第 33 卷 第 10 期　　物 理 学 报　　Vol. 33, No. 10
1984 年 10 月　　ACTA PHYSICA SINICA　　Oct., 1984

有挠量子引力和无鬼 de Sitter 引力(II)

$SO(3, 2)$ de Sitter 引力的无鬼性

阎沐霖　　郭汉英
(中国科学技术大学近代物理系)　　(中国科学院理论物理研究所)

1983 年 9 月 10日收到

提　　要

本文利用文献[1]的结果审查了 de Sitter引力的粒子内容,发现 $SO(3,2)$ de Sitter 引力既不含鬼粒子,又不含快子. 而 $SO(4,1)$应被排除. $SO(3, 2)$de Sitter 理论的粒子内容为 $m=0$, $J^P=2^+$, 1^+ 两种正度规粒子,以及 $m=\sqrt{2}L^{-1}$ (L 为 de Sitter 伪球半径)、$J^P=0^+$ 的正度规粒子. 本文还在树图近似下研究了宇宙项所造成的 Minkowski 真空自发破缺.

一、引　　言

文献[2]中所引进的 de Sitter 引力理论是以五维 de Sitter 群为规范群的规范理论，它满足通常经典引力实验的所有要求，又是一个形式上简洁的有挠理论. 通常的有挠引力理论中的耦合常数是不受对称性的限制的，其数量之繁多令人生厌. 而 de Sitter 引力理论除了一个宇宙常数外,仅有一个无量纲耦合常数,这正是文献[1]所计算的 17 个耦合常数理论的特殊情形,因此利用文献[1]的结果可以澄清 de Sitter 理论中粒子的内容. 我们的计算表明，$SO(3, 2)$de Sitter 理论是无鬼和无快子的,其粒子内容为 $m=0, J^P=2^+$, 1^+ 和 $m=\sqrt{2}L^{-1}, J^P=0^+$($L$为 de Sitter 伪球半径);而 $SO(4,1)$ de Sitter 理论应被排除,它所含有的粒子全都是鬼粒子或快子.

本文还对宇宙项进行了一般性的研究. 指出它将引起 Minkowski 真空自发破缺,并且具体在树图近似下进行了计算. 最后对本组文章的结果作简短讨论.

文中符号沿用文献[1]的(1)式的约定.

二、de Sitter 引力的粒子内容

我们来研究由文献[2]所引进的 de Sitter 引力规范理论的粒子内容. 按照文献[2], 定义 de Sitter 联络

$$(\mathscr{B}^A_{B\mu})_{A,B=0-3,5}=\begin{bmatrix} B^a_{b\mu} & L^{-1}\theta e^a{}_\mu \\ L^{-1}e_{b\mu} & 0 \end{bmatrix}, \tag{1}$$

其中 $B^a_{b\mu}$ 为定域 Lorentz 联络; e^a_μ 为标架场; $(A, B)=0, 1, 2, 3, 5$; $(a, b)=0, 1, 2,$

3；L为 de Sitter 伪球半径，它与宇宙学常数有直接关系．由这个定义，知

$$\mathscr{B}^a_{5\mu} = L^{-1}\theta e^a_\mu,\quad \mathscr{B}^5_{b\mu} = L^{-1}e_{b\mu} \tag{2}$$

和五维度规

$$\eta_{AB} = \mathrm{diag}(1, -1, -1, -1, -\theta), \theta = \pm 1. \tag{3}$$

相应于 de Sitter 联络的 de Sitter 规范场为

$$\mathscr{F}^A_{B\mu\nu} = \partial_\mu \mathscr{B}^A_{B\nu} - \partial_\nu \mathscr{B}^A_{B\mu} + \mathscr{B}^A_{C\mu}\mathscr{B}^C_{B\nu} - \mathscr{B}^A_{C\nu}\mathscr{B}^C_{B\mu}. \tag{4}$$

显然，我们有

$$\mathscr{F}^a_{b\mu\nu} = F^a_{b\mu\nu} + \theta L^{-2}e^a_{b\mu\nu}, \tag{5}$$

$$\mathscr{F}^5_{b\mu\nu} = L^{-1}T_{b\mu\nu} = L^{-1}e_{b\lambda}\Gamma^\lambda_{[\nu\mu]}, \tag{6}$$

其中

$$F^a_{b\mu\nu} = \partial_\mu B^a_{b\nu} - \partial_\nu B^a_{b\mu} + B^a_{C\mu}B^c_{b\nu} - B^a_{C\nu}B^c_{b\mu}, \tag{7}$$

$$e^a_{b\mu\nu} = e^a_\mu e_{b\nu} - e^a_\nu e_{b\mu}. \tag{8}$$

$T_{b\mu\nu} = e_{b\lambda}\Gamma^\lambda_{[\nu\mu]}$ 为挠率．

de Sitter 不变的拉氏量为

$$\mathscr{L}_G = \sqrt{-g}\left(-\frac{n}{4}\right)\mathscr{F}^A_{B\mu\nu}\mathscr{F}^{B\mu\nu}_A, \tag{9}$$

其中 η 为无量纲耦合常数，利用方程(5)和(6)，则

$$\mathscr{L}_G = -\frac{\sqrt{-g}\eta}{4}\{-4F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + F^2 - 4\theta L^{-2}F + 4\theta L^{-2}(Y_{b\mu\nu}Y^{b\mu\nu} - Y_{b\nu\mu}Y^{b\mu\nu}) - 24L^{-4}\}, \tag{10}$$

其中 $F_{\mu\nu} = F^\lambda_{\mu\lambda\nu}$; $F = g^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$. 值得强调的是 $\mathscr{L}_G$ 中各项的比例是确定的，只有一个无量纲耦合常数．除了一个宇宙常数

$$\Lambda = 12\eta x^2 L^{-4} \tag{11}$$

外，$\mathscr{L}_G$ 是文献[1]所叙述的普遍有挠引力理论的一特殊情况．下一节我们将启发性地指出，$\Lambda \neq 0$ 意味着在 (1)式中所定义的 h 场的真空期望值 $\langle h^{\mu\nu}\rangle_0 \neq 0$，也就是说通常的 Minkowski 真空 (即 $\langle g^{\mu\nu}\rangle^\mu_0 = \eta^{\mu\nu}$, $\langle h^{\mu\nu}\rangle^M_0 = 0$) 不是 $\Lambda \neq 0$ 的理论的真空态，我们将称那种真空态为 de Sitter 真空态．在内部对称性自发破缺的场论中，由于拉氏量中参数的选取，而使得真空态偏离“对称”真空是不影响理论么正性的．这里的情形完全类似．因此本节在忽略 Λ 的情况下研究 $\mathscr{L}_G$ 是否有鬼粒子和快子的问题．

为了和文献[1]所给出的结果比较，我们改用 Raimann 曲率和组合挠率来表示 $\mathscr{L}_G$，并仅保留对传播子有贡献的项，记为 $\mathscr{L}^P_G$，

$$\begin{aligned}\mathscr{L}^P_G = {}& \eta\theta L^{-2}R - \frac{\eta}{4}R^2 + \eta R_{\rho\nu}R^{\rho\nu} - \frac{\eta}{2}R(Y^{\lambda\rho}_{\rho;\lambda} - Y^{\rho\lambda}_{\rho;\lambda}) \\ & - 2\eta R^{\rho\nu}(Y^\lambda_{\rho\lambda;\nu} - Y^{;\lambda}_{\rho\lambda\nu}) - 4\eta Y^{\lambda\rho}_{\rho;\lambda}Y^{\alpha\beta}_{\beta;\alpha} \\ & + \eta Y^\lambda_{\rho\lambda;\nu}Y^{\rho\alpha;\nu}_\alpha + \eta Y^\lambda_{\rho\nu;\lambda}Y^{\rho\nu;\alpha}_\alpha - 2\eta Y^\lambda_{\rho\nu;\lambda}1/\alpha^{\rho\alpha;\nu} \\ & - \frac{3}{2}\theta\eta L^{-2}YTY - 3\theta\eta L^{-2}YAY.\end{aligned} \tag{12}$$

这里我们用了公式

$$F^\lambda_{\rho\mu\nu} = R^\lambda_{\rho\mu\nu} + Y^\lambda_{\rho\nu;\mu} - Y^\pi_{\rho\mu}Y^\lambda_{\pi\nu} - Y^\lambda_{\rho\mu;\nu} + Y^\pi_{\rho\nu}Y^\lambda_{\pi\mu} \tag{13}$$

等. 将 (12) 式与文献[1]中(2)式比较,则有

$$-x^{-2}/2=\eta\theta L^{-2},\quad B=-\eta/4,\quad \alpha=\eta,$$
$$a_6=-\eta/2,\quad a_7=\eta,\quad a_8=-2\eta,\quad a_9=-\eta,$$
$$b_T^2=-\frac{3}{2}\theta\eta L^{-2}\kappa^2=3/4,\quad b_A^2=-3\theta\eta L^{-2}\kappa^2=3/2. \tag{14}$$

最后两个式子用了本组式子中的第一式.

传播子在极点附近总可以写成为 $Q/(-k^2+m^2)$ 的形式,无鬼粒子和无快子的条件分别为 $Q\geqslant 0$ 和 $m^2\geqslant 0$. 注意在极点处,投影算子 $P_{ij}(J^+)$ 和 $P_{ij}(J^-)$ 分别约化成+1 和 −1.

以下用文献[1]的结果写出 de Sitter 引力的传播子,分析它的粒子内容.

0^+ Sector

由方程 (14), $3\beta+\alpha=\eta/4$, 代入文献[1]的(17) 式中,则 de Sitter 引力的 0^+ 传播子为

$$D_F(0^+)=\frac{-4P_s(0^+)}{-k^2}+\frac{4P_s(0^+)}{-k^2+\eta^{-1}\kappa^{-2}}. \tag{15}$$

上式第一项正是通常协变规范下引力子的传播子的一部分(见下面 (26) 式),第二项表示一个 $m^2=\eta^{-1}\kappa^{-2}$ 的标量粒子,要求该粒子不是快子,我们应该取

$$\eta>0. \tag{16}$$

将这与(14)式中 $\eta\theta L^{-2}=-\kappa^{-2}/2<0$ 结合起来,则有

$$\theta<0,\quad 即\quad \theta=-1, \tag{17}$$

这表示

$$\eta_{AB}=(1,-1,-1,-1,1), \tag{18}$$

就是说以 $SO(3,2)$ 为规范群的 de Sitter 引力具有正确的牛顿极限和一个

$$m=\eta^{-1/2}\kappa^{-1}=\sqrt{2}L^{-1} \tag{19}$$

的正度规 0^+ 粒子.

1^+ sector

将(14)式代入文献[1]的(22)式中,则有

$a_{11}=6,\ a_{22}=0,\ f=1,\ \Lambda_{11}=\frac{4}{3}\eta, \Lambda_{22}=\frac{2}{3}\eta$ 和 $\Lambda_{12}=-\frac{2\sqrt{2}}{3}\eta$, 于是

$$\det\mu(1^+)=4\eta\kappa^{-2}k^2,$$

再代入文献[1]的(24)式中,

$$D_F(1^+)=\frac{-1}{4\eta\kappa^{-2}k^2}\begin{bmatrix}\frac{2}{3}\eta k^2P_A(1^+), & -\frac{2\sqrt{2}}{3}k^2P_{AM}(1^+)\\ -\frac{2\sqrt{2}}{3}k^2P_{MA}(1^+), & \left(\frac{4}{3}\eta k^2+6\kappa^{-2}\right)P_M(1^+)\end{bmatrix}, \tag{20}$$

其极点位于

$$k^2=m^2=0. \tag{21}$$

极点处 $D_F(1^+)$ 的留数为

$$Q(1^+) = \frac{6}{4\eta} P_M(1^+) > 0. \tag{22}$$

这里用了(16)式. (21)和(22)式表明 $SO(3,2)$ de Sitter 引力理论中有一个 $m=0$, $J^P = 1^+$ 的正度规粒子.

2^+ Sector

将(14)式中各量代入文献[1]的(23)式中，得到 $a_{11}=0$, $a_{22}=1/2$, $\Lambda_{11}=2\eta$, $\Lambda_{22}=\eta$, $\Lambda_{12}=-i\sqrt{2}\eta$以及$\det\mathscr{M}(2^+)=\eta k^4$, 于是

$$D_F(2^+) = \frac{-1}{\eta k^2}\begin{bmatrix}\left(\eta\kappa^2 k^2+\frac{1}{2}\right)P_M(2^+), & -i\sqrt{2}\ \eta\kappa\sqrt{k^2}P_{Mh}(2^+)\\ i\sqrt{2}\,\eta\kappa\sqrt{k^2}P_{hM}(2^+), & 2\eta P_h(2^+)\end{bmatrix}$$

极点位于 $k^2=m^2=0$ 处，极点附近的传播子为

$$\begin{aligned}D_F(2^+)|_{k^2\to 0} &= \frac{-1}{\eta k^2}\begin{bmatrix}\frac{1}{2}P_M(2^+) & 0\\ 0 & 2\eta P_h(2^+)\end{bmatrix}\\ &= \frac{(2\eta)^{-1}}{-k^2}P_M(2^+)+\frac{2P_h(2^+)}{-k^2}.\end{aligned} \tag{23}$$

可是极点处的留数为

$$Q_M(2^+) = \frac{1}{2\eta}P_M(2^+) > 0, \tag{24}$$

$$Q_h(2^+) = 2P_h(2^+) > 0, \tag{25}$$

所以 $J^P=2^+$ 为 $m=0$ 的正度规粒子. (23)式右边第二项和(15)式右边第一项(即 0^+ 传播子中的负度规部分)合在一起为

$$\frac{2P_n(2^+) - 4P_s(0^+)}{-k^2}, \tag{26}$$

这正是在协变线性规范下通常引力子的传播子[3]. 事实上(15)(或(25))式的 0^+ 粒子的负度规部分是规范有关的，如果取非协变的 Prentki 规范 $\partial_i h^{i\mu}=0$, 这个虚假 0^+ 负度规极点将被去掉[4].

0^- Sector

将(14)式代人文献[1]的(26)式中，

$$D_F(0^-) = \frac{\kappa^2}{6}P_A(0^-), \tag{27}$$

说明 0^- 粒子没有极点.

该理论没有2^-sector,这是理论具有比定域 Lorentz 群更大的对称性的表现.

1^- sector 是规范有关的，它的传播子的具体形式对理论的幺正性没有影响，这一点在文献[1]中已经证明.

到此，我们澄清了 de Sitter 理论中所有粒子的性质，概括起来，可以得到下面结论:

1) 对于以 $SO(3,2)$ 为规范群的 de Sitter 引力，$\theta=-1$, $\eta>0$, 它具有一个 $m=0$, $J^P=2^+$ 的正度规粒子，它是通常的引力子和一个来自组合挠率场的 2^+粒子的混合；一个 $m=0$ 的 1^+正度规粒子，和一个 $m=\sqrt{2}L^{-1}$ 的 0^+正度规粒子.

2) 对于以 $SO(4,1)$为规范群的 de Sitter 引力，$\theta=+1$，$\eta<0$，有一个 $m=0$ 的 2^+鬼粒子；一个 $m=0$ 的 1^+鬼粒子，和一个 0^+快子.

显然，$SO(3,2)$ de Sitter 引力理论是物理上可接受的，而 $SO(4,1)$ de Sitter 引力理论应被排除掉.

三、宇宙项对真空态的影响

由(11)式，$SO(3,2)$ de Sitter 引力的宇宙常数 $\Lambda=6L^{-2}>0$，在上节中我们所忽略的 $\mathscr{L}_G$ 的宇宙项为(见(10)式)

$$\mathscr{L}_c=\frac{1}{2\kappa^2}\Lambda\sqrt{-g}. \tag{28}$$

注意 $h^{\mu\nu}=\kappa^{-1}(\sqrt{-g}g^{\mu\nu}-\eta^{\mu\nu})$，则在弱场展开下有

$$\mathscr{L}_c=\frac{1}{2}\kappa^{-2}\Lambda\left[1+\frac{\kappa}{2}h^\lambda_\lambda+\frac{\kappa^2}{8}(h^\lambda_\lambda)^2-\frac{\kappa^2}{4}h^{\lambda\rho}h_{\lambda\rho}+\cdots\right]. \tag{29}$$

上式右边的 $\frac{\kappa}{2}h^\lambda_\lambda$ 表示 O^+_h Sector 有蝌蚪图，$-\frac{\kappa^2}{4}h^{\lambda\rho}h_{\lambda\rho}$ 表明真空不稳定，这些都意味着 $\langle h^{\mu\nu}\rangle_0\neq 0$，因此这个理论的真空态是偏离 Minkowski 真空的. 下面我们计算在树图近似下的 $\langle h^{\mu\nu}\rangle_0$，然后定义 $h^{\mu\nu}-\langle h^{\mu\nu}\rangle$. 为新的动力学场量.

简单地用 $h^{\mu\nu}$ 记$\langle h^{\mu\nu}\rangle_0$，则在树图近似下$h^{\mu\nu}$由下式求出:

$$\frac{\partial\mathscr{L}_c}{\partial h^{\mu\nu}}=\frac{1}{2}\kappa^{-2}\Lambda\frac{\partial\sqrt{-g}}{\partial h^{\mu\nu}}=0. \tag{30}$$

注意$\partial\sqrt{-g}/\partial h^{\mu\nu}=-(-g)^{-1/2}\partial g/\partial h^{\mu\nu}$，(30) 式变为

$$\frac{\partial g}{\partial h^{\mu\nu}}=0. \tag{31}$$

g 的定义为

$$g=\det(\sqrt{-g}g^{\mu\nu})=\det(\eta^{\mu\nu}+\kappa h^{\mu\nu}). \tag{32}$$

一个冗长的代数运算给出如下严格(并非弱场近似)的表达式

$$\begin{aligned}g={}&-1-\kappa h^\lambda_\lambda+\frac{\kappa^2}{2}(h^{\lambda\rho}h_{\lambda\rho}-h^\lambda_\lambda h^\rho_\rho)\\&+\kappa^3\left[-\frac{1}{6}(h^\lambda_\lambda)^3-\frac{1}{2}h^\lambda_\lambda h_{\mu\nu}h^{\mu\nu}-\frac{1}{3}h^{\lambda\rho}h^\sigma_\lambda h_{\rho\sigma}\right]\\&+\kappa^4\left[-\frac{1}{24}(h^\lambda_\lambda)^4+\frac{1}{4}h^{\lambda 2}_\lambda h_{\mu\nu}h^{\mu\nu}-\frac{1}{8}(h^{\lambda\rho}h_{\lambda\rho})^2\right.\\&\left.+\frac{1}{4}h^{\lambda\rho}h^\nu_\rho h^\mu_\nu h_{\lambda\mu}-\frac{1}{3}h^\lambda_\lambda h^{\rho\sigma}h^\mu_\sigma h_{\rho\mu}\right].\end{aligned} \tag{33}$$

将上式代入(31)式，于是有方程

$$\frac{\partial g}{\partial h^{\mu\nu}}=-\kappa\eta_{\mu\nu}+\frac{\kappa^2}{2}(2h_{\mu\nu}-2h^\lambda_\lambda\eta_{\mu\nu})+\kappa^3\left(-\frac{1}{2}h^{\lambda 2}_\lambda\eta_{\mu\nu}\right.$$

$$- h^\lambda_\lambda h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}h^{\lambda\rho}h_{\lambda\rho} - h^\lambda_\mu h_{\lambda\nu}\Big) + \kappa^4\Big[-\frac{1}{6}(h^\lambda_\lambda)^3\eta_{\mu\nu}$$

$$+ \frac{1}{2}h^\lambda_\lambda\eta_{\mu\nu}h_{\sigma\rho}h^{\sigma\rho} + \frac{1}{2}(h^\lambda_\lambda)^2h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}(h^{\lambda\rho}h_{\lambda\rho})h_{\mu\nu}$$

$$+ h^\lambda_\mu h^\rho_\lambda h_{\rho\nu} - \frac{1}{3}\eta_{\mu\nu}h^{\rho\sigma}h^\lambda_\sigma h_{\lambda\rho} - h^\lambda_\lambda h^\rho_\mu h_{\rho\nu}\Big]$$

$$= 0. \tag{34}$$

按照量子引力的精神，$h^{\mu\nu}(x)$ 是平直空间中的场量，所以 $\langle h^{\mu\nu}\rangle_0$ 是与时空点无关的张量．一个可能取法为

$$h^{\mu\nu} \equiv \langle h^{\mu\nu}\rangle_0 = \kappa^{-1}v\eta^{\mu\nu}, \tag{35}$$

代入(34)式，常数 v 满足方程

$$v^3 + 15v^2 + 3v + 1 = 0. \tag{36}$$

数字计算给出

$$v \approx -14.802. \tag{37}$$

我们称这种真空为 de Sitter 真空．定义一个新的场量

$$\bar{h}^{\mu\nu} = h^{\mu\nu} - \langle h^{\mu\nu}\rangle_0 = h^{\mu\nu} - v\kappa^{-1}\eta^{\mu\nu}$$

$$= \kappa^{-1}[\sqrt{-g}g^{\mu\nu} - (1+v)\eta^{\mu\nu}]. \tag{38}$$

显然

$$\langle \bar{h}^{\mu\nu}\rangle = 0. \tag{39}$$

这意味着以 $\bar{h}^{\mu\nu}$ 为动力学场量来计算 S 矩阵时，不会再出现蝌蚪图，真空态是稳定的．但 $\bar{h}^{\mu\nu}$ 将获得一个实的质量，它正比于 Λ (实验上限为 $|\Lambda| \leqslant 10^{-57}\mathrm{cm}^{-2}$)． 由于可以用 $\bar{h}^{\mu\nu}$ (见(38)式)代替 $h^{\mu\nu}$ 来做和上节完全相同的讨论，因此宇宙项的实际影响是使通常的引力子获得一个正比于 Λ 的非常小的质量，从而使得 2^+_h 和 2^+_M 的简并解除．

四、讨　　论

我们在文献[1]中指出拉氏量中的系数为 a_7，a_8 和 a_9 的三项对有挠引力理论的无鬼性问题没有影响，这表明以往关于有挠引力理论的无鬼条件过严了，排除了一些无鬼的有挠引力理论，其中包括文献[2]所提出的 $SO(3,2)$ de Sitter 引力规范理论．证明 $SO(3,2)$ de Sitter 引力是无鬼和无快子的，而 $SO(4,1)$ de Sitter 引力则不是，这是本文的主要结果．

值得指出的是无鬼的 $SO(3,2)$ de Sitter 引力理论和文献 [5, 6] 所列出的无鬼有挠引力理论有很大不同． 文献[5, 6]中所列出的各种理论的规范群为 $SO(3, 1)$，而无鬼 de Sitter 引力的规范群为 $SO(3, 2)$．即理论对于定域的 $SO(3,2)$变换

$$\mathscr{B}^A_{B\mu} \to \mathscr{B}'^A_{B\mu} = \mathscr{B}^A_{B\mu} + \epsilon^A_C\mathscr{B}^C_{B\mu} + \epsilon^C_B\mathscr{B}^A_{C\mu} + \partial_\mu\epsilon^A_B, \tag{40}$$

拉氏量不变．就我们所知，这是第一个被确认的具有比 $SO(3, 1)$ 规范对称性更大的外部对称性的无鬼引力理论． 因此，讨论这种引力理论是否可重正的问题将是很有趣的． 不难看出，在变换(40)式下，理论的不变性所给出的相应的 Ward-Takahashi 恒等式将给重

正化抵消项 $\Delta\mathscr{L}$ 以额外的限制，在这种限制下 $\Delta\mathscr{L}$ 的形式是有可能和原始拉氏量(9)式相同的，这是一个很值得进一步探讨的问题.

关于宇宙常数对真空的影响，本文进行了一般性的讨论. 由于宇宙常数 Λ 和规范对称性自发破缺的零点能相关[7]，以及在量子引力中 Λ 可以被诱导出来[8]，因此如何从现代量子场论和宇宙论的观点来统一处理这个非常小的常数也是有待深入的问题.

作者之一(阎沐霖)感谢在他访问纽约石溪时和聂华桐教授的很多有意义的讨论.

参 考 文 献

[1] 阎沐霖、郭汉英，本刊本期.
[2] 吴詠时、李根道、郭汉英，科学通报，**19**(1974)，509.
[3] K. S. Stelle, *Phys. Rev. D,* **16** (1977), 953 的附录.
[4] G. 'tHooft and M. Veltman, *Ann. Inst. Henri Poincaré,* **20** (1974), 69.
[5] D. E. Neville, *Phys. Rev. D,* **18** (1978), 3535.
[6] E. Sezgin and P. van Nieuwenhuizen, *Phys. Rev. D,* **21** (1980), 3269.
[7] J. Cervero and P. G. Estevez, *Nuovo Cimento B,* **67** (1982), 202.
[8] B. DeWitt and R. Gastmans. *Nucl. Phys. B,* **128** (1977), 294.

THE QUANTUM GRAVITY WITH TORSION AND GHOST-FREE DE SITTER GRAVITY (II)

CHOST-FREE PROPERTY OF SO (3,2) DE SITTER GRAVITY

YAN MU-LIN
(Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei)
GUO HAN-YING
(Institute of Theoretical Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

By using the rezults of our paper (I), the particle content in de Sitter gravity are explored. It is found that the $SO(3, 2)$ de Sitter gravitational theory is ghost-free and tachyon-free, and the $SO(4, 1)$ theory should be excluded. There are three kinds of particles in SO (3, 2) de Sitter gravity: $J^P=2^+$, 1^- with $m=0$, and $J^P=0^+$ with $m=\sqrt{2}L^{-1}$, (L is the radius of de Sitter pseudosphere). The spontaneous symmetry breaking of the Minkowski vacuum caused by the cosmological constant is also investigated at the tree level.