第 11 卷 第 3 期　　高能物理与核物理　　Vol. 11, No. 3
1987 年 5 月　　HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS　　May, 1987

生成坐标方法与原子核集体运动
VIII 集体自由度的选定及其表示*

徐躬耦　王顺金　杨亚天　李福利
（兰　州　大　学）

摘　　要

本文具体地从一个理想模型讨论了集体运动自由度的选定及其表示问题。从它的动力学群出发，指出虽然可以有不同的连续变量或玻色子表示，但是，独立集体自由度的数目是唯一地确定了的。如果涉及超过这个数目的集体自由度，则必有伴随的条件。

一、引　　言

生成坐标方法（GCM）是研究原子核集体运动模型的微观基础的非常有效的方法[1-6]．一旦确定了原子核的集体自由度 $P_i(a^+, a)$，即可通过相应的生成坐标 q^i，将任意的原子核的集体运动态写成

$$|\Psi\rangle = \int d\tau(q) \exp\left[-\frac{i}{\hbar}\sum_i q^i P_i(a^+, a)\right] |\phi_0\rangle f(q), \tag{1}$$

从而求得由 $\left\{q^i, -i\hbar\frac{\partial}{\partial q^i}\right\}$表述的集体运动哈密顿量．集体运动自由度的确定是一个非常困难的问题，本文仅在已知动力学群的前提下进行讨论．

二、相干态表示

假定原子核的某种模式的集体运动状态与其他模式的运动状态之间的耦合可近似地略去，它们近似地构成一不变子空间，则核的哈密顿量可以看作由构成一李代数的集体算子中的某些算子所组成．相应的这个李群是原子核的动力学群．这个动力学群当然应包含对称群 S 为其子群．

设载荷原子核动力学群 G 的不可约表示的 Hilbert 空间中的极态为 $|\mathrm{ext}\rangle$，记为 $|\phi_0\rangle$，相应的最大稳定子群为 H，（H 也应包含对称群 S 为其子群），则

$$h|\phi_0\rangle = |\phi_0\rangle e^{i\varphi(h)}, \quad h \in \mathbf{H}, \tag{2}$$

于是载荷空间中的其他状态可表为

* 中国科学院科学基金资助的课题
本文 1984 年 11 月 5 日收到．

$$|\phi(\Omega)\rangle = \Omega|\phi_0\rangle, \quad \Omega \in \mathbf{G/H}. \tag{3}$$

原子核的集体运动状态可表为它们的线性组合． 表述 $\Omega(\in \mathbf{G/H})$ 的集体算子可区分为升算子和降算子．降算子作用于 $|\phi_0\rangle$ 时给出为零的结果． 如不要求(2)式中的 Ω 的幺正性，可以只用升算子来表述 Ω． 这些算子是表述原子核的任意的集体运动态的必不可少的算子，因而也是原子核的独立的集体运动自由度．但必须指出，包含这些升算子的独立的线性组合都可以用来表述 Ω．所以独立的集体算子的数目虽已确定，但对这些集体算子仍可作不同选择．现以一简单模型为例阐述如下：

设核子有两个能级，角动量均为 j，简并度均为 $\Omega = 2j+1$，核子的产生、消灭算子记为 $a^+_{m\sigma}$，$a_{m\sigma}$，这里 j 已省略，m 表示角动量投影，$\sigma = \pm$ 分别表示上下能级．这两条能级的间隔为 ε．核子间仅有单极力作用，强度为 $\frac{k}{2}$．体系的哈密顿量是

$$H = \frac{\varepsilon}{2}\left(\sum_m a^+_{m+}a_{m+} - \sum_m a^+_{m-}a_{m-}\right) - \frac{k}{2}\left(\sum_m a^+_{m+}a_{m-} + \sum_m a^+_{m-}a_{m+}\right)^2. \tag{4}$$

对集体算子引入记号，

$$\left.\begin{aligned} N_+ &= \sum_m a^+_{m+}a_{m+}, \quad N_- = \sum_m a^+_{m-}a_{m-}, \\ K^+ &= \sum_m a^+_{m+}a_{m-}, \quad K = \sum_m a^+_{m-}a_{m+}. \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

哈密顿量所涉及的三个算子 $K^+, K, \frac{1}{2}(N_+ - N_-)$ 构成 $SU(2)$ 代数，相应的 $SU(2)$ 群是体系的动力学群． 哈密顿量对 $R(\pi) = \exp\left[i\pi\frac{1}{2}(N_+ - N_-)\right]$ 保持不变，子群 $R(\pi)$ 是体系的对称群．

具体考虑 $\Omega + n$ 个核子的体系，极态 $|\phi_0\rangle$ 取为 Ω 个核子处于下能级，其余 n 个核子处于上能级的状态，

$$|\phi_0\rangle = a^+_{m_1+}\cdots a^+_{m_n+}\prod_m a^+_{m-}|0\rangle. \tag{6}$$

相应的最大稳定子群是生成元为 $\frac{1}{2}(N_+ - N_-)$ 的 $U(1)$ 群．$|\phi_0\rangle$ 具有如下的性质，

$$\left.\begin{aligned} &\frac{1}{2}(N_+ - N_-)|\phi_0\rangle = -\frac{1}{2}(\Omega - n)|\phi_0\rangle, \\ &K|\phi_0\rangle = 0. \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

(7)式具体规定了所考虑的这个不可约表示，它的其他状态可利用升算子 K^+ 求得．

2.1 玻色子表示

将核的任意集体运动态写成

$$|\Psi\rangle = \int \exp[\sqrt{2}\,\alpha K^+]|\phi_0\rangle f(\alpha)d\alpha, \tag{8}$$

由于 $f(\alpha)$ 是平方可积函数，使[6]

$$f(\alpha) = \frac{1}{\pi}F\left(-\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{d}{d\alpha}\right)\exp\left[-\frac{1}{4}\frac{d^2}{d\alpha^2}\right]\exp[-\alpha^2]. \tag{9}$$

可将(8)式化为

$$|\Psi\rangle = U|F), \tag{10}$$

其中

$$U = (0|\exp[bK^+]|\phi_0\rangle, \tag{10a}$$

$$|F) = F(b^+)|0),\quad b|0) = 0, \tag{10b}$$

$$b^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\alpha - \frac{d}{d\alpha}\right),\quad b = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\alpha + \frac{d}{d\alpha}\right). \tag{10c}$$

因

$$K^+|\phi_0\rangle = Ub^+|0), \tag{11}$$

用声子来表述的集体自由度就是从下能级到上能级的单极激发，具有明确的物理涵义.

定义算子

$$\mathscr{N} = \mathscr{N}_0\mathscr{P} = \mathscr{P}\mathscr{N}_0 = U^+U. \tag{12}$$

经具体计算求得

$$\mathscr{N}_0 = \frac{(\Omega - n)!}{(\Omega - n - b^+b)!}, \tag{13}$$

$$\mathscr{P} = \sum_{r=0}^{\Omega-n}\frac{1}{\sqrt{r!}}(b^+)^r|0)(0|(b)^r\frac{1}{\sqrt{r!}}. \tag{14}$$

$\mathscr{P}$ 是对于具有物理意义的声子态的投射算子.

再定义算子

$$\mathscr{O} = \mathscr{O}_D\mathscr{N} = U^+OU, \tag{15}$$

$$\mathscr{O}_{HP} = \mathscr{N}_0^{-\frac{1}{2}}\mathscr{O}_D\mathscr{N}_0^{\frac{1}{2}}, \tag{16}$$

它们分别表示算子 O 的 Dyson 表示及 Holstein-Primakoff 表示. 对于动力学群的生成元所算出的具体结果如表 1 所示[8]. 把这些结果代入(4)式所示的哈密顿量，就得到它的玻色子表示.

表 1

O	$\mathscr{O}_D$	$\mathscr{O}_{HP}$
K^+	$b^+(\Omega - n - b^+b)$	$b^+\sqrt{\Omega - n - b^+b}$
K	b	$\sqrt{\Omega - n - b^+b}\,b$
$\frac{1}{2}(N_+ - N_-)$	$-\frac{\Omega - n}{2} + b^+b$	$-\frac{\Omega - n}{2} + b^+b$

我们看到 $K^+(K)$ 的 HP 表示含有一个截止因子，它表明了 Pauli 原理的影响.

2.2　连续变量表示

还可将核的任意集体运动态写为

$$|\Psi\rangle = \int \exp[\theta(K^+ - K)]|\phi_0\rangle f(\theta)d\tau(\theta). \tag{17}$$

$\exp[\theta(K^+ - K)]|\phi_0\rangle$ 可理解为由 θ 标志的平均单极场中运动的单粒子态所构成的内禀态，$-i(K^+ - K)$ 则是产生这种平均单极场的集体算子.

定义算子

$$\mathcal{N}\left(\theta,-i\frac{d}{d\theta}\right)f(\theta)=\int\mathcal{N}_0\left(\theta,-i\frac{d}{d\theta}\right)(\theta|\mathscr{P}|\theta')f(\theta')d\tau(\theta')$$

$$=\int\langle\phi_0|\exp[-(\theta-\theta')(K^+-K)]|\phi_0\rangle f(\theta')d\tau(\theta'). \tag{18}$$

经具体计算求得

$$\mathcal{N}_0\left(\theta,-i\frac{d}{d\theta}\right)=\frac{\pi(\Omega-n)!}{2^{(\Omega-n)}}\left[\left(\frac{\Omega-n}{2}\right)+\frac{i}{2}\frac{d}{d\theta}\right]^{-1}$$

$$\cdot\left[\left(\frac{\Omega-n}{2}\right)-\frac{i}{2}\frac{d}{d\theta}\right]^{-1}, \tag{19}$$

$$(\theta|\mathscr{P}|\theta')=\sum_{r=-\frac{\Omega-n}{2}}^{\frac{\Omega+n}{2}}\frac{e^{i2r\theta}}{\sqrt{\pi}}\cdot\frac{e^{-i2r\theta'}}{\sqrt{\pi}}. \tag{20}$$

再定义

$$\mathcal{O}\left(\theta,-i\frac{d}{d\theta}\right)f(\theta)$$

$$=\int\langle\phi_0|\exp[-\theta(K^+-K)]O\exp[\theta'(K^+-K)]|\phi_0\rangle f(\theta')d\tau(\theta'), \tag{21}$$

并用(15)和(16)式定义的 $\mathcal{O}_D$ 及 $\mathcal{O}_{HP}$，对于动力学群的生成元具体求得如表 2 所示的结果[8]．代入(4)式就得到哈密顿量的连续变量表示．

表 2

O	$\mathcal{O}_D$	$\mathcal{O}_{HP}$
K^+	$-\frac{\Omega-n}{2}\sin 2\theta+\frac{1}{2}(1-\cos 2\theta)\frac{d}{d\theta}$	$\frac{i}{2}\left[\sqrt{\frac{\Omega-n}{2}-\frac{i}{2}\frac{d}{d\theta}}\,e^{i2\theta}\sqrt{\frac{\Omega-n}{2}+\frac{i}{2}\frac{d}{d\theta}}-h.c\right]+\frac{1}{2}\frac{d}{d\theta}$
K	$-\frac{\Omega-n}{2}\sin 2\theta-\frac{1}{2}(1+\cos 2\theta)\frac{d}{d\theta}$	$\frac{i}{2}\left[\sqrt{\frac{\Omega-n}{2}-\frac{i}{2}\frac{d}{d\theta}}\,e^{i2\theta}\sqrt{\frac{\Omega-n}{2}+\frac{i}{2}\frac{d}{d\theta}}-h.c\right]-\frac{1}{2}\frac{d}{d\theta}$
$\frac{1}{2}(N_+-N_-)$	$-\frac{\Omega-n}{2}\cos 2\theta+\frac{1}{2}\sin 2\theta\frac{d}{d\theta}$	$-\frac{1}{2}\left[\sqrt{\frac{\Omega-n}{2}-\frac{i}{2}\frac{d}{d\theta}}\,e^{i2\theta}\sqrt{\frac{\Omega-n}{2}+\frac{i}{2}\frac{d}{d\theta}}+h.c\right]$

本节所给出的两种表示均从极态 $|\phi_0\rangle$ 出发，采用了必要数目的独立的集体自由度．但因集体自由度的选择不同，它们的意义和形式截然不同．

必须指出，并非所有物理问题都能按这种方式处理．例如对于 Elliott 模型，就因不存在包含空间转动群的最大稳定子群，而不能用这种方式处理．在下节中我们将讨论另一种处理方式．

三、陪集空间的参数表示

设$|\phi_0\rangle$是动力学群 G 的子群 S 的不变态矢，

$$s|\phi_0\rangle = |\phi_0\rangle, \quad s \in \mathrm{S}, \tag{22}$$

则动力学群 G 的不可约表示空间中的任意态矢可表为

$$|\phi(\Omega)\rangle = \Omega|\phi_0\rangle, \quad \Omega \in \mathrm{G/S}, \tag{23}$$

的线性组合.

仍就上节的双能级模型为例来具体讨论. 考虑偶数核子的体系. 这种偶数核子的体系的状态

$$|\phi_0'\rangle = \mathrm{const}(K^+)^{\frac{\Omega-n}{2}}|\phi_0\rangle, \tag{24}$$

具有下述性质

$$\frac{1}{2}(N_+ - N_-)|\phi_0'\rangle = 0. \tag{25}$$

从 $|\phi_0'\rangle$ 出发，利用 K^+, K 可得出该不可约表示的其他状态.

为了方便起见，令

$$J_z = \frac{1}{2}(N_+ - N_-), \; J_+ = K^+, \; J_- = K, \tag{26}$$

$J_z, J_\pm$ 相应于角动量算子. 现在这个不可约表示的载荷空间中的任意态矢可写为

$$|\phi(\theta, \varphi)\rangle = \exp\left[-\frac{\theta}{2}(e^{-i\varphi}J_+ - e^{-i\varphi}J_-)\right]|\phi_0'\rangle. \tag{27}$$

因为

$$\exp\left[-\frac{\theta}{2}(e^{-i\varphi}J_+ - e^{i\varphi}J_-)\right] = \exp[-i\theta(\sin\varphi J_x + \cos\theta J_y)]$$
$$= \exp[-i\varphi J_z]\exp[-i\theta J_y], \tag{28}$$

具体求得

$$\langle\phi(\theta, \varphi)|\phi(\theta', \varphi')\rangle = \sum_{m=-j}^{j} \mathscr{D}^j_{0m}(\varphi, \theta, 0)\mathscr{D}^{j*}_{0m}(\varphi', \theta', 0)$$
$$= (\theta, \varphi|\mathscr{D}|\theta', \varphi').$$

故根据(18)式的定义，得

$$\mathscr{N}_0\left(\theta, -i\frac{\partial}{\partial\theta}; \varphi, -i\frac{\partial}{\partial\varphi}\right) = 1, \tag{29}$$

$$\mathscr{O}_{HP} = \mathscr{O}_D = \mathscr{O}. \tag{30}$$

具体计算求得

$$-i\frac{\partial}{\partial\varphi}\langle\phi(\theta, \varphi)| = \langle\phi(\theta, \varphi)|J_z = \mathscr{J}_z\langle\phi(\theta, \varphi)|, \tag{31a}$$

$$-i\frac{\partial}{\partial\theta}\langle\phi(\theta, \varphi)| = \langle\phi(\theta, \varphi)|(\cos\varphi J_y - \sin\varphi J_x)$$
$$= (\cos\varphi\mathscr{J}_y - \sin\varphi\mathscr{J}_x)\langle\phi(\theta, \varphi)|, \tag{31b}$$

$$
\begin{aligned}
0 &= \langle \phi_0' | J_z e^{i\theta J_y} e^{i\varphi J_z} = \langle \phi(\theta, \varphi) | e^{-i\varphi J_z} e^{-i\theta J_y} J_z e^{i\theta J_y} e^{i\varphi J_z} \\
&= \langle \phi(\theta, \varphi) | (\cos\theta J_z + \sin\theta\cos\varphi J_x + \sin\theta\sin\varphi J_y) \\
&= (\cos\theta \mathscr{J}_z + \sin\theta\cos\varphi \mathscr{J}_x + \sin\theta\sin\varphi \mathscr{J}_y) \langle \phi(\theta, \varphi) | .
\end{aligned} \tag{31c}
$$

因 $\langle \phi(\theta, \varphi) |$ 是任意的，故解得如表 3 所示的结果.

表 3

O	$\mathscr{O} = \mathscr{O}_D = \mathscr{O}_{HP}$
$\frac{1}{2}(N_+ - N_-)$	$\mathscr{J}_z = -i\frac{\partial}{\partial\varphi}$
$\frac{1}{2}(K^+ + K)$	$\mathscr{J}_x = i\,\mathrm{ctg}\,\theta\cos\varphi\frac{\partial}{\partial\varphi} + i\sin\varphi\frac{\partial}{\partial\theta}$
$-\frac{i}{2}(K^+ - K)$	$\mathscr{J}_y = i\,\mathrm{ctg}\,\theta\sin\varphi\frac{\partial}{\partial\varphi} - i\cos\varphi\frac{\partial}{\partial\theta}$

这正是轨道角动量算子的极坐标表示. 这种表示虽不限于哪一个整数 j 的不可约表示，但就所考虑的具体问题来说，只应限于

$$
j = \max\left\{\frac{1}{2}|N_+ - N_-|\right\} = \frac{\Omega - n}{2} \tag{32}
$$

这个特定的整数 j 的不可约表示. 这里虽有 $\theta\varphi$ 两个变量，但在这个具体的费密子体系的问题中，还需要考虑上述条件，所以仍只有一个独立变量.

必须指出，本文所讨论的是一个特殊的例子(双能级 $SU(2)$ 模型、偶数粒子体系)，两种处理方法恰好都能应用，在一般问题上，两种处理方法不一定都能应用，

四、嵌 入 表 示

如果所考虑的问题可以看作另一问题的特例，动力学群是另一更大的群的子群，则可以考虑这个更大的群的表示，即嵌入表示.

上述双能级问题也可以考虑为下述三能级问题的特例，

$$
\begin{aligned}
H = &\frac{\varepsilon}{2}\left(\sum_m a^+_{m+}a_{m+} - \sum_m a^+_{m-}a_{m-}\right) - \frac{\varepsilon_0}{2}\sum_m a^+_{m0}a_{m0} \\
&- \frac{k}{2}\left(\sum_m a^+_{m+}a_{m-} \cdot \sum_{m'} a^+_{m'+}a_{m'-} + h.\ c\right) \\
&- \frac{k_0}{2}\left(\sum_{\sigma m} a^+_{m\sigma}\, a_{m0} \cdot \sum_{\sigma' m'} a^+_{m'\sigma'}a_{m'0} + h.\ c\right),
\end{aligned} \tag{33}
$$

当 $\varepsilon_0 = 0$，$k_0 = 0$，且能级“O”没有粒子时就归结为原来的双能级问题. 现在，除原来的算子 K^+, K, N_+, N_- 以外，还涉及下面的五个算子，

$$
\left.
\begin{aligned}
&L^+_\sigma = \sum_m a^+_{m\sigma}a_{m0}, \quad L_\sigma = \sum_m a^+_{m0}a_{m\sigma}, \quad \sigma = \pm, \\
&N_0 = \sum_m a^+_{m0}a_{m0}.
\end{aligned}
\right\} \tag{34}
$$

这九个算子一起构成 $U(3)$ 代数，原来的四个算子构成它的 $U(2)$ 子代数.

如粒子数 $n < 2j + 1$，代替(6)式，让 n 个粒子占有能级“O”的状态为 $|\phi_0\rangle$，

$$
|\phi_0\rangle = a^+_{m_10}\cdots a^+_{m_n0}|0\rangle. \tag{35}
$$

相应的最大稳定子群为 $U(2)$ 群. $|\phi_0\rangle$ 具有如下的性质,

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{1}{2}(N_+ + N_-)|\phi_0\rangle = 0, \quad \frac{1}{2}(N_+ - N_-)|\phi_0\rangle = 0,\\
&\frac{1}{2}N_0|\phi_0\rangle = n|\phi_0\rangle,\\
&K^+|\phi_0\rangle = 0, \quad K|\phi_0\rangle = 0, \quad L_\sigma|\phi_0\rangle = 0,
\end{aligned}\right\} \tag{36}$$

故这个不可约表示的载荷空间的任意状态可表为

$$|\Psi\rangle = \left(0\left|\exp\left[\sum_\sigma b_\sigma L_\sigma^+\right]\ |\phi_0\rangle F(b_\sigma^+)\right|0\right).$$

用和前相同的方法,很容易求得

$$\left.\begin{aligned}
&K^{+HP} = K^{+D} = b_+^+ b_-\\
&K^{HP} = K^D = b_-^+ b_+\\
&\frac{\mathcal{N}_+^{HP} - \mathcal{N}_-^{HP}}{2} = \frac{\mathcal{N}_+^D - \mathcal{N}_-^D}{2} = \frac{1}{2}(b_+^+ b_+ - b_-^+ b_-)\\
&\mathcal{N}_0^{HP} = \mathcal{N}_0^D = n - (b_+^+ b_+ + b_-^+ b_-)
\end{aligned}\right\} \tag{37}$$

要体现原来的双能级问题,必须使 $\mathcal{N}_0^{HP} = 0$, 即

$$b_+^+ b_+ + b_-^+ b_- = n \quad (\text{费密子体系中的粒子数}) \tag{38}$$

上述双玻色子表示正是 $SU(2)$ 群的 Schwinger 表示. 在这种双玻色子表示中,由于条件(38)的存在,实际上仍只有一个独立的自由度. 需要强调指出的是: 这里 $b_\sigma^+(b_\sigma)$ 与 $L_\sigma^+(L_\sigma)$ 相应,代表假想能级"0"和能级"σ"间的单极跃迁. 在双能级模型中,它们是用来表述"+""—"两能级间的单极跃迁的一种数学手段. 在这种 $SU(2)\subset SU(3)$ 嵌入表示中,所着重考虑的只是 $SU(2)$ 子群的表示,超出这个范围的问题,如玻色子算子的费密子对应等可以不具有实际意义.

如果粒子数 $(2j+1) < n < 2(2j+1)$, 可按空穴来考虑,不再赘述.

五、讨 论

我们所考虑的是给定的多费密子体系问题. 集体运动态所张空间载荷着它的动力学群的某个不可约表示. 本文指出: 如从动力学群的极态出发, 可用相应于 **G/H** 的升算子来给出这个不可约表示空间中的其他状态. 如从动力学群的一个最大对称子群的不变态矢出发,可用相应于 **G/S** 的全部生成元来给出这类不可约表示的其他状态. 就给定问题而言,只有某些特定不可约表示能够实现,必须考虑到这种限制条件.

群表示是一种普遍的理论. 具体物理问题中则还有 (i) 时空对称性, (ii) Pauli 原理和 (iii) 动力学条件的限制. 第一点规定了集体变量的时空变换性质,这在参考文献[5]中已经讨论了;第二、三两点限制则使得只有某些不可约表示才能物理地实现. 只是必要数目的能产生这些容许的不可约表示中的所有状态的集体算子,才是独立的集体自由度.

作为数学手段,还可以考虑动力学群 G 的嵌入表示. 在嵌入表示中,我们可以不管向之嵌入的群是否具有实际意义. 从这一点来说,嵌入表示可以有很大的灵活性. 本文考虑了 $SU(2)\subset SU(3)$ 表示. 还可以嵌入更大的群,如考虑 $SU(2)\subset Sp(4)$ 表示[9]. 但在这

些嵌入表示中，有实际意义的只是与给定问题的动力学群相应的那个子群的结果. 在本文§4所举的例子中，只是表为总数确定的两类玻色子之间的转化的 $SU(2)$ 子群的生成元具有实际意义. 至于这两类玻色子本身的意义则必须放到 $SU(3)$ 群中去考察. 就给定的物理问题而言，嵌入表示中的玻色子只是表述问题的一种数学手段.

把生成坐标方法与动力学群结合起来考虑，通过 $|\phi_0\rangle$ 的性质注入了 (i) 空时对称性，(ii) Pauli 原理和 (iii) 动力学条件等要求. 故生成坐标方法所给出的结果如实地反映了给定的物理问题. 生成坐标方法相当于表象变换，所用连续变量或玻色子均有一定的费密子集体算子与之对应，它们具有明确的物理涵义.

原子核集体模型中的动力学对称性反映了原子核体系本身的动力学对称性. 从原则上说，这种原子核模型应可通过生成坐标方法得到. 那时模型中的集体自由度的物理涵义自然是清楚的. 在没有建立模型的这种微观基础以前，对模型的集体自由度作微观解释时需要慎重.

参　考　文　献

[1] 徐躬耦，中国科学，**6**(1974)，567
[2] 徐躬耦，杨亚天，王顺金，中国科学，**4**(1981)，427.
[3] 徐躬耦，高能物理与核物理，**5**(1981)，358.
[4] 徐躬耦，高能物理与核物理，**7**(1983)，510.
[5] 徐躬耦，高能物理与核物理，**8**(1984)，207.
[6] Xu Gong-ou (徐躬耦), *Nucl. Phys.*, **A421** (1984), 275c.
[7] R. Gilmore and D. H. Feng, *Progress in Particle* and *Nuclear Physics*, **9**(1983), 479.
[8] 李福利，兰州大学硕士学位论文，1984.
[9] 杨亚天，杨溢，徐躬耦，高能物理与核物理，k-能级 Lipkin 模型的玻色子表示，待发表.

THE GENERATOR COORDINATE METHOD AND NUCLEAR COLLECTIVE MOTIONS (VIII) THE CHOICE AND REPRESENTATION OF COLLECTIVE DEGREES OF FREEDOM

XU GONG-OU　WANG SHUN-JIN　YANG YA-TIAN　LI FU-LI
(Lanzhou University)

ABSTRACT

The choice and representation of degrees of freedom of collective motions are thoroughly discussed. Starting from the dynamical group of a shematic model, it is pointed out that the number of independent collective degrees of freedom is uniquely determined, although there exist different continuous variable or boson representations. If more collective degrees of freedom were involved, there must be accompanied conditions.