

場の量子論の大失策

溝 内 正 義

岡山理科大学教養部

(昭和62年 9 月30日 受理)

§ 1 序 論

場の量子論に、何か重大な欠陥のあることは、つとに知られているが、この欠陥は基本的なものであるから、これをとりぞくするためには、場の量子論の構成の仕方を批判すべきであると考え。そこで、どの点に、批判の余地がのこされているかを考慮してみると、基礎的な方程式のもつ対称性で、まだ利用されずにのこされているものがあるかどうかという観点にたつべきであると考え。この論稿では、そのような対称性として、振動数部交換という変換に関係づけられるものを導入することにする。ただし簡単のため、議論を QED だけに限ることとし、上記の変換を、相互作用表示の方程式に適用してみることにする。

次節で、振動数部交換の定義をあたえる。§ 3 と § 4 とで、修正された Wick の定理について説明する。§ 5 で、訂正された S 行列の定義をあたえ、最後の節は考察にあてる。

§ 2 振動数部交換

次のような変換を導入し、これを、振動数部交換と称することにする。この変換は、場の演算子の正振動数部と負振動数部とを、たがいに入れ換える操作であるとする。このことを QED の場合に行なうと、以下ようになる。

まず、fermi 粒子と光子の場の演算子をそれぞれ、

$$\Psi = \Psi^{(+)}(x) + \Psi^{(-)}(x)$$

$$\Psi^{(+)}(x) = (2\pi)^{-\frac{3}{2}} \int d^3p \sqrt{\frac{m}{E_p}} \sum_s c_s(\mathbf{p}) u_s(p) e^{-ipx}$$

$$\Psi^{(-)}(x) = (2\pi)^{-\frac{3}{2}} \int d^3p \sqrt{\frac{m}{E_p}} \sum_s d_s^+(\mathbf{p}) v_s(p) e^{ipx}$$

$$(E_p = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2})$$

$$A_\mu(x) = A_\mu^{(+)}(x) + A_\mu^{(-)}(x)$$

$$A_\mu^{(+)}(x) = (2\pi)^{-\frac{3}{2}} \int d^3k \frac{1}{\sqrt{2|\mathbf{k}|}} a_\mu(\mathbf{k}) e^{-ikx}$$

$$A_\mu^{(-)}(x) = (2\pi)^{-\frac{3}{2}} \int d^3k \frac{1}{\sqrt{2|\mathbf{k}|}} a_\mu^+(\mathbf{k}) e^{ikx}$$

$$(\mathbf{k}_0 = |\mathbf{k}|)$$

と書くことにする。

この変換で、生成、消滅演算子も、

$$c_s(\mathbf{p}) \longleftrightarrow d_s^+(\mathbf{p})$$

$$c_s^+(\mathbf{p}) \longleftrightarrow d_s(\mathbf{p})$$

$$a_\mu(\mathbf{k}) \longleftrightarrow a_\mu^+(\mathbf{k})$$

のように交換するから、Fock 空間の基底も変換をうけることになる。このようにして変換をうけた Fock 空間のことを、counter Fock 空間と呼ぶことにする。

Fock 空間の基底と、counter Fock 空間の基底とは、たがいに一次独立である。これらの基底をたがいに結びつける変換行列を Λ_1 としるすことにする。すなわち、Fock 空間の基底と、これに対応する counter Fock 空間の基底とをそれぞれ

$$|n_1, n_2, \dots, n_k, \dots\rangle$$

$$|n_1, n_2, \dots, n_k, \dots\rangle'$$

とすると

$$|n_1, n_2, \dots, n_k, \dots\rangle'$$

$$= \Lambda_1 |n_1, n_2, \dots, n_k, \dots\rangle$$

である。ただし、 $\Lambda_1^2 = 1$ 。とくに、それぞれの基底が真空である場合、

$$|0\rangle' = \Lambda_1 |0\rangle$$

なお、 $|\dots\rangle'$ に対して、conjugate imaginary なベクトルを、 $\langle \dots |$ と書くことにする。(see appendix)

§ 3 N'積と over contraction

相互作用表示の方程式

$$i \frac{\partial |t\rangle}{\partial t} = H_I(t) |t\rangle \tag{1}$$

に対して、前節でのべた振動数部交換をほどこしてみる。この変換のもとで、

$$H_I(t) = N(\bar{\Psi}(x) \gamma^\mu \Psi(x) A_\mu(x))$$

は、不変にたもたれる。ただし、normal product (N 積) を、 $N(\dots\dots)$ で表わすことにする。しかし、 $|t\rangle$ は、この変換のもとで、counter Fock 空間 $|t'\rangle$ へ移行する。ここで、 $|t\rangle$ 、 $|t'\rangle$ は、たがいに一次独立であって、それぞれが、方程式(1)の特殊解になっている。(ここで、 Λ_1 で変換をうけるのは、基底ベクトルだけであって、一般に、 $|t'\rangle \neq \Lambda_1 |t\rangle$ である。)

(1)を書きなおすと、

$$|t\rangle = |t_0\rangle + (-i) \int_{t_0}^t dt' H_I(t') |t'\rangle \quad (2)$$

だが、これに、振動数部交換をほどこしたものを、

$$|t'\rangle = |t_0'\rangle + (-i) \int_{t_0}^t dt' H_I(t') |t'\rangle \quad (3)$$

と書くことにする。ここで、

$$|t\rangle = U(t, t_0) |t_0\rangle \quad (4)$$

$$|t'\rangle = U'(t, t_0) |t_0'\rangle \quad (5)$$

としておく。ところで、

$$U'(t, t_0) \neq U(t, t_0)$$

だが、このことは、かならずしも自明なことではない。

従来の理論では、

$$U(t, t_0) = T \exp(-i) \int_{t_0}^t dt' H_I(t') \quad (6)$$

として、この式の右辺にあらわれる。

$$T(H_I(x_1)H_I(x_2) \dots\dots\dots H_I(x_n))$$

($T(\dots\dots\dots)$ は T 積を表わす。) に対して Wick の展開をほどこし、 $(t, t_0) \longrightarrow (+\infty, -\infty)$ として各過程に関する S 行列を定義していたのだが、このような定義の仕方はまちがっている。

同じことだが、 $T(H_I(x_1) \dots\dots\dots H_I(x_n))$ に対して、まず従来どおりの Wick の展開をほどこしておいて、しかるのちに、これに対して、振動数部交換をほどこしたら、これから、 $U'(+\infty, -\infty)$ がえられ、もうひとつの別の S 行列要素

$$\langle +\infty | U'(+\infty, -\infty) | -\infty \rangle'$$

が定義できるかのようだが、決してそうではない。

たしかに、形式的な定義はえられるが、こうしてえられた S 行列要素は、
 $\langle +\infty | U(+\infty, -\infty) | -\infty \rangle$ も、 $\langle +\infty | 'U(+\infty, -\infty) | -\infty \rangle'$ も、両方
 共にまちがっている。その理由は、従来どおりの Wick の展開を適用してえられた、
 $| t \rangle$ と $| t \rangle'$ との一次結合が、方程式 (1) の一般解ではないところにある。 $| t \rangle$ 、
 $| t \rangle'$ がどちらも、方程式 (1) のたがいに一次独立な解として対等であることから、

$$T(H_I(x_1) \cdots H_I(x_n))$$

の展開の仕方をあらためる必要が生ずる。とくに、従来の Wick の展開は、展開の各項
 毎に、振動数部交換不変でない点で、不満足である。

そこで、各項毎に振動数部交換不変であるような展開をうるために、以下のような、
 reversed normal order の積を導入することにする。これは、場の演算子の並べ方の順
 序を、すべての消滅演算子が、すべての生成演算子の左側にあるようにしてえられる積
 として定義される。(ただし、fermi 粒子の場の演算子の入れ換えに対しては、その都度
 毎に、サインを逆転させる。)

いくつかの場の演算子を、 A, B, C, \cdots で表わすとして、これらの normal order
 の積 (N 積) を、本稿では、 $N(ABC \cdots)$ と記すことにしたが、同じように、reversed
 normal order の積 (N' 積) を、 $N'(ABC \cdots)$

と記すことにする。これらの、 A, B, C, \cdots が、すべて、正振動数部、負振動数部
 の両方をふくんでいて、すなわち、

$$A = A^{(+)} + A^{(-)}$$

$$B = B^{(+)} + B^{(-)}$$

.....

.....

であって、したがって、これらの各々が、振動数部交換不変な場の演算子であれば、
 $N(AB \cdots)$ と、 $N'(AB \cdots)$ とは、振動数部交換のもとで、たがいに移行変る。
 すなわち、

$$N(AB \cdots) + N'(AB \cdots)$$

は、振動数部交換のもとで不変である。

つぎに、

$$\langle 0 | T(AB) | 0 \rangle \equiv \underline{AB}$$

$$\langle 0 | 'T(AB) | 0 \rangle' \equiv \overline{AB}$$

を導入し、これらをそれぞれ、under contraction, over contraction と呼ぶことにす
 る。振動数部交換のもとで、これらはたがいに移行しあう。すなわち、

$$\underline{AB} + \overline{AB}$$

は、振動数部交換不変である。

なお、

$$\begin{aligned} \overline{AB} &= T(AB) - N(AB) \\ \underline{AB} &= T(AB) - N'(AB) \end{aligned}$$

である。

§ 4 振動数部交換不変な展開

任意の場の演算子を、

$$\varphi_j(x) = \varphi_j^{(+)}(x) + \varphi_j^{(-)}(x)$$

とすると、Wick の定理は、

$$\begin{aligned} &T(\varphi_1 \varphi_2 \cdots \varphi_n) \\ &= \sum (\text{sgn} \sigma_F) \underline{\varphi_{k_1} \varphi_{k_2}} \cdot \underline{\varphi_{k_3} \varphi_{k_4}} \cdots \\ &\quad \times \underline{\varphi_{k_{2m-1}} \varphi_{k_{2m}}} \cdot N(\varphi_{k_{2m+1}} \varphi_{k_{2m+2}} \cdots \varphi_{k_n}) \end{aligned} \tag{7}$$

と書ける。ただし、 $\text{sgn} \sigma_F$ は、 φ_j のなかの、fermi 粒子の場の演算子に関して、置換

$$\begin{pmatrix} 1 & 2 & \cdots & n \\ k_1 & k_2 & \cdots & k_n \end{pmatrix}$$

が、偶置換ならば、+1、奇置換ならば、-1 をとる。

この式に、振動数部交換をほどこすと、左辺の

$$T(\varphi_1 \varphi_2 \cdots \varphi_n)$$

は不変だから、

$$\begin{aligned} &T(\varphi_1 \varphi_2 \cdots \varphi_n) \\ &= \sum (\text{sgn} \sigma_F) \overline{\varphi_{k_1} \varphi_{k_2}} \cdot \overline{\varphi_{k_3} \varphi_{k_4}} \cdots \\ &\quad \times \overline{\varphi_{k_{2m-1}} \varphi_{k_{2m}}} \cdot N'(\varphi_{k_{2m+1}} \varphi_{k_{2m+2}} \cdots \varphi_{k_n}) \end{aligned} \tag{8}$$

がえられる。したがって、(7) と (8) との和をとると、

$$\begin{aligned} &= \sum (\text{sgn} \sigma_F) \{ \underline{\varphi_{k_1} \varphi_{k_2}} \cdot \underline{\varphi_{k_3} \varphi_{k_4}} \cdots \\ &\quad \times \underline{\varphi_{k_{2m-1}} \varphi_{k_{2m}}} \cdot N(\varphi_{k_{2m+1}} \varphi_{k_{2m+2}} \cdots \varphi_{k_n}) \\ &\quad + \overline{\varphi_{k_1} \varphi_{k_2}} \cdot \overline{\varphi_{k_3} \varphi_{k_4}} \cdots \\ &\quad \times \overline{\varphi_{k_{2m-1}} \varphi_{k_{2m}}} \cdot N'(\varphi_{k_{2m+1}} \varphi_{k_{2m+2}} \cdots \varphi_{k_n}) \} \\ &= \frac{1}{2} \sum (\text{sgn} \sigma_F) \\ &\quad \times \{ [\underline{\varphi_{k_1} \varphi_{k_2}} \cdot \underline{\varphi_{k_3} \varphi_{k_4}} \cdots \underline{\varphi_{k_{2m-1}} \varphi_{k_{2m}}} \\ &\quad + \overline{\varphi_{k_1} \varphi_{k_2}} \cdot \overline{\varphi_{k_3} \varphi_{k_4}} \cdots \overline{\varphi_{k_{2m-1}} \varphi_{k_{2m}}}] \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times [N(\varphi_{k_{2m+1}} \varphi_{k_{2m+2}} \cdots \varphi_{k_n}) \\
& + N'(\varphi_{k_{2m+1}} \varphi_{k_{2m+2}} \cdots \varphi_{k_n})] \\
& + [\overline{\varphi_{k_1} \varphi_{k_2}} \cdot \overline{\varphi_{k_3} \varphi_{k_4}} \cdots \overline{\varphi_{k_{2m-1}} \varphi_{k_{2m}}} \\
& - \underline{\varphi_{k_1} \varphi_{k_2}} \cdot \underline{\varphi_{k_3} \varphi_{k_4}} \cdots \underline{\varphi_{k_{2m-1}} \varphi_{k_{2m}}}] \\
& \times [N(\varphi_{k_{2m+1}} \varphi_{k_{2m+2}} \cdots \varphi_{k_n}) \\
& - N'(\varphi_{k_{2m+1}} \varphi_{k_{2m+2}} \cdots \varphi_{k_n})] \tag{9}
\end{aligned}$$

次に、(7) と (8) との差をとると、

$$\begin{aligned}
& \sum(\text{sgn} \sigma_F) \{ \overline{\varphi_{k_1} \varphi_{k_2}} \cdot \overline{\varphi_{k_3} \varphi_{k_4}} \cdots \\
& \times \overline{\varphi_{k_{2m-1}} \varphi_{k_{2m}}} \cdot N'(\varphi_{k_{2m+1}} \varphi_{k_{2m+2}} \cdots \varphi_{k_n}) \\
& - \underline{\varphi_{k_1} \varphi_{k_2}} \cdot \underline{\varphi_{k_3} \varphi_{k_4}} \cdots \\
& \times \underline{\varphi_{k_{2m-1}} \varphi_{k_{2m}}} \cdot N(\varphi_{k_{2m+1}} \varphi_{k_{2m+2}} \cdots \varphi_{k_n}) \} \\
& = \frac{1}{2} \sum(\text{sgn} \sigma_F) \\
& \times \{ [\overline{\varphi_{k_1} \varphi_{k_2}} \cdot \overline{\varphi_{k_3} \varphi_{k_4}} \cdots \overline{\varphi_{k_{2m-1}} \varphi_{k_{2m}}} \\
& + \underline{\varphi_{k_1} \varphi_{k_2}} \cdot \underline{\varphi_{k_3} \varphi_{k_4}} \cdots \underline{\varphi_{k_{2m-1}} \varphi_{k_{2m}}}] \\
& \times [N'(\varphi_{k_{2m+1}} \varphi_{k_{2m+2}} \cdots \varphi_{k_n}) \\
& - N(\varphi_{k_{2m+1}} \varphi_{k_{2m+2}} \cdots \varphi_{k_n})] \\
& + [\overline{\varphi_{k_1} \varphi_{k_2}} \cdot \overline{\varphi_{k_3} \varphi_{k_4}} \cdots \overline{\varphi_{k_{2m-1}} \varphi_{k_{2m}}} \\
& - \underline{\varphi_{k_1} \varphi_{k_2}} \cdot \underline{\varphi_{k_3} \varphi_{k_4}} \cdots \underline{\varphi_{k_{2m-1}} \varphi_{k_{2m}}}] \\
& \times [N'(\varphi_{k_{2m+1}} \varphi_{k_{2m+2}} \cdots \varphi_{k_n}) \\
& + N(\varphi_{k_{2m+1}} \varphi_{k_{2m+2}} \cdots \varphi_{k_n})] \} \\
& = 0 \tag{10}
\end{aligned}$$

この最後の式は、 $N(\cdots) - N'(\cdots)$ を、 (\cdots) の中の因子の数が 2 以上すくない $N(\cdots) - N'(\cdots)$ で、漸化的に表わす式になっている。したがって、因子の数が 2 の場合の式、

$$\begin{aligned}
& N(\varphi_i \varphi_j) - N'(\varphi_i \varphi_j) \\
& = \overline{\varphi_i \varphi_j} - \underline{\varphi_i \varphi_j}
\end{aligned}$$

を適用することにより、 $N(\cdots) - N'(\cdots)$ を、 (\cdots) の中の因子の数が 2 以上すくない、 $N(\cdots) + N'(\cdots)$ だけで表わせることになる。こうして、 $N(\cdots) + N'(\cdots)$ だけで書きなおした、 $N(\cdots) - N'(\cdots)$ を、式(9)の右辺の、 $N(\cdots) - N'(\cdots)$ に代入すると、 $T(\cdots)$ が、 $N(\cdots) + N'(\cdots)$ だけで展開できたことになる。この展開式は、展開の各項が、振動数部交換不変になっているので、これを、振動数部交換不変な展開と呼ぶこ

とにする。

§ 5 S 行列の定義

(2), (3), (4), (5), より,

$$\begin{aligned}
 & U(t, t_0) + U'(t, t_0) \\
 &= 2 + (-i) \int_{t_0}^t dt' H_I(t') [U(t', t_0) + U'(t', t_0)] \\
 \therefore & U(t, t_0) + U'(t, t_0) \\
 &= 2T \exp(-i) \int_{t_0}^t dt' H_I(t') \tag{11}
 \end{aligned}$$

この式の右辺にあらわれる。

$$\begin{aligned}
 & 2T(H_I(t^{(1)}) \dots\dots\dots H_I(t^{(n)})) \\
 &= \int d^3x^{(1)} \dots\dots\dots \int d^3x^{(n)} 2T(h_I(x^{(1)}) \dots\dots\dots h_I(x^{(n)}))
 \end{aligned}$$

$$(\text{ただし, } H_I(t^{(k)}) = \int d^3x^{(k)} h_I(x^{(k)}))$$

に対して, 前節の展開を適用すると,

$$\begin{aligned}
 & 2T(H_I(t^{(1)}) \dots\dots\dots H_I(t^{(n)})) \\
 &= V(t^{(1)}, \dots\dots\dots, t^{(n)}) + V'(t^{(1)}, \dots\dots\dots, t^{(n)})
 \end{aligned}$$

と書ける。ここで, V, V' は, それぞれ, $N(\dots\dots\dots)$ だけ, $N'(\dots\dots\dots)$ だけからなる項とする(内線だけの項は, $((7)+(8))/2$ を, V, V' の各々へ配分する)。したがって, 式 (11) を書きなおすと,

$$\begin{aligned}
 & U(t, t_0) + U'(t, t_0) \\
 &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-i)^n}{n!} \int_{t_0}^t dt^{(1)} \dots\dots\dots \int_{t_0}^t dt^{(n)} 2T(H_I(t^{(1)}) \dots\dots\dots H_I(t^{(n)})) \\
 &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-i)^n}{n!} \int_{t_0}^t dt^{(1)} \dots\dots\dots \int_{t_0}^t dt^{(n)} \\
 & \quad \times [V(t^{(1)}, \dots\dots\dots, t^{(n)}) + V'(t^{(1)}, \dots\dots\dots, t^{(n)})]
 \end{aligned}$$

と書ける。この式から, 各特殊解は,

$$\begin{aligned}
 & U(t, t_0) \\
 &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-i)^n}{n!} \int_{t_0}^t dt^{(1)} \dots\dots\dots \int_{t_0}^t dt^{(n)} V(t^{(1)}, \dots\dots\dots, t^{(n)}) \tag{12}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & U'(t, t_0) \\
 &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-i)^n}{n!} \int_{t_0}^t dt^{(1)} \cdots \int_{t_0}^t dt^{(n)} V'(t^{(1)}, \dots, t^{(n)})
 \end{aligned}
 \tag{13}$$

として構成される。すなわち、

$$U(t, t_0) = T \exp(-i) \int_{t_0}^t dt' H_I(t')$$

とするのは、重大な誤謬であることがわかる。さらに、

$$c_s(\mathbf{p}) | 0 \rangle = 0, \quad a_\mu(\mathbf{p}) | 0 \rangle = 0$$

$$d_s^+(\mathbf{p}) | 0 \rangle' = 0, \quad a_\mu^+(\mathbf{p}) | 0 \rangle' = 0$$

$$d_s(\mathbf{p}) | 0 \rangle = 0, \quad c_s^+(\mathbf{p}) | 0 \rangle' = 0$$

のおかげで、 $U(t, t_0)$ の方程式と、 $U'(t, t_0)$ の方程式とは、たがいに couple しあうことはない。したがって、どちらか一方の解を discard してもよいのだが、ここでは後者の方程式の解を discard することにする。

したがって、(12)の $U(t, t_0)$ から S 行列を定義すればよいのだが、その仕方は、従来どおりのDyson流にしたがえばよい。そのさい、loopをつくらない内線に関しては、

$$\overline{AB} = \underline{AB}$$

だから、技線ダイアグラムに関しては、従来どおりの S 行列を再現する。

なおこれまでは、相互作用表示だけで議論をすすめてきたので、必要なのは、相互作用ハミルトニアン H_I だけだったが、自由粒子のハミルトニアン H_0 に関しては、Zero point energyをとりのぞいた従来どおりの定義をもちいれればよい。

さらに、実験と直接比較される遷移確率に関しては、 $U(t, t_0)$ から計算されたものと、 $U'(t, t_0)$ から計算されたものとを、一致させるように、定義することが可能である。

§ 6 考 察

従来の場合の量子論は、実験と一致する結果をえようとして、くりこみ処法の使用という論理的に矛盾する手続きにたよらざるをえなかった。しかし、この論稿で示したような、再構成された場の量子論は、くりこみ処法と矛盾しない理論の構成になっているように思われる。

その理由は、以下のようである。

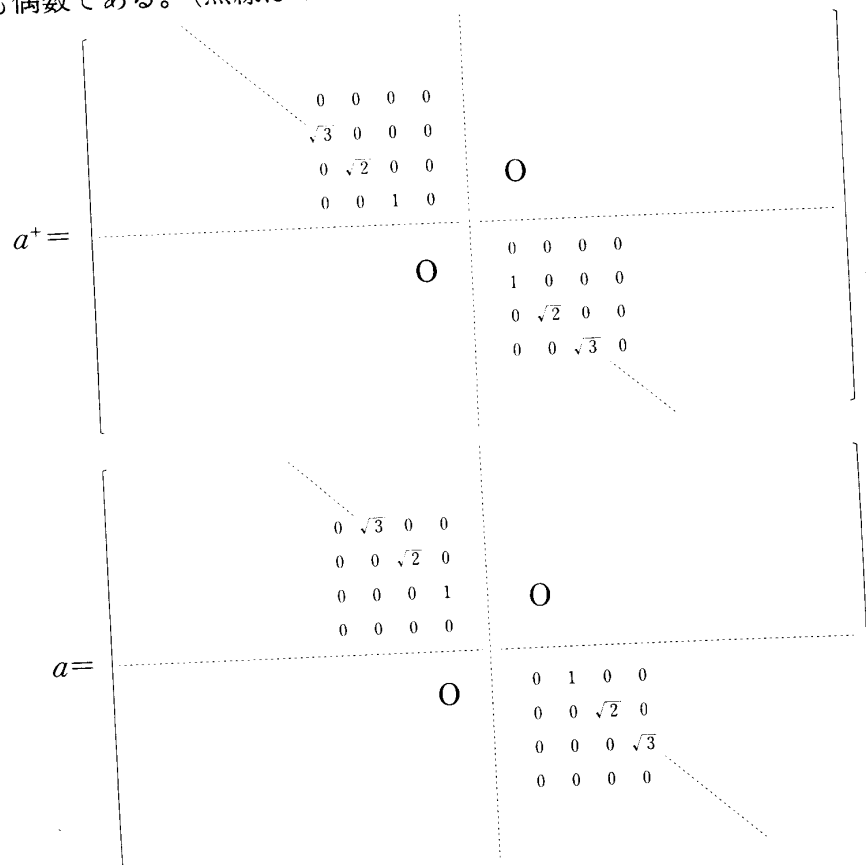
ここでのべた理論では、いくつかの内線からなるloopの関数が、全体として、振動数部交換不変になっている。この不変性は、この関数が、あらゆる実数値をとりうることを意味しているように思われる。したがって、ここであたえられた、訂正された場の量

子論をもちいて、self energy を計算した場合、それは発散するのではなく、単に不定であることが予想される(脚注)。そしてこのことから、くりこみ処法の妥当性の根拠を明示することが可能になるはずである。なぜならその場合、くりこみ処法とは、理論的にあらゆる実数値をとりうる自変数に、ただ単に、観測値を代入することになってしまうからである。(このことの詳細については、次号の本紀要に提出する予定である。)

またこの論稿では、簡単のため、bose 粒子に関しては、Feynman gauge だけで議論をすすめてきたのだが、ここで記述した理論を、より一般の gauge にも適用できるように拡張することは、容易であるように思われる。

Appendix

bose 粒子の演算子 a^+ , a , 基底ベクトル $\langle n |$, $\langle n |'$, $| n \rangle$, $| n \rangle'$ の行列表示式は、以下のとおりである。これらの行列は、偶数行偶数列であり、基底ベクトルの成分の数も偶数である。(点線は center line を示す。)



$$\langle n | = [\dots\dots\dots 0 \ 0 \ | \ 0 \ \dots\dots\dots 0 \ 1 \ 0 \ \dots\dots\dots]$$

$$\langle n |' = [\dots\dots\dots 0 \ 1 \ 0 \ \dots\dots\dots 0 \ | \ 0 \ 0 \ \dots\dots\dots]$$

$\langle n |$ の 0 でない component 1 は, center line の右の component からかぞえて $n + 1$ 番目の component にあらわれる。同じように, $\langle n |'$ の 0 でない component 1

(脚注) このことを, 1-loop with 2-vertex の場合に証明するのは容易である。

は, *center line* の左の *comporment* からかぞえて, $n+1$ 番目の *component* にあらわれる。 $|n\rangle$, $|n\rangle'$ は, それぞれ $\langle n|$, $\langle n|'$ の *conjugate imaginary* をとるとえられる。次に,

$$I = \left[\begin{array}{ccc|ccc} & & & & & \\ & & & & & \\ & & & & & \\ 1 & 0 & 0 & & & \\ 0 & 1 & 0 & & & \\ 0 & 0 & 1 & & & \\ \hline & & & 0 & & \\ & & & & 1 & 0 & 0 \\ & & & & 0 & 1 & 0 \\ & & & & 0 & 0 & 1 \end{array} \right]$$

$$\Sigma_3 = \begin{bmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{bmatrix}$$

として, $[a, a^+] = -\Sigma_3$

$$\Lambda_1 = \left[\begin{array}{ccc|ccc} & & & & & \\ & & & & & \\ & & & & & \\ & & & & & \\ & & & & & \\ & & & & & \\ \hline & & & 0 & 0 & 1 \\ & & & 0 & 1 & 0 \\ & & & 1 & 0 & 0 \\ \hline & & & 0 & 0 & 1 \\ & & & 0 & 1 & 0 \\ & & & 1 & 0 & 0 \end{array} \right]$$

これらの行列も, 偶数行偶数列である。

ただし, $\Lambda_1^2 = I$, $\Lambda_1 a \Lambda_1 = a^+$

次に, *fermi* 粒子の演算子および基底ベクトルに関しては, 以下のとおりである。

$$\text{Fock 空間の生成演算子} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\text{Fock 空間の消滅演算子} = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

counter Fock 空間では, *Fock* 空間での生成, 消滅演算子がそれぞれ, 消滅, 生成演算子になる。

$$\langle 0| = [0 \ 0 \ 1 \ 0], \quad \langle 0|' = [0 \ 1 \ 0 \ 0]$$

$$\langle 1| = [0 \ 0 \ 0 \ 1], \quad \langle 1|' = [1 \ 0 \ 0 \ 0]$$

fermi 粒子の場合,

$$\Lambda_1 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

として,

$$\Lambda_1 c \Lambda_1 = d^+, \quad \Lambda_1 c^+ \Lambda_1 = d, \quad \Lambda_1^2 = I$$

である。

参考文献

- 1) 中西襄著「場の量子論」培風館

A Blunder of Quantum Field Theory

Masayoshi MIZOUCHI

*Faculty of Liberal Arts and Science,
Okayama University of Science,
Ridai-cho 1-1, Okayama City, 700 Japan*

(Received September 30, 1987)

This paper presents that the method of the present quantum field theory is not in the proper way: it fails in separating the contribution of the positive energy state and of the negative energy state, therefore, it fails also in extracting the positive energy state purely. Correcting this point, the right definition of the scattering matrix is given.

To perform these task, this paper introduces the transformation of "frequency part exchange".