自旋$\frac{3}{2}$场的随机量子化

陈 仁
（上海师范大学）

摘 要

本文选择了适当的核函数 $F(x, y)$，讨论了自旋 3/2 场的随机量子化．得到了协变形式传播子，并讨论了它与电磁场的相互作用．

一、引 言

自从 Parisi 和吴诔时[1]提出了随机量子化建议之后，已广泛应用于各种场的量子化，标量场[2,3]、旋量场[4]、规范场[5-7]、超场[8]等．其中 Damgaard 和 Tsokos[4] 用随机量子化方法讨论 $S=\frac{1}{2}$ 旋量场，其结果特别是能适用于当 $m=0$ 的情况． Damgaard 的出发点是重新研究了 Fokker-Planck 方程和 Langevin 方程的最一般形式

$$\frac{\partial P(x, \tau)}{\partial \tau}=\int F(x,y)\frac{\delta}{\delta\phi(y)}\left[\frac{\delta S}{\delta\phi(y)}-\frac{\delta}{\delta\phi(y)}\right]P(y)d^D y \tag{1}$$

$$\frac{\partial\phi(x, \tau)}{\partial\tau}=-\int F(x,y)\frac{\delta S}{\delta\phi(y)}d^D y+\eta(x, \tau) \tag{2}$$

其中D是欧氏时空的维数，S是欧氏时空的作用量，τ 是辅助“时间”．分布函数 $P(x, \tau)$ 满足初始条件

$$\int P(x, 0)d^D x=1 \tag{3}$$

而且当 $\tau\to\infty$时，$P(x, \tau)$ 趋于平衡分布． $\eta(x, \tau)$ 是高斯型的白噪声源，满足

$$\left.\begin{aligned}&\langle\eta(x, \tau)\rangle=0\\&\langle\eta(x, \tau_1)\eta(y, \tau_2)\rangle=2F(x, y)\delta(\tau_1-\tau_2)\\&\langle\eta(x_1, \tau_1)\eta(x_2, \tau_2)\cdots\cdots\eta(x_n, \tau_n)\rangle=\sum_P\prod_i\langle\eta_i\eta_j\rangle\end{aligned}\right\} \tag{4}$$

当 $\frac{\delta S}{\delta\phi}$ 恒正时，要求核函数 $F(x, y)$ 为恒正；当 $\frac{\delta S}{\delta\phi}$ 为恒负时， $F(x, y)$ 应恒负，以保证 Lamgevin 方程的漂移系数是恒正的．

本文1985年3月11日收到．1986年6月17日收到修改稿．

原先大多数作者都取 $F(x, y)=\delta^D(x-y)$. 这样的选择在一些情况下，已经能够得到满意的结果，如标量场。但是，正如吴诙时和 Damgaard 所指出的，这只是一种特殊的选择，并不是唯一的，还可以有其他选择. 对 $S=\frac{1}{2}$ 旋量场，Damgaard 取 $F(x,y)=(\gamma\cdot\partial-m)\delta^D(x-y)$，用它不仅得到了正确的结果，而且在 $m=0$ 时，也保证当 $\tau\to\infty$ 时能收敛于平衡分布. 对旋量场，$F(x, y)$ 是不难找到的. 实质上 $F(x, y)$ 的引入是为了能使 Langevin 方程的漂移系数是实数，并且在对角化了以后是恒正的. 只有这样，才能保证 Langevin 方程和 Fokker-Planck 方程之间的对应性. 在许多情况下，欧氏时空作用量的变分 $\frac{\delta S}{\delta\phi}$ 并不总是能满足漂移系数恒正要求的. 所以 $F(x, y)$ 的引入是必须的. 基于这一思想，我们讨论 $S=\frac{3}{2}$ 场的随机量子化问题.

二、$S=\frac{3}{2}$ 自由场的随机量子化

$S=\frac{3}{2}$ 自由场的拉氏函数和场方程分别是

$$\mathscr{L}=-\Big[\bar{\phi}_\mu(\gamma\cdot\partial+m)\delta_{\mu\nu}\phi_\nu-\frac{1}{3}\bar{\phi}_\mu(\gamma_\mu\partial_\mu+\gamma_\nu\partial_\mu)\phi_\nu$$
$$+\frac{1}{3}\bar{\phi}_\mu\gamma_\mu(\gamma\cdot\partial-m)\gamma_\nu\phi_\nu\Big] \tag{5}$$

$$\Big[(\gamma\cdot\partial+m)\delta_{\mu\nu}-\frac{1}{3}(\gamma_\mu\partial_\nu+\gamma_\nu\partial_\mu)+\frac{1}{3}\gamma_\mu(\gamma\cdot\partial-m)\gamma_\nu\Big]\phi_\nu$$
$$\equiv L_{\mu\nu}\phi_\nu=0 \tag{6}$$

其中 $\phi_\mu(x)$ 是旋矢量. 对于此场，采用随机量子化方法，当取 $F(x,y)=\delta^D(x-y)$ 时，会遇到 $S=\frac{1}{2}$ 旋量场情况下同样的困难，即 Langevin 方程的格林函数 $g(x,\tau)$ 的时间指数因子是非对角化的，待对角化之后，$g(x,\tau)\sim\exp(-m\tau)$，也不能用于 $m=0$ 的情况. 否则，当 $\tau\to\infty$ 时，它不会收敛于平衡分布.

$S=\frac{3}{2}$ 场的复杂性不在于 $L_{\mu\nu}$ 是一个张量算子，而是它不像旋量场方程的算子那样具有投影算子的性质. 仅有 $L_{\mu\nu}$ 是不能得到对角化结果的. 因此，如果取 $F(x, y)=\delta^D(x-y)$，即使 $m\neq0$，也不能得到正确的协变形式传播子.

为此，引入下列算子

$$\left.\begin{aligned}
R_{\mu\nu}&=R'_{\mu\nu}+(\Box-m^2)R''_{\mu\nu}\\
R'_{\mu\nu}&=-(\gamma\cdot\partial-m)\left\{\delta_{\mu\nu}-\frac{1}{3}\gamma_\mu\gamma_\nu+\frac{1}{3m}(\gamma_\mu\partial_\nu-\gamma_\nu\partial_\mu)-\frac{2}{3m^2}\partial_\mu\partial_\nu\right\}\\
R''_{\mu\nu}&=\frac{2}{3m^2}\{(\gamma_\mu\partial_\nu-\gamma_\nu\partial_\mu)+(\gamma\cdot\partial-m)\gamma_\mu\gamma_\nu\}
\end{aligned}\right\} \tag{7}$$

其中 $2mR'_{\mu\nu}$ 是一个投影算子. 可以证明，$R_{\mu\nu}$ 是 $L_{\mu\nu}$ 算子的非齐次方程的格林函数[9]，

$$L_{\mu\nu}R_{\nu\lambda} = R_{\mu\nu}L_{\nu\lambda} = (\Box - m^2)\delta_{\mu\lambda} \tag{8}$$

现在我们取核函数 $F_{\mu\nu}(x, y) = R_{\mu\nu}(\partial)\delta^D(x-y)$. 为了计算的简化，以下我们将在动量空间讨论．则 $F_{\mu\nu}(p, p') = R_{\mu\nu}(ip')\delta^D(p+p')$. 对 $S=\frac{3}{2}$ 场，若 ϕ_λ、$\bar{\Phi}_\lambda$ 分别看成是独立的场，则其 Fokker-Planck 方程和 Langevin 方程分别为

$$\frac{\partial P(p,\tau)}{\partial\tau} = \int R_{\mu\nu}(ip')\delta^D(p+p')\left\{\frac{\delta}{\delta\phi_\nu}\left[\frac{\delta S}{\delta\bar{\Phi}_\mu}P\right] - \frac{\delta}{\delta\bar{\Phi}_\mu}\left[\frac{\delta S}{\partial\phi_\nu}P\right] + 2\frac{\delta^2 P}{\delta\bar{\Phi}_\mu\delta\phi_\nu}\right\}d^Dp' \tag{9}$$

$$\frac{\partial\phi_\lambda(p,\tau)}{\partial\tau} = \int -R_{\lambda\mu}(ip')\delta^D(p+p')\frac{\delta S}{\partial\bar{\Phi}_\mu}d^Dp' + \eta_\lambda(p,\tau) \tag{10}$$

$$\frac{\partial\bar{\Phi}_\lambda(p,\tau)}{\partial\tau} = \int \delta^D(p+p')\frac{\delta S}{\delta\phi_\mu}R_{\mu\lambda}(ip')d^Dp' + \bar{\eta}_\lambda(p,\tau) \tag{11}$$

其中欧氏时空作用量 S 为

$$S(\bar{\Phi}_\mu, \phi_\nu) = \int d^Dx\mathscr{L}(\bar{\Phi}_\mu, \phi_\nu) \tag{12}$$

η_λ、$\bar{\eta}_\lambda$ 分别是 ϕ_λ 和 $\bar{\Phi}_\lambda$ 场的高斯型白噪声源，满足下列关系

$$\left.\begin{aligned}&\langle\eta_\alpha\rangle = \langle\bar{\eta}_\alpha\rangle = 0\\&\langle\eta_\alpha(p_1,\tau_1)\bar{\eta}_\beta(p_2,\tau_2)\rangle = 2R_{\alpha\beta}(ip_2)\delta^D(p_1+p_2)\delta(\tau_1-\tau_2)\end{aligned}\right\} \tag{13}$$

考虑到(8)式后，(10)式化为

$$\frac{\partial\phi_\lambda(p,\tau)}{\partial\tau} = -(p^2+m^2)\phi_\lambda(p,\tau) + \eta_\lambda(p,\tau) \tag{14}$$

若选择初始条件 $\phi_\lambda(k,0)=0$，则 ϕ_λ 各个分量的(14)式的格林函数均为

$$g(p,\tau) = \theta(\tau)e^{-(p^2+m^2)\tau} \tag{15}$$

$\theta(\tau)$ 是阶跃函数．$\phi_\lambda(p,\tau)$ 的 Langevin 方程的解为

$$\phi_\lambda(p,\tau) = \int_0^\infty g(p,\tau-\tau')\eta_\lambda(p,\tau')d\tau' \tag{16}$$

类似的，$\bar{\Phi}_\lambda$ 的解为

$$\bar{\Phi}_\lambda(p,\tau) = \int_0^\infty \bar{g}(p,\tau-\tau')\bar{\eta}_\lambda(p,\tau')d\tau' \tag{17}$$

当有相互作用 S_{in} 存在时，则 $\phi_\lambda(p,\tau)$ 的解为

$$\phi_\lambda(p,\tau) = \int_0^\infty g(p,\tau-\tau')\left[\eta_\lambda(p,\tau') - R_{\lambda\rho}(ip)\frac{\delta S_{in}}{\delta\bar{\Phi}_\rho}\right]d\tau' \tag{18}$$

由此可以求得自由场的二点函数

$$\begin{aligned}\langle\phi_\mu(p,\tau_1)\bar{\Phi}_\nu(p,\tau_2)\rangle &= \left\langle\int_0^\infty g(p,\tau-\tau_1')\eta_\mu(p\tau_1')d\tau_1'\int_0^\infty g(p,\tau_2-\tau_2')\eta_\nu(p,\tau_2')d\tau_2'\right\rangle\\&= \int_0^\infty\int_0^\infty\theta(\tau_1-\tau_1')\theta(\tau_2-\tau_2')e^{-(p^2+m^2)(\tau_1-\tau_1')}e^{-(p^2+m^2)(\tau_2-\tau_2')}\\&\quad\cdot 2R_{\mu\nu}(ip)\delta(\tau_1'-\tau_2')d\tau_1'd\tau_2'\\&= \frac{R_{\mu\nu}}{R^2+m^2}\left[e^{(p^2+m^2)|\tau_1-\tau_2|} - e^{-(p^2+m^2)(\tau_1+\tau_2)}\right]\end{aligned} \tag{19}$$

当 $\tau_1=\tau_2\to\infty$ 时,

$$\lim_{\tau_1=\tau_2\to\infty}\langle\phi_\mu(p,\tau_1)\bar{\phi}_\nu(p,\tau_2)\rangle=\frac{R_{\mu\nu}(ip)}{p^2+m^2} \tag{20}$$

此即为有效协变 Feynman 传播子[9]

$$\begin{aligned}G^o_{\mu\nu}=&\frac{-(i\gamma\cdot p-m)}{p^2+m^2}\left[\delta_{\mu\nu}-\frac{1}{3}\gamma_\mu\gamma_\nu+\frac{i}{3m}(\gamma_\mu p_\nu-\gamma_\nu p_\mu)+\frac{2}{3m^2}p_\mu p_\nu\right]\\&+\frac{2i}{3m^2}[i(\gamma_\mu p_\nu-\gamma_\nu p_\mu)+(i\gamma\cdot p-m)\gamma_\mu\gamma_\nu]\end{aligned} \tag{21}$$

在正则量子化方法中,必须清除非协变项才能有这一结果,而消除非协变项的工作是相当麻烦的.

若存在着自作用,设 $S_{in}=-f(\phi_\lambda\bar{\phi}_\lambda)^2$, 则(18)式成为

$$\begin{aligned}\phi_\nu&=\int_0^\infty g(p,\tau-\tau')d\tau'[\eta_\nu(p,\tau')+fR_{\nu\lambda}\phi_\lambda(\tau')\bar{\phi}_\lambda(\tau')\phi_\lambda(\tau')]\\&=g\eta_\nu+fgR_{\nu\lambda}(g\eta_\lambda g\bar{\eta}_\lambda g\eta_\lambda)+\cdots\end{aligned} \tag{22}$$

其二点函数可表示为

$$\begin{aligned}G_{\mu\nu}&=\lim_{\tau_1=\tau_2\to\infty}\langle\phi_\mu\bar{\phi}_\nu\rangle\\&=\lim_{\tau_1=\tau_2\to\infty}\{\langle g\eta_\mu g\bar{\eta}_\nu\rangle+fR_{\mu\lambda}\langle g\eta_\lambda g\bar{\eta}_\lambda\rangle\langle g\eta_\lambda g\bar{\eta}_\lambda\rangle+\cdots\}\\&=G^o_{\mu\nu}+fG^o_{\mu\lambda}G^o_{\lambda\lambda}G^o_{\lambda\nu}+\cdots\end{aligned} \tag{23}$$

若用图形表示,和通常的 Feynman 微扰展开完全一样.

三、 和电磁场的耦合

为了讨论 $S=\frac{3}{2}$ 场和电磁场的耦合,首先要概述一下自由电磁场的随机量子化.自由电磁场的拉氏函数为

$$\mathscr{L}_{\mathrm{e.m}}=-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F_{\mu\nu}=-\frac{1}{4}(\partial_\mu A_\nu-\partial_\nu A_\mu)^2 \tag{24}$$

由于自由电磁场的规范不变性, A_μ 纵向分量的 Langevin 方程不存在漂移项. 但它对可观察量的结果没有影响. 我们只关心 A_μ 的横向分量. 当取核函数 $F(x,y)=\delta^D(x-y)$ 时, A^T_μ 的 Langevin 方程是

$$\begin{aligned}\frac{\partial A^T_\mu(k,\tau)}{\partial\tau}&=-k^2\left(\delta_{\mu\nu}-\frac{k_\mu k_\nu}{k^2}\right)A_\nu(k,\tau)+\xi_\mu(k,\tau)\\&=-k^2A^T_\mu(k,\tau)+\xi_\mu(k,\tau)\end{aligned} \tag{25}$$

其高斯型白噪声源满足

$$\left.\begin{aligned}&\langle\xi_\mu(k,\tau)\rangle=0\\&\langle\xi_\mu(k_1,\tau_1)\xi_\nu(k_2,\tau_2)\rangle=2\delta_{\mu\nu}\delta^D(k_1+k_2)\delta(\tau_1-\tau_2)\end{aligned}\right\} \tag{26}$$

A^T_μ 的格林函数和解分别是

$$h(k,\tau)=\theta(\tau)e^{-k^2\tau} \tag{27}$$

$$A_\mu^T(k,\tau)=\int_0^\infty h(k,\tau-\tau')\xi_\mu(k,\tau')d\tau' \tag{28}$$

自由电磁场的二点函数是

$$\begin{aligned} D_{\mu\nu}(k) &= \lim_{\tau_1=\tau_2\to\infty}\langle A_\mu^T A_\nu^T\rangle = \lim_{\tau_1=\tau_2\to\infty}\frac{\delta_{\mu\nu}}{k^2}\left[e^{k^2|\tau_1-\tau_2|}-e^{-k^2(\tau_1+\tau_2)}\right] \\ &= \frac{\delta_{\mu\nu}}{k^2} \end{aligned} \tag{29}$$

现在我们讨论 $S=\frac{3}{2}$ 场和电磁场的耦合．按照最小耦合替代 $\partial_\mu\to\partial_\mu-ieA_\mu$，整个体系的总拉氏函数为

$$\begin{aligned} \mathscr{L} = &-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F_{\mu\nu}-\Big\{\bar{\Phi}_\mu[\gamma_\lambda(\partial_\lambda-ieA_\lambda)-m]\delta_{\mu\nu}\phi_\nu \\ &-\frac{1}{3}\bar{\Phi}_\mu[\gamma_\mu(\partial_\nu-ieA_\nu)+\gamma_\nu(\partial_\mu-ieA_\mu)]\phi_\nu \\ &+\frac{1}{3}\bar{\Phi}_\mu\gamma_\mu[\gamma_\lambda(\partial_\lambda-ieA_\lambda)]\gamma_\nu\phi_\nu\Big\} \\ = &\mathscr{L}_{\text{e.m}}+\mathscr{L}_{S=\frac{3}{2}}+\mathscr{L}_i. \end{aligned} \tag{30}$$

则

$$\begin{aligned} \mathscr{L}_i &= ie\bar{\Phi}_\mu\left[\gamma\cdot A\delta_{\mu\nu}-\frac{1}{3}(\gamma_\mu A_\nu+\gamma_\nu A_\mu)+\frac{1}{3}\gamma_\mu\gamma\cdot A\gamma_\nu\right]\phi_\nu \\ &= ie\bar{\Phi}_\mu B_{\mu\rho\nu}\phi_\nu A_\rho \end{aligned} \tag{31}$$

将此拉氏函数代入(2)式或(10)式，就得到相互耦合的 ϕ_ν、$\bar{\Phi}_\nu$ 及 A_μ^T 的 Langevin 方程．

$$\begin{aligned} \frac{\partial\phi_\lambda(p,\tau)}{\partial\tau} = &-(p^2+m^2)\phi_\lambda(p,\tau)+\eta_\lambda(p,\tau) \\ &-ieR_{\lambda\nu}(ip)B_{\nu\rho\beta}\phi_\beta(p,\tau)A_\rho^T(k,\tau) \end{aligned} \tag{32}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial\bar{\Phi}_\lambda(p,\tau)}{\partial\tau} = &-(p^2+m^2)\bar{\Phi}_\lambda(p,\tau)+\bar{\eta}_\lambda(p,\tau) \\ &+ie\bar{\Phi}_\beta(p,\tau)B_{\beta\rho\nu}R_{\mu\lambda}(ip)A_\rho^T(k,\tau) \end{aligned} \tag{33}$$

$$\frac{\partial A_\mu^T(k,\tau)}{\partial\tau}=-k^2A_\mu^T(k,\tau)+\xi_\mu(k,\tau)-ie\bar{\Phi}_\sigma B_{\sigma\mu\nu}\phi_\nu(p,\tau) \tag{34}$$

它们的解分别为

$$A_\mu^T(k,\tau)=\int_0^\infty h(k,\tau-\tau')[\xi_\mu(\tau')-ie\bar{\Phi}_\sigma(p\tau')B_{\sigma\mu\nu}\phi_\nu(p\tau')]d\tau' \tag{35}$$

$$\phi_\lambda(p,\tau)=\int_0^\infty g(p,\tau-\tau')[\eta_\lambda(p,\tau')-ieR_{\lambda\nu}(ip)B_{\nu\mu\beta}A_\mu^T(k,\tau')\phi_\beta(k,\tau')]d\tau' \tag{36}$$

$$\bar{\Phi}_\lambda(p,\tau)=\int_0^\infty \bar{g}(p,\tau-\tau')[\bar{\eta}_\lambda(p,\tau')+ie\bar{\Phi}_\beta(ip)B_{\beta\mu\nu}A_\mu^T(k,\tau')R_{\nu\lambda}(ip)]d\tau' \tag{37}$$

应用迭代法，可以求出这些场量的随机微扰展开表式．由这些随机微扰展开表式可以求得 ϕ_λ、$\bar{\Phi}_\lambda$ 及 A_μ^T 的二点函数的 Feynman 微扰展开至任意阶，其结果和平常的一样．由于其他场的这一问题已被许多作者所阐述，此处无新意，不再复述．现就三点函数作一点讨论．

三点函数 $\langle\phi_\lambda A_\mu^T\bar{\Phi}_\rho\rangle$，由于高斯型噪声源的特性，显然，它的微扰展开零阶项等于零。于是

$$
\begin{aligned}
&\langle\phi_\lambda(p_2, \tau_2)A_\mu^T(k_1, \tau_1)\bar{\Phi}_\rho(p_3, \tau_3)\rangle \\
&= \Big\langle\int_0^\infty h(k_1,\tau_1-\tau_1')\xi_\mu(k_1,\tau_1')(-ie)R_{\lambda\nu}(ip_2)B_\nu\delta_\beta\int \delta^D(p_2+k_2'+p_2'')dk_2'dp_2'' \\
&\quad \int_0^\infty g(p_2, \tau_2-\tau_2')d\tau_2'\int_0^\infty h(k_2', \tau_2'-t_1)\xi_\delta(k_2't_1)dt_1\int_0^\infty g(p_2'', \tau_2'-t_2)\eta_\beta(p_2'', t_2)dt_2 \\
&\quad \int_0^\infty g(p_3, \tau_3-\tau_3')\bar{\eta}_\rho(p_3, \tau_3')d\tau_3'\Big\rangle + \langle A_\mu^T(\text{零阶})\,\phi_\lambda(\text{零阶})\,\bar{\Phi}_\rho(\text{一阶})\rangle \\
&\quad + \langle\phi_\lambda(\text{零阶})\,A_\mu^T(\text{一阶})\,\bar{\Phi}_\rho(\text{零阶})\rangle + \text{高阶项} \qquad (38)
\end{aligned}
$$

应用各个场高斯源平均值的关系式，完成所有积分。令 $\tau_1=\tau_2=\tau_3\to\infty$，并且把$(-ie)$一次幂的三项加起来，即得

$$
\begin{aligned}
\Gamma_{\lambda\mu\rho} &= \lim_{\tau_1=\tau_2=\tau_3\to\infty}\langle\phi_\lambda(p_2, \tau_2)A_\mu^T(k_1, \tau_1)\bar{\Phi}_\rho(p_3, \tau_3)\rangle \\
&= -ieB_\nu\delta_\beta G_{\lambda\nu}^0(p_2)D_{\mu\delta}^0(k_1)G_{\beta\rho}^0(p_3)\delta^D(k_1+p_2+p_3) + \text{高阶项} \qquad (39)
\end{aligned}
$$

这样，我们就得到了一阶的三点函数，去掉外线之后，它就是 Feynman 规则中的顶角 $-ie\delta^D(\Sigma p)B_\nu\delta_\beta$。

仿照此法，可以算得欧氏时空中的任意多点函数和各阶修正。

四、讨　论

1. 随机量子化方法的基点是要求基态是非简并的，而且当 $P(\phi, \tau)$ 用 $\hat{H}$（欧氏时空的哈密顿）的本征态展开时，

$$P(\phi, \tau) = \sum_n a_n\phi_n e^{-\lambda_n\tau} \qquad (40)$$

要求

$$\left.\begin{aligned}&\lambda_0 = 0\\ &\lambda_n > 0 \quad n \neq 0\end{aligned}\right\} \qquad (41)$$

这里，$\hat{H}\phi_n = \lambda_n\phi_n$ 是欧氏时空 $\hat{H}$ 的本征方程。这样，当 $\tau\to\infty$ 时，$P(\phi, \tau)$ 将趋于唯一的平衡分布。核函数的引入也正是为了使(41)式成立。否则，或者是不能达到平衡分布；或者是达到了平衡分布，但结果不是唯一的。规范场的随机量子化困难也正是在于此。我们前面用的电磁场随机量子化，采用了洛仑兹规范，抛弃了 A_μ 的纵向分量，也正是为了避免基态的简并。

2. 我们用选择适当核函数 $F(x, y)$ 的方法，使随机量子化方法能导致我们所需要的正确结果。尽管 $F(x, y)$ 的选择要受到一定的约束，但仍然可以是多种多样的。其他 $F(x, y)$ 导致的结果是什么？它们是否具有物理涵义？我们还不清楚。这将使随机量子化方法变得复杂起来，结果不是唯一的。

以上两个因素，给随机量子化方法带来了困难和麻烦，需要我们进一步去探讨。

参　考　文　献

[1] G. Parisi and Wu Yongshi, *Scientia Sinica*, 24(1981), 483.

[2] H. Nakagoshi, M. Namiki, I. Ohba and K. Okano, *Prog. Theor. Phys.* **70**(1983), 326.
[3] M. Horibe, A. Hosora and J. Sakamoto, *Prog. Theor. Phys.*, **70**(1983), 1636.
[4] P. H. Damgaard and K. Tsokos, *Nucl. Phys.* **B235**(1984), 75.
[5] E. Seiler MRI—PAE/PTH 20/84 March (1984).
[6] N. Nakazato, M. Namiki, I. Ohba and K. Okano, *Prog. Theor. Phys.*, **70**(1983), 298.
[7] W. Grimus and H. Hüffed. Preprint Ref. CERN—TH 3449(1982).
[8] J. D. Breit, S. Gupta and A. Zaks *Nucl. Phys.*, **B233**(1984), 61.
[9] Y. Takahashi and H. Umezawa, *Prog. Theor. Phys.*, 9(1953) 14.

STOCHASTIC QUANTIZATION WITH SPIN 3/2 FIELD

Chen Ren

(Shanghai Normal University)

Abstract

We have discussed the stochastic quantization with the spin 3/2 field with the proper kernel function $F(x, y)$. The covariant propagator is obtained, the interaction with the electromagnetic field is also considered.