超 Liouville 模型精确解

杨战营 赵 柳 甄 翼
(西北大学现代物理研究所 西安 710069)

摘要 运用 Leznov-Saveliev 代数分析方法和 Drinfeld-Sokolov 构造分别给出超协变形式和分量形式超 Liouville 模型精确解.

关键词 超 Liouville 模型 超代数 共形场论

1 引言

Liouville 方程是二维可积模型和两维共形场论的典型范例. 它不仅具有良好的可积性，同时与微分几何和两维引力都具有密切关系[1]，其通解更是具有熟知的瞬子形式. 超 Liouville 模型是 Liouville 模型的超对称推广，它继承了 Liouville 模型的很多属性[2]. 最著名的是 Polyakov 的超弦理论，其中对费米面求和的有效理论是通过超对称 Liouville 方程来描述[3]. 超 Liouville 模型在统计力学和超弦理论方面具有十分重要的作用.

超 Liouville 理论是非线性的超共形场论. 对它的研究已经进行了多年. 例如，Arvis 通过对一个特解作超共形坐标变换给出了超 Liouville 模型的通解[4]. Babelon 在此基础上进行了量子化[5—7]. 对超 Liouville 模型的量子边界问题进行了研究…. 本文，将采用 Leznov-Saveliev 代数分析方法，借助 Drinfeld-Sokolov 构造来求得超 Liouville 模型明显的通解. 有关 Leznov-Saveliev 分析和玻色(超)共形 Toda 模型解的 Drinfeld-Sokolov 构造的研究已经进行了多年[8—13]. 但将这种方法运用到超可积模型尚未见过. 对超 Liouville 模型而言，这种方法比 Arvis 方法更明显，更接近于普通 Liouville 解的形式，而且更容易向多分量式超对称 Toda 模型推广.

2 超对称 Liouville 模型

李超代数 $osp(1|2)$是超代数里最简单的一种，它是秩为一的五维李超代数. 它包含 5 个生成元$\{H,e_+,e_-,E_+,E_-\}$，其中 H, E_+, E_-是具有 Grassmann 偶宇称(玻色)的，e_+, e_-是具有 Grassmann 奇宇称(费米)的，其生成关系式如下:

1998-12-28 收稿

$$
\begin{aligned}
[H,H] &= 0, & [H,e_\pm] &= \pm e_\pm, \\
[H,E_\pm] &= \pm 2E_\pm, & \{e_+,e_-\} &= H, \\
[E_+,E_-] &= -H, & \{E_\pm,E_\pm\} &= 0, \\
[e_\pm,E_\pm] &= 0, & \{e_\pm,e_\pm\} &= 2E_\pm, \\
[e_\pm,E_\mp] &= \mp e_\mp.
\end{aligned} \tag{1}
$$

$osp(1|2)$的不可约表示显著特点在于最高权 j, j 取非负整数或者正半奇数，每个表示的维数是 $4j+1$，下面采用 $j=1/2$，在这种情况下最高权是 Grassmann 奇的.

最高权矢量$|\lambda\rangle$及其对偶矢量$\langle\lambda|$特点如下：

$$
\begin{aligned}
&H|\lambda\rangle = |\lambda\rangle,\ e_+|\lambda\rangle = 0, E_+|\lambda\rangle = 0. \\
&\langle\lambda|H = \langle\lambda|,\ \langle\lambda|e_- = 0, \langle\lambda|E_- = 0.
\end{aligned} \tag{2}
$$

下面介绍 $N=1, D=2$ 超对称 Liouville 理论. 由于这个理论具有良好的可积性，通过其 Lax pair 来给出运动方程. 在超协变形式下，采用超坐标

$$Z = (x^\mu, \theta_+, \theta_-) = (x^0, x^1, \theta_+, \theta_-) \tag{3}$$

其中 x^μ 是二维闵可夫斯基空间坐标. θ_+, θ_- 是 Grassmann 数. 在闵氏空间引入一个标量场 $\varphi(x)$ 和两个旋量场 ψ_+, ψ_- 在此基础上，定义标量超场

$$\Phi = \varphi + \theta_+\psi_+ - \theta_-\psi_- + \theta_+\theta_- F. \tag{4}$$

超协变导数：$\mathrm{D}_\pm = \dfrac{\partial}{\partial\theta_\pm} \mp \theta_\pm\partial_\pm$, $\{\mathrm{D}_+,\mathrm{D}_-\} = 0$. 这里采用光锥坐标 $x_\pm = t \pm x$, $\partial_\pm = \partial_{x_\pm}$.

超 Liouville 模型的 Lax pair 被定义如下：

$$
\begin{aligned}
\mathrm{D}_+ T &= \left[\frac{1}{2}\mathrm{D}_+\hat{\Phi} + \exp\left(-\frac{1}{2}ad\hat{\Phi}\right)e_+\right]T, \\
\mathrm{D}_- T &= -\left[\frac{1}{2}\mathrm{D}_-\hat{\Phi} + \exp\left(\frac{1}{2}ad\hat{\Phi}\right)e_-\right]T.
\end{aligned}
$$

其中 $\hat{\Phi} = \Phi H$. 其相容性条件给出超协变形式的超 Liouville 方程

$$\mathrm{D}_+\mathrm{D}_-\Phi - \exp(-\Phi) = 0. \tag{5}$$

也可以不用超协变形式，直接用分量场定义 Lax pair：

$$
\begin{aligned}
\partial_+ T &= \left[\frac{1}{2}\partial_+\Phi + \exp\left(-\frac{1}{2}ad\Phi\right)(\overline{\Psi}_+ + E_+)\right]T, \\
\partial_- T &= -\left[\frac{1}{2}\partial_-\Phi + \exp\left(\frac{1}{2}ad\Phi\right)(\overline{\Psi}_- + E_-)\right]T.
\end{aligned}
$$

其中 $\Phi = \varphi H$, $\Psi_\pm = \psi_\pm e_\pm$, $\overline{\Psi}_\pm = \pm[E_\pm, \Psi_\pm] = -\Psi_\pm e_+$.

其相容性条件给出分量场方程

$$
\begin{aligned}
&\partial_+\partial_-\varphi + \psi_+\psi_- \mathrm{e}^{-\varphi} + \mathrm{e}^{-2\varphi} = 0, \\
&\partial_+\psi_- + \psi_+\mathrm{e}^{-\varphi} = 0,\ \partial_-\psi_+ + \psi_-\mathrm{e}^{-\varphi} = 0.
\end{aligned}
$$

很容易验证，分量式运动方程和超协变形式运动方程是完全等价的.

3 分量形式下的超 Drinfeld - Sokolov 构造

这一节主要构造出超 Liouville 方程精确解. 在特殊规范下我们定义 Drinfeld - Sokolov 线性系统

$$\partial_+ Q_+ = L_+ Q_+, \qquad \partial_- Q_+ = 0,$$
$$\partial_- Q_- = Q_- L_-, \qquad \partial_+ Q_- = 0. \tag{7}$$

其中

$$L_\pm = \partial_\pm K_\pm(x_\pm) + \bar{P}_\pm + E_\pm,$$
$$P_\pm = \rho_\pm e_\mp, \bar{P}_\pm = \pm[E_\pm, P_\pm] = -\rho_\pm e_\pm.$$

$K_\pm(x_\pm) = k_\pm(x_\pm)H$, $k_\pm(x_\pm)$ 分别是任意的玻色手征函数和反手征函数. $\rho_\pm(x_\pm)$ 是任意的费米手征函数和反手征函数. 为了得到方程的解, 在李超代数 $osp(1|2)$ 的基础上引人手征矢量

$$\sigma(x_+) = \langle\lambda \mid Q_+(x_+), \qquad \bar{\sigma}(x_-) = Q_-(x_-) \mid \lambda\rangle,$$
$$\xi(x_+) = \langle\lambda \mid e_+ \mathrm{e}^{P_+(x_+)} Q_+(x_+), \bar{\xi}(x_-) = Q_-(x_-)\mathrm{e}^{P_-(x_-)} e_- \mid \lambda\rangle.$$

于是构造解如下:

$$\mathrm{e}^{\varphi(x)} = \sigma(x_+)D\bar{\sigma}(x_-), \tag{8}$$

$$\psi_+(x) = -\frac{\xi(x_+)D\bar{\sigma}(x_-)}{\sigma(x_+)D\bar{\sigma}(x_-)}, \tag{9}$$

$$\psi_-(x) = \frac{\sigma(x_+)D\bar{\xi}(x_-)}{\sigma(x_+)D\bar{\sigma}(x_-)}. \tag{10}$$

上面 D 是作用在表示空间上的任意常数矩阵. 下面将证明这确实是分量式运动方程的解. 通过直接计算可得到:

$$\partial_+\partial_-\varphi = \partial_+\partial_- \ln(\sigma(x_+)D\bar{\sigma}(x_-)) = \frac{\det\begin{pmatrix} \sigma(x_+)D\bar{\sigma}(x_-) & \partial_+\sigma(x_+)D\bar{\sigma}(x_-) \\ \sigma(x_+)D\partial_-\bar{\sigma}(x_-) & \partial_+\sigma(x_+)D\partial_-\bar{\sigma}(x_-) \end{pmatrix}}{(\sigma(x_+)D\bar{\sigma}(x_-))^2}. \tag{11}$$

令 Δ 表示上式右边分子的行列式, $G = Q_+ DQ_-$. 现在计算 Δ

$$\Delta = \langle\lambda \mid Q_+ DQ_- \mid \lambda\rangle\langle\lambda \mid L_+ Q_+ DQ_- L_- \mid \lambda\rangle -$$
$$\langle\lambda \mid Q_+ DQ_- L_- \mid \lambda\rangle\langle\lambda \mid L_+ Q_+ DQ_- \mid \lambda\rangle,$$

$$\Delta = \langle\lambda \mid G \mid \lambda\rangle\langle\lambda \mid L_+ GL_- \mid \lambda\rangle - \langle\lambda \mid GL_- \mid \lambda\rangle\langle\lambda \mid L_+ G \mid \lambda\rangle,$$

$$\Delta = -\rho_+\rho_- \{\langle\lambda \mid G \mid \lambda\rangle\langle\lambda \mid e_+ Ge_- \mid \lambda\rangle + \langle\lambda \mid e_+ G \mid \lambda\rangle\langle\lambda \mid Ge_- \mid \lambda\rangle\} +$$
$$\rho_+\{\langle\lambda \mid G \mid \lambda\rangle\langle\lambda \mid e_+ GE_- \mid \lambda\rangle - \langle\lambda \mid e_+ G \mid \lambda\rangle\langle\lambda \mid GE_- \mid \lambda\rangle\} +$$
$$\rho_-\{\langle\lambda \mid G \mid \lambda\rangle\langle\lambda \mid E_+ Ge_- \mid \lambda\rangle - \langle\lambda \mid E_+ G \mid \lambda\rangle\langle\lambda \mid Ge_- \mid \lambda\rangle\} +$$
$$\langle\lambda \mid G \mid \lambda\rangle\langle\lambda \mid E_+ GE_- \mid \lambda\rangle - \langle\lambda \mid E_+ G \mid \lambda\rangle\langle\lambda \mid GE_- \mid \lambda\rangle.$$

这里为了计算方便, 需要准备一些关于李超代数 $osp(1|2)$ 张量积表示知识.

此，定义权态

$$\begin{aligned}
&|\Lambda\rangle = e_-|\lambda\rangle\otimes|\lambda\rangle + |\lambda\rangle\otimes e_-|\lambda\rangle,\\
&\langle\Lambda| = \langle\lambda|e_+\otimes\langle\lambda| + \langle\lambda|\otimes\langle\lambda|e_+,\\
&|\Xi\rangle = (e_-\otimes 1 + 1\otimes e_-)|\Lambda\rangle =\\
&\qquad E_-|\lambda\rangle\otimes|\lambda\rangle - |\lambda\rangle\otimes E_-|\lambda\rangle +\\
&\qquad 2e_-|\lambda\rangle\otimes e_-|\lambda\rangle,\\
&\langle\Xi| = \langle\Lambda|(e_+\otimes 1 + 1\otimes e_+) =\\
&\qquad -\langle\lambda|E_+\otimes\langle\lambda| + \langle\lambda|\otimes\langle\lambda|E_+ +\\
&\qquad 2\langle\lambda|e_+\otimes\langle\lambda|e_+.
\end{aligned} \tag{12}$$

$$\begin{aligned}
&(H\otimes 1 + 1\otimes H)|\Lambda\rangle = |\Lambda\rangle,\ (e_+\otimes 1 + 1\otimes e_+)|\Lambda\rangle = 0,\\
&\langle\Lambda|(e_-\otimes 1 + 1\otimes e_-) = 0,\quad \langle\Lambda|\Lambda\rangle = 2.
\end{aligned} \tag{13}$$

从上面可以清楚地看到$|\Lambda\rangle$是李超代数 $osp(1|2)$的张量积表示的最高权态. $osp(1|2)$不可约表示的最高权只有一个，则$|\Lambda\rangle$与$|\lambda\rangle$具有线性关系，且其归一化系数为$\sqrt{2}$. 于是得到：$|\Lambda\rangle = \sqrt{2}|\lambda\rangle$.

通过计算可以得到以下结果：

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2}\langle\Lambda|\Gamma(G)|\Lambda\rangle = &\langle\lambda|G|\lambda\rangle\langle\lambda|e_+Ge_-|\lambda\rangle -\\
&\langle\lambda|e_+G|\lambda\rangle\langle\lambda|Ge_-|\lambda\rangle = \langle\lambda|G|\lambda\rangle,\\
\frac{1}{2}\langle\Lambda|\Gamma(G)|\Xi\rangle = &-\langle\lambda|G|\lambda\rangle\langle\lambda|e_+GE_-|\lambda\rangle +\\
&\langle\lambda|e_+G|\lambda\rangle\langle\lambda|GE_-|\lambda\rangle + 2\langle\lambda|Ge_-|\lambda\rangle =\\
&\langle\lambda|Ge_-|\lambda\rangle,\\
\frac{1}{2}\langle\Xi|\Gamma(G)|\Lambda\rangle = &-\langle\lambda|G|\lambda\rangle\langle\lambda|E_+Ge_-|\lambda\rangle +\\
&\langle\lambda|E_+G|\lambda\rangle\langle\lambda|Ge_-|\lambda\rangle + 2\langle\lambda|e_+G|\lambda\rangle =\\
&\langle\lambda|e_+G|\lambda\rangle,\\
\frac{1}{2}\langle\Xi|\Gamma(G)|\Xi\rangle = &\langle\lambda|G|\lambda\rangle\langle\lambda|E_+GE_-|\lambda\rangle -\\
&\langle\lambda|E_+G|\lambda\rangle\langle\lambda|GE_-|\lambda\rangle + 2 =\\
&\langle\lambda|e_+Ge_-|\lambda\rangle.
\end{aligned}$$

这里，$\Gamma(G) = G\otimes G$，将上面的结果代入 Δ 表达式，就会得到

$$\begin{aligned}
\Delta = &-\rho_+\rho_-\langle\lambda|G|\lambda\rangle + \rho_+\langle\lambda|Ge_-|\lambda\rangle +\\
&\rho_-\langle\lambda|e_+G|\lambda\rangle + \langle\lambda|e_+Ge_-|\lambda\rangle - 2.
\end{aligned} \tag{14}$$

另一方面我们可以得到

$$\begin{aligned}
&(\sigma(x_+)D\bar{\sigma}(x_-))^2(\psi_+\psi_-\mathrm{e}^{-\varphi} + \mathrm{e}^{-2\varphi}) =\\
&-\frac{(\xi(x_+)D\bar{\sigma}(x_-))(\sigma(x_+)D\bar{\rho}(x_-))}{\sigma(x_+)D\bar{\sigma}(x_-)} + 1 =
\end{aligned}$$

$$
-\frac{\langle\lambda \mid e_+ e^{P_+} G \mid \lambda\rangle\langle\lambda \mid G e^{P_-} e_- \mid \lambda\rangle}{\langle\lambda \mid G \mid \lambda\rangle}+1=
$$

$$
\rho_+ \rho_- \langle\lambda \mid G \mid \lambda\rangle-\rho_+ \langle\lambda \mid G e_- \mid \lambda\rangle-\rho_- \langle\lambda \mid e_+ G \mid \lambda\rangle-
$$

$$
\frac{\langle\lambda \mid e_+ G \mid \lambda\rangle\langle\lambda \mid G e_- \mid \lambda\rangle}{\langle\lambda \mid G \mid \lambda\rangle}+1=
$$

$$
\rho_+ \rho_- \langle\lambda \mid G \mid \lambda\rangle-\rho_+ \langle\lambda \mid G e_- \mid \lambda\rangle-\rho_- \langle\lambda \mid e_+ G \mid \lambda\rangle-\langle\lambda \mid e_+ G e_- \mid \lambda\rangle+2 .
$$

至此，分量式运动方程的第一个解得到验证，其余两个可用同样方法验证.

现在，我们重新回到 Drinfeld－Sokolov 线性系统. 从 $L_\pm$ 的形式可以看出，$Q_\pm$ 可表达成如下形式：

$$
Q_+=e^{K^+} M_+ ,\ Q_-=M_- e^{K^-} . \tag{15}
$$

其中，$M_\pm$ 分别属于 $osp(1|2)$ 所有正根矢量和负根矢量生成的子群. 代入 Drinfeld－Sokolov 线性系统就会得到下面结果：

$$
\begin{aligned}
\partial_+ M_+ M_+^{-1} &= e^{-adK_+}(\bar{P}_+ + E_+) = \\
&\quad - e^{-K_+(x_+)}\rho_+(x_+)e_+ + e^{-2k_+(x_+)}E_+ , \\
M_-^{-1}\partial_- M_- &= e^{adK_-}(\bar{P}_- + E_-) = \\
&\quad - e^{-k_-(x_-)}\rho_-(x_-)e_- + e^{-2k_-(x_-)}E_- .
\end{aligned}
$$

这里，不妨令 $D=I$, $M_\pm=e^{\epsilon_\pm e_\pm+\delta_\pm E_\pm}$，$I$ 为单位矩阵，$\epsilon_\pm$ 为任意的手征费米函数，$\delta_\pm$ 为任意的手征玻色函数. 于是得到

$$
\begin{aligned}
e^{k_+(x_+)} &= \frac{1}{\sqrt{(\partial_+\epsilon_+)\epsilon_+ + \partial_+\delta_+}} , \qquad e^{k_-(x_-)} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_-(\partial_-\epsilon_-)+\partial_-\delta_-}} , \\
\rho_+(x_+) &= -\frac{\partial_+\epsilon_+}{\sqrt{(\partial_+\epsilon_+)\epsilon_+ + \partial_+\delta_+}} ,\ \rho_-(x_-) = -\frac{\partial_-\epsilon_-}{\sqrt{\epsilon_-(\partial_-\epsilon_-)+\partial_-\delta_-}} .
\end{aligned} \tag{16}
$$

最后，得到超 Liouville 模型精确解

$$
\begin{aligned}
e^{\varphi(x)} &= e^{k_+(x_+)}e^{k_-(x_-)}(1-\epsilon_+\epsilon_- - \delta_+\delta_-) = \\
&\quad \frac{(1-\epsilon_+\epsilon_- - \delta_+\delta_-)}{\sqrt{(\partial_+\epsilon_+)\epsilon_+ + \partial_+\delta_+}\sqrt{\epsilon_-(\partial_-\epsilon_-)+\partial_-\delta_-}} , \\
\psi_+(x) &= \frac{\delta_+\epsilon_+}{\sqrt{(\partial_+\epsilon_+)\epsilon_+ + \partial_+\delta_+}} - \frac{(\epsilon_- - \epsilon_+\delta_-)\sqrt{(\partial_+\epsilon_+)\epsilon_+ + \partial_+\delta_+}}{1-\epsilon_+\epsilon_- - \delta_+\delta_-} \\
\psi_-(x) &= \frac{\partial_-\epsilon_-}{\sqrt{\epsilon_-(\partial_-\epsilon_-)+\partial_-\delta_-}} - \frac{(\epsilon_+ - \epsilon_-\delta_+)\sqrt{\epsilon_-(\partial_-\epsilon_-)+\partial_-\delta_-}}{1-\epsilon_+\epsilon_- - \delta_+\delta_-} .
\end{aligned}
$$

有趣的是，如果令 $\epsilon_\pm=0$

$$
e^{-2\varphi(x)} = \frac{\partial_+\delta_+\partial_-\delta_-}{(1-\delta_+\delta_-)^2} \tag{18}
$$

而这恰好是玻色 Liouville 模型的通解. 如果采用欧氏空间，这就是著名 Egnchi－Hanson 瞬子.

4 超协变形式下 Drinfeld - Sokolov 构造

上一节在分量形式下的超 Drinfeld - Sokolov 构造给出了超 Liouville 精确解，这节将从超协变的角度来研究这个问题.

在超空间重新定义 Drinfeld - Sokolov 线性系统

$$\begin{aligned} &\mathrm{D}_+ Q_+ = L_+ Q_+, \qquad \mathrm{D}_- Q_+ = 0, \\ &\mathrm{D}_- Q_- = Q_- L_-, \qquad \mathrm{D}_+ Q_- = 0. \end{aligned} \tag{19}$$

其中 $L_\pm = \mathrm{D}_\pm \hat{K}_\pm(x_\pm) + e_\pm$, $\hat{K}_\pm(x_\pm) = K_\pm(x_\pm)H$, $K_\pm(x_\pm) = k_+(x_\pm) + \theta_+ \rho_+ + \rho_- \theta_- + \theta_+ \theta_- f$ 是任意的手征超场. 同样，可以把 $Q_\pm$ 写成下列形式：

$$\begin{aligned} &Q_+ = \mathrm{e}^{\hat{K}_+} M_+,\ Q_- = M_- \mathrm{e}^{\hat{K}_-}, \\ &M_\pm = \mathrm{e}^{\Theta_\pm e_\pm + \Upsilon_\pm E_\pm} = 1 + \Theta_\pm(x_\pm)e_\pm + \Upsilon_\pm(x_\pm)E_\pm. \end{aligned} \tag{20}$$

则

$$\begin{aligned} &\mathrm{D}_+ M_+ M_+^{-1} = \mathrm{e}^{-ad\hat{K}_+} e_+ = -\mathrm{e}^{-K_+(x_+)} e_+, \\ &M_-^{-1} \mathrm{D}_- M = \mathrm{e}^{ad\hat{K}_-} e_- = -\mathrm{e}^{-K_-(x_-)} e_-. \end{aligned} \tag{21}$$

于是，用与第三节同样的方法给出超 Liouville 模型精确解

$$\begin{aligned} \mathrm{e}^{\Phi(x)} &= \mathrm{e}^{K_+(x_+)} \mathrm{e}^{K_-(x_-)} (1 - \Theta_+ \Theta_-) = \\ &\frac{1 - \Theta_+ \Theta_-}{\mathrm{D}_+ \Theta_+ \mathrm{D}_- \Theta_-}. \end{aligned}$$

进一步，将费米手征超场 $\Theta_\pm$ 可以写为

$$\begin{aligned} &\Theta_+ = A_0(x_+) + \theta_+ A_1(x_+), \\ &\Theta_- = B_0(x_-) + \theta_- B_1(x_-). \end{aligned} \tag{23}$$

其中 A_0, B_0 是费米的, A_1, B_1 是玻色的. 最后得到

$$\mathrm{e}^{\Phi} = \frac{1 - A_0(x_+)B_0(x_-) - \theta_+ A_1(x_+)B_0(x_-) + \theta_- A_0(x_+)B_1(x_-) - \theta_+ \theta_- A_1(x_+)B_1(x_-)}{A_1(x_+)B_1(x_-) - \theta_+ \partial_+ A_0(x_+)B_1(x_-) + \theta_- A_1(x_+)\partial_- B_0(x_-) + \theta_+ \theta_- \partial_+ A_0(x_+)\partial_- B_0(x_-)}.$$

目前，我们还不能把分量形式和超协变形式的通解直接联系起来. 但是这两种通解都是由一对手征玻色场和一对手征费米场构造的.

5 讨论

本文在李超代数 $osp(1|2)$ 及其最高权表示理论基础上，运用 Leznov - Saveliev 代数分析方法，从超协变和分量形式两种角度着手构造出超 Liouville 方程精确解. 这种方法比将特解通过超对称坐标变换得到通解的方法更明显地给出超 Liouville 方程精确解. 而且这种方法更容易推广到高秩情况，用这种方式来构造解使得量子化问题显得直接了当. 这些将在以后的文章中加以阐述.

参考文献(References)

1 Polyakov A M. Phys. Lett., 1980, **B103**:207
2 LIAO H C, Mansfield P. Nucl. Phys. Lett., 1995, **B359**:118
3 Polyakov A M. Phys. Lett., 1980, **B103**:211
4 Arvis J F. Nucl. Phys., 1983, **B212**:151
5 Babelon O. Nucl. Phys., 1985, **B258**:680
6 Bowcock P,Corrigan E, Dorey P E. Nucl, Phys., 1995, **B445**:469
7 Schulze J. hep-th/9602177
8 Leznov A N, Saveliev M V. Lett. Math. Phys., 1979, **3**:207;489
9 CHAO L, HOU BoYu. Annals. Phys., 1994, **230**:1-20
10 CHAO L, QU C Z. Int. J. Phys., 1997, **36**(7):111-118
11 Leznov A N, Saveliev M V. Lett. Math. Phys., 1982, **6**:505
12 Leznov A N. Phys. Lett., 1978, **B79**:294; Commun. Math. Phys., 1980, **74**:1537-1542
13 Babelon O. Phys. Lett., 1988, **B215**:523;Phys. Lett., 1991, **B260**:81

Exact Solution of Super Liouville Model

YANG ZhanYing ZHAO Liu ZHEN Yi

(*Institute of Modern Physics, Northwest University, Xi'an* 710069, *China*)

Abstract Using Leznov-Saveliev algebraic analysis and Drinfeld-Sokolov construction, we obtaine the explicit solutions to the super Liouville system in super covariant form and component form. The explicit solution in component form reduces naturally into the Egnchi-Hanson instanton solution of the usual Liouville equation if all the grassmann odd componenets are set equal to zero.

Key words super Liouville model, super algebra, conformal field theory

Received 28 December 1998