

极端丰中子核 ^{11}Li 软巨偶极共振的研究*

蔡延璞¹⁾

(中国科学院上海原子核研究所, 201800)

摘 要

在微观 Vlasov 方程的框架下,研究了 ^{11}Li 核的巨偶极共振.正常的及软巨偶极共振的计算结果都与实验值较好地符合.这两种模式对平均场自旋-轨道耦合力的依赖都十分敏感.而 ^{11}Li 中子晕的分布仅对软巨偶极共振有着十分重要的效应.同时也讨论了中子分离能的影响.

一、引 言

近几年,放射性核束及其核物理研究正蓬勃发展.这些研究已被证明是探讨远离 β 稳定线核的特性的有力工具,从而大大扩展了传统核物理研究领域. ^{11}Li 是一个典型的极端丰中子核,具有许多不同于通常稳定核的特性及核结构形式.实验表明能量为 $800\text{MeV}/u$ 的 ^{11}Li 次级束轰击 ^{208}Pb 核,其电磁分离截面 σ_{EMD} 特别大,约相当于稳定核束 ^{12}C 对应截面的20倍^[1].此外,在 $^{11}\text{Li} + \text{靶} \rightarrow ^9\text{Li} + \text{X}$ 的周边反应中,还观察到碎块 ^9Li 的动量分布有两个峰.高斯拟合给出宽度分别为 $\sigma_1 \approx 95 \pm 17\text{MeV}/c$ 和 $\sigma_2 \approx 23 \pm 5\text{MeV}/c$ ^[2].上述实验现象在其他丰中子核束如 ^8He , ^{14}Be 等诱导的反应中亦同样被观察到.显然,这与它们的特殊性质有关.例如: ^{11}Li 中子分离能异常地小,其单中子分离能 S_n 约为 1MeV ,而两个中子分离能 S_{2n} 仅 0.19MeV ^[2].这表明 ^{11}Li 最外层的两个价中子与核心之间的束缚十分微弱,以致核物质可分布于广阔的空间并使核表面中子化^[3].于是 ^{11}Li 可被看作是具有壳心 ^9Li 核加上由价中子组成的中子晕这种特殊的核结构形式.在 ^{11}Li 与靶核的周边反应中观察到的 ^9Li 动量分布中的狭峰正是从 ^{11}Li 中移走两个弱束缚的价中子的结果.而 ^{11}Li 反常大的 σ_{EMD} 截面,则与在低能区($1-2\text{MeV}$) ^{11}Li 存在软偶极共振态有关.作者曾在文献[4]中给出一个计算模型,揭示了 ^{11}Li 软巨偶极共振与中子晕之间的关系.据此模型,把 ^{11}Li 巨偶极共振区分为两个分量,并通过解量子相空间线性 Vlasov 耦合方程同时得到两个分量对应的本征频率和强度.其中硬分量即正常巨偶极共振分量本征频率分布于 $18-24\text{MeV}$,总强度约占 $E1$ 能量权重和($E1-E\text{WSR}$)约为 85% .它是壳心 ^9Li 中质子相对于中子偶极振荡的贡献.软分量即软巨偶极共振本征频率分布于 $1-3\text{MeV}$ 之间,总强度约为 $E1-E\text{WSR}$ 的 15% .它是中子晕相对于壳心核 ^9Li 质子偶极振荡的贡献,并对中子晕分布依赖

* 国家自然科学基金、中国科学院 LWTZ-1298 资助.

¹⁾ CCAST 成员.

本文 1992 年 3 月 2 日收到.

十分敏感. 这些结果与后来报道的由实验数据中抽取出来的 ^{11}Li 软偶极巨共振的最新结果(频率中心推荐值为1.6MeV, 强度推荐值为13% $E1$ -EWSR)基本符合^[5]. 本文将沿文献[4]相同途径对 ^{11}Li 软巨偶极共振作进一步研究, 重点探讨平均场自旋轨道耦合力, 中子晕分布及中子分离能对软共振的定量影响.

二、计算公式简述

在文献[4],[6]中, 作者通过对质子和中子(中子晕)引入不同的平均场、占据轨道及粒子-集体运动耦合常数, 将描述同位旋标量集体激发的 Vlasov 方程, 推广适用于同位旋矢量型的集体态. 此时, 线性 Vlasov 耦合方程组为:

$$\frac{\partial g_q(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)}{\partial t} = \{h_{0q}(\mathbf{r}, \mathbf{p}), g_q(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)\} + \{\delta W_q(\mathbf{r}, t) + \beta(t)Q(\mathbf{r}), f_{0q}(\mathbf{r}, \mathbf{p})\}, \quad (1)$$

式中 $q=p, n, h$. $\beta(t)Q(\mathbf{r})$ 是驱动外场. h_0 是平衡分布哈密顿量. f_0 是平衡几率密度分布函数. δW 是两体剩余作用引起的核平均场的自治改变, 并称该项为关联项. 巨共振可由围绕平衡分布 f_0 的小振幅振荡 g 来描写. 对方程(1)中的 g 对时间 t 作傅利叶变换, 求解 g 便可得到巨共振的本征频率 ω 及对应的集体响应函数的强度分布. 当不考虑核子核子相互作用即不考虑关联项 δW 时, 则核系统对于与时间有关的多极外场 $\beta(t)Q_{LM}(\mathbf{r})$ 的集体响应未扰动的(或称未关联的)本征频率(极点)及极点处的留数(它给出集体响应的强度)分别为(以下均略去下标 q):

$$\omega_n(N) = n\omega_0 + N\omega_\gamma, \quad (2)$$

$$Q(n, N) = \frac{2}{T} \int_{r_1}^{r_2} dr \frac{Q_{LM}(r)}{v(r)} \cos[S_n(N, r)], \quad (3)$$

式中相因子为

$$S_n(N, r) = \omega_n(N)\tau(r) - N\gamma(r). \quad (4)$$

以上各式中未经说明的有关量的含义可参考文献[4]和[6]及文中引到的参考文献. 顾及核子相互作用后, 则可根据熟知的色散关系由未关联的频率和强度得到新的本征频率及对应强度, 即我们所说的关联结果^[7].

若平均场中计及自旋轨道项 $V_{LS} = -\alpha(r)\mathbf{l} \cdot s\hbar^2$ 的贡献, 则未扰动的本征频率及强度将随之改变. 它们分别为:

$$\omega_n(N, M) = n\omega_0 + N\left[\omega_\gamma + 2l \frac{\Delta}{T}\right] - Ml \frac{\Delta}{T}, \quad (5)$$

$$Q(n, N, M) = \frac{2}{T} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{v(r)} Q_{LM}(r) \cos[S_n(N, M, r)]. \quad (6)$$

此时相因子为

$$S_n(N, M, r) = \omega_n(N, M)\tau(r) - N\gamma(r) - [2N - M]l\delta(r), \quad (7)$$

式中, $M=N-1, N$ 或 $M=N, N+1$, 视自旋平行或反平行于轨道角动量 l 而定. n, N 为整数. 满足 $-\infty < n < \infty, -L \leq N \leq L$, 及 $(-1)^L = (-1)^N$.

$$\left. \begin{aligned} \delta(r) &= \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr'}{V(r')} \alpha(r') \\ \Delta &= 2\delta(r_2) \end{aligned} \right\}, \quad (8)$$

$v(r)$ 为核子径向运动速度

$$v(r) = \left[\frac{2}{m} (E_F - U_0(r) - \frac{l(l+1)}{2mr^2} - V_{\text{Coul}} - V_{LS}) \right]^{1/2}, \quad (9)$$

式中 $U_0(r), V_{\text{Coul}}, V_{LS}$ 分别为核平均场, 库仑场及 $l \cdot s$ 力. 以下计算中, $l \cdot s$ 项取为(10)式^[8]. E_F 为费米能量.

$$\left. \begin{aligned} V_{LS} &= -0.1 \hbar \Omega_0 l \cdot s \\ \hbar \Omega_0 &= 41 A^{-1/3} \text{MeV} \end{aligned} \right\}. \quad (10)$$

三、 ^{11}Li 巨偶极共振态计算结果

文献[4]中已给出初步计算结果(见图1—4). 基于这些结果, 本文进一步计算它们相应的频率中心及强度占 $E1$ -EWSR 的百分比, 以期与实验数据^[5]作定量比较. 由表1知, 当中子晕半径改变时, 正常巨偶极共振的频率中心保持不变, 但软分量频率中心强烈依赖于中子晕分布, 其原因在下节讨论. 实验表明 ^{11}Li 中子晕分布很广^[9], 计算表明, 当 $R_h = 12.3\text{fm}$ 时, 正常的和软巨偶极共振的频率中心及强度均与实验符合.

表1 ^{11}Li 巨偶极共振的频率中心和强度

中子晕半径 R_h (fm)	正常巨偶极分量		软巨偶极分量	
	频率中心(MeV)	强度(EWSR%)	频率中心(MeV)	强度(EWSR%)
4.1	22.86	83	7.39	15
8.2	22.86	85	2.91	14
12.3	22.86	86	1.70	12
16.4	22.86	87	1.21	11

当平均场中计及 $l \cdot s$ 项的贡献, 相应的计算量将大大增加, 为此将仅讨论 $R_h = 12.3\text{fm}$ 的情况. 表2给出初始参数.

表2 壳心 ^9Li 及中子晕核子参数

	λ_{max}	$U_0(\text{MeV})$	$R(\text{fm})$	$a(\text{fm})$	$E_F(\text{MeV})$	$K(\text{MeV}/\text{fm}^2)$
中子	2.06	-52.4	2.60	0.65	-9.35	3.44
质子	1.42	-38.0	2.60	0.65	-9.34	6.88
中子晕	1.015	-3.38	12.3	0.65	-1.007	0.15

计算结果表明,计及 $l \cdot s$ 项(10)式, ^{11}Li 正常巨偶极共振的频率中心由 22.86MeV 移向 26.4MeV,其强度为 93% $E1$ -EWSR. 而软共振频率中心移向 1.80MeV,对应强度也被大大抑制,仅为 $E1$ -EWSR 的 4.6%. 如果 $l \cdot s$ 强度增加两倍,则正常分量的频率中心更移向高能,为 29.84MeV,强度为 95% $E1$ -EWSR;同时软共振频率中心为 1.88MeV,强度进一步减小,为 3.7% $E1$ -EWSR. 由此可见,自旋轨道耦合力对 ^{11}Li 巨偶极共振的影响是不可忽视的. 它使计算结果反而偏离实验值. 可能是因为轻核中 $j-j$ 耦合图象不适用,下节将予以讨论.

以上计算中均令中子分离能 S_n 为 1MeV 左右. 异常小的 S_n 值是中子晕存在的重要依据且 S_n 和 R_h 是两个相互关联的量. 但在我们的模型中 S_n 和 R_h 取为两个非自治的独立量. S_n 不直接进入巨共振频率及强度的计算表达式, S_n 的不同取值仅改变初始参数,而参数的选取都以能精确给出 ^9Li 质子数、中子数及中子晕中子数为约束条件. 对固定的中子晕半径如 $R_h=12.3\text{fm}$,当 S_n 取值在 0.2—2MeV 变化时(其它初始参数随之变化),计算结果表明 ^{11}Li 软巨偶极共振频率中心和强度都没有明显变化. 这表明在我们的模型框架内, ^{11}Li 软共振的存在只依赖于存在中子晕这一假定并敏感地依赖于中子晕分布半径,而不明显地依赖于中子分离能 S_n 的大小.

四、简要讨论

首先讨论中子晕分布对巨共振的影响. ^{11}Li 核由壳心核质子和中子及中子晕中子等三种核子流组成. 它们所处的平均场不仅与自身密度而且与其他核子流密度有关. 由于中子晕密度远低于壳心核密度,故其对壳心核的运动影响很小. 在表 1 中看到的正常巨共振分量的频率中心和强度都不明显地依赖于中子晕半径的变化就是基于上述原因. 反之,中子晕运动不能不受到壳心核运动的影响. 因为中子晕始终被壳心核松散地束缚,壳心核对中子晕平均场的影响将导致中子晕与壳心核 ^9Li 两者运动之间的耦合. 这种耦合使低能区巨共振强度被压抑,并使其频率中心被排向较高能量一边(与单粒子模型求和规则比较, Bertsch 等的 RPA 计算结果,低能区 $E1$ 强度约被抑制了 20%左右)^[10,11]. 显然,这种耦合效应的大小将与中子晕跟壳心核相对距离即中子晕半径的大小有关. 半径越小,中子晕就被壳心核束缚得越紧,耦合效应就越大. 以致正常核由于价核子被壳心紧密束缚,低能区 $E1$ 强度几乎完全被抑制,於是不可能观察到任何软共振现象. 上述的一般讨论,将清楚地反映在表3的计算结果之中. 表3给出 ^{11}Li 软巨偶极共振未关联的频率中心及绝对强度

表 3 ^{11}Li 未关联软巨偶极共振频率中心及强度

R_h (fm)	频率中心 (MeV)	强度 ($\text{fm}^2 \text{MeV}^{-1}$)	强度 (EWSR%)
4.1	5.23	1.82	16
8.2	1.68	4.72	14
12.3	0.83	8.88	12
16.4	0.46	14.40	11

对中子晕分布的依赖关系.表3的计算参数与表1相同.由表3知,当 R_h 逐步减小亦即中子晕逐步被壳心核更紧密束缚时,软共振的频率中心亦将逐步高移,而绝对强度相应逐步减小.这正是上述耦合效应的定量计算结果.只是由於频率改变的幅度比强度改变的幅度更大,所以当 R_h 减小时,频率中心处对应的 $E1$ 强度占 $E1$ 能量权重和百分比(EWSR%)反而上升了.

关于平均场中 $l \cdot s$ 耦合力对 ^{11}Li 巨偶极共振的影响,这与此时能级进一步劈裂有关.因为按核集体运动的微观理论,巨偶极共振系费米面上下相邻的两个大壳之间的粒子空穴组态集体激发.不考虑 $l \cdot s$ 项时,按 $40A^{-\frac{1}{3}}$ 定律,未扰动的能级大壳平均间隔为18MeV左右.在我们的计算结果中,未扰动的正常巨偶极共振的频率中心为17MeV左右,非常接近於平均能壳间隔.计及 $l \cdot s$ 项之后,单粒子能级将劈裂.耦合强度越大则劈裂越大.同时轨道角动量越大的态,劈裂也越大.因此对 ^9Li 基态,质子和中子占据 $1p_{3/2}$ 比占据 $1p_{1/2}$ 轨道在能量上更有利.当核被激发时,核子将按 $E1$ 跃迁规则跃迁到 $1d_{5/2}$ 、 $2s_{1/2}$ 及 $1d_{3/2}$ 组态.其平均未扰动的零级跃迁能量将高於原来相邻大壳的能量间隔.计及 $l \cdot s$ 项后,计算得到的未扰动的正常巨偶极共振的频率中心为19.4MeV,强度为95% $E1$ -EWSR.均比不考虑 $l \cdot s$ 项贡献的对应值高.进而计及核子间相互作用,则频率中心被排至26.4MeV,强度基本不变,为93% $E1$ -EWSR(对 $R_h=12.3\text{fm}$ 情况).至於软巨偶极共振,它来自中子晕贡献.在一定 $l \cdot s$ 耦合强度下中子晕核子有可能占据 $2s_{1/2}$,比 $1p_{1/2}$ 态在能量上更为有利^[10],当核被激发时这些核子按 $E1$ 跃迁规则将由 $2s_{1/2}$ 态跃迁到邻壳 $2p_{1/2}$ 和 $2p_{3/2}$ 态.平均零级跃迁能量亦将高於能级未劈裂时零级跃迁能量.计算发现,当 $R_h=12.3\text{fm}$, $l \cdot s$ 强度取为(10)式,约97%的中子晕核子占据 $2s_{1/2}$ 态.此时软巨偶极共振未扰动的频率中心为1.52MeV,关联结果频率中心则排至1.80MeV(强度为4.6% $E1$ -EWSR),均高於不考虑 $l \cdot s$ 贡献时的对应值(见表1,3).至於软共振强度被抑制的原因,可以理解为在计及 $l \cdot s$ 力之后中子晕与壳心核 ^9Li 运动之间有更多的耦合的缘故.从而使软共振区的强度减小:从(5)–(7)式可知,由於 $l \cdot s$ 耦合,巨偶极共振有了更多的本征态,从而使响应函数强度分布到更多的能级上去. $l \cdot s$ 耦合总的效应是使高能区强度(主要来自正常巨共振)得到加强而低能区即软共振区的强度被抑制.当然低能区强度被抑制太大,其原因一是 $j-j$ 耦合可能不適用於轻核,其次是计算中选取了通常核的 $l \cdot s$ 强度(10)式.实际上丰中子核 $l \cdot s$ 耦合强度要比通常核小得多^[11],特别是中子晕核子, $l \cdot s$ 强度应更小.只是对此尚没有精确实验知识,故只能借用(10)式,以期给出 $l \cdot s$ 耦合对巨共振效应的总印象.

作者感谢意大利 Cataria 大学 M. Di Toro 教授和本所黄唯志教授对本工作进行了多次深入讨论.感谢李铭尧副研究员在数值计算中的大力协助.

参 考 文 献

- [1] T. Kobayashi et al., *Phys. Lett.*, **B232**(1989),51.
 [2] T. Kobayashi et al., *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988),2599;
 I. Tanihata et al., *Phys. Lett.*, **B160** (1985),380;**B206**(1988),592;

- Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985),2676.
- [3] M. S. Hussein et al., *Phys. Reports*, **201**(1991),280.
- [4] M. Di Toro, Cai Yanhuang, *Phys. Rev.* **C42**(1990),2748.
- [5] N. Inabe et al., Contribution Paper of "Fourth Inter. Conf. on Nucleus-nucleus Collisions", Kanazawa, Japan, June(1991), p. 280.
- [6] Cai Yanhuang, M. Di Toro. *Phys. Rev.*, **C39**(1989),105.
- [7] P. Ring, et al., "The Nuclear Many-body Problem", chapter 8.
- [8] A. Bohr, B. R. Mottelson, "Nuclear Structure"(W. A. Benjamin,1975)Vol. 1 p. 209.
- [9] Contribution papers of "Fourth Inter. Conf. on Nucleus-nucleus Collisions", Kanazawa, Japan, June, (1991), Part D.
- [10] G. Bertsch, J. Foxwell, *Phys. Rev.*, **C41**(1990),1300.
- [11] Y. Tosuka, Y. Suzuki, *Nucl. Phys.*, **A512**(1990),46.

THE SOFT DIPOLE RESONANCE IN EXTREMELY NEUTRON RICH NUCLEUS ^{11}Li

CAI YANHUANG

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

ABSTRACT

Giant dipole resonances (GDR) in nucleus ^{11}Li have been studied within a microscopic Vlasov approach. A quite fair agreement with the experimental value is found. The results for both normal and soft modes are very sensitive to the spin-orbit coupling in mean field, while the soft mode is quite dependent on the extension of neutron halo in ^{11}Li . The effects of separation energy of one neutron are also discussed.