第 54 卷 第 7 期 2005 年 7 月
1000-3290/2005/54(07)/2980-05

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.54, No.7, July, 2005

广义经典力学系统的对称性与 Mei 守恒量*

张 毅†

(苏州科技学院土木工程系,苏州 215011)

(2004 年 11 月 1 日收到;2004 年 12 月 15 日收到修改稿)

研究广义经典力学系统的对称性和一类新型守恒量——Mei 守恒量.在高维增广相空间中建立了系统的运动微分方程,给出了系统的 Mei 对称性、Noether 对称性和 Lie 对称性的判据,得到了分别由三种对称性导致 Mei 守恒量的条件和 Mei 守恒量的形式.举例说明结果的应用.

关键词:广义经典力学,Mei 对称性,Noether 对称性,Lie 对称性,守恒量

PACC:0320,1110,0220

1. 引 言

力学系统的对称性与守恒量有密切关系.对称性方法是研究守恒量的一个近代方法,主要有 Noether 对称性[1—6],Lie 对称性[6—11],Mei 对称性[12—17]等.由 Noether 对称性可直接导出 Noether 守恒量,由 Lie 对称性可直接导出 Hojman 守恒量.最近,梅凤翔从力学系统的形式不变性,即 Mei 对称性,直接得到了一类新型守恒量[18],可称为 Mei 守恒量.

描述动力学系统的 Lagrange 函数含广义坐标对时间的高阶导数,称为广义经典力学系统或高阶微商系统.1848—1858 年间,Ostrogradsky 和 Jacobi 最早开始了对此类系统的研究,20 世纪中叶以来,广义经典力学理论得到了很大发展,取得了许多重要成果[19—21].本文将梅凤翔的结果[18]进一步推广到广义经典力学系统.首先,建立了系统的运动微分方程,给出了系统在高维增广相空间中的 Mei 对称性、Noether 对称性、Lie 对称性的判据;其次,给出了由系统的 Mei 对称性直接导出守恒量的条件,得到了系统的一类新型守恒量,称之为广义经典力学系统的 Mei 守恒量.同时指出由系统的 Noether 对称性、Lie 对称性通过 Mei 对称性也可间接导出 Mei 守恒量.文末给出了一个算例,以说明结果的应用.

2. 系统的运动微分方程

研究 n 个自由度的广义经典力学系统.假设系统的位形由 n 个广义坐标 q^i $(i=1,\cdots,n)$ 来确定,其 Lagrange 函数为

$$L = L(t, q^i_{(0)}, q^i_{(1)}, \cdots, q^i_{(\omega)}),\ (i = 1,\cdots,n), \tag{1}$$

其中

$$q^i_{(j)} = \frac{\mathrm{d}^j}{\mathrm{d}t^j} q^i(t),\ (i = 1,\cdots,n;\ j = 0,1,\cdots,\omega), \tag{2}$$

系统的广义 Euler-Lagrange 方程为

$$\sum_{j=0}^{\omega} (-1)^j \frac{\mathrm{d}^j}{\mathrm{d}t^j} \frac{\partial L}{\partial q^i_{(j)}} = 0,\ (i = 1,\cdots,n). \tag{3}$$

引进广义动量和广义 Hamilton 函数

$$p_i^{(s)} = p_{i/(s+1)} = \sum_{j=0}^{\omega-s-1} (-1)^j \frac{\mathrm{d}^j}{\mathrm{d}t^j} \frac{\partial L}{\partial q^i_{(j+s+1)}},$$
$$(i = 1,\cdots,n;\ s = 0,1,\cdots,\omega-1), \tag{4}$$

$$H(t, \boldsymbol{q}_{(s)}, \boldsymbol{p}^{(s)}) = p_i^{(s)} q^i_{(s+1)} - L,$$
$$(i = 1,\cdots,n;\ s = 0,1,\cdots,\omega-1), \tag{5}$$

则系统的运动方程(3)可表为正则形式[5]

$$\dot{q}^i_{(s)} = \frac{\partial H}{\partial p_i^{(s)}},\ \dot{p}_i^{(s)} = -\frac{\partial H}{\partial q^i_{(s)}},$$
$$(i = 1,\cdots,n;\ s = 0,1,\cdots,\omega-1), \tag{6}$$

设系统是非奇异的,则方程(6)可展开为显形式

$$\dot{q}^i_{(s)} = g^i_{(s)}(t, \boldsymbol{q}_{(s)}, \boldsymbol{p}^{(s)}),$$

---

* 江苏省高校自然科学基金(批准号:04KJA130135)、江苏省青蓝工程基金资助的课题.

† E-mail:weidiezh@pub.sz.jsinfo.net

$$\dot{p}_i^{(s)} = h_i^{(s)}(t, \boldsymbol{q}_{(s)}, \boldsymbol{p}^{(s)})$$
$$(i = 1, \cdots, n; s = 0, 1, \cdots, \omega - 1). \tag{7}$$

3. 系统的 Mei 对称性、Noether 对称性和 Lie 对称性判据

在高维增广相空间中,取无限小变换为

$$t^* = t + \Delta t, \; q_{(s)}^{i*}(t^*) = q_{(s)}^i(t) + \Delta q_{(s)}^i,$$
$$p_i^{(s)*}(t^*) = p_i^{(s)}(t) + \Delta p_i^{(s)}, \tag{8}$$

其展开式为

$$t^* = t + \varepsilon\tau(t, \boldsymbol{q}_{(s)}, \boldsymbol{p}^{(s)}),$$
$$q_{(s)}^{i*} = q_{(s)}^i + \varepsilon\xi_{(s)}^i(t, \boldsymbol{q}_{(s)}, \boldsymbol{p}^{(s)}),$$
$$p_i^{(i)*} = p_i^{(s)} + \varepsilon\eta_i^{(s)}(t, \boldsymbol{q}_{(s)}, \boldsymbol{p}^{(s)}), \tag{9}$$

其中 ε 为无限小参数,$\tau, \xi_{(s)}^i, \eta_i^{(s)}$ 为无限小变换的生成元.

假设经历变换(9)后,广义 Hamilton 函数 $H(t, \boldsymbol{q}_{(s)}, \boldsymbol{p}^{(s)})$变为 $H^* = H(t^*, \boldsymbol{q}_{(s)}^*, \boldsymbol{p}^{(s)*})$,如果用变换后的动力学函数 H^* 代替变换前的动力学函数 H,方程(6)的形式保持不变,则称这种不变性为广义经典力学系统(6)的形式不变性[17],或 Mei 对称性.有如下判据.

判据 1　对广义经典力学系统(6),如果无限小生成元 $\tau, \xi_{(s)}^i, \eta_i^{(s)}$ 满足关系

$$\frac{\partial}{\partial p_i^{(s)}}\{X^{(0)}(H)\} = 0, \; \frac{\partial}{\partial q_{(s)}^i}\{X^{(0)}(H)\} = 0,$$
$$(i = 1, \cdots, n; s = 0, 1, \cdots, \omega - 1), \tag{10}$$

其中

$$X^{(0)} = \tau\frac{\partial}{\partial t} + \xi_{(s)}^i\frac{\partial}{\partial q_{(s)}^i} + \eta_i^{(s)}\frac{\partial}{\partial p_i^{(s)}}, \tag{11}$$

则相应不变性为系统的 Mei 对称性.

称方程(10)为广义经典力学系统的 Mei 对称性的判据方程.

Noether 对称性是 Hamilton 作用量在群的无限小变换下的一种不变性[1].对于广义经典力学系统(6),有如下判据.

判据 2　对广义经典力学系统(6),如果存在规范函数 $G_N = G_N(t, \boldsymbol{q}_{(s)}, \boldsymbol{p}^{(s)})$ 使无限小生成元 τ, $\xi_{(s)}^i, \eta_i^{(s)}$ 满足条件

$$p_i^{(s)}\dot{\xi}_{(s)}^i - \frac{\partial H}{\partial t}\tau - \frac{\partial H}{\partial q_{(s)}^i}\xi_{(s)}^i - H\dot{\tau} + \dot{G}_N = 0, \tag{12}$$

则相应不变性为系统的 Noether 对称性.

称方程(12)为广义经典力学系统(6)的 Noether 等式.

Lie 对称性是微分方程在群的无限小变换下的一种不变性[7].对于广义经典力学系统(6),有如下判据[17].

判据 3　对广义经典力学系统(6),如果无限小生成元 $\tau, \xi_{(s)}^i, \eta_i^{(s)}$ 满足关系

$$\dot{\xi}_{(s)}^i - \frac{\partial H}{\partial p_i^{(s)}}\dot{\tau} = X^{(0)}\left(\frac{\partial H}{\partial p_i^{(s)}}\right),$$
$$\dot{\xi}_i^{(s)} + \frac{\partial H}{\partial q_{(s)}^i}\dot{\tau} = -X^{(0)}\left(\frac{\partial H}{\partial q_{(s)}^i}\right),$$
$$(i = 1, \cdots, n; s = 0, 1, \cdots, \omega - 1), \tag{13}$$

则相应不变性为系统的 Lie 对称性.

称方程(13)为广义经典力学系统(6)的 Lie 对称性的确定方程.

4. 系统的对称性导致的 Mei 守恒量

广义经典力学系统的 Mei 对称性仅在一定条件下才导致守恒律.由 Mei 对称性寻找守恒律的途径主要有:一是通过 Noether 对称性间接得到 Noether 守恒量[17];二是通过特殊 Lie 对称性可以间接得到 Hojman 守恒量.而下面的定理导出了由广义经典力学系统的 Mei 对称性直接导致的一类新型守恒量——Mei 守恒量,给出了由 Mei 对称性导致 Mei 守恒量的条件和 Mei 守恒量的形式.

定理 1　对于广义经典力学系统(6),如果无限小变换(9)相应于系统的 Mei 对称性,且存在规范函数 $G_M = G_M(t, \boldsymbol{q}_{(s)}, \boldsymbol{p}^{(s)})$满足如下结构方程

$$X^{(0)}(p_i^{(s)})\frac{\bar{\mathrm{d}}}{\mathrm{d}t}\xi_{(s)}^i + \frac{\bar{\mathrm{d}}}{\mathrm{d}t}\{X^{(0)}(p_i^{(s)})\}\xi_{(s)}^i$$
$$- \frac{\partial}{\partial t}\{X^{(0)}(H)\}\tau - X^{(0)}(H)\frac{\bar{\mathrm{d}}}{\mathrm{d}t}\tau + \frac{\bar{\mathrm{d}}}{\mathrm{d}t}G_M$$
$$= 0, \tag{14}$$

其中

$$\frac{\bar{\mathrm{d}}}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial H}{\partial p_i^{(s)}}\frac{\partial}{\partial q_{(s)}^i} - \frac{\partial H}{\partial q_{(s)}^i}\frac{\partial}{\partial p_i^{(s)}}, \tag{15}$$

则系统存在如下形式的 Mei 守恒量

$$I_M = X^{(0)}(p_i^{(s)})\xi_{(s)}^i - X^{(0)}(H)\tau + G_M = \text{const}. \tag{16}$$

证明

$$\frac{\bar{\mathrm{d}}}{\mathrm{d}t}I_M = X^{(0)}(p_i^{(s)})\frac{\bar{\mathrm{d}}}{\mathrm{d}t}\xi_{(s)}^i + \frac{\bar{\mathrm{d}}}{\mathrm{d}t}\{X^{(0)}(p_i^{(s)})\}\xi_{(s)}^i$$
$$- \frac{\bar{\mathrm{d}}}{\mathrm{d}t}\{X^{(0)}(H)\}\tau - X^{(0)}(H)\frac{\bar{\mathrm{d}}}{\mathrm{d}t}\tau + \frac{\bar{\mathrm{d}}}{\mathrm{d}t}G_M. \tag{17}$$

由(15)式,得到

$$\frac{\bar{\mathrm{d}}}{\mathrm{d}t}\{X^{(0)}(H)\}=\frac{\partial}{\partial t}\{X^{(0)}(H)\}+\frac{\partial H}{\partial p_i^{(s)}}\frac{\partial}{\partial q_{(s)}^i}\{X^{(0)}(H)\}-\frac{\partial H}{\partial q_{(s)}^i}\frac{\partial}{\partial p_i^{(s)}}\{X^{(0)}(H)\}. \tag{18}$$

由于无限小变换(9)相应于系统的 Mei 对称性,将 Mei 对称性的判据方程(10)代入上式,得

$$\frac{\bar{\mathrm{d}}}{\mathrm{d}t}\{X^{(0)}(H)\}=\frac{\partial}{\partial t}\{X^{(0)}(H)\}. \tag{19}$$

将(19)式代入(17)式,利用结构方程(14),有

$$\frac{\bar{\mathrm{d}}}{\mathrm{d}t}I_M=0, \tag{20}$$

于是定理成立.证毕.

由定理 1 可以得到如下推论.

推论 1 如果无限小变换(9)的生成元满足关系

$$X^{(0)}(H)=H,X^{(0)}(p_i^{(s)})=p_i^{(s)},$$
$$(i=1,\cdots,n;s=0,1,\cdots,\omega-1), \tag{21}$$

则广义经典力学系统(6)的 Mei 对称性结构方程(14)归为 Noether 等式,系统的 Mei 对称性也是系统的 Noether 对称性,系统的 Mei 守恒量归为系统的 Noether 守恒量.

推论 2 如果无限小变换(9)的生成元满足关系

$$X^{(0)}(H)=0,X^{(0)}(p_i^{(s)})=0,$$
$$(i=1,\cdots,n;s=0,1,\cdots,\omega-1), \tag{22}$$

则广义经典力学系统(6)的 Mei 对称性对应平凡守恒量,即 $I_M=0$.

对广义经典力学系统(6),由 Noether 对称性通过 Mei 对称性可间接导出 Mei 守恒量,有如下结果.

定理 2 对于广义经典力学系统(6),如果系统 Noether 对称性的无限小生成元 $\tau,\xi_{(s)}^i,\eta_i^{(s)}$ 满足关系(10),且存在规范函数 $G_M=G_M(t,\boldsymbol{q}_{(s)},\boldsymbol{p}^{(s)})$ 满足结构方程(14),则系统的 Noether 对称性导致 Mei 守恒量(16).

对广义经典力学系统(6),由 Lie 对称性通过 Mei 对称性可间接导出 Mei 守恒量,有如下结果.

定理 3 对于广义经典力学系统(6),如果系统 Lie 对称性的无限小生成元 $\tau,\xi_{(s)}^i,\eta_i^{(s)}$ 满足关系(10),且存在规范函数 $G_M=G_M(t,\boldsymbol{q}_{(s)},\boldsymbol{p}^{(s)})$ 满足结构方程(14),则系统的 Lie 对称性导致 Mei 守恒量(16).

5. 算 例

例 假设某广义经典力学系统的 Lagrange 函数为

$$L=\frac{1}{2}\alpha_1(q_{(1)}^1)^2+\frac{1}{2}\alpha_2(q_{(2)}^1)^2,$$
$$(\alpha_1>0,\alpha_2>0), \tag{23}$$

试研究系统的对称性与 Mei 守恒量.

首先,研究系统的 Mei 对称性与 Mei 守恒量.广义动量和广义 Hamilton 函数为

$$p_1^{(0)}=\alpha_1 q_{(1)}^1-\alpha_2\dot{q}_{(2)}^1,\ p_1^{(1)}=\alpha_2 q_{(2)}^1, \tag{24}$$

$$H=p_1^{(0)}q_{(1)}^1+\frac{1}{2\alpha_2}(p_1^{(1)})^2-\frac{1}{2}\alpha_1(q_{(1)}^1)^2, \tag{25}$$

系统的运动微分方程为

$$\dot{q}_{(0)}^1=\frac{\partial H}{\partial p_1^{(0)}}=q_{(1)}^1,\ \dot{q}_{(1)}^1=\frac{\partial H}{\partial p_1^{(1)}}=\frac{1}{\alpha_2}p_1^{(1)},$$
$$\dot{p}_1^{(0)}=-\frac{\partial H}{\partial q_{(0)}^1}=0,\dot{p}_1^{(1)}=-\frac{\partial H}{\partial q_{(1)}^1}=-p_1^{(0)}+\alpha_1 q_{(1)}^1. \tag{26}$$

利用(11)式,计算得

$$X^{(0)}(H)=(\eta_1^{(0)}-\alpha_1\xi_{(1)}^1)q_{(1)}^1+\xi_{(1)}^1 p_1^{(0)}+\frac{1}{\alpha_2}\eta_1^{(1)}p_1^{(1)}, \tag{27}$$

$$X^{(0)}(p_1^{(0)})=\eta_1^{(0)},X^{(0)}(p_1^{(1)})=\eta_1^{(1)}, \tag{28}$$

取生成元为

$$\tau=0,\xi_{(0)}^1=1,\xi_{(1)}^1=0,\eta_1^{(0)}=p_1^{(1)},$$
$$\eta_1^{(1)}=-\alpha_2 q_{(1)}^1, \tag{29}$$

则有

$$X^{(0)}(H)=0,X^{(0)}(p_1^{(0)})=p_1^{(1)},$$
$$X^{(0)}(p_1^{(1)})=-\alpha_2 q_{(1)}^1. \tag{30}$$

由判据 1 可知生成元(29)对应系统的 Mei 对称性.结构方程(14)给出

$$G_M=p_1^{(0)}t-\alpha_1 q_{(0)}^1. \tag{31}$$

将(29)—(31)式代入(16)式,得到系统的一个 Mei 守恒量

$$I_M=p_1^{(1)}+p_1^{(0)}t-\alpha_1 q_{(0)}^1=\mathrm{const}. \tag{32}$$

若取生成元为

$$\tau=0,\xi_{(0)}^1=1,\ \xi_{(1)}^1=0,\ \eta_1^{(0)}=0,\eta_1^{(1)}=0, \tag{33}$$

则有

$$X^{(0)}(H)=0,X^{(0)}(p_1^{(0)})=0,X^{(0)}(p_1^{(1)})=0. \tag{34}$$

由定理 1 的推论 2,Mei 对称性生成元(33)相应的 Mei 守恒量是平凡的.

其次,研究系统的 Noether 对称性与 Mei 守恒量. Noether 等式(12)给出

$$p_1^{(0)}\dot{\xi}_{(0)}^1 + p_1^{(1)}\dot{\xi}_{(1)}^1 - \left(p_1^{(0)} - \alpha_1 q_{(1)}^1\right)\xi_{(1)}^1 - H\dot{\tau} + \dot{G}_N = 0, \tag{35}$$

方程(35)有如下解

$$\tau = 0, \xi_{(0)}^1 = 0, \xi_{(1)}^1 = p_1^{(1)}, \eta_1^{(0)} = \alpha_1 p_1^{(1)}, \eta_1^{(1)} = -\alpha_2 p_1^{(0)}, G_N = -\left(p_1^{(1)}\right)^2. \tag{36}$$

经计算,有

$$X^{(0)}(H) = 0, X^{(0)}\left(p_1^{(0)}\right) = \alpha_1 p_1^{(1)}, X^{(0)}\left(p_1^{(1)}\right) = -\alpha_2 p_1^{(0)}. \tag{37}$$

因此生成元(36)满足关系(10),而结构方程(14)给出

$$G_M = -\alpha_2 t\left(p_1^{(0)}\right)^2 + \alpha_1\alpha_2 p_1^{(0)} q_{(0)}^1. \tag{38}$$

守恒量(16)式给出

$$I_M = -\alpha_2 p_1^{(0)} p_1^{(1)} - \alpha_2 t\left(p_1^{(0)}\right)^2 + \alpha_1\alpha_2 p_1^{(0)} q_{(0)}^1 = \text{const}. \tag{39}$$

这是由系统的 Noether 对称性(36)导致的 Mei 守恒量.

最后,研究系统的 Lie 对称性与 Mei 守恒量. Lie 对称性的确定方程(13)给出

$$\dot{\xi}_{(0)}^1 - q_{(1)}^1\dot{\tau} = \xi_{(1)}^1, \dot{\xi}_{(1)}^1 - \frac{1}{\alpha_2}p_1^{(1)}\dot{\tau} = \frac{1}{\alpha_2}\eta_1^{(1)},$$

$$\dot{\eta}_1^{(0)} = 0, \dot{\eta}_1^{(1)} + \left(p_1^{(0)} - \alpha_1 q_{(1)}^1\right)\dot{\tau} = -\eta_1^{(0)} + \alpha_1\xi_{(1)}^1. \tag{40}$$

方程(40)有解

$$\tau = 0, \xi_{(0)}^1 = 1, \xi_{(1)}^1 = 0, \eta_1^{(0)} = 0, \eta_1^{(1)} = 0. \tag{41}$$

计算可得

$$X^{(0)}(H) = 0. \tag{42}$$

易知 Lie 对称性(41)导致的 Mei 守恒量是平凡的.

---

[1] Noether A E 1918 *Invariante Variationsprobleme Nachr Akad Wiss Göttingen Math Phys* **KI, II** 235

[2] Vujanović B 1986 *Acta Mechanica* **65** 63

[3] Liu D 1991 *Science in China* (Series A) **34** 419

[4] Mei F X, Liu D and Luo Y 1991 *Advanced Analytical Mechanics* (Beijing: Beijing Institute of Technology Press) (in Chinese) [梅凤翔、刘 端、罗 勇 1991 高等分析力学(北京:北京理工大学出版社)]

[5] Li Z P 1993 *Classical and Quantal Dynamics of Constrained Systems and Their Symmetrical Properties* (Beijing: Beijing Polytechnic University Press) (in Chinese) [李子平 1993 经典和量子约束系统及其对称性质(北京:北京工业大学出版社)]

[6] Mei F X 1999 *Applications of Lie Groups and Lie Algebras to Constrained Mechanical Systems* (Beijing: Science Press) (in Chinese) [梅凤翔 1999 李群和李代数对约束力学系统的应用(北京:科学出版社)]

[7] Lutzky M 1979 *Journal Phys A: Math Gen* **12** 973

[8] Zhao Y Y 1994 *Acta Mech. Sin.* **26** 380 (in Chinese) [赵跃宇 1994 力学学报 **26** 380]

[9] Zhang Y and Mei F X 2000 *Chinese Science Bulletin* **45** 1354

[10] Hojman S A 1992 *J. Phys. A: Math Gen* **25** L291

[11] Zhang Y 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 461 (in Chinese) [张 毅 2002 物理学报 **51** 461]

[12] Mei F X 2000 *Journal of Beijing Institute of Technology* **9** 120

[13] Wang S Y and Mei F X 2001 *Chin. Phys.* **10** 373

[14] Fang J H, Yan X H and Chen P S 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1561 (in Chinese) [方建会、闫向宏、陈培胜 2003 物理学报 **52** 1561]

[15] Wang S Y and Mei F X 2002 *Journal of Beijing Institute of Technology* **22** 139 (in Chinese) [王树勇、梅凤翔 2002 北京理工大学学报 **22** 139]

[16] Luo S K 2002 *Chin. Phys. Lett.* **19** 449

[17] Zhang Y and Mei F X 2003 *Chin. Phys.* **12** 1058

[18] Mei F X 2004 *Symmetries and Conserved Quantities of Constrained Mechanical Systems* (Beijing: Beijing Institute of Technology Press) (in Chinese) [梅凤翔 2004 约束力学系统的对称性与守恒量(北京:北京理工大学出版社)]

[19] Podolsky B 1942 *Phys. Rev.* **65** 228

[20] De León M and Rodrigues P R 1985 *Generalized Classical Mechanics and Field Theory* (ESPBV, Amster-dam) p 1

[21] Zhang Y 2004 *Journal of University of Science and Technology of Suzhou* (*Natural Science Edition*) **21** 32 (in Chinese) [张 毅 2004 苏州科技学院学报(自然科学版) **21** 32]

Symmetries and Mei conserved quantities for systems of generalized classical mechanics*

Zhang Yi

(*Department of Civil Engineering*, *University of Science and Technology of Suzhou*, *Suzhou* 215011, *China*)

(Received 1 November 2004; revised manuscript received 15 December 2004)

Abstract

In this paper, the symmetries and a new type of conserved quantities called Mei conserved quantities for systems of generalized classical mechanics are studied. In the high-dimensional extended phase space, the differential equations of motion of the systems are established, and the criteria for Mei symmetries, Noether symmetries and Lie symmetries of the systems are given. The conditions, under which the above three symmetries can respectively lead to the Mei conserved quantities, and the form of the Mei conserved quantities are obtained. Finally, an example is given to illustrate the application of the results.

Keywords: generalized classical mechanics, Mei symmetry, Noether symmetry, Lie symmetry, conserved quantity

PACC: 0320, 1110, 0220

* Project supported by the Natural Science Foundation of High Education of Jiangsu Province, China (Grant No. 04KJA130135) and the 'Qing Lan' Project Foundation of Jiangsu Province of China.