

试验粒子方法应用于核 ^{11}Li 四极 软巨共振态的研究*

蔡 延 瓚

(中国科学院上海原子核研究所, 上海 201800)

1993 年 11 月 11 日收到

摘 要

由试验粒子方法求解相空间 Vlasov 方程, 得到核单粒子几率密度分布函数 $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$. 基于此研究了核 ^{11}Li 的四极巨共振激发. 结果表明, 在低激发能区 2MeV 左右核 ^{11}Li 存在四极软巨共振态, 它的强度占 $E2$ 跃迁能量权重和 (EWSR) 的百分比敏感地依赖于 ^{11}Li 核的中子晕分布, 而能量中心位于 29MeV 左右的正常四极巨共振, 则与中子晕分布无关. 最后对结果作了简要的讨论.

关键词 软巨共振, Vlasov 方程, 试验粒子方法, 中子晕.

1 引 言

自实验上发现极端丰中子 ^{11}Li 反常大的电磁分离截面以来^[1], 中子滴线附近丰中子核的反应和结构特性的研究, 诸如 ^{11}Li 低激发能区软多极巨共振态的研究, 已引起人们极大的兴趣. 现在已经清楚, ^{11}Li 核反常大的电磁分离截面正是由于在低激发能区 1—2MeV 偶极软巨共振激发所致. 而软巨共振的激发则与丰中子核 ^{11}Li 的特殊性质密切相关, 即与 ^{11}Li 双中子分离能极小 (约为 0.2MeV), 核表面完全中子化以致它拥有中子晕这种特殊的核结构形式有关^[2]. 那么这种拥有中子晕的丰中子核是否也存在其他多极软模式集体激发? 目前实验上正在寻找这样的软巨共振态. 理论研究的回答是肯定的. 已有的两家理论计算表明, ^{11}Li 同样可能存在单极和四极软巨共振态. HF + Green 函数方法计算^[3]给出 ^{11}Li 四极集体激发线性响应函数强度分布在低能 1.6MeV 左右处有一峰值, 从 0MeV 积分至 5MeV 或 7MeV 的对应积分强度分别占 $E2$ -EWSR 的 17% 或 40%. 而 HF + RPA 计算^[4]给出四极集体激发线性响应函数的峰值约在 1.5MeV 处, 对应的强度占 $E2$ -EWSR 的 7%. 显然两者虽都能预言低能四极集体激发, 但对强度大小的预告相差甚大, 因此有必要进一步从理论上对两者结果作出鉴别.

* 国家自然科学基金, 中国科学院 LWTZ-1298 资助项目.

必须指出文献[3,4]的计算,其理论基础都是线性响应函数理论.它要求在外场或核子剩余相互作用下,核密度仅微小地涨落^[5].但对诸如 ^{11}Li 这类丰中子核,由于中子晕分布于广阔的空间,中子晕分布密度大大低于核壳心部分的核密度.所以对 ^{11}Li 的这两个组成部分就不能像文献[3,4]一样用一个统一的核密度来描述其对应的平均场的自洽变化.必须对壳心核子(中子和质子)及中子晕中子引入不同的平均场(或密度),而 Vlasov 方程正可以作这样的处理.我们曾在文献[6,7]中通过解线性 Vlasov 方程,计算了 ^{11}Li 的偶极软巨共振的强度函数分布,与实验结果相当符合.线性 Vlasov 方程实质上等价于 RPA,它是严格 Vlasov 方程的近似.试验粒子方法可给出严格 Vlasov 方程(及 BUU 方程)的数值解,近年来已成功地应用于重离子碰撞及反应的研究,但尚未见到它直接应用于核结构及集体激发的研究.本文将该方法应用于巨共振计算,不失为有意义的尝试.

第二节将简要介绍试验粒子方法及有关巨共振的计算公式.第三节给出计算结果,最后一节将比较现有的各种计算结果并作一简要讨论.

2 试验粒子方法及有关计算公式

试验粒子方法首先由 Wong^[8] 应用于解相空间 Vlasov 方程.它实质上是一种 Monte-Carlo 计算,能模拟任何时刻下核子在核内的运动(位置及动量),从而得到对应核子分布密度函数.在相空间 (\mathbf{r}, \mathbf{p}) 中,核单粒子几率密度分布函数 $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ 满足 Vlasov 方程:

$$\frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)}{\partial t} = \{h(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) + \beta Q(t), f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)\}, \quad (1)$$

它是时间依赖 HF(TDHF) 方程的经典近似.式中括号为泊松括号, $\beta(t)Q(\mathbf{r})$ 为时间依赖的驱动外场, $h(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ 为自洽哈密顿量.

设核系统由 A 个核子组成,并假定每个核子由 N_t 个试验粒子表示.它们也是费米子,其运动满足哈密顿方程.设试验粒子在相空间 (\mathbf{r}, \mathbf{p}) 的分布为 δ 函数 $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)\delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}_i)$,若 N_t 充分大,则核子几率密度分布函数 $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ 可由试验粒子在相空间的分布来表示.即我们有

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \frac{1}{N_t} \sum_{i=1}^{AN_t} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)\delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}_i). \quad (2)$$

可以证明(2)式满足 Vlasov 方程(1).由此可计算核系统的任何 (\mathbf{r}, \mathbf{p}) 函数的力学量算符 $F(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ 的平均值,即

$$\langle F(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \rangle = \int F(\mathbf{r}, \mathbf{p}) f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d\mathbf{r} d\mathbf{p} = \frac{1}{N_t} \sum_{i=1}^{AN_t} F_i(\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i). \quad (3)$$

式中 F_i 为试验粒子对应的力学量.

为了描述试验粒子在核内的运动,需要知道它们在核内的平均场.它可借助于求解核子平均场的方法得到.假设核子之间的相互作用为 SKM 型力,即 $V = V^{(2)}(\mathbf{r}) + V^{(3)}(\mathbf{r}) = \iota_1 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) + \iota_2 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1)\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_2)$, 式中 $V^{(2)}(\mathbf{r})$ 、 $V^{(3)}(\mathbf{r})$ 分别表示二体及

三体力。则核子平均场一般可写为

$$U[\rho(\mathbf{r})] = a \left[\frac{\rho(\mathbf{r})}{\rho_0} \right] + b \left[\frac{\rho(\mathbf{r})}{\rho_0} \right]^d, \quad (4)$$

式中 $\rho(\mathbf{r})$ 为 \mathbf{r} 点核密度, ρ_0 为核物质饱和密度, 取 $\rho_0 = 0.145\text{fm}^{-3}$ 。系数 a, b, d 可由核物质平均核子结合能 $B = -16\text{MeV}$, 压力 $P = 0$ 及核不可压缩系数 $K = 200\text{MeV}$ (软模式) 得出。它们分别为 $a = -124\text{MeV}$, $b = 70.5\text{MeV}$ 及 $d = 2$ 。假定试验粒子之间的相互作用力亦为 SKM 型, 并为了提高计算精度以高斯函数代替 δ 函数, 则有

$$V_i = \lim_{\sigma \rightarrow 0} \left[t_1 g_{12} + \frac{t_2}{3} (g_{12} g_{13} + g_{21} g_{23} + g_{31} g_{32}) \right], \quad (5)$$

式中

$$g_{12} = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{3/2}} \exp[-(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2/2\sigma^2], \quad (6)$$

为高斯型函数。则试验粒子在核内运动的平均场为

$$U_i[\rho_i(\mathbf{r}_i)] = \alpha \sum_{i \neq j}^{AN_i} \exp[-(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2/2\sigma^2] + \beta \sum_{i \neq j \neq k}^{AN_i} \exp[-(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2/2\sigma^2] \exp[-(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k)^2/2\sigma^2], \quad (7)$$

式中 $\rho_i(\mathbf{r}_i)$ 为试验粒子密度,

$$\alpha = \frac{a}{N_i \rho_0} \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{3/2}}, \quad (8)$$

$$\beta = \frac{b}{3N_i^2 \rho_0} \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^3}. \quad (9)$$

于是试验粒子在核内运动受到的力场为

$$\mathbf{F} = - \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}_i} U_i[\rho(\mathbf{r}_i)]. \quad (10)$$

若已知试验粒子在上一时刻(或初始时刻) $t = t_0$ 在相空间的坐标 $[\mathbf{r}(t_0), \mathbf{p}(t_0)]$, 则下一时刻的坐标由运动方程给出:

$$\begin{aligned} \mathbf{p}_i(t_0 + \delta t) &= \mathbf{p}_i(t_0) - \nabla U_i[\mathbf{r}_i(t_0)] \delta t, \\ \mathbf{r}_i(t_0 + \delta t) &= \mathbf{r}_i(t_0) + \frac{\mathbf{p}_i(t_0)}{m} \delta t. \end{aligned} \quad (11)$$

3 计算结果

设 ^{11}Li 具有如下结构 $^{11}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li} + 2n$ (中子晕)。壳心 ^9Li 核子和中子晕核子(及分别对应这二类核子的二类试验粒子)分别分布于以 $R_c = 1.2A^{1/3}$ 和 R_h 为半径的球体内。在初始时刻 $t = t_0$, 随机无规地产生试验粒子在相空间的分布 (\mathbf{r}, \mathbf{p}) 。然后按式(7),(10),(11)求出平均场、力函数及下一时刻的试验粒子分布。由此可得到任何时刻的

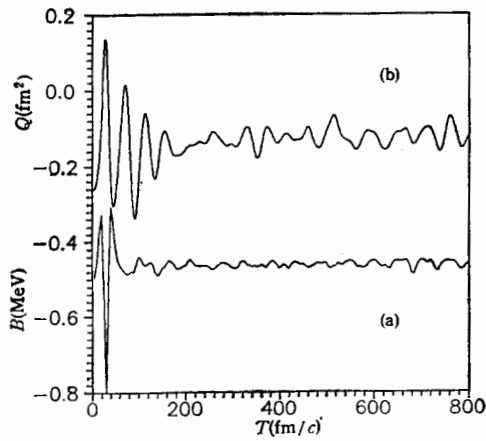


图1 (a)核 ^{11}Li 每核子平均结合能 B , (b) 四极矩 Q , 随时间 T 的演化

(a) 中纵坐标 B 每点真实计算值应为: 图示值 $\times 10^{-2} - 5.15 \text{MeV}$.

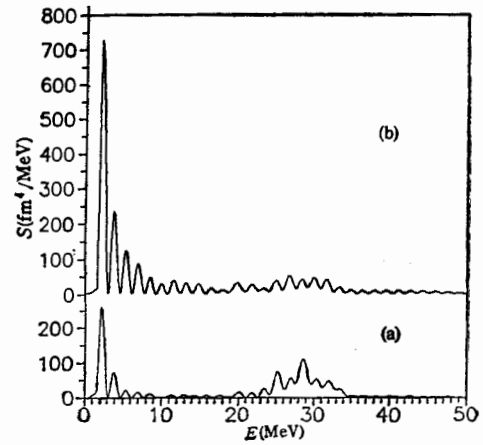


图2 对应于不同中子晕分布半径 R_h 的核 ^{11}Li 四极激发强度函数 S 的分布

(a) $R_h = 4.1 \text{fm}$, (b) $R_h = 12.3 \text{fm}$.

$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ 及力学量平均值。图1给出核子平均结合能 B 及核四极矩 Q 。计算参数为 $N_t = 200$, $\sigma = 1.8$ 。由图可知, B 是相当稳定的, 平均值约为 -5.15MeV 。对四极矩作傅里叶变换, 可得到四极响应函数强度分布 $S(E)$ 即

$$S_2(E) = \left| \int_0^\infty e^{-iEt} Q_2(t) dt \right|^2. \quad (12)$$

图2给出中子晕半径为 4.1fm 及 12.3fm 时的四极强度函数分布。由图知在低激发能区 1.7 至 3.3MeV 之间, 强度函数拥有极大峰。其能量中心约在 2.2MeV , 与中子晕半径 R_h 基本无关。但峰值及该峰所包含的强度占总的 $E2$ -EWSR 的百分比对 R_h 的依赖十分明显。当 R_h 分别等于 4.1fm 及 12.3fm 时, 此百分比分别为 2.8% 和 7.9% 。此外在能

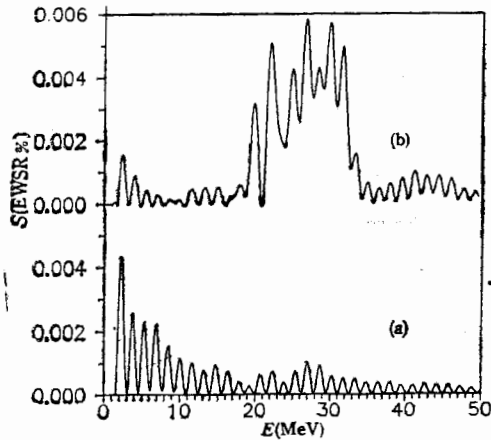


图3 中子晕分布半径 $R_h = 4.1 \text{fm}$ 时, (a) 中子晕和 (b) 壳心核 ^9Li 的四极激发强度函数占 ^{11}Li 总的 $E2$ -EWSR 的百分比

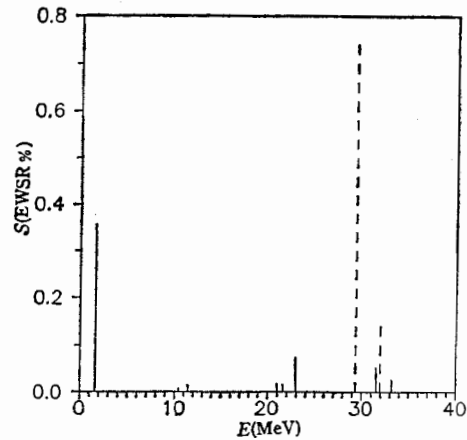


图4 与图3说明相同, 由解线性 Vlasov 方程得到。虚线为壳心核 ^9Li 的贡献, 实线为中子晕的贡献(真实值已被乘以 10)。

量中心约为 29MeV 处,强度函数分布呈现一个峰包。该峰包在中子晕半径 4.1fm 时更为明显。为了进一步探索 2.2MeV 和 29MeV 峰的来源,我们在图 3 中给出 $R = 4.1\text{fm}$ 时,中子晕及壳心 ^9Li 的四极强度函数分布。显然,中子晕对四极振荡强度函数的贡献主要在低能区,而高能区(能量中心为 29MeV 处)的强度主要来自壳心的贡献。作为比较,我们同样由求解线性 Vlasov 方程,计算了 $R = 4.1\text{fm}$ 核壳心 ^9Li 及中子晕的四极线性响应函数。具体计算方法见文献[9],计算参数见文献[6]表 2。图 4 给出计算结果。这些结果表明,中子晕四极响应函数在 1.8MeV 处有一峰值,其对应强度约占总 E2-EWSR 的 3.5%,而壳心 ^9Li 的四极响应函数在 29MeV 处具有峰值。这就进一步证明了我们先前的结论,即 ^{11}Li 核 2.2MeV 的四极软巨共振态及 29MeV 的正常的四极巨共振态,它们分别地主要来自中子晕及壳心 ^9Li 的贡献。

4 讨论和结论

我们通过试验粒子方法及线性化求解相空间 Vlasov 方程,计算了丰中子核 ^{11}Li 的四极巨共振态,两者给出的 ^{11}Li 的四极软巨共振及正常巨共振态的能量位置及其对应的强度占 E2-EWSR 的百分比是相当接近的。它们与文献[4]的 HF + RPA 计算结果可以相比。文献[3] HF + Green 函数方法给出的四极软巨共振态的能量虽然也在 2MeV 左右,但强度显然估计过高。究其原因,这是因为该文考虑了中子晕中子从弱束缚态到连续态的跃迁,在这样的处理下,如果中子晕中子占据的轨道接近连续谱,则其跃迁至连续谱的 E2 跃迁强度可以非常大。甚至可耗尽全部 E2-EWSR,这显然不合理。因此,我们及 Sagawa 等人的结果,可能更接近实际情况。以下主要讨论四极软巨共振强度对于中子晕半径的依赖关系。我们曾在文献[7]中指出, ^{11}Li 偶极软巨共振的能量及对应的强度绝对值对于中子晕半径有较强的依赖。当 R_h 越大,则偶极软巨共振能量向低能一侧移动,同时强度(绝对值)也增加,只是由于能量改变的幅度比强度改变的幅度更大,所以强度占 E1-EWSR 的百分比反而降低。但现在计算给出的 ^{11}Li 四极软巨共振的能量却与中子晕半径大小无关,而强度绝对值及占 E2-EWSR 的百分比随 R_h 的增加而增强。出现这种差异的原因首先是由于偶极与四极巨共振的机制不一样。因为偶极巨共振属于同位旋矢量型,其软巨共振来自中子晕相对于壳心 ^9Li 的偶极反相振荡。当中子晕半径增加时,中子晕质心与 ^9Li 质心之间的相对距离增加,从而使软巨共振的能量降低。相反,同位旋标量型四极集体激发时,软巨共振主要来自中子晕的集体振荡的贡献。因此,软巨共振的能量与上述质心间的相对距离无关,与中子晕半径大小也基本无关。这就是我们在图 2 看到的结果,即 ^{11}Li 四极软巨共振能量都在 2.2MeV 处。此外由于中子晕与壳心 ^9Li 两者运动之间的耦合作用随中子晕半径的减少而增强,因此在中子晕半径 $R_h = 4.1\text{fm}$ 时比 $R = 12.3\text{fm}$,有更多的主要来自中子晕贡献的软巨四极共振强度被带向高能一边。因此当中子晕半径变小时,四极软巨共振的强度绝对值及 E2-EWSR% 都下降了。详细讨论可参见文献[7]。

作为结论,应强调指出,试验粒子方法可成功地应用于核巨共振的研究。具有中子晕结构的 ^{11}Li ,在低能 2MeV 左右存在四极软巨共振态。它主要来自中子晕的贡献,其强

度将敏感地依赖于中子晕的分布。当中子晕半径为 12.3fm 时, 软巨共振强度约占 E2-EWSR 的 7.9%, 与 HF + RPA 计算结果相符。结果将有待实验验证。

意大利卡塔尼亚大学 M. Di. Toro 教授和 A. Smerzi 博士曾对本工作提出许多有益的建议和讨论, 在此一并表示感谢。

参 考 文 献

- [1] T. Kobayashi et al., *Phys. Lett.*, **B232** (1989) 51. I. Tanihata, *Nucl. Phys.*, **A488** (1988) 113c.
- [2] M. S. Hussein et al., *Phys. Reports*, **201** (1991) 280. P. G. Hansen and B. Johnson, *Europhys. Lett.*, **4** (1989) 409. G. Bertsch and J. Foxwell, *Phys. Rev.*, **C41** (1990) 1300.
- [3] S. A. Fayans, *Phys. Lett.*, **B267** (1991) 443.
- [4] H. Sagawa, *Nucl. Phys.*, **A538** (1992) 619c. H. Sagawa, Contribution to "First joint Italian-Japanese meeting on perspectives in heavy ion Physics", Sept., 1992, Catania, Italy.
- [5] P. Ring and P. Schuck, "The Nuclear Many-Body Problem", (Springer Berlin, 1980) p.314.
- [6] M. Di Toro and Cai Yanhuang, *Phys. Rev.*, **C42** (1990) 2748.
- [7] Cai Yanhuang, *High Energy Phys. and Nuclear Phys.*, **9** (1993) 839.
- [8] C. Y. Wong, *Phys. Rev.*, **C25** (1982) 1461.
- [9] D. M. Brink et al., *Nucl. Phys.*, **A456** (1986) 205.

Study of Soft Quadrupole Excitation in Nucleus ^{11}Li within Test Particle Method

Cai Yanhuang

(Institute of Nuclear Research, Academia Sinica, Shanghai 201800)

Received on November 11, 1993

Abstract

The quadrupole excitations in nucleus ^{11}Li have been studied within the nuclear Vlasov equation approach. The classical phase space distribution function is given by the test particle propagation method. A soft mode of quadrupole excitation located around 2 MeV is found. The total percent of E2 energy-Weighted sum rule (EWSR) exhausted in this soft resonance region is very sensitive to the extension of neutron halo in nucleus ^{11}Li . The results compared with other recent calculations are analyzed.

Key words soft giant resonance, Vlasov equation, test particle method, neutron halo.