

玻色子等效电荷计算

文万信 顾金南

(中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

摘 要

本文根据相互作用玻色子模型的基本原理, 结合实验数据提取了部分 $U(5)$ 极限和 $O(6)$ 极限核的玻色子等效电荷, 并应用它们计算了混合对称态的跃迁几率。计算表明, 中子(质子)玻色子等效电荷随中子(质子)玻色子数增加而减小, 即玻色子等效电荷存在屏蔽效应。

在相互作用玻色子模型(简称 IBM)中, 玻色子等效电荷是为计算电磁跃迁几率和磁矩等物理量而引入的。只有将壳模型空间截断并投影到相互作用玻色子模型空间, 才能深入理解它的物理意义和给出它的解析表达式。通常这样做很困难, 这也是 IBM 微观理论有待进一步解决的主要问题之一。由于微观理论研究的复杂性, 对玻色子等效电荷的研究更多的是从实验数据提取有关信息^[1,2]。中子-质子相互作用玻色子模型(Neutron-Proton Interacting Boson Model, 即 IBM2)^[3]所预言并为实验证实的混合对称态^[4]的电磁跃迁几率的大小更强烈地依赖于玻色子等效电荷。混合对称态是一种具有新的动力学对称性的态, 它引起了人们的浓厚兴趣和广泛重视。核物理实验正在寻找更多的混合对称态。如果玻色子等效电荷能够准确地确定, 则有益于从实验上寻找混合对称态和分析了解原子核的结构与性质。

在 IBM2 中, 极限核 2_1^+ 的电四极跃迁几率、电四极矩及磁偶极矩等公式可以改写为 N_p/N_π 或 N_π/N_p 的函数形式(见表 1)。实验上已经积累了大量的偶偶核实验数据, 如能谱、电四极跃迁几率 $B(E2, 0_1^+ - 2_1^+)$ (简记作 $B(E2)$)、 2_1^+ 态的电四极矩 Q 、磁偶极 μ 以及少量混合对称态 $1_{1/2}^+$ 的磁偶极跃迁几率 $B(M1, 0_1^+ - 1_{1/2}^+)$ (简记作 $B(M1)$) 等。应用最小二乘法对实验数据按这些函数关系进行拟合, 求得等效电荷。如果某一些核的等效电荷的数值相同或相近, 那么这些核的数据点应分布在同一直线上或分布在同一直线附近。对 $SU(3)$ 类核玻色子等效电荷讨论较多, 如文献[1, 2]等; 而对 $U(5)$ 和 $O(6)$ 类极限核相对较少。这里讨论一些具有 $U(5)$ 和 $O(6)$ 对称性的同位素核的玻色子等效电荷及其混合对称态的电磁跃迁几率。

对于 $U(5)$ 类核 $^{106-114}_{48}\text{Cd}$ 、 $^{120-130}_{52}\text{Te}$ 、 $^{196-204}_{80}\text{Hg}$ 和 $O(6)$ 类核 $^{124-132}_{54}\text{Xe}$ 、 $^{126-134}_{56}\text{Ba}$ 、 $^{192-198}_{78}\text{Pt}$ 等的实验数据作拟合, 得到它们的玻色子等效电荷。电磁极矩、电四极跃迁几率

表 1 2^+ 态电四极矩与电四极跃迁几率公式

limit	formulae of μ or $B(E2)$	function form of N_ν/N_π
$U(5)$	$B(E2) = (e_\nu N_\nu + e_\pi N_\pi)^2 \frac{5}{N}$	$\frac{1}{N_\pi} \sqrt{\frac{N}{5} B(E2)} = e_\pi + e_\nu N_\nu/N_\pi$
	$\mu = \frac{2}{N} (g_\nu N_\nu + g_\pi N_\pi)$	$\mu = \frac{N}{2N_\pi} g_\pi + g_\nu N_\nu/N_\pi$
$SU(3)$	$B(E2) = (e_\nu N_\nu + e_\pi N_\pi)^2 \frac{2N+3}{N}$	$\frac{1}{N_\pi} \sqrt{\frac{N}{2N+3} B(E2)} = e_\pi + e_\nu N_\nu/N_\pi$
	$\mu = \frac{2}{N} (g_\nu N_\nu + g_\pi N_\pi)$	$\mu = \frac{N}{2N_\pi} g_\pi + g_\nu N_\nu/N_\pi$
$O(6)$	$B(E2) = (e_\nu N_\nu + e_\pi N_\pi)^2 \frac{N+4}{N}$	$\frac{1}{N_\pi} \sqrt{\frac{N}{N+4} B(E2)} = e_\pi + e_\nu N_\nu/N_\pi$
	$\mu = \frac{2}{N} (g_\nu N_\nu + g_\pi N_\pi)$	$\mu = \frac{N}{2N_\pi} g_\pi + g_\nu N_\nu/N_\pi$

等实验数据都取自文献[5,6]以及 Table of Isotope^[7]. 各家实验的 Q 数值不完全相同, 有的甚至差别较大. 在计算时取各家实验的平均值, 其它实验数据也都取平均值. 图 1 给出了等效电荷拟合图. 由它们看出, 对于玻色子等效电荷 e_π, e_ν 的数值拟合, 特别是 $U(5)$ 类核的拟合效果甚佳, g_π, g_ν 的拟合稍差一些. 对于电四极矩算符和电四极跃迁算符中的参数 χ_π 和 χ_ν , 同样作了数值拟合, 效果很差. 其缘由可能是实验数据太少或者不同核的 χ_π 和 χ_ν 数值本身就不同, 或者二者兼而有之. 原则上不同核的玻色子等效电荷不同, 因为每个核的性质不同. 从计算结果来看, 同一同位素的核的玻色子等效电荷差别较小, 这是因为它们的质子壳结构组态相同; 不同同位素的核即使动力学对称性相同, 它们的玻色子等效电荷差别有时却较明显, 不同同位素的核的质子和中子壳结构组态都有差别. 从相同动力学对称性的同一同位素的核提取玻色子等效电荷也是基于上述考虑.

表 2 玻色子等效电荷

Charge	123-130Te	106-114Cd	196-204Hg	124-132Xe	126-134Ba	192-198Pt
$e_\pi(\text{eb})$	0.142	0.277	0.229	0.110	0.116	0.211
$e_\nu(\text{eb})$	0.137	0.089	0.191	0.117	0.130	0.119
$g_\pi(\mu_N)$	0.26	1.20	0.47			0.58
$g_\nu(\mu_N)$	0.33	0.17	0.37			0.19

对于 $U(5)$ 极限核来说, 当 $N_\pi = 0$ 或 $N_\nu = 0$ 时则有

$$e_\nu = \sqrt{\frac{B(E2)}{5N_\nu}} \quad (N_\pi = 0), \quad (1)$$

$$e_\pi = \sqrt{\frac{B(E2)}{5N_\pi}} \quad (N_\nu = 0). \quad (2)$$

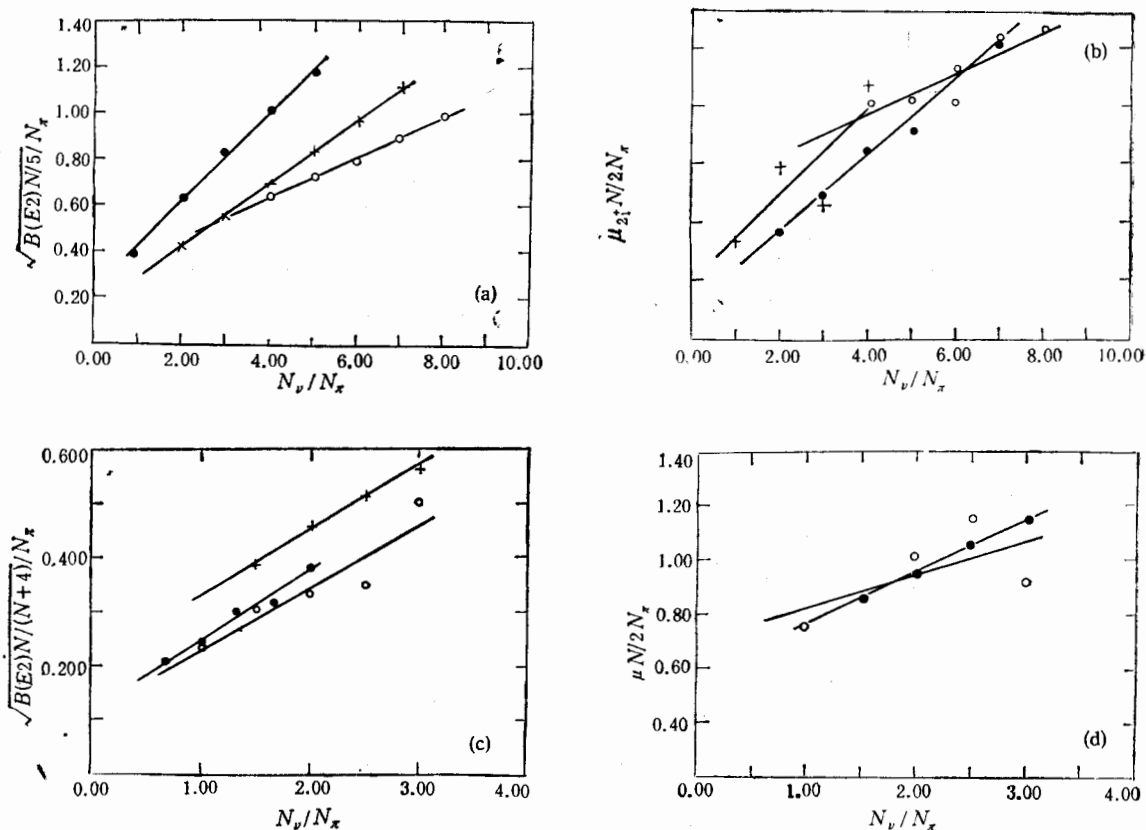


图1 a、b为 $U(5)$ 类核等效电荷 e_x, e_v (+Te, \circ Cd, \bullet Hg) 和 g_x, g_v (\bullet Te, \circ Cd, +Hg) 的最小二乘拟合, c、d 为 $O(6)$ 类核等效电荷 e_x, e_v (\circ Xe, \bullet Ba, +Pt) 和 g_x, g_v (\circ Xe, \bullet Pt) 的最小二乘拟合

中子或质子玻色子数为零的极限核的电磁跃迁几率中不存在中子玻色子或质子玻色子的贡献。这样的核对于细致讨论玻色子等效电荷随玻色子数的变化十分有用。同位素核 $^{112-124}_{50}\text{Sn}$ 是质子玻色子数为零的 $U(5)$ 类核。为了加以对照,另外选取一组中子玻色子数为零的 $U(5)$ 类核(见表3)。

从表3和图2看出,中子玻色子等效电荷和质子玻色子等效电荷分别随中子玻色子数和质子玻色子数增加而减小。二者的变化趋势一致,造成这种现象的内在原因应从微观理论方面深入分析。从直观上看,无论是中子还是质子玻色子等效电荷都存在屏蔽效应。

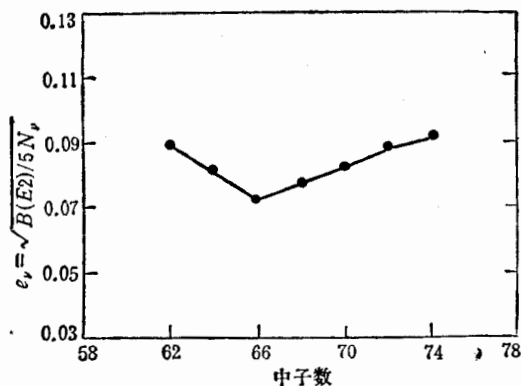
由拟合得到的等效电荷(表2)和有关解析公式计算出 $U(5)$ 类核与 $O(6)$ 类核混合对称态的电磁跃迁几率,结果列于表4。 $U(5)$ 极限核 $B(M1, 0_1^+ - 1_M^+)$ 理论值为零。由表4看出, $U(5)$ 类核 $^{120-130}\text{Te}$ 和 $^{196-204}\text{Hg}$ 的 $B(E2, 0_1^+ - 2_M^+)$ 和 $B(M1, 0_2^+ - 1_M^+)$ 都非常小,它们的 $B(E2, 0_1^+ - 2_M^+)$ 和 $B(M1, 2_1^+ - 2_M^+)$ 也很小,而 $^{105-114}\text{Cd}$ 的上述电磁跃迁几率较大。由于 $U(5)$ 类核的 χ_x 和 χ_v 数值难以确定, $B(E2, 2_1^+ - 2_M^+)$ 值未能计算。 $O(6)$ 类核 $^{124-132}\text{Xe}$ 、 $^{126-134}\text{Ba}$ 和 $^{192-198}\text{Pt}$ 的 $B(E2, 0_1^+ - 2_M^+)$ 很小,同样可计算它们的 $B(E2, 2_2^+ - 2_M^+)$, 其

表 3 $U(5)$ 类 $N_\nu = 0$ 的核的质子玻色子等效电荷

Nuclide	$^{86}_{36}\text{Kr}$	$^{88}_{38}\text{Sr}$	$^{92}_{42}\text{Mo}$	$^{136}_{54}\text{Xe}$	$^{138}_{56}\text{Ba}$	$^{140}_{58}\text{Ce}$	$^{142}_{60}\text{Na}$	$^{144}_{62}\text{Sm}$
N_π	4	5	4	2	3	4	5	6
$B(E2)$	0.122	0.092	0.097	0.18	0.226	0.296	0.270	0.266
$e_\pi(\text{eb})$	0.078	0.061	0.070	0.134	0.123	0.122	0.104	0.094

表 4 $U(5)$ 和 $O(6)$ 类核混合对称态电磁跃迁几率计算

Nuclide	$B(E2, 0_1^+ - 2_1^+)$	$B(M1, 0_1^+ - 1_1^+)$	Nuclide	$B(E2, 0_1^+ - 2_1^+)$	$B(M1, 0_1^+ - 1_1^+)$
^{106}Cd	0.14	0.61	^{124}Xe	1.6×10^{-4}	0.32
^{108}Cd	0.15	0.51	^{126}Xe	1.6×10^{-4}	0.30
^{110}Cd	0.15	0.43	^{128}Xe	1.5×10^{-4}	0.27
^{112}Cd	0.16	0.38	^{130}Xe	1.4×10^{-4}	0.24
^{114}Cd	0.16	0.34	^{132}Xe	1.2×10^{-4}	0.19
^{120}Te	1.1×10^{-4}	1.8×10^{-3}	^{126}Ba	8.6×10^{-4}	
^{122}Te	1.1×10^{-4}	2.0×10^{-3}	^{128}Ba	8.2×10^{-4}	
^{124}Te	1.0×10^{-4}	2.3×10^{-3}	^{130}Ba	37.6×10^{-4}	
^{126}Te	1.0×10^{-4}	2.8×10^{-3}	^{132}Ba	6.7×10^{-4}	
^{128}Te	0.9×10^{-4}	3.5×10^{-3}	^{134}Ba	5.5×10^{-4}	
^{130}Te	0.8×10^{-4}	4.7×10^{-3}	^{192}Pt	0.028	0.15
^{196}Hg	3.6×10^{-3}	0.005	^{194}Pt	0.027	0.14
^{198}Hg	4.8×10^{-3}	0.006	^{196}Pt	0.026	0.12
^{200}Hg	5.4×10^{-3}	0.007	^{198}Pt	0.024	0.11
^{202}Hg	5.8×10^{-3}	0.010			
^{204}Hg	6.0×10^{-3}	0.014			

图 2 Sn 同位素核的中子玻色子等效电荷, 其平均值 $\bar{e}_n = 0.083\mu_N$

数值也很小, 但这些核的 $B(M1, 0_1^+ - 1_1^+)$ 和 $(M1, 2_1^+ - 2_2^+)$ 相对较强。由于 $|e_\pi - e_\nu|$ 和 $|g_\pi - g_\nu|$ 不尽相同, 各 $U(5)$ 和 $O(6)$ 类同位素核混合对称态的电磁跃迁强弱不同。目前实验上所发现的 $SU(3)$ 类核混合对称态的磁偶极跃迁几率都比较大^[4]。

混合对称态对应着新的动力学对称性。各种动力学对称性极限核的混合对称态和实验观测对于深入研究原子核动力学对称性有着重要意义。目前为止实验所发现的具有混

合对称态的核主要是 $SU(3)$ 极限的核。 $SU(3)$ 极限核最低能量的混合对称态是 1_{M}^{+} 态, 它也是 1^{+} 态中能量较低的, 实验容易确认; 而 $U(5)$ 极限和 $O(6)$ 极限核的最低能量的混合对称态是 2_{M}^{+} 态, 它附近有许多完全对称的 2^{+} 态, 因此实验甄别较为困难。本文根据计算得到的玻色子等效电荷给出了部分 $U(5)$ 和 $O(6)$ 极限核混合对称态电磁跃迁几率的计算值。从它们来看, $U(5)$ 极限的 Cd 同位素核和 $O(6)$ 极限的 Pt 同位素核寻找混合对称态相对较为容易。这些混合对称态的能量有待进一步计算, 以便为实验寻找这些核的混合对称态提供参考数值。

参 考 文 献

- [1] A. Wolf, R. F. Casten and D.D. Warner, *Phys. Lett.*, **B190** (1987), 19.
- [2] Shi Zhongren, Zhang Ming, *Chin. J. Nucl. Phys.*, Vol. **11**, No. 2(1989), 13.
- [3] F. Iachello and A. Arima, *The Interacting Boson Model*, Cambridge Univ. Press, 1987.
- [4] D. Bohle, A. Rechter, et al., *Phys. Lett.*, **137B** (1984), 27; *Phys. Lett.*, **148B** (1984)260.
- [5] P. Raghaven, *At. Data and Nucl. Data Tables*, **42**(1989)189.
- [6] S. Raman, et al., *At. Data and Nucl. Data Tables*, **42**(1989), 1.
- [7] C. M. Lederer and V.S. Shirley, *Tables of Isotopes*, 7th end., Wiley, New York, 1978.

The Effective Boson Charges

WEN WANXIN GU JINNAN

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou 730000)

ABSTRACT

Some properties about the effective boson charges are discussed in term of the neutron-proton interacting boson model. The effective boson charges of some $U(5)$ -like and $O(6)$ -like nuclei are extracted from the experimental data of electromagnetic transition probabilities. With the calculated effective boson charges the electromagnetic transition probabilities of the mixed states in the nuclei are calculated, too. It shows that the effective boson charges both of neutron and proton have something of screening effect.