第18卷 第3期 高能物理与核物理 Vol. 18, No. 3
1994年3月 HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS Mar., 1994

3维 $N=1$ 超引力理论和超Higgs效应*

余扬政[1)]
(厦门大学物理系,厦门 361005)

1992年11月30日收到

摘　　要

本文利用超 Poincaré 张量运算,构造了一个3维$N=1$超引力理论,给出了一般的拉氏密度,详细讨论了超对称自发破缺机制及超 Higgs 效应.

关键词 超引力理论;超对称破缺;超 Higgs 效应;超 Poincaré 张量运算.

1 引　　言

在涉及质量起源或粒子谱问题的研究中,对称破缺起着重要的作用[1-3]. 因而对称破缺机制的研究仍然是理论物理学界广泛引起兴趣的研究课题之一. 同时,我们知道任何现实的超对称理论均应含有超对称破缺的机制,但整体的超对称并不容易破缺[4]. 我们在文[5]中曾研究了3维$N=1$整体超对称破缺机制,发现对 $O(N)$ 超对称 Wess-Zumino 模型,超对称可发生动力学自发破缺. 此外,我们也详细地研究了2维$N=1$超引力理论,发现通过求迹反常而产生的超对称自发破缺机制[6]. 自然有兴趣会问: 3维$N=1$超引力理论又是如何呢? 本文的目的就是研究这个问题,我们从构造3维$N=1$超引力理论入手,然后详细研究其超对称破缺机制及超 Higgs 效应.

2 3维 $N=1$ 超 Poincaré 张量运算

首先我们构造纯超引力多重态. 众所周知,3维$N=1$纯超引力理论的规范群为超 Poincaré 群,其相应的规范超场多重态可记作

$$h_\mu = h_\mu^A X_A = e_\mu^a P_a + \frac{1}{2}\omega_\mu^{ab} M_{ab} + \bar{\Phi}_\mu^\alpha Q_\alpha, \tag{1}$$

式中 $X_A=(P_a, M_{ab}, Q)$ 为超 Poincaré 群的生成元. 这里世界指标 $\mu=1,2,3$, 定域 Lorentz 指标 $a,b=1,2,3$, 而旋量指标 $\alpha=1,2$.

* 国家自然科学基金及福建省自然科学基金资助.

1) 中国科学院理论物理研究所客座.

定域规范变换参量

$$\varepsilon=\varepsilon^A X_A=\xi^a P_a+\frac{1}{2}\lambda^{ab}M_{ab}+\bar{\varepsilon}^\alpha Q_\alpha, \tag{2}$$

而定域规范变换

$$\delta h_\mu^A=(D_\mu\varepsilon)^A=\partial_\mu\varepsilon^A+h_\mu^B\varepsilon^C f_{CB}^A, \tag{3}$$

式中 f_{CB}^A 是规范群的结构常数.

纯引力多重态 $h_\mu^A=(e_\mu^a,\omega_{\mu ab},\psi_\mu)$ 中，只有引力子 e_μ^a 和引力微子是独立的，而自旋联络 ω_μ^{ab} 不是独立的场，即

$$\omega_\mu^{ab}=\omega_\mu^{ab}(e,\psi). \tag{4}$$

在3维情况下，我们令

$$\omega_{\mu c}=\frac{i}{2}\varepsilon_{abc}\omega_\mu^{ab} \tag{5}$$

一般 $\omega_\mu^c(e,\psi)$ 可分解为

$$\omega_\mu^c(e,\psi)=\omega_\mu^c(e)+K_\mu^c, \tag{6}$$

其中

$$\omega_\mu^c(e)=-ie^{-1}\varepsilon^{\lambda\rho\sigma}e_\lambda^c e_{a\mu}\partial_\rho e_\sigma^a+\frac{i}{2}e^{-1}\varepsilon^{\lambda\rho\sigma}e_\mu^c e_{a\sigma}\partial_\lambda e_\rho^a. \tag{7}$$

而挠率 K_μ^c 是由引力微子 ψ_μ 所诱导的，即

$$K_\mu^c=-\frac{i}{2}e^{-1}\varepsilon^{\lambda\rho\sigma}\bar{\psi}_\mu\gamma_\rho\psi_\lambda e_\sigma^c+\frac{i}{8}e^{-1}\varepsilon^{\lambda\rho\sigma}e_\mu^c\bar{\psi}_\lambda\gamma_\sigma\psi_\rho. \tag{8}$$

为了建立离壳封闭的超 Poincaré 代数，我们需要引入一个标量辅助场 S[7]. 这样纯引力多重态应是 (e_μ^a,ψ_μ,S)，其超对称变换规律为

$$\begin{aligned}
&\delta e_\mu^a=\bar{\varepsilon}\gamma^a\psi_\mu,\\
&\delta\psi_\mu=2\mathrm{D}_\mu\varepsilon+\frac{1}{2}\gamma_\mu S\varepsilon,\\
&\delta S=-\frac{1}{2}S\bar{\varepsilon}\gamma^\mu\psi_\mu+\frac{1}{2}ie^{-1}\varepsilon^{\mu\nu\lambda}\bar{\varepsilon}\gamma_\lambda\psi_{\mu\nu},
\end{aligned} \tag{9}$$

式中 $\mathrm{D}_\mu=\partial_\mu+\frac{1}{2}\omega_\mu^a\gamma_a$，而 $\psi_{\mu\nu}=\mathrm{D}_\mu\psi_\nu-\mathrm{D}_\nu\psi_\mu$.

现在我们讨论物质标量多重态 $\Sigma=(A,\chi,F)$，其中 F 为辅助场. 多重态 Σ 的定域超对称变换规律具体形式为

$$\begin{aligned}
&\delta A=\bar{\varepsilon}\chi,\\
&\delta\chi=\gamma^\mu\mathrm{D}_\mu^P A\varepsilon+F\varepsilon,\\
&\delta F=\bar{\varepsilon}\gamma^\mu\mathrm{D}_\mu^P\chi-\frac{1}{4}S\bar{\varepsilon}\chi,
\end{aligned} \tag{10}$$

式中 $\mathrm{D}_\mu^P A=\partial_\mu A-\frac{1}{2}\bar{\psi}_\mu\chi$，$\mathrm{D}_\mu^P\chi=\mathrm{D}_\mu\chi-\frac{1}{2}(\mathrm{D}_\nu^P A\gamma^\nu+F)\psi_\mu$ 为超 Poincaré 协变导数. 值得提出的是，在3维情况下，物质场多重态中辅助场 F 的变换式中出现了纯引力多

重态的辅助场 S，这是 3 维超引力与 2 维超引力的本质差异之一。

多重态的乘法规则为

$$\Sigma_1\otimes\Sigma_2=(A_1A_2, A_1\chi_2+A_2\chi_1, A_1F_2+A_2F_1-\bar{\chi}_1\chi_2). \tag{11}$$

而多重态 Σ 的 n 次幂具有形式

$$\Sigma^n=\left(A^n, nA^{n-1}\chi,\ nA^{n-1}F-\frac{1}{2}n(n-1)A^{n-2}\bar{\chi}\chi\right). \tag{12}$$

为了建立拉氏密度，我们还需求出其相应的动能多重态 $T(\Sigma)$. 在 3 维情况下，我们找到了二种动能多重态 $T_1(\Sigma)=(\tilde{A}_1,\tilde{\chi}_1,\tilde{F}_1)$ 以及 $T_2(\Sigma)=(\tilde{A}_2,\tilde{\chi}_2,\tilde{F}_2)$，具体形式分别为

$$\begin{aligned}
\tilde{A}_1&=F,\\
\tilde{\chi}_1&=\gamma^\mu D^P_\mu\chi-\frac{1}{4}S\chi,\\
\tilde{F}_1&=e^{-1}\partial_\mu(eg^{\mu\nu}D^P_\nu A)-\frac{1}{2}\bar{\psi}_\nu\gamma^\mu\psi_\mu D^{P\nu}A-\frac{1}{2}\bar{\psi}_\mu D^{P\mu}\chi\\
&\quad+\frac{i}{4}e^{-1}\varepsilon^{\mu\nu\lambda}\bar{\chi}\gamma_\lambda\psi_{\mu\nu}-FS+\frac{1}{8}S\bar{\psi}_\mu\gamma^\mu\chi,
\end{aligned} \tag{13}$$

以及

$$\begin{aligned}
\tilde{A}_2&=AS,\\
\tilde{\chi}_2&=\chi S-\frac{1}{2}AS\gamma^\mu\psi_\mu+\frac{i}{2}Ae^{-1}\varepsilon^{\mu\nu\lambda}\gamma_\lambda\psi_{\mu\nu},\\
\tilde{F}_2&=FS-\frac{1}{2}S\bar{\psi}_\mu\gamma^\mu\chi-\frac{i}{2}e^{-1}\varepsilon^{\mu\nu\lambda}\bar{\chi}\gamma_\lambda\psi_{\mu\nu}\\
&\quad-\frac{3}{4}AS^2+\frac{1}{2}AR+\frac{1}{4}SA\bar{\psi}_\mu\psi^\mu-\frac{1}{2}A\bar{\psi}^\mu\gamma^\nu\psi_{\mu\nu}.
\end{aligned} \tag{14}$$

因而一般动能多重态可写成

$$T(\Sigma)=T_1(\Sigma)+CT_2(\Sigma), \tag{15}$$

C 是任意常数。考虑到共形超引力和 Einstein 超引力中辅助场有以下关系[8]：

$$F_{\rm conf}=F+\frac{1}{4}AS,$$

对照 (13) 式和 (14) 式，通常选取 $C=\frac{1}{4}$.

3　拉氏密度和有效势

3 维 $N=1$ 超引力理论的不变作用量公式有以下形式

$$I=\int d^3xe\left[F+\frac{1}{2}\bar{\psi}_\mu\gamma^\mu\psi+\frac{i}{4}Ae^{-1}\varepsilon^{\mu\nu\lambda}\bar{\psi}_\mu\gamma_\lambda\psi_\nu+SA\right], \tag{16}$$

或记作

$$I=\int d^3x[\Sigma]_{\rm inv}=\int d^3x\mathscr{L}. \tag{17}$$

容易证明，不变作用量公式，在定域超对称变换（9）式和（10）式下，保持不变。

最简单的超引力的拉氏密度可由三部分组成

$$\mathscr{L}=\mathscr{L}_{\rm S.G.}+\mathscr{L}_{\rm kin}+\mathscr{L}_{\rm int} \tag{18}$$

其中 $\mathscr{L}_{\rm S.G.}$ 为纯超引力动能项

$$\mathscr{L}_{\rm S.G.}=-4[\hat{\Sigma}\otimes T(\hat{\Sigma})]_{\rm inv} \tag{19}$$

其中 $\hat{\Sigma}=(1,0,0)$，取 $C=\frac{1}{4}$；$\mathscr{L}_{\rm kin}$ 为物质多重态的动能项，其形式为

$$\mathscr{L}_{\rm kin}=\frac{1}{2}[\Sigma\otimes T(\Sigma)]_{\rm inv}, \tag{20}$$

这里 $\Sigma=(A,\chi,F)$，取 $C=0$；最后 $\mathscr{L}_{\rm int}$ 为相互作用项，可表示为

$$\mathscr{L}_{\rm int}=[W(\Sigma)]_{\rm inv} \tag{21}$$

其中 $W(\Sigma)=\sum_n a_n\sum^n$ 常称为超势。

这样，最简 3 维 $N=1$ 超引力理论可由以下拉氏密度描述

$$\begin{aligned}\mathscr{L}=e\Big[&-\frac{1}{2}R-\frac{1}{2}ie^{-1}\varepsilon^{\mu\nu\lambda}\bar{\psi}_\lambda D_\mu\psi_\nu-\frac{1}{4}S^2\\&-\frac{1}{2}g^{\mu\nu}\partial_\mu A\partial_\nu A-\frac{1}{2}\bar{\chi}\gamma^\mu D_\mu\chi+\frac{1}{2}F^2\\&+\frac{1}{2}\bar{\psi}_\nu\gamma^\mu\gamma^\nu\chi\partial_\mu A+\frac{1}{16}\bar{\chi}\chi\bar{\psi}_\nu\gamma^\mu\gamma^\nu\psi_\mu+\frac{1}{8}S\bar{\chi}\chi\\&+W'(A)F-\frac{1}{2}W''(A)\bar{\chi}\chi+\frac{1}{2}W'(A)\bar{\psi}_\mu\gamma^\mu\chi\\&+\frac{1}{4}ie^{-1}\varepsilon^{\mu\nu\lambda}\bar{\psi}_\mu\gamma_\lambda\psi_\nu W(A)+SW(A)\Big].\end{aligned} \tag{22}$$

在树图近似下，由上式可得有效势 V 为

$$V=e\left[\frac{1}{4}S^2-\frac{1}{2}F^2-FW'(A)-SW(A)\right], \tag{23}$$

消去辅助场后，我们有

$$V(A)=e\left[\frac{1}{2}(W'(A))^2-(W(A))^2\right]. \tag{24}$$

现在转到建立一般的 3 维 $N=1$ 超引力理论。事实上，一般的拉氏密度可写作

$$\mathscr{L}=\left[\sum_{m,n}a_{mn}\sum^m\otimes T(\Sigma^n)\right]_{\rm inv.}+\left[\sum_n a_n\Sigma^n\right]_{\rm inv.}. \tag{25}$$

这里 $T(\Sigma^n)=T_1(\Sigma^n)+\frac{1}{4}T_2(\Sigma^n)$，且 $a_{mn}=a_{nm}$，而相互作用部分仍然可表示为超势 $W=\sum_n a_n\Sigma^n$。利用张量运算（11）式和（12）式，我们可将拉氏密度（25）写成分量形式

$$
\begin{aligned}
\mathscr{L}= & -\frac{1}{4} f_{00}(A)\left(-\frac{1}{2} e R-\frac{1}{2} i \varepsilon^{\mu\nu\lambda} \bar{\psi}_\mu \mathrm{D}_\nu \psi_\lambda-\frac{1}{4} e S^2\right) \\
& +2 f_{11}(A)\left(-\frac{1}{2} e g^{\mu\nu} \partial_\mu A \partial_\nu A-\frac{1}{2} e \bar{\chi} \gamma^\mu \mathrm{D}_\mu \chi+\frac{1}{2} e F^2\right. \\
& \left.+\frac{1}{2} e \bar{\psi}_\mu \gamma^\nu \gamma^\mu \chi \partial_\nu A+\frac{1}{16} e \bar{\chi} \chi \bar{\psi}_\nu \gamma^\mu \gamma^\nu \psi_\mu\right) \\
& +\frac{1}{2} f_{01}(A)\left(i \varepsilon^{\mu\nu\lambda} \bar{\psi}_\mu \gamma_\lambda \mathrm{D}_\nu \chi+e F S\right) \\
& -\frac{1}{2}\left(f_{11}(A)+f_{02}(A)\right) i \varepsilon^{\mu\nu\lambda} \bar{\chi} \gamma_\lambda \psi_\mu \partial_\nu A \\
& -\frac{1}{4} f_{02}(A) e S \bar{\chi} \chi-f_{12}(A) e F \bar{\chi} \chi \\
& +e F W^{\prime}(A)-\frac{1}{2} e W^{\prime\prime}(A) \bar{\chi} \chi+\frac{1}{2} e W^{\prime}(A) \bar{\psi}_\mu \gamma^\mu \chi \\
& +\frac{1}{4} i \varepsilon^{\mu\nu\lambda} W(A) \bar{\psi}_\mu \gamma_\lambda \psi_\nu+e S W(A),
\end{aligned} \tag{26}
$$

这里 $W(A)=\sum_n a_n A^n$，而

$$
\begin{aligned}
& f_{00}(A)=\phi(z, z^*)|_{z=z^*=A}, \\
& f_{01}(A)=\phi_{,z}|_{z=z^*=A}=\phi_{,z^*}|_{z=z^*=A}, \\
& f_{02}(A)=\phi_{,zz}|_{z=z^*=A}=\phi_{,z^*z^*}|_{z=z^*=A}, \\
& f_{11}(A)=\phi_{,zz^*}|_{z=z^*=A}=\phi_{,z^*z}|_{z=z^*=A}, \\
& f_{12}(A)=\phi_{,zz^*z^*}|_{z=z^*=A}.
\end{aligned} \tag{27}
$$

式中，引入了函数 $\phi\ (z, z^*)$，其定义为

$$
\phi(z, z^*)=\sum_{m,n} a_{mn} z^m z^{*n}. \quad (a_{mn}=a_{nm})
$$

可见超引力理论的拉氏密度并非唯一确定，有一个可供选择的任意函数．上面我们用 $\phi_{,z}$ 和 $\phi_{,z^*}$ 等等分别表示 ϕ 对 z 和 z^* 的偏导数，….

为了使拉氏密度中纯引力部分成为纯 Eiustein 项 $-\frac{1}{2} eR$，通常需对标架（引力场）$e_{a\mu}$ 进行 Weyl 标度变换

$$
\begin{aligned}
& e_{a\mu} \rightarrow e_{a\mu} \exp \lambda(A) \\
& e \rightarrow e \exp (3 \lambda(A)) \\
& R \rightarrow R \exp (-2 \lambda(A))
\end{aligned} \tag{28}
$$

显然，为了满足上述要求，只要选择 $\lambda(A)$ 使得

$$
-\frac{1}{4} f_{00}(A) \exp \lambda(A)=1 \tag{29}
$$

就行了．即

$$
\exp \lambda(A)=-\frac{4}{f_{00}(A)}. \tag{30}
$$

在树图近似下,由拉氏密度(26)式可知有效势V为

$$V=-\frac{1}{16}e\phi S^2-e\phi_{,zz^*}F^2-\frac{1}{2}e\phi_{,z}FS$$
$$-eW'(A)F-eSW(A). \tag{31}$$

这里我们已经利用了表示式(27),并略去了 $z=z^*=A$ 的记号.

为了便于消去辅助场,我们将(31)式改写为

$$V=-\frac{\phi}{16}e\left(S+\frac{4\phi_{,z}}{\phi}F\right)^2-e\left(\frac{\phi_{,zz^*}\phi-\phi_{,z}\phi_{,z^*}}{\phi}\right)F^2$$
$$-e\left(S+\frac{4\phi_{,z}}{\phi}F\right)W-e\left(W'-\frac{4\phi_{,z}}{\phi}W\right)F. \tag{32}$$

作变换

$$S\to S+\frac{4\phi_{,z}}{\phi},\quad F\to F, \tag{33}$$

然后利用这些辅助场的运动方程,得到关系式

$$S+4(\ln\phi)_{,z}F=-\frac{8}{\phi}W,\quad F=\frac{\phi}{2}\frac{W'-4(\ln\phi)_{,z}}{(\ln\phi)_{,zz^*}}. \tag{34}$$

这里我们已经利用了公式

$$(\ln\phi)_{,z}=\frac{\phi_{,z}}{\phi},\ (\ln\phi)_{,zz^*}=\frac{\phi_{,zz^*}\phi-\phi_{,z}\phi_{,z^*}}{\phi^2}. \tag{35}$$

消去辅助场,并考虑 Weyl 标度变换

$$e\to e\exp(3\lambda(A))=e\left(-\frac{4}{\phi}\right)^3,$$

有效势变为

$$V=-\left(-\frac{4}{\phi}\right)^4e\left[W^2+\frac{1}{16}\frac{(W'-4(\ln\phi)_{,z}W)^2}{(\ln\phi)_{,zz^*}}\right]. \tag{36}$$

引入变换

$$J=4\ln\left(-\frac{\phi}{4}\right)-\ln\frac{W^2}{4}, \tag{37}$$

现在V具有形式

$$V=e\exp(-J)\left[-4-\frac{|J_{,z}|^2}{J_{,zz^*}}\right]. \tag{38}$$

选择 $J_{,zz^*}=\frac{-1}{2}$, 经过简单的运算,且取 $z=z^*=A$, 最后得

$$V(A)=\frac{1}{2}e\exp\left(\frac{1}{2}A^2\right)\left[(W'(A)+\frac{1}{2}AW(A))^2-2(W(A))^2\right]. \tag{39}$$

我们还可以进一步简化此式,引入变换

$$\widetilde{W}=We^{\frac{1}{4}A^2}, \tag{40}$$

(39)式就变为

$$V(A)=\frac{1}{2}e[\widetilde{W}'^2-2\widetilde{W}^2]. \tag{41}$$

显然这就是(24)式．由此可见，对于超对称破缺行为，一般拉氏密度和最简拉氏密度所描述的超引力模型是等价的．下面为了简便起见，我们从拉氏密度(22)式和势能(24)式出发讨论3维 $N=1$ 超引力理论的超对称破缺机制和相应的超 Higgs 效应．

4 超对称自发破缺和超 Higgs 机制

在整体超对称理论中，超势在超对称破缺行为上起着决定性的作用，与此类似，从下面分析将可看出，在超引力理论（定域超对称理论）中，超势对超对称破缺也起着关键性的作用．

由(23)式和(24)式，我们可得到极小值条件

$$\frac{\partial V}{\partial S}=0\rightarrow S-2\kappa^2W=0 \tag{42}$$

$$\frac{\partial V}{\partial F}=0\rightarrow F+W'=0 \tag{43}$$

以及

$$\frac{\partial V}{\partial e}=0\rightarrow W'\pm\sqrt{2}\,\kappa W=0 \tag{44}$$

$$\frac{\partial V}{\partial A}=0\rightarrow W'(W''-2\kappa^2W)=0 \tag{45}$$

这里我们在公式中恢复了引力作用常数 κ． 条件(44)式反映了此引力理论的宇宙常数为零．

同时，我们容易求得物质场 (A,χ) 的质量公式为

$$m_A^2=W''(W''-2\kappa^2W)+W'(W'''-2\kappa^2W'), \tag{46}$$

$$m_\chi^2=\left(W''-\frac{\kappa^2}{2}W\right)^2. \tag{47}$$

现在分两种情况讨论：

(i) 超对称相：$W'(A)=0$，即 $W(A)=0$，$F=0$．此时 $\langle\delta\chi\rangle=\langle F\rangle\epsilon=0$，超对称不产生破缺．事实上，我们有 $m_A^2=m_\chi^2=W''^2$，即玻色子质量和费米子质量相等，这是超对称所要求的．

(ii) 超对称破缺相：$W'(A)\neq0$，即 $W(A)\neq0$，$F\neq0$．此时 $\langle\delta\chi\rangle=\langle F\rangle\epsilon\neq0$，超对称产生破缺，事实上，$m_A^2\neq m_\chi^2$．这时 χ 是 Nambu-Goldstone 费米子，而引力微子 ψ_μ 吸收了 χ 后获得质量，这就是超 Higgs 效应．

现在着重对超 Higgs 效应作进一步说明．当 $F\neq0$ 时，我们可进行一次定域超对称变换 $\delta(\epsilon)\chi=F\epsilon$，只要选择 $\epsilon=\chi/W'=\pm\chi/(\sqrt{2}\,\kappa W)$ 就有

$$\chi\rightarrow\chi'=\chi+\delta(\epsilon)\chi=0 \tag{48}$$

而引力微子 ψ_μ 相应变换为 $\psi'_\mu=\psi_\mu+\delta(\epsilon)\psi_\mu$，即

$$\psi_\mu\rightarrow\psi'_\mu=\psi_\mu\pm\frac{\sqrt{2}}{\kappa^2W}\partial_\mu\chi\pm\frac{1}{\sqrt{2}}\gamma_\mu\chi \tag{49}$$

且获得质量 $m_\psi=\kappa^2W/2$．

同时，我们知道，对于纯引力多重态，引力子和引力微子的动力学自由度分别为 $D(D-3)/2$ 和 $2^{[\frac{D}{2}]-1}(D-3)$，这里D是时空维数．故当 $D=3$ 时，$e_{a\mu}$ 和 ψ_μ 均无动力学自由度，但经过超 Higgs 效应后，ψ_μ 获得质量，并获得动力学自由度．具体可用下图表示

	引力多重态	物质多重态
	$(e_{a\mu},\ \psi_\mu)$	$(A,\ \chi)$
动力学自由度	0　　0	1　　1
	⇓超 Higgs 效应	
	$(e_{a\mu},\ \psi_\mu)$	$(A,\ \chi)$
动力学自由度	0　　1	1　　0

最后，我们举一个具有超 Higgs 效应的超势的实例：

$$W(A)=\lambda A\exp\left(\frac{\kappa^2}{4}A^2\right), \tag{50}$$

相应的有效势

$$V(A)=\frac{\lambda^2}{2}\exp\left(\frac{\kappa^2}{2}A^2\right)\left(1-\frac{\kappa^2}{2}A^2\right)^2. \tag{51}$$

显然在 $A=\pm\sqrt{2}/\kappa$ 有极小值 $V=0$，势是正定的(图 1)．在极小点 $W'=2\lambda e^{1/2}\neq 0$，这里 $e=2.71828\cdots$．故超对称产生自发破缺，物质场A的质量为 $m_A=(2e)^{1/2}\kappa\lambda$，而引力微子获得质量 $m_\psi=\left(\frac{e}{2}\right)^{1/2}\kappa\lambda$．与 4 维情况[10]相类似，它们满足关系式 $m_A^2=4m_\psi^2$．

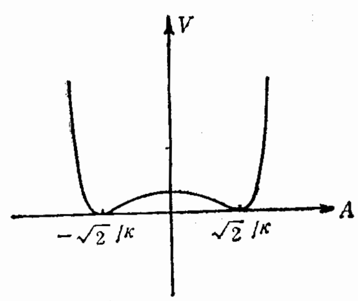

图 1

5 结 束 语

本文利用张量运算方法建立了 3 维$N=1$超引力理论，找到了最简的拉氏密度和一般的拉氏密度．结果表明，两者具有相同的超对称自发破缺行为，这里超势 $W(A)$ 起着关键的作用．分析表明，在树图近似下超对称也能产生自发破缺，且存在超 Higgs 效应，使引力微子获得质量．这点是定域超对称理论与整体超对称理论[5]不同的地方，其物理根源在于，物质超场与超引力耦合后，超对称更易产生自发破缺．

在整体超对称理论中，2 维和 3 维的超对称破缺性质有许多类似之处[5,9]，但在超引力理论中 3 维和 4 维情况[10]比较相近，而 2 维超引力却有自己独特之处[6]．

本文仅涉及树图近似，至于高一级量子效应，我们将另文研究．

作者对朱重远教授表示感谢．

参 考 文 献

[1] A. Nambu, "Spontaneous Symmetry Breaking and the Origin of Mass", Abst. Int. Conf. on Fl-

uid Mech. and Theo. Phys. Peking (1992) 22.
[2] K. Higashijima, *Prog. Theo. Phys. Suppl.*, **104**(1991), 1.
[3] T. Kugo, "Basic Concepts in Dynamical Symmtry Breaking and Bound State Problem" in "Nagoya Spring School on Dynamical Symmetry Breaking", ed. by K. Yamawaki, World Scientific, Singapore (1991) 35.
[4] E. Witten, *Nucl. Phys.*, **B202**(1982), 253.
[5] K. Higashijima, T. Uematsu and Y. Z. Yu, *Nucl. Phys.*, **B236**(1984), 336.
[6] K. Higashijima, T. Uematsu and Y. Z. Yu, *Phys. Lett*, **139B**(1984), 161.
[7] P. van Nieuwenhuizen, *Phys. Rep.*, **68C** (1981), 189.
[8] T. Uematsu, *Z. Phys.*, **C29** (1985), 143.
[9] K. Higashijima and T. Uematsu, *Phys. Lett.*, **123B** (1983), 209.
[10] E. Cremer, B. Julia et al., *Nucl. Phys.*, **B147**(1979), 105.

$N=1$ Supergravity Theory and Super Higgs Effect in Three Dimensions

Yu Yangzheng
(*Department of Physics, Xiamen University*, 361005)

Received on November 30, 1992

Abstract

By using super-Poincaré tensor calculus, we construct an $N=1$ supergravity theory in 3-dimensions, and the most general Lagrangian is obtained. The mechanism of spontaneous supersymmetry breaking and super Higgs effect are studied in detail.

Key Words Supergravity, Supersymmetry breaking, Super Higgs effect, Super-Poincaré tensor calculus.