間子を放出するならば *final* の核子のエネルギー E_{pk} は $E_{pk} = E_p - E_k$ となり。



$E_{pk} > 0$ ならば核子は束縛される事なく遠方に散乱されるであろう。(第一図)とところが $E_{pk} < 0$ 即ち放出される中間子のエネルギー E_k が E_p より大ならば核子は

核に束縛されざるを得なくなるであろう。(第三図) そこで $E_{pk} < 0$ なる条件が満たされる時、核子に関する state vector は束縛状態を形成している筈である。以上の様な idea の下に上述の process を数式化してみよう。全ハミルトニア H を

$$H = K_x + K_A + V + gA$$

とする。但し $K_x = \frac{1}{2m} \nabla^2$, $K_A = \int d^3x [\pi^2 + (\nabla A)^2 + \mu^2 A^2]$

初めの状態は自由核子1個だけがあるから

$$[K_x + K_A] \Phi(P; 0) = E_p \Phi(P; 0)$$

なる状態 $\Phi(P; 0) = \Phi(p) \chi_0$ により表わされる。但し $\Phi(p)$ は自由核子の波動関数 χ_0 は free meson vac. すると散乱波 Ψ_{E_p} は

$$\Psi_{E_p} = U(0, -\infty) \Phi(P; 0) = \Phi(P; 0) + \frac{1}{E_p - K_x - K_A + i\epsilon} [V + gA] \Psi_{E_p} \quad (A)$$

により与えられる。勿論 Ψ_{E_p} の中には real 及び virtual の中間子が幾つとなくうようよしている。そこで第一図の場合即ち弾性散乱を考えよう。そのために Ψ_{E_p} のうち real meson のない部分を取り出さなくてはならない。そこで(A)に左から χ_0 をかける。今

$$\psi(E_p) = \langle \chi_0 | \Psi_{E_p} \rangle$$

とかくと

$$\psi(E_p) = \Phi(P) + \frac{1}{E_p - K_x + i\epsilon} V \psi(E_p) + \frac{1}{E_p - K_x + i\epsilon} \langle \chi_0 | gA | \Psi_{E_p} \rangle$$

この右辺の第三項がなければ明かにこれは核子の Potential V による弾性散乱を表わしている。第三項は第一図にみる様は核子の荷物及ラムシフトの効果を表わしていると考えられる。

次に問題の核子の Bound state の方程式を導こう。今例えば快なる運動量の中間子1個を放出して Bound state をつくる場合を考える。(第三図) $\chi(k)$ を(A)の左からかける。今

$$\psi(E_{pk}) = \langle \chi(k) | \Psi_{E_p} \rangle$$

とかくと $\langle \chi(k) | \Phi(P, 0) \rangle = \langle \chi(k) | \chi_0 \rangle \Phi(P=0)$ より非奇次項はおちて

$$\psi(E_{pk}) = \frac{1}{E_{pk} - K_x + i\epsilon} V \psi(E_{pk}) + \frac{1}{E_{pk} - K_x + i\epsilon} \langle \chi(k) | gA | \Psi_{E_p} \rangle \quad (B)$$

但しここで $E_{pk} = E_p - \sqrt{k^2 + \mu^2}$. $E_{pk} < 0$ の場合を考えよう。この時(B)は明らかに核に束縛された核子の方程式である。右辺の第二項は束縛された核子が更にひくい level におちる decay process 及ラムシフト等を表わす項であると考えられるであろう。

以上の議論は単に idea を示すに止まるものであり。この様な線に沿つてとまどいな場合即ち核子場と中間子場の相互作用の場合について考察したいと思う。その時上に求めた様な束縛状態の波動関数の物理的意味及それと Gell-Mann 及 Low 等の波動関数との関係等を調べたいと思う。

7.8. 汎函数積分について

今村 勲・渡辺 茂 (阪大理)

相互作用のある場の理論において、数学的な難かしさは自由度が無限あることと非線型性に起因すると思われる。量子力学においては非線型ではあつても自由度は有限であり、自由場の理論では線型性のために運動量空間で各自由度が独立となつて取り扱えたのである。(註)

(註) この場合にまだ困難は残つている。即ち van Hove によつて指摘され

た $H_0 = \sum_k \frac{1}{2} (P_k^2 + Q_k^2)$ の固有ベクトルのはる空間 $\psi_k = \prod_k \psi_k$ と $H = \sum_k \frac{1}{2} (P_k^2 + Q_k^2 + f(Q_k))$ の固有ベクトルのはる空間 $\psi = \prod_k \psi_k$ とが直交することである。この争点は相互作用の存在による困難というよりむしろ無限積空間の中で座標交換が出来ないことを意味している様に思われる。(まるで無限積空間は座標軸だけあつて、すきまだらけのように。) 無限の自由度に起因しているこの困難は汎函数積分に於ける無限の自由度による困難と相通するものである。後述する様に特に相互作用のないときにも起る困難に比較されるべきである。

場の理論の形式的な意味で同値なる理論形式として、基礎方程式を ϕ -数方程式におく普通の Hamilton 形式と、 C -数方程式におく Schwinger の変分原理と Feynman の汎函数積分とがある。この三つの形式の相互作用の入った時の変り方と、無限の自由度の扱い方はかなり特徴的だと思われる。 ϕ -数方程式の場合上述の困難は implicit に含まれ、解の存在の証明は困難の様には思われる。 C -数方程式を扱うときには解の存在の議論が ϕ -数のときにくらべはるかに、易いと思われる。Feynman 形式では汎函数積分(これは新しい概念であり定義も完全ではない)が表われる。Schwinger 形式では汎函数微分(これは新しい概念ではあつても定義ははっきりしていると思われる。但し解法は判らばい)は表われるが積分は変換函数の可分割性等によって巧みに表面から姿を消している。この点から見て無限の自由度を explicit に扱っているのが Feynman 形式であるといえよう。従つて無限の自由度の困難を避けるのに何か判つた定義でおきかえて行こうとする立場(いはば $\infty - \infty$ のくりこみの立場といつてよいだろう)に立てば Schwinger 形式を、無限を根本的になくそうとする立場(一種の cut off)に立てば Feynman 形式を押し進めるべきである。一方から言つて相互作用のあるとき Schwinger 形式ではかなり定義がはっきりしているが Feynman 形式では integrand が特殊な汎函数(例えば相互作用のないときに出る)であるとき以外は完全な定義がない様に思われる。場の理論において free のときよく現象を説明し相互作用のあるときは Q.E.D. で攝動としてのみよく説明していることは、非線型の場合に定義の改更が有効の様には思われる。これらの争点を考え直すと Feynman 形式で汎函数積分の定義を変更して行く事が一つの有効な相互作用のある場の理論への道であると思われる。

では新しい定義はどういう形であるべきであるか。free のときかなり信用出来 Q.E.D. で攝動がよく合うためには少くとも普通の攝動が漸近展開になつてゐることが望ましい。故に Peierls, Edward, Symanzik が定義し、

Edward がその漸近展開の証明で用いた様に $\delta\phi \rightarrow \prod_n da_n (\phi = \sum a_n \omega_n)$ に何かの意味をつなげる必要がある。また van Hove の困難は Symanzik の式 $\int e^{i\lambda \phi} d(\frac{1}{\sqrt{2\pi}}) = 0$ ($a < 1$) から起る困難の様には思われることから $\delta\phi \rightarrow \prod_n da_n$ は free のときですらそのまま成立するものではなくて何かの極限として言えると考えたい。van Hove の困難が余り物理で問題にされなかつた理由は、実際には無限の自由度といつても有限の自由度しか考えず(勵起された量子の数は無限でない)無限積の内有限個だけ 1 と異なるものを考えるからの様である。その様は各々方からすると汎函数積分においても無限への limit を注意して定義しなおすことによつて正しい取扱いが出来るのではないかと思われる。

L. van Hove Physica 18 145 ('52)
 J. Schwinger P. R. 82 914 ('51)
 R. P. Feynman R. M. P. 20 367 ('48)
 R. E. Peierls S. F. Edward Proc. Roy. Soc. A 224 24 ('54)
 H. Symanzik Zeit. f. Nat. 9a 809 ('54)
 S. F. Edward Phil. Mag. 45 758 ('54)

8.10. 場の理論に於ける 非攝動論的な取扱いについて

後藤鉄男・今村勤 (阪大理)

通常、場の理論では座標空間で考えるよりも、運動場空間で考えることの方が物理的な解釈がしやすい場合が多い。このため場の理論では一般にいろいろな量はフーリエ変換が可能であると假定されている。又色々な量の計算の途中では、微分・積分の順序の交換は許されるものとしている。このために場の理論にあらわれる量は相当の制限をうけているであろう。

一方、Källén¹⁾, Lehmann²⁾ らの場の理論の取扱いの假定の中に「Displacement Operator P_{μ} が存在していて、その固有値 p_{μ} は time-like vector である。」ということがある。このことは、すでに理論が因果律の要求をみ

たしていることを含んでいる様に思われる。したがって最近 *Y. Nambu*³⁾ が *Källén, Lehmann* 形式の拡張として、散乱の行列の構造を分析する試みを行っているが、その際に *Källén* らの仮定の他に *Causality (microscopic)* の要求をおいているけれども、フーリエ展開を許す限りは、* この要求は元来の *Källén-Lehmann* の仮定から必然的に出てくるものと期待出来る。又 *Nambu* の理論では、任意の二つの *Operator* で、例えば次の様にあらわしている。

$$M_2(K) = \iiint E(K+\alpha p+\beta Q) \delta((K+\alpha p+\beta Q)^2+m^2) [P_1(m^2, \alpha\beta) + P_2(m^2, \alpha\beta)(Kp) + P_3(m^2, \alpha\beta)(KQ)] d\alpha d\beta dm^2$$

$$M_2(x, x') = \langle P | [A(x), A(x')] | \Omega \rangle$$

このようなパラメータ表示が出来るという話の筋道で、吾々にはよく分らない所がある。**

それで吾々は、次の様な点を検討してみたいと思う。

a) *Lehmann* の形式に従って

$$M_2(x, x') = \langle P | [A(x), A(x')] | \Omega \rangle \text{ etc.}$$

の行列要素の一般的性格を調べる。その場合の制限は次の様なものをとる。

- 1) Fourier 変換可能。
- 2) Displacement Operator P_μ が存在して、その固有値 P_μ が time-like vector である。
- 3) 理論の Lorentz 不変性。

b) *microscopic causality* は上の三つの制限の下で必然的に満たされているかどうか。

c) *Nambu* のあたえたようなパラメータ表示が $M(x, x')$ etc. に対して得られるとしたら、その際にあらわれる unknown function $\rho^{(n)}$ と *Lehmann* が真空期待値に対してえた unknown function $\rho^{(L)}$ との関係調べる。

d) このように $\rho^{(n)}$ と $\rho^{(L)}$ の関係がわいたら、 $\rho^{(n)}$ の性質から $\rho^{(L)}$ の性質を調べる。又逆に $\rho^{(L)}$ の性質から $\rho^{(n)}$ の性質を調べる。

e) ρ 関数の数学的性質は微分、積分の順序の交換が許されると仮定して議論を進めるけれど、この制限をどの程度までゆるめることが出来るかをしらべる。

この制限を量的に与えてみてどの程度の制限の下にどの程度の結論が得られる

か、また得られなくなるかを調べる。

註)

* フーリエ変換可能の条件は、*Nambu* の理論の中でも重要な役目を果している様に思われる。 $\lim_{K \rightarrow \infty} M \sim O(1/K)$ の条件とフーリエ変換可能の条件が大いにきいているのではないかと思われる。この意味で、この条件だけからどれだけのことが出来るかを調べることは重要である様に思われる。

** i) G は \mathcal{H} の element であるが、 G とその linear combination 及びたたみこみ積分から、 \mathcal{H} がはられるかという議論は、証明していない様に思われる。一方、*Lehmann* の議論からは、 \mathcal{H} までひろげる必要はなく G からつくられるので、 $\langle \Omega | A | P \rangle$ が表わされることが出てくるように思われる。(勿論 Lorentz 不変性、Fourier 変換可能、 P_μ の存在を仮定して、積分順序の交換は必要な限り許されるとする。)

ii) \mathcal{H} の element が、 G とその linear combination 及びたたみこみ積分でいつもあらわされるかどうかを証明してみることも面白いと思われる。(そのために \mathcal{H} についてどの様な条件が必要かどうかも含めて。)

- 1) *G. Källén* Helv. Phys. Acta 25 417 (1952)
Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat-fys. Medd. 27, No. 12 (1953)
- 2) *H. Lehmann* Nuovo Cimento 11 342 (1954)
- 3) *Y. Nambu* Phys. Rev. 98 803 (1955)

11. 中間子論に於ける cut-off method の評價

片山 泰久 (京大教養)

我が国の中間子論研究が cut-off method の意識的適用の段階に進みつつあること¹⁾ は特筆に値することと思われる。

cut-off method という名はその歴史と共に古いものであるが、その意味する内容においてははるかに substantial なものとなっている。

第一の特徴となるのは、*cut-off method* は *renormalization method* の代行ではなく、発散の消去だけをねらうのではない点であろう。この点は、*S. Goto* の分析が明らかにしている²⁾。我々はこの分析によつて量子電力学における成功のかくされた秘密を探り出す手がかりを与えられたと共に、中間子論が段階の異なる理論として異なつた方法の適用対象である点がかかり明白にされたものと見る。中間子論の必要以上の高振動部効果の消去が不可欠であるとするは、*cut-off method* の意識的適用は新しい方法への豊富な内容を与えるものである。

第二の特徴は、*cut-off method* が異なつた段階への異なつた適用方法であると同時に、適用限界を明確にする役割をもつている点にある。*W. Heisenberg* が述べた如く³⁾ 量子電力学の成功の一部は電子と電磁場との関与するエネルギー領域があるという点にあつたとすれば、中間子論の成功は核子と中間子のみにあつては成功しない。従つて素粒子一般の中から中間子論が少くとも果す役割を引出すことが必要で、このことは理論を終始一定のエネルギー領域に限つて検討しなくては不可能である。このことは、核力において終始 *M. Taketani* が提唱して来たことであるが⁴⁾ 更に内部に立至つて有機的に行うためには *cut-off* 理論を終始用いねばならない。従つて *cut-off method* は適用限界を意識させるものであり、これを通じて適用限界外の素粒子一般及びその統一への足がかりを提供するものとなるであろう。

第三に *cut-off method* は従来近似法の欠点を除く可能性をもつている。中間子論の問題は近似法とからみあつてその結論が幾分明確性を欠きどの程度のことか云えるか、又どのことは現在の理論では理解できないかがはつきりしないと云つたら叱られるだろうか。(もしそうでなかつたら、ぜひ総合報告ではつきり書いてほしい) 少くとも近似法相互の関連が明瞭にされることが必要で、この点が *cut-off method* の可能性の一つと見たい。*G. F. Chew* の如く⁵⁾ くり直しで *effective coupling* を下げて振動によつて行く処法は、*M. Sawada* が示した如く⁶⁾ 高振動部には効果がなく従つて *cut-off* によつてのみ裏づけられるものである。*cut-off* が従来の振動の最低近似を良くすることが具体的内容をもつたために、高次補正を下げるという可能性を持たねばならない。

以上のような *cut-off method* の特徴役割をどう今後評価するかを検討したい。勿論 *cut-off* を *consistent* に行う理論を旨とするのではなく——冒頭に述

べた如く方法は古く又それ相応な理論形式上の否定的評価もあるが——それによつてあらわされる新しいものをつかみ出すことが目的である。従つて現在の段階では、*cut-off method* の精緻な理論的追求よりも、その特徴をつかみ出す一見乱暴な分析検討がなされて然るべきかと考える。

第一に行うべき問題は *cut-off procedure* が一貫して行えるものかどうかの検討である。このことは単純に *energy* を 5μ で切つて行くということを意味しない。ある場合には *H. Hasegawa* の如く⁷⁾ *core term* と *gradient term* の *cut-off* を変えることであつてもよく、内容につつこんでなされるべきである。この点は多くの方々の御助力をお願いしたい所である。

第二に現在の *covariant linear coupling* の範囲内で *cut-off procedure* を再現する方法を検討することで、これには *G. F. Chew* の試みは多くの暗示を与えてくれる。考える方向は現在の *linear ps coupling* の中から *pair effect* の他に高振動部を分離してくり直しを行う。現在では相互作用はすべて素過程を起すものと考えられているが、果してそうであるかどうか。この一部は素粒子の構造として考へて行ける可能性がないかは検討すべき問題で、*SF* の定性的成功はその一端を物語っている。このような処法では、最初の振動とは全く異なつた近似になる。もしこのような試みが可能になれば、*cut-off* によつてある程度素粒子の構造が引出されるものと思われる。

第三には、以上の二つ以外に現在の理論に最小限どのような修正が必要になるか、*PS, PV coupling* の他にどのような相互作用が導かれねばならぬかの検討が残されるが、この問題には簡単に行けそうもない。

- 1) *N. Fukuda*, 素研 7 (No. 2) ('54), 140.
- 2) *S. Goto*, *P.T.P.* 12 ('54), 699.
- 3) *W. Heisenberg*, *Lecture at Lundau* ('53).
- 4) *M. Taketani*, *Lecture at S.C.T.P.* ('53).
- 5) *G. F. Chew*, *P.R.* 94 ('54), 1748.
- 6) *M. Sawada*, 素研 7 ('54), 113.
- 7) *H. Hasegawa*, 素研 7 ('55), 950.

12. Nonlocal FieldのModelとしての Salpeter-Bethe方程式

宮 武 義 郎 (京大教養)

最初に Yukawa¹⁾ の非局所場理論を Jordan²⁾ の非局所的相互作用(局所場)形式から、謂わゆる "modify" された理論として導く。即ち *fundamental length* l_0 以内の領域では、普通の理論を以下の様に modify した、新しい理論としての非局所場理論が成立つと考える。

普通の Klein-Gordon 方程式に従う場の函数を $\varphi(x)$ とし、適当な函数 ∇ を送んで次の函数を定義する。

$$\varphi(x, r) = \varphi(x, x'') = \int \nabla(x-x', x-x'') \varphi(x) dx \quad (1)$$

この $\varphi(x, r)$ が Yukawa の非局所場の函数に一致する様に

$$F(\partial/\partial x_\mu, r_\mu, \partial/\partial r_\mu) \varphi(x, r) = 0 \quad (2)$$

但し $F = -\partial^2/\partial x_\mu \partial x_\mu + F^{(1)}(r_\mu, r_\mu, \partial/\partial r_\mu \partial r_\mu, r_\mu \partial/\partial r_\mu)$

を満足せしめ、且つ $\nabla(x-x', x-x'')$ が $|x-x'| > l_0, |x-x''| > l_0$ の中少くとも一つが成立つ時は十分0に近づくと言う。所謂 *form factor* としての条件を持つ様に定めることが出来る。以上は自由場の場合であるが、他の場との *interaction* がある時には、 $\varphi(x, r)$ を自由場の内部運動の固有函数で展開した時、その各係数としては矢張り局所場の函数を前と同じ様な意味で modify した函数となる。

以上の事から結局 Yukawa の非局所場は *fundamental length* l_0 以内の微小領域に於て、普通の局所場から、*form factor* によつて modify された場として表わされること分る。

次に非局所場の model として Salpeter-Bethe 方程式を考える。先ず Jordan³⁾ は、二つの *fermion* に対する Salpeter-Bethe equation に於て、粒子1の質量 $m_1 \ll$ 粒子2の質量 m_2 の場合に全波動函数が夫々の波動函数の積となると考

えて、粒子1の運動を分離し、非局所的相互作用項が現われることを示したが、粒子1をメソン、粒子2を核子として同様な事を考えれば(その場合 $m_1 \ll m_2$ が成立つから Jordan の考えが使える)メソンの運動をとり出して核子との間に非局所的相互作用形式を導く。之は Yukawa の核子場との相互作用のある場合の方程式

$$(\square - \mu^2) \varphi_m(x) = \int \Phi_n(x', x, x'') \varphi^+(x') \varphi(x'') dx' dx'' \quad (3)$$

に等しいと考えられる。但し Φ_n は *form factor* で

$$\Phi_n(x', x, x'') = g \tilde{\chi}_n(x''-x') \delta(\frac{x'+x''}{2} - x) \quad (4)$$

又 χ_n は内部運動の固有函数である。この事より両式の右辺を等置することによつて、 χ_n を $\varphi^+, \varphi, \Phi_n$ の函数として求めることが出来る。

次にメソンを分離することなく、核子にまともせて着物を着た核子として取扱い、メソンと核子(裸の)の座標を2つのパラメータとした非局所場と考え、その重心は平面波の形をとると云う仮定の下に内部運動の方程式を求める。但しメソンはスカラー、核子はスピン $\frac{1}{2}$ をもつたものとす。即ち

$$\varphi(1,2) = \varphi_1(1,2) + \int D_+(1,3) K_+(2,4) G(3,4,5,6) \varphi(5,6) dx_3 dx_4 dx_5 dx_6 \quad (5)$$

之に $(\partial_i^2 - \mu^2)(\delta_{ij} \partial_2 + M)$ を operate し、更に重心座標と内部座標に分け

$\varphi(x, r) = e^{iPx} u(P, r)$ の仮定の下に $u(P, r)$ の満す式を求めれば、例えば Fig.1

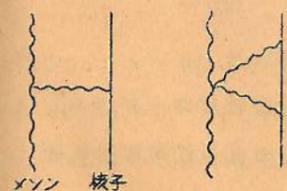


Fig.1



Fig.2

の時は r についての微係数の次数は3、Fig.2 の時は4の4元連立方程式となる。($u(P, r)$ は4行1列のマトリックス) その具体的な式は略すが、このことから擾動の次数が高まるにつれ、内部運動の微分方程式の次数が増し、非局所場は無限大次数の微分方程式を含む様になるが、之は非局所的相互作用が

任意次数の微係数を含むことと関連する。擾動の低次の所で上の様にして得られた内部運動を解いて $u(P, r)$ を求め、 $|r| > l_0$ で $u(P, r)$ が0に近づくと言う条件を課して $\varphi(x, r) = e^{iPx} u(P, r)$ の満す次式

$$\{r \partial_x + m(\partial_r, r)\} \varphi(x, r) = 0 \quad (6)$$

の mass operator $m(\sigma, \tau)$ の形が原理的に定まることになる。
以上要するに、考えている時空点の l 。近傍に於ては場は非局所的となり、相互作用も亦非局所的様相を帯びてくるのが分る。更に model としての Salpeter-Bethe equation から分る如く、複合(或は合成)粒子を扱う場合にも非局所的となり、場の反作用とか自己エネルギーの問題も亦同様の扱いをしなければならぬかも知れない。

- 1) Int. Conf. on Theor. Phys. Japan 1953.
- 2) Z. Naturforsch. 8a (1953) 341.
- 3) Z. Naturforsch. 8a (1953) 620. 9a (1954) 572.

13. π 中間子と核子との相互作用に及ぼす 重粒子の影響について

梶野 茂明 (京大理)

周知の如く Chew は擬スカラー中間子の非相対論的な有効線型相互作用として grad. coupling を取り、拡がりを持つ source を用いて cut-off を導入し、繰り直しを適宜に行つて π 中間子の関与する低エネルギーの諸現象の大部分を定性的に説明することが出来た。

他方擬スカラー結合を用いた相対論的な計算では散乱問題等で示されている様に pair-interaction が強い上に、Goto-Fubunda が磁気能率の問題から指摘した如くに、繰込みを行つた後にも virtual meson の高振動数部分が強く効き cut-off の必要な事を示している。

cut-off は低エネルギーの諸現象を説明する爲に π 中間子の理論が備えるべき要素であるが、その背景として、Chew は第3の field が関与して之を消去した核子に着物を着せると π -N 相互作用が拡がりを持つことになり、cut-off の物理的な意味づけが出来ると述べている。

この核子と強く相互作用している第3の field としては直ちに Λ 粒子、 Σ 粒子等の場が考えられる。これらは virtual state を通して π 中間子場の高振動数

の部分に寄与しているものと思われる。

Nishijima は Charge Independence を用いて新粒子の種々の定性的性質を説明し、更に半定量的な議論を試みた。それによると (Λ N θ)なる型の相互作用として結合常数 ~ 1 なるスカラー結合を仮定すると Λ^0 と θ^0 の対生成の断面積と heavy nuclear fragments から得られる核内での Λ 粒子の結合エネルギーが共に consistent に説明され、更に之を用いて低エネルギーの π 中間子の現象に対する影響が評価されたが、その結果 V 粒子を切り離して考える π 中間子の理論は閉じた理論ではないことが明らかにされた。

以上の点を考慮して次の点を検討してみる積りである。

系のハミルトニアンの中に π 中間子と核子との相互作用の他に、核子や π 中間子と Λ 粒子や θ 粒子との間の相互作用を cosmotron や宇宙線の種々の実験データと矛盾しない型に仮定して導入し、正準変換の方法を用いて重粒子との結合項を出来る限り消去して virtual な重粒子の影響を取り入れ π -N 相互作用の effective Hamiltonian を求める。そして得られる interaction の型、effective は結合常数の大きさ、高振動数部分を減衰させる可能態等を重粒子に関する実験事実と矛盾しない範囲内で調べてみる予定である。

14. π 中間子と核子との相互作用の現象論的分析

金野 正 (京大理)

普通 π 中間子と核子との相互作用を考える場合、 π 中間子の波動函数中について一次のものを考える限り、周知のように Ps 結合と P π 結合の二つしか存在しない。所で一方、例えば Ps 結合を取つて Tani-Fuldy 変換を施してみると中について非線型の相互作用項、例えば Marshak が云うスピン、軌道結合型の相互作用と現われて来る。しかるに福田(素研7の2, 142頁)も云うように、この型の項は Ps, P π 結合、若しくは両者を適宜に混ぜても大きくはなりそうにない。この様な事情を考えると、Ps から出発するとか、P π からやるとかいうことはせず、むしろ始めから必要な項をどうつて一般的な型から分析するというのが望ましい

だろう。

このためにここではπ中間子と核子との相互作用として相当に一般的な型を取つておいて可成りの自由度を残しておき、一般的な進み方とは逆に、π中間子と核子との散乱、π中間子の光生成、等々の実験を最も忠実に再生するような相互作用を上記の自由度内で決定し、最も正しく自然を反映している相互作用の構造といふものの理解に対して一つの足場を確保しようというやり方だ。理論の現段階としては有効であると思われる。これが課題に於いて「π中間子と核子との相互作用の現象論的分析」と唱つた所以である。

そこで具体的にこの計画を遂行するためには幾ら一般的と云つてもこれでは実行が不可能だから、ここでは中について一次の相互作用、即ち P_S と P_V 結合の他に、中について二次のものまで始めから取つておく。又中についての微分は一階までにしておく。そうするより一般的に書くと次のものがローレンツ不変性を満している。

$$\begin{cases} T_i T_j \bar{\psi} \psi \phi^i \phi^j \\ T_i T_j \bar{\psi} \gamma_\mu \psi \phi^i \frac{\partial \phi^j}{\partial x_\mu} \\ T_i T_j \bar{\psi} \gamma_\mu \gamma_\nu \psi \frac{\partial \phi^i}{\partial x_\mu} \frac{\partial \phi^j}{\partial x_\nu} \end{cases}$$

もちろんこの中には0になる項も含まれているが詳細は必要でないからここでは書かない。どうせここに含まれているのは普通の一次の結合から変換で出て来るものである。尚中について一次、その微分について一階という制限は、一般的という意図からすれば相当きついようではあるが、これだけのものでも相当のことが云える筈である。これについては福田(前掲)を参照。

ここで強調しておきたいことは、普通だとこれらの相互作用の係数が始めの相互作用の取り方できまつてしまう。所がここでやるうとするのは全然逆で、この係数を実験から決めようというのである。このようなやり方で係数が決まれば、π中間子と核子との相互作用の構造について何らかの有益な結論が引出されるであろうことは十分に考えられるだろう。

15. Cut offの意味と相互作用の構造について

田 中 一 (京大理)

クリコミ理論は量子電磁気学に於いて次の成果をおさめた。

1. S行列の行列要素を有限な部分と発散する部分に分離する基準として、次の二つをとり得ることを示した。
 - a) 実の光子や電子と相互作用しない電子は自由電子の如く振舞う。
 - b) 電子は時間的空間的に一定な外場では散乱されない。
2. このような基準で分離された有限な部分が現象と説明し得ることを示した。
3. 分離された発散部分は質量と荷電にまとめることができる。

このように、量子電磁気学における有限な部分のとりだし方は、上の1のa, bのような物理的容統をもっていることが分る。この点最近多くの入々によつて主張されている切断仮説とその与えられた形態を異にしている。私は切断仮説に内在している物理的側面を明らかにすることを目標においている。そのため次のことを行う。

上の1のaの基準をそのままにしてbの基準をいろいろかえ、切断仮説と同じ結果が得られないかどうか調べてみる。

2. 量子電磁気学においてクリコミ理論が与えた結果を切断仮説を用いて求めこの切断の位置を動かす。現象を説明するためにとらねばならない切断の位置がどの位であるかを調べる。

もしこの長さがエネルギーで測つて $\frac{1}{100\text{MeV}}$ の程度又はそれ以下であれば、100MeV以上の *Virtual* な光子の効果はとり除かねばならないことになる。100 MeVから1000MeV以下の現象では多くの *heavy particle* の効果は考えなくてよいであろうから、1000MeV以下の *virtual* な光子の効果は正しく除去しよう。1, a, bの基準が1000MeV以下の電磁現象を正しく記述する法測を内在すると考えられるであろう。このことを調べてみる。

16. 粒子的分布をもつ場の理論

喜多秀次 (京大理)

Rosen, Finkelstein の意味で、特異性を持たない粒子的分布の定常解を許すような非線型場方程式(古典的場)から、先ず二粒子系に相当する場合の相互作用を調べ、更に多粒子系に進み、これに基づいて、かかる場の量子化の方法を調べる。通常の波動場の量子論との関係は、その Fock space 表示との対応を考察するのが、今のところ最も妥当であると考えられる。

17. Leeの Modelの検討と擴張について

宗像康雄 (京大理)

現在の場の理論は量子電磁力学にせよ、擬スカラー中間子論にせよ基礎方程式が甚だ複雑である為、厳密解を求める事は到底不可能であり、従って繰込みの手続きと摂動論による外はない。特に中間子、核子系のように結合係数が大きい時には近似法の不備の爲に解の基本的な特徴を失うおそれが多分にある。

故に之等自然界に存在する複雑な系の厳密解乃至は繰込み理論の閉じた形を知るための一つの手かかりとして、Lee⁽¹⁾ が提案したように、モデルを思いきって単純化して解ける問題で解の性質を色々吟味する事が有意義な事と思われる。事実 Lee は彼のモデルで、着物を着た粒子のグリーン函数を求めて、元の粒子の観測質量と異なる質量を有する安定解を見出している。然しこの解は実は元のハミルトニアンでは結合係数が虚数である所に対応して居り、 $0 \leq Z_2 \leq 1$ であるべき繰込み係数 Z_2 が発散する事に由来する事が示される。⁽²⁾ 之の困難は粒子の *Recoil* を考慮すれば避けられる事が示されるが、Lee のとつた相互作用が本質的に非局所的である為、積分可能条件を課し、その為理論の相対論的共変性が失わ

れる。⁽²⁾ そこでこの方法を更に進めて、一般的な非局所相互作用を入れて、相対論的に解けるモデルを探す事が問題になる。現在まだこの事には成功していないが、若しモデルが見つれば裸の質量、裸の結合係数から出発するが、足場を全部取り去り、観測される量のみで観測される量の間的一般的關係を得る手続きを探究したい。この事は将来の理論を作る際の手かかりになると思われる。

- (1) T. D. Lee Phys. Rev. 95 1329 ('54)
- (2) Y. Munakata D. J. P. in Press.

18. Cut off methodの分析

伊原千秋 (京大理)

最近 *mason theory* では *low energy* の中間子過程を PS 理論で、統一的理解するための一つの条件として、*large momentum change* に対する *matrix element* が殆んどさかぬ様になつている事があげられていて、それを現在の理論の枠内で済すためには、*cut off* という処法を用いる事が適切である様に思われる。

そこでこの *cut off* の方法を積極的に採上げ、結果としてその様な *cut off* が表われるためには相互作用の形、ひいては理論にどのような変更を加えなければならぬかをしらべようと思う。即ち

$$\int_0^{R_{\max}} dR \longrightarrow \int_0^{\infty} f(R) dR$$

とおきかえ、 $f(R)$ として出来る限り、*cut* に近い分析函数を採用する。($f(R)$ としては種々の形をとりたいたいと思うが、例えば Fermi 分布等も考えている一つである。)

このようにしておいて、Bloch や Møller-Kristensen が *non-local interaction* を用いて導入した *form factor* との關係をしらべる事が第一の目的。

それから別の見方から $f(\mathbf{r})$ を導入したという事は *virtual state* を何等かの形で制限した事になるから、これが *nucleon pair* とか *meson cloud* の形をどの様に変更した事になるかを考えてみたい。Lee, Low, Pines による中間結合理論などは或はこの方向への助けになると予想される。又、*virtual state* を統計的に解釈する事を意味するのかも知れない。

19. 非局所場理論による相互作用の構造

河 口 實 (京大理)

非局所場理論に於いて核子-中間子間の相互作用を考慮するとき、特に核子については局所場をとり、中間子場については非局所化する立場は、すでに湯川教授によって論じられた。所が、二次の自己エネルギーの計算では内部座標を導入しても、発散が消失されるようにはなっていないことが、原 島津所氏によって示された。この非局所化と切断の悲しむべき斗いの原因は、非局所メソン場をとりながら、局所相互作用をなす項 $\delta(l_1+l_2)$ が *S-matrix* に現われるためであるが、(l_1, l_2 等は内部座標に *reciprocal* な運動量) この項を含まない修正された型式は *Zennie, Raysky* 等によって示されている。これらは、*S-matrix-element* への内部座標からの寄与する部分が単なる数係数ではなく、 $\sin \lambda a / \lambda a$ etc. の型をとるので *cut-off* に有効性を発揮すると考えられる。そのよつて来る所は、元々メソン場の量子化に於いて、 $\delta(l_1+l_2)$ を含む型を取るか取らぬかにかかっている。従つて非局所メソン場の型、愈じつめれば、内部座標の函数の取り方にかかっていると云える。

従来の非局所場理論の発展は、すべての理論がさうであつたように、局所場或いは局所場の非局所的相互作用の理論に対応を求めながら進められてきた。その一つの立場が *Møller-Kristensen* の理論に対する非局所場の対応の中に見出されるに及んで、形状因子と内部座標の函数との関連性が湯川教授により論じられはしたが内部の函数それ自身の在り方は真正面から取り上げて論じられてはいない。そのたどりつく所は素粒子の質量スペクトルとの関連性を求める方向へと理論を回避した憶みがないでもない。

とも角、そのようにして取扱われた *local-spiner*, *non-local-meson* の相互作用では発散は消えないので、われわれは、ここで *local spiner-field*, *non-local meson field* はそのままとし、その上に、相互作用をする場、スピ、*Isotopic* スピン、エネルギーの振動数の付号、内部座標、等で作られる

不変量 $D(r)$ を用いて、相互作用全体を修正するものとする。その結果、メソン場の方程式は

$$\left(-\frac{\partial^2}{\partial x_\mu \partial x^\mu} + F^{(r)}\right) \varphi(x, r) = -g \sum \bar{\varphi}_\alpha(x+r) \cdot D(r) \cdot \varphi_\alpha(x-r)$$

となるだろう。通常は、局所場の非局所的相互作用と対応づけるために、次の方程式を導出している。

$$\left(-\frac{\partial^2}{\partial x_\mu \partial x^\mu} + M_n^2\right) u_n(x) = -g \int \tilde{\chi}_n(r) \cdot \sum \bar{\varphi}_\alpha(x+r) \cdot D(r) \cdot \varphi_\alpha(x-r) (dr)$$

しかし、この型では形状因子との対応が求められるのが高々と云う所だし、事実、形状因子がどんな型かわからないので強引に内部の函数を、これから推論することは、不明の因子を概定して、しかも非局所場という不確かな理論的背景を媒介にし、その結果、不明な内部の函数を帰納するというやり方は論理的に許せない。今や、我々は、このような老朽した知識の諸形式を固執してやまない観念から解放されねばならないだろう。内部函数そのものは、非局所場理論の、より本質的、要素的なものとして、始めから与えられて在るべきものであろう。そのような意味での内部の函数の満足する方程式は、始めの式に $u_n(x)$ を乗じて、*X-space* について積分すれば

$$\left(F^{(r)} - \left\langle \frac{\partial^2}{\partial x_\mu \partial x^\mu} \right\rangle\right) \chi_n(r) = -g \int \tilde{u}_n(x) \cdot \sum \bar{\varphi}_\alpha(x+r) \cdot D(r) \cdot \varphi_\alpha(x-r) (dx)$$

なる型が導かれる。これらの内部及び外部の函数の満足する方程式を用いて、 $\chi_n(r)$ の型を、 $F^{(r)}$ と $D(r)$ との関聯性に於いて予想することに重点がおかれる。($D(r)=1$ の場合が *Yukawa* の場合で、この時は *Hara-Schimazu* が示したように発散は消去されない) この $D(r)$ は、*Yukawa* の非局所化の不十分な部分を補足して、発散を消去しようとする新しい自由度を持つものとする。更に、 $F^{(r)}$ については、質量スペクトルを簡単に導き出したという気とするので、*Yukawa* のそのままにするのが良いかも知れない。しかし、 $\chi(r)$ 自身を *non-singular* は函数とする立場をとれば、*Pais-Uhlenbeck* 型の $F^{(r)}$ を採用するもの一考である。

ここでは、四次元量子化の変更は $\chi_n(r)$ の変更を通じてなされ、この $\chi(r)$ は $F^{(r)}$ と $D(r)$ との関聯性に於て決まる。つまり、四次元量子化を $F^{(r)}$ と $D(r)$ の函数で変更し、局所相互作用が交換量に現われないようにしたいのである。

20. 素粒子性の問題と相互作用

藤原 出 (浪工大)

従来一般には、相対論的波動方程式の各代数的既約部分が素粒子に対応するものと考えられている。しかしこのような見解は実は最も簡単なスピンの $\frac{1}{2}$ 及び 1 の場合からする単なる推論の域を出ず、スピン $\frac{3}{2}$ 以上の高階、スピンの相対論的波動方程式についてはその妥当性を保証しがたい。このような高階スピンの方程式の一般理論が完結しておらず、また高階スピンの素粒子の実在性も分明的でない現在の段階で相対論的波動方程式の一般論的議論を行うことはなかなか困難であるが、筆者は次のような方向に研究を進めたいと思う。

canonical form に書かれた高階スピンの相対論的波動方程式の代数的既約部分をとり、その中には更に異なった質量、異なったスピン値に対応する幾つかのより単純な場が一般に含まれている。相互作用を導入した場合にどうなるかは現在の所ではわからないが、自由場の場合には解析的な手続きによって単純な場をそれぞれ分離することが出来る。そこでこのような単純な場を“解析的に既約な”場とよぶことにする。場の全電荷、全エネルギー等はそれぞれの解析的に既約な場からの寄与に完全に分離される。従って多重質量の場では場の全電荷、全エネルギーのいずれもが正値確定であり得ないという *Pais-Uhlenbeck* の批判は次の争議に対応する。半整数スピンの場では、スピン $\frac{1}{2}$ の場合と全く同じような争議で全電荷は正値確定ではありえない。しかし全エネルギーに対する各解析的既約場からの寄与はそれぞれ正あるいは負値確定である。整数スピンの場においては、全電荷と全エネルギーとについてこれと全く逆の争議が成立する。以上のことからについてはまだ完全に一般的な証明を得たわけではないが、筆者は十分な妥当性があると信じている。

さてこのような多重質量の場については、何か *indefinite metric* のような細工を施さない限り、普通の量子化の手続きをそのまま適用することはできない。従って多重質量を伴う相対論的波動方程式を素粒子に対応させることはできない。だから素粒子の相対論的波動方程式としては、スピン値に多重度は残るが、

質量が単一であるという点で *Fierz-Pauli* タイプがまず最も有望となる。

ではこれ以外のタイプの相対論的波動方程式、そのうちでもこれまで特によく研究されて来た *fusion theory* などは全くすてさるべきであるかというヒセウではない。この型の方程式はたしかに素粒子を記述するものとはいえないが、しかし *fusion theory* のもともとの精神に立ち歸つて、複合粒子に対応するものとして十分な存在価値を有している。いまある形の相互作用を仮定した上で二粒子(あるいはそれ以上の粒子)の結合系を考えると、二体問題の方程式は二粒子の相対座標に関しては固有値問題の形をとり、その重心座標をとればいわゆる *fusion* 理論による相対論的波動方程式が得られるだろう。スピン $\frac{1}{2}$ の粒子 2 個の結合系の場合には、重心座標に関する方程式はスピン 0, 1 に対応する *Kemmer* 型であつて、まず問題はない。しかし *fusion* によつてつと高階スピンの複合粒子ができる場合には、さきにもべたようにいろいろ物理的な困難が起つてくる。だからこのような困難をおさえるように、相互作用のタイプを制限することはできないだろうか。うまくいけば理論の相対論的不変性の要求自体は相互作用の型に一つのわくを与えることになるだろうというのが筆者の現在の皮算用である。

ここで一番最初に述べた予想にもまだまだいろいろと吟味が必要であるが、上にあげた行き方というのは *De Broglie* 一派、あるいは最近の *Watanabe* の *fusion* の *idea* にもつと現実的な色合いをつけることになるだろうし、これを重におし進めれば *Yukawa* の *non-local field* による *form factor* の理論、あるいはそれにつづく *Markov* の *dynamically deformable form factor* の理論についてもつと具体的なことが言えるのではあるまいか。

21. 四次元量子化

徳岡 善助 (和歌山大)

相対論的系を量子論的に取扱うのに 3 次元的波動函数により系の *Configuration* を記述する立場と、4 次元的波動函数による立場とある。前者は最近運動

近似が好ましくない中間子に関する問題を分析するのに屢々用いられている *Tamm-Dancoff* の立場である。この場合には相対論的不変性がこわされるために計算が複雑になり、繰込みの操作も困難になる。後者は西島、*Matthews-Salam* 等の立場であり、計算を相対論的に行い得るため簡単であり、且つ S-行列の場合と同様に繰込みを遂行出来る。しかしその代償として 4 次元波動関数の物理的意味があいまいになる。所で 4 次元的方法を一層明瞭にするには *Over-all Space-Time* の見解に立つのがよいと思われる。その一つが湯川の長唱した「4次元量子化」の方法である。実際 *Coester* はこれに近い立場から *Matthews-Salam* の *Covariant Fock* 方程式を導き出した。我々は先に *Coester* の理論は 実 是 際 三 量 子 化 に 外 なら ない こと を 示 した。唯 4 次 元 量 子 化 の 方 法 に は 変 分 原 理 に 相 当 す る 様 は 統 一 原 理 が ない ため に 方 程 式 の 間 の 両 立 性 が 自 動 的 に 保 証 出 来 ない 弱 点 が 有 る。今 度 の 研 究 で や り たい の は 新 し い *parameter* を 導 入 す る こ と に よ り、従 来 の 変 分 原 理 を 生 か し て 4 次 元 量 子 化 を 統 一 的 に 理 解 出 来 る こ と を 明 ら か に し、新 し い *parameter* の 為 に 生 じ る 交 換 性 に よ り 相 互 作 用 の 形 を さ め る 制 限 条 件 (相 対 論 的 不 変 性 以 外 の) を 求 め たい。

以下に *Program* の概略を述べる。

1. *Fock*-南部の固有時形式を用いる。 $\int d^4x d^4p$ が定常的であるという変分原理により統一的に扱える。これにつき一階の *Fock*-南部の式は *Classical* な *Schrödinger* 方程式と類似の構造を持つ。
2. 西島が示した様に 4 次元の場合のときは *Base vectors* が直交系でない為複雑である。3 次元の場合には直交系である。*Coester* から分る様に 3 量子化を導入すると 4 次元の場合に直交性を回復することが出来る。南部の式の *Schrödinger* 式との類似性はこの争点を反映している。
3. 我々が先に行った分析で *Coester* の制限条件は Ω -空間 ($q=3$ 空間) の *State Vector* に対する (通常の) *Lagrange operator* (L_4) の固有値問題と考へ得ることを示したが、 T -形式で相互作用 *Lagrangian* が場の量 Ψ のて微分 $\frac{\partial \Psi}{\partial x}$ を含まないときは、定常状態が L_4 の固有状態であることを示すことが出来る。
4. 相互作用 *Lagrangian* に $\frac{\partial \Psi}{\partial x}$ etc. を許すことにより新しい相互作用のきめ方、選択則等が求まる。

大体以上の様な見込みで 4 次元波動関数による *Configuration Space* によ

る多体問題の取扱いと第 3 量子化との関係を探らねば、*Matthew-Salam* の式の導出等を試みたい。

22. 研究計画

川口正昭 (基研)

- これまでやったことは、主に運動学的に、相互作用の性質や近似に関係しない範囲の中で、いろいろの過程をしらべた。即ち
 - i) 4次元的方法で、これまでの絶対禁止則を、再検討し、これまであまり知られていなかった三体崩壊に対する角相関の選択則を出した。
 - ii) 3次元的方法で、中間子過程を分析する方法をみちびいた。
 - iii) 時間反転、荷電共転、アイソスピンの問題等を i), ii) の純粹に運動学的結果につけ加えて、いろいろの過程をしらべた。
- 11月の会でやりたいことは、これまでの研究の反省と、発展である。S行列を内から造つて行くのではなく、外から課せられた S行列の形に対する制限をしらべたい。
 - i) *Fermion* 間、及び *Fermion-Boson* 間の相互作用の普遍性について。特に最近の *Steinberger* 達の実験及びいくつかの仮定にもとづいた理論によれば、 π 中間子の $\mu + \nu$ への崩壊と $e + \nu$ への崩壊に対しては、同じ相互作用ではあり得ないことを示した。そのような、いろいろの実験データをもとにした相互作用の構造の系統的分析をする。
 - ii) 三体崩壊の問題
これまでの結果は、あまりに幾何学にこりすぎていて、物理的な役には立たないので、それを、もう少し使いものになるようにする。
 - iii) いろいろの選択規則、特に、アイソスピンによる規則の再検討。
11月までに一寸“勉強”をしておいて、このうちのいくつかについては、もし、必要ならば、討論の材料になることを整理してまとめるつもりである。

23. 研究計画

原 治 (名大理)

最近素粒子をより統一した立場から把握することの必要さが次第に認められ、その線に沿う試みも三々発表されて来ましたが、それらはいずれも現在考えられている素粒子よりより *fundamental* な物質の存在を予想し、その内部運動の各レベルに対応するものとして、これを理解しようとするものです。このような理論に於て最も基本的なものはこの *fundamental substance* であり、したがって各種の相互作用と素粒子間の相互作用としてではなく、*fundamental substance* 間の相互作用として導入しなければならぬこととなります。その結果相互作用の導入の仕方もある程度統一され、場合によっては今迄バラバラなものとして扱われて来た相互作用の間に、或る種の関係がつけられることが予想されることとなります。実際このようにして、*universal Fermi interaction* のタイプに対する制限を少くとも部分的には極めて *natural* に導くことが出来ます。私はこのような行き方も相互作用の構造に接近する一つの道ではないかと思うのですが、今度の会ではそれに対する御批判を受けたいと思います。

24. Renormalization constants の物理的意味と量子電気力学を何故くりこみがうまくいったかということについて。

河 辺 六 男 (名大理)

摂動論によるくりこみの処方に基づいた相互作用の分類は、相互作用の強さ(結合定数の値)については何も触れるものではない。*Dyson* の意味でのくりこみ可能という *criterion* に何って量子電気力学の相互作用も中間子論のそれと等しい権利を持ち、この分類はくりこみ理論の明らかにした無限大の現れ方の規則性だけを反映するものといえるかも知れない。

近頃、Lee¹⁾ は彼の *"renormalizable and solvable"* model に依る分析で、1) 裸の ∇ 粒子である確率 Z_2 が $0 < Z_2 < 1$ になく質となること。2) $Z_2 < 0$ であるときくりこまれた結合定数 $g_0^2 = g^2 Z_2$ が実数であるためにはほとんどの g が虚数となり、相互作用のエルミート性に反すること。3) 有限の g_0^2 に対し S_{V_0} は $p_0 = m_V$ 以外の極を持つという結果を出している。*Pauli-Källen*²⁾ は発散積分を *cut* して固有値方程式を解くと、或る *critical value* $g_c > g_0$ では *"ghost states"* が消失し且つ $0 < Z_2 < 1$ に出来ることを論じ、赤梅沢³⁾ は *propagator* に対する方程式で Lee problem を一般に定式化し、ghost states の現れ方を更に詳かにした。

上の Lee の例題は *Renormalization constants* の物理的意味(通常のくりこみは、発散の困難を救うためこれに意味を与えないが、*"Renormalization"* の概念は元来無限大とは無縁であり、盛衰粒子の取扱いには当然顧慮さるべきもの)を保持しようとする時 ($0 < Z_2 < 1$)、それが観測される結合定数の大いさと密接に関係することを示唆している。それなら QED の時にはどういふ争論にあるか? を梅沢の *formulation* を適用して調べてみる。先ず一番良く我々の心得ている摂動計算を使って e^2 と e^4 の近似で *mass operator* を作り、微細構造定数 $\frac{e_0^2}{4\pi\epsilon_0} = \frac{1}{137}$ との関係調べてみる。(こゝには直に結合定数の展開が方程式の根の近似にならぬという *objection* に会うが、 e^2 と e^4 と両方をためして、その様子を見ようというのである。) これであたりをつけておいて、*Edwards*⁴⁾ が P に対する近似的積分方程式の解の存否を、結合定数の大きさに関係する *indicial equation* とむすびつけて論じているが、その時の Γ の解を使って *propagator* の方程式の解の性質と結合定数との関係を探り、この時の *ghost states* の問題をながめ、出来れば QED は *closed system* が *open* かについての此迄の推測に幾分でも具体性を加えようというのがコングラツである。

- 1) Lee, PR 95(54) 1329
- 2) 素研 8/1 (55)(海外通信 江夏→木庭)
- 3) 梅沢; 名大素粒子論研究室での講演
- 4) Edwards, PR 90(53) 284

25. 『くりこみ理論の適用限界』を中心にして

亀 淵 迪 (名大理)

秋のFieldの会に参加したく思いますので、その時迄に大体下記の事柄に就いて調べておきたいと思つて居ます。

1. くりこみ理論と *dissociation probability* の問題
 - a) “くりこみ理論が現在の量子力学の *framework* をどれだけみ出しているか” と云う問題を Prof. Yukawa の提出された *dissociation probability* の問題 (D.P.) と関連して検討してみたい。特に
 - b) D.P. の取り扱い方、考え方がくりこみのやり方、即ち所謂 *renormalization method* と *subtraction method* とで異なっている様に思われるので、この点に注意してみたい。又
 - c) 最近 Fukuda, Sawada, Taketani によつて強調されている中間子論に於ける *cut off method* との関連をも明らかにしたい。
2. *Renormalization Constant* に就いて
 - a) *Renormalization Const* (R.C.) の一般性格に関して以前私共も調べた事があるが、(Unmezawa-Kamefuchi) 最近 Killen も之を試みている。彼の結論は非常に興味深いものであるが、彼の証明の中には *true vacuum* の取り扱い方に關連して、二三の見落としがある様に思われるので、例えば最近の Lehmann et al. のやり方など参照して調べ直して見たい。又
 - b) *ghost* の問題が理論の一般性格から最近 Unmezawa によつて *discuss* されている。Q.E.D. の成功の理由をこの見地から検討したい。その為 Q.E.D. の積分方程式の漸近形からの定性的議論を行いたい。又、この方法に關連して
 - c) Edwards や Rosenfeld が *suggest* している様な線に沿つて積分方程式の解の存在と *coupling const* の大きさとの関連から理論の適用限界の問題に就いて考察してみたい。

以上現在考えている“計画”に就いて述べましたが、秋の会迄には間に合う様に上記の中の二三の問題に就いて具体的に研究しておく予定です。

26. 研究計画

田 中 正 (名大理)

相互作用の構造の観点から、広い視野に立つて複合粒子の理論を検討したいと思ひます。1949年に Fermi + Yang は、*nucleon* と *anti-nucleon* の間に強い相互作用を仮定して、具体的に π 中間子を結合系と見做し、 π -中間子と *nucleon* の相互作用の強さを考察し、これが定性的に尤もらしい値を与えることを結論しましたが、この場合の成功が、全く偶然的なものであるかどうかは興味があります。そこでこの *idea* を拡張して、先ず *nucleon-anti-nucleon* 間の強い *Fermi-interaction*, *nucleon-lepton* 間の弱い *Fermi-interaction* の二種類の基礎的な相互作用を仮定し、種々の複合粒子を作ると、これらは最初の *interaction* を通じて相互転化し、種々の粒子の相互作用の強さに内部聯関が得られます。この様にして現在の理論の枠の中から、今までに知られている新しい粒子の寿命、生成頻度等をどの程度迄説明し得るか検討したいと思ひます。

目下考察しています事は、*Fermi-Yang* のとつた複合粒子の基礎方程式に若干変更を加え、① 改めて π -*nucleon* の相互作用の強さを求めること、② π を *proton*, *anti proton* の結合と見做し、2 π 崩壊への *life* を計算すること、(*proton* との *interaction* は仮定する) ③ π の次の *level* の *bose particle* と *nucleon* の結合系として、重い *Fermion* を求める事等です。

結合系を具体的に求める為理論に加えられた種々の近似によつて、結論のめる部分は現実性を失う事も当然考えられます。例えば *mass level* 等は *Fermi-Yang* の場合と異つて、*potential* の *range* に *sharp* に *depend* します。併し複合粒子間の *effective* な *interaction* の強さの定性的な *order* 等についてはある程度発言出来る様に思ひます。

それから極めて漠然とした考えですが、現在の理論の *renormalization* と

fusion theory の関係について考察したいと考えています。例えば構造を持った粒子を *elementary* なものとして扱うときの *Feynmann graph* の教え過ぎの問題。或は最近梅沢博臣氏によって指摘された素粒子の *isoba level* の存在と *ghost state* との関係が、*fusion theory* による粒子の場合はどうなるか等です。(おわり)

27. 場の理論に於ける“くりこみ”常数 (特に Pauli-Källén の謂所“ghost”について)

大貫義郎 (名大理)

昨年 Lee は *exact* に解ける *renormalizable interaction* の一例を提出した。この理論で特徴的な点は次の点であろう。

- i) *exact* に解いた時に *renormalized coupling const* を有限にとる限り、*Z-factor* が *negative* になつて、通常の *bare state* の *probability* と解釈と相反する。
- ii) 一つの *clothed fermion* に対して二つの安定な *energy level* が存在する。(*renormalized coupling const* のとりようによつては *negative mass* の *particle* というようなものも出てくる。)

この様な争議は Lee のような特種な *interaction* でないにしても、通常我々の扱つてゐる *renormalizable interaction* に対しても特徴的なものであろうか? *Electrodynamics* にせよ、*ps, ps coupling* にせよ、*exact* に解ける代物ではないから、即答は出来ない。併しその争議が(たとえ *perturbation* のわく内でも)存在したとすれば *renormalization theory* (特に *Quantum electrodynamics*) の成巧を如何に解釈すべきであるか? ((i) と (ii) が密接に関係していることは Umezawa によつて一般的に論ぜられた。即ち *one particle* に対し、*stable* な *level* が一ヶ以上存在する場合には *Z-factor* が *negative* になるということである。)

そのためには *perturbation* の範囲内で電磁的 *Interaction* 並びにその他の *renormalizable Interaction* について *ghost* の有無をしらべてみる必要が

あろう。若したとえ、通常の理論が完全に解けた場合、*ghost* が現われなかつたにせよ、近似的計算の範囲内で *ghost* の現われる余地は充分にありそうに思われる。というのは Lee の *interaction* で $m_V = m_N$ とおいた時の *green func* は *neutral scalars* (nucleon 固定) の *green func* に於ける 2nd order の近似に他ならない。N-S (*non-rela*) の時、*ghost* に存在しない故、Lee の *ghost* は N-S を近似した時に現われるとも考えられるからである。

そこで、適当に *G. Feldman* 式に *propergator* を作つて、その *pole* とそれに対応する *Z-factor* をしらべてみたい。

併し、一般に一体問題に於て、安定な *level* の *energy* 固有値は *propergator* の *pole* になつてゐることは容易に証明できるが、逆は必ずしも明かでないから、*propergator* の *pole* から、安定 *level* をさぐることは、どこまで可能かどうか、その辺の争ひ明かにせねばなるまい。*Feldman* に現われた様な実軸外の *pole* についても検討する必要がある。(果して彼の云うように *perturbation* の一様収斂の問題であるか?)

もう一つ、これはあまり、はつきりしたことではないが、Lee の *interaction* を *relativistic* に拡張して、相互作用表示に書いた時 *causality* が完全に破れるという争議が *ghost* と何か関係があるかも知れないという空想もされる。^{*}併し *Pauli-Källén* の指摘した様に、*non-rela* の時、適当に *cut-off* を行えば、*ghost* が消えるという争ひもあるから、*non-local interaction* (*causality* を破るという意味で) と、*ghost* の関係はそう明かなものではないかも知れない。

くりこみ常数に關聯して *vertex operator* の性質も調べてみたいが、今の所、何と、具体的には考えてない。いずれ、少しずつ調べて行きたいと思つてゐる。兎も角、以上の点を足がかりにして、一見 *consistent* に見える、くりこみ可能な理論の性格を、今少し、明らかにすることが出来ないものであるか。

* *non-rela* の時、Lee の *Hamil tonian* が出る様は *Lagrangian* を *Heisenberg, rep* で作つてやると、空想的に扱つた、*non-local interaction* になつてゐる。

28. 研究計画

下平 孟 (名大理)

意見と云う程のものはありませんが、現在関心をどつてい争は、Gauge-
invariant の問題です。この不変性の要求が現在の local theory に於ける電磁場
と電子との相互作用を決定した争を考えると、矢張り将来の理論に於ても相互
作用を制限する有力な手懸りになると思います。二三の問題になると思われる点
について書きますと、

- i) 電磁場と中柱ベクトル場とは Stueckelberg 形式を用いて、mass 0 の極
限で移行した gauge 条件も同一になると云われていますが、Spinor 場
の方に関しては明らかに異った gauge 条件をつけています。ただ相互作用表示
では電磁場と相互作用している中が変換によって $\partial_\mu \psi = i e A_\mu \psi$ なる関係を
充すため、 Λ が const での $\Lambda(x)$ での同じことになっているわけで、mass 0
の極限で移行した場とは見かけ上一致しているだけにすぎないようです。中柱
ベクトル場と相互作用している Spin 1/2 場の方は $\Lambda(x)$ と無関係な const の
位相変換をうけるだけです。
- ii) 従って Ward の identity $Z_1 = Z_2$ の条件は別に mass 0 場の特徴ではな
くて、Stueckelberg 流のゲージ変換に対して不変の要求から出て来るのだと
思います。この点に関して Takeda (Prog. Theor. Phys. I 4. (1952)) の
くりこまれた charge に対するゲージ変換に対して不変であるという要求と結
びつけているのは少しちがうように思います。(むしろ Vector field での
 Z_1 の normalization をどうとるかに depend しているようです。)
- iii) Yang-Mills は電磁場との analogy を使って位相変換の local 性を議論
していますが、逆に電磁場に於ても Stueckelberg 形式の極限として考えれば
位相変換の local 性はみだされていのではないのでしょうか。
- iv) non-local interaction で peierce がゲージ変換を充す様に相互作用
を作り上げると、かえって local-theory より強い singularity が second
order の計算で出て来ることを指摘していますが、この点をどうするか、等々

です。

まだちゃんと計算していないので疑問程度のものですが、そのうちどつとはつ
きりさせようと思っています。

29. 研究計画

松本 貞一 (名大理)

最近 Lee はくりこみ可能で正確に解く争の出来る相互作用の例をとり、くりこ
みの手続さに関し考察を行い、(1) original coupling constant g_0 をくりこま
れた coupling constant g_{exp} で表わした場合 g_{exp} を finite real にとると
 g_0 が imaginary になる争。(2) Z_2 (physical fermion state に於ける bare
fermion state の確率である争が証明され従って $0 \leq E_0 \leq 1$ と予想される) を
 g_{exp} で表わした場合 g_{exp} を finite real にとると $Z_2 = -\infty$ (3) 安定な mass
label が新しく生ずる争を示した。

Källén, Pauli は更に Lee の model を考察し、発散を cut で抑えた場合 cut に
depend する critical coupling constant g_c が存在して (1) $g_{exp} < g_c$ の
場合には、 g_0 は real、且つ安定な mass label は一つであり、S 行列は Unitary
であるが、(2) $g_{exp} > g_c$ の場合には、 g_0 は imaginary となり一つの安定な
mass label が新しく生ずる争及び S 行列の Unitarity がこわれ、それが新た
に生じた mass label に起因することを示した。

Umezawa はこの新しい mass label の出現と negative probability の関係
に注目し、一般にいくつかの安定な mass label が存在し従ってその一体の
Green 函数にいくつかの mass label に対応した pole が現われる時にそれぞれ
の mass label に対応した renormalization constant Z_2 のいくつかは
negative になる争としてそこから negative probability が生ずることを示
した。

従って Lee の model ではくりこみの手続きをむじゅんなく遂行する争が出来な
い。現在の場の理論の枠に入る一般の相互作用がどの程度この様な事情にあるか

は明かでないがくりこみの手続きにかんし、LeeとUmezawaの指摘した争儀はくりこみ理論の適用限界に対する一側面を明らかにする様に思われる。

即ちLeeの指摘した争儀がLeeの例に特有なもので一般の相互作用に全くその様な争儀が生じていないならば、Leeの指摘した争儀は新しい限界条件を作らないが、もし一部の相互作用にその様な争儀が生じ他の相互作用にはその様な争儀が生じないならば、むしろくりこみ理論の枠内に入るか否かという意味でこれら二種の相互作用は区別されねばならぬ。そしてこの区分と現在の第一種、第二種(これと級数の収束の仮定の下でくりこみ理論の適用限界の内か外かで区別された。)の区分との関係が問題となる。そしてもし全面的にLeeの如き争儀が生じている場合には、第二種はどちらかであるが、現在くりこみ理論の適用限界の内にあると考えられる第一種相互作用すらむしろくりこみ理論の枠内にはない事になる。この意味で現在の第一種、第二種の区分は大きな影響を受ける事になる。この場合Källen, Pauliに従い発散をcutすると(この場合従来のくりこみ理論にもとづく適用限界の考察と異なつた立場に立つが)それに伴い g_c が導入され、このcutと g_c と g_{exp} の関係(又は一つ以上の安定なmass labelが新しく現われるか否かという事)が理論の限界条件を作る事になる。

この様な考えに従って現在の場の理論の枠内一般的相互作用がどの程度Lee及びUmezawaの指摘した争儀にあるかを調べたいと思う。recoilを無視したfermionとNeutral scalar bosonの相互作用の場合はUnitary変換で解を得る例の一つである。この場合は $g_c = g$ となり新しいmass labelが現われない。次の様な理論

$$\begin{aligned} H_1 &= m \int 4^*4 + \frac{1}{2} \int [\pi^2 + \nabla\phi^2 + \mu^2\phi^2] + \frac{1}{2} g \int 4^*4\phi^2 - \delta m \int 4^*4 \\ H_2 &= m \int 4^*4 + \frac{1}{2} \int [\pi^2 + \nabla\phi^2 + \mu^2\phi^2] + \frac{1}{2} g (\int 4^*4\phi)^2 - \delta m \int 4^*4 \\ H_3 &= \frac{1}{2} \int [\pi_A^2 + M^2 A^2] + \frac{1}{2} \int [\pi^2 + \nabla\phi^2 + \mu^2\phi^2] + \frac{1}{2} g \int A^{(+)A^{(-)}\phi^2 - \delta m \int 4^*4 \\ H_4 &= \frac{1}{2} \int [\pi_A^2 + M^2 A^2] + \frac{1}{2} \int [\pi^2 + \nabla\phi^2 + \mu^2\phi^2] + \frac{1}{2} g (\int A^{(+)}A^{(-)}\phi)^2 - \delta m \int 4^*4 \end{aligned}$$

A: heavy Neutral boson

もUnitary変換で解ける例であり、 H_1, H_2 及び H_3, H_4 はcovariant theoryの第二種、第一種に夫々対応する。この場合はNeutral scalarの場合と同じく対象化されたHamiltonianに新しいmass labelが現われないのでLeeの争儀

は生じないと予想される。詳細は考察中である。[VankhoffによればNeutral scalarの場合 H_1 のeigenstatesと H のeigenstatesは直交する。それは $Z_2 = e^{-g^2(4V)^{-1} \int 4^*4} = e^{-\infty} = 0$ に由来する。cutすればそうならない。外の相互作用につきこの争儀をしらべる争儀の一つの目的である]

30. 相対論的線型波動方程式について

島津春男 (横浜大)

最近の多くの新粒子の発見は素粒子の統一的記述を場の理論の新しい課題として取り上げることを要求している様に思われ、またその方向への幾つかの試みが展開されている。それらは素粒子に対し新しいintrinsicな性質を賦予することにより、多くの素粒子を新しい一つの(或いは幾つかの)既約な場に統一し相互作用に選択律を与えるを試みているが、外部座標に関する波動方程式(C-number theory)としてはDirac-Fierz-Pauliにより与えられた式を用いている。所が一般の相対論的線型波動方程式

$$(\alpha_\mu p^\mu - \chi)\psi = 0 \tag{1}$$

に従う波動函数はD-F-P理論と異なる結果を与え、多くのスピン、質量状態を持つ粒子に対応することが知られており、又その一般的な性質もかなり詳しく調べられている。それにと拘らず素粒子の統一的記述の道具としてあまり取上げられていない理由としては次の点が考えられる。

- (i) (1)の形のうち物理的に許されるものは極めて特殊であるにも拘らず、現在までの一般論は物理的に許されない様な場合(例えばBosonでenergy indefinite)に対してだけ行われており、物理的に許される場合の一般的な議論はかなり困難である様に思われる。
- (ii) Dirac, Kemmerの場合を除いては交換性に関係なく多くの任意定数が現われ、これらはまとまった形で質量に関係するが、各々の係数の物理的意味は明らかでない。

33. 研究計画

牧 二郎 (東教大理)

1. 最近、いろいろの新しい素粒子が沢山発見されて、それらの素粒子の間の(及び相互作用の間の)規則性が、*Nishijima-Gell-Mann*その他の人々によってかなりくわしく研究され、或る程度の成果を収めて居ります。素粒子論の現在の段階にかんがみて、これらの素粒子の相互関連について何らかの規則性を追及してゆく仕事はたしかに重要な問題の一つであると思います。ところで一方、最近の π 中間子論の進展にともなつて π 中間子と核子との相互作用についても——とくに *P-wave* については——かなりまとまった描像がえられて来たように思われます。すなわち、 π メソソと核子との相互作用係数及び、切断運動量を適当にえらぶことによつて、とくに低エネルギー (≤ 200 MeV) の π -核子現象について統一的な説明が可能となつて来たように思われます。しかし現在 π 中間子論にとつて残されている大きな問題の一つに *S-wave* の現象があります。これについても、多くの人々がいろいろの試みを発表して居りますが、未だ十分明確な見通しをつけたものはないようです。*S-wave* の現象を分析してゆく場合にとくに注意しなくてはならないのは、この問題について π -中間子論は「閉じない」のではないか、ということです。すでに最も靜的な現象と考えられる核子の異常磁気能率についても、*Heavy Particles* の effect が $\sim 10\%$ 程度に効いてくるであろうことが、色々の人々によつて指摘されて居ります。しかし現在までのところ、この種の *heavy particles* の影響を吟味する方法は、かなり不満足なものと云ねばなりません。すなわち、(例えば Λ, Θ のみを考慮するとしても) それらの重粒子の質量が大きいこと、及び相互作用係数が大きいことによつて満足すべき計算法がない現状です。私がやつて見たいと考えていることは、これらの素粒子を包括した場合に、粒子のまわりの固有場について如何なる描像をもつべきかということです。これらの素粒子は、おそらく(π -中間子論についていえば) *S-wave* の現象に一定の寄与をもつと思われ、ます。どうすこし具体的に言うと、核子は固有場の中で常に核子

であるのではなく、一定の確率をもつて、 Λ 粒子に転化して(その間) Θ 粒子の雲をつくつて居るでしょう。この確率を通常の *Perturbation* で計算すると、おそらく、そこに発散があらわれて又しても適当な切断を余儀なくされるであろうと思われ、ます。このように湧源が一定の確率を異つた湧源に転化し、その湧源によつて生ずる固有場もかなりの多様性をおびる、という複雑な場合について*1、これまで π -中間子論で展開された種々の記述法をつかつて出来るだけ *Consistent* な *picture* を獲得出来ることが望ましいと思われ、ます。多様な素粒子群とその相互作用の関連について(現象論的にでも)その多様性の根拠が解明されることと、これらの素粒子を包括した定量的吟味と、いずれが理論発展の過程の中で先行することになるかは予想出来ませんが、上述したような複雑な固有場の検討が何か役に立つことがあるのではないかと思われ、ます。

2. もう一つ興味ある問題は *Heisenberg* によつて進められている *non-linear-field theory* です。これは "*Urmaterie*" として採用されているもの (*non-linear Self Interaction* をしているスピノール場) が、結局は通常の "量子化された場" の範囲をあまり出していないのではないかという点で、かなり不満があります。彼の理論から、素粒子と、素粒子間の相互作用とが同時に導出されていることは甚だ示唆に与ふるものであると思われ、ます。最近 *Heisenberg* は彼の理論によつて、いくつかの *boson field* の *mass-levels* を計算して居りますが*2、この場合、*Heisenberg* は、いわゆる *Feynman amplitude* に個数制限近似を適用して居ります。この(狭義の) *Feynman amplitude* に個数制限をなす方法は、すでに *Symizibi* によつても批判的な検討がなされて居ります。そこで *Feynman amplitude* から *vacuum effect* を取除いた *connected F.A.* を用いて*3あらためて *Heisenberg* の方法を再検討してみることは興味あることです。この方法は、いろいろの *green functions* を予め与えておかないと解けないのでかなり困難を伴いますが、何とか百疊をつけて討論して頂けるところまでしらべてみたいと思われ、ます。

3. 以上簡単に私が現在考えている研究計画について誌しました。このような計画が、来る研究期間に皆様の御参考となれば幸ですが、私としましては、むしろ多くの方々から色々の考え方を学んで相互作用とは何かという点についてゆつくり考えて見たいと思つて居ります。

*1 もつと、 π -核子系についてと荷電状態について、既にこのような複雑さ

を呈していますが、重粒子を入れると、質量や相互作用の型までかわるわけ
 です。

*2 ピサの学会での報告

*3 これについては近く「素研」に出る小論を参照して下さい。

34. 研究計画

並木 美善雄 (早大理工)

場の理論に於て相互作用を取扱う方法は *Schrödinger* 表示で *state functional* に対する状態方程式を用いる方法とか、*Heisenberg operator* に対する *operator equation* を直接用いる方法とかがあるが、*propagation function* 又は *Green* 函数と呼ばれる一般函数の方程式による方法が形式的に最もよい方法であろう。この事は形式的くりこみ理論とか束縛状態の共変的取扱いはどにはつきりと示されている。しかし乍ら示す二つの本質的な点に於て不満足である。一つは摂動論以外に解くべき手段が殆どない事で、相互作用の具体的な様子をばつきりさせる為には、何らかの方法を見つける必要がある。もう一つは *Green* 函数の方程式で相互作用を表わす項と *Green* 函数の境界条件との関係が余りはつきりしていない点である。この二つの事をしらべたいと思つている。未だ殆んど計画だけであるが秋までにはつきりさせたいと思つていることは次の通りである。

Schwinger によると形式的に外場を入れるは *Green* 函数の方程式の相互作用部分は、

$$[ig\gamma_5\tau_3\langle\phi_1(x)\rangle + g\gamma_5\tau_3\frac{\delta}{\delta J_1(x)}]G(x, x')$$

となる。ここで *ps(ps) symmetrical theory* を例にとつた。第一項は外場との直接の相互作用なので外場を消すと零になるから以下では問題にしない。ここまでは *Green* 函数に対する境界条件即ち

$$G(x, x') = (\Psi_1, T(\psi(x), \bar{\psi}(x'))\Psi_2)$$

の状態 Ψ_1 及び Ψ_2 の如何に拘らず成立する。次に G の逆函数の存在を仮定して

$$\frac{\delta G}{\delta T} = -G \frac{\delta G^{-1}}{\delta T} G$$

を用いると、上式の第二項は

$$g\gamma_5\tau_3\frac{\delta}{\delta J_1(x)}G(x, x') = \int \Sigma(x, x'')G(x'', x')dx''$$

$$\Sigma = -ig^2\gamma_5\tau_3 G\Delta_{ij}\Gamma_{ij}$$

となる。かくして汎函数微分演算子は一つの函数 Σ による積分演算子におきかえられた。この導出は余りに形式的であるように思われる。つまり上の方程式は形からみると汎函数微分演算子に対する固有値方程式と考えることも出来るから——但し汎函数微分演算子の固有値は実は函数 Σ であり又 Σ が G に関係しているなどの難点もあるが—— G がある特別の境界条件を満足するときでない Σ による置換は許されないのかもしれない。このことは Ψ_1 及び Ψ_2 の性質に対する条件であり、一般問題の場合には $\Psi_1 = \Psi_2 = \Psi$ (*true vacuum*) であれば *graphical* な説明がうまくゆく。勿論 Ψ 以外にも上の方程式を成立させる Ψ があるかもしれない。 G の逆の存在を仮定すると云う形式的な手続きをこのような考えの下に、もっと内容的に考えてみたい。

最後に非摂動近似法の一例として *Green* 函数に対する変分原理をあげておく。 Q をある演算子とするとき $\langle Q \rangle = (\Psi, Q\Psi)$ に対する変分式は

$$\langle Q \rangle = \frac{e^{\frac{1}{\hbar}\langle(I-I_1)\rangle_{I_1}}}{1 + \frac{1}{\hbar}\langle(I-I_1)\rangle_{I_1}} \left[\langle Q \rangle_{I_1} + \frac{1}{\hbar}\langle Q(I-I_1) \rangle_{I_1} - \frac{1}{\hbar}\langle Q \rangle_{I_1}\langle(I-I_1) \rangle_{I_1} \right]$$

である。但し I は正しい *action*, I_1 は *trial action*, $\langle \dots \rangle_{I_1}$ は *trial action* による期待値である。この式は $I = I_1$ のとき正しい $\langle Q \rangle_{I_1}$ を与え、又 $I = I_1$ で *action* の *variation* に対して定常的になっている。その他いろいろな近似法と共に簡単な例についてためてみたいと思つている。

35. π 中間子と核子との相互作用の型について

小 谷 恒 之 (京都大理)

π 中間子と核子との相互作用の型を定めるために次のような方法で考えてみたいと計画しています。 π 中間子核子散乱や ρ - π 創成等の π 中間子の関係してくる実験事実を説明するのに必要な選択則等をいろいろな不変性の要求から分類し、特にS波、p波、d波等の部分波の寄与がどのようにきいてくるかを調べてみる。これらの基本的な相互作用について何と仮定しないで導かれた結論と、現在の場の理論から導かれる相互作用の具体的な型を仮定し、可能なかぎり部分波をわけて出した結論とを比較して、どういう所に重点をおいて相互作用の型についての可能性の枠をせばめてゆけばよいかという問題を調べて行きたいと思えます。

この問題は当然 Sachs (*Phys. Rev.* 95 (1954) 1065) が指摘したように核子の構造を考慮することと結びついてくると思われる。この場合、中間子の雲については、重い中間子や hyperon のような粒子の影響は一応無視しました。核子の構造に関連したパラメーターの物理的な意味づけをはつきりさせながら、核子の構造のモデルと実験データから、これらのパラメーターについての制限を明らかにしたいと考えております。この核子の構造のモデルの面から、 ρ - π 創成等で実験データの中に既に含まれている筈である核子の異常磁気能率の動的な変化を調べてみられたいという夢も持っております。