

巨共振激发的相对论效应

周宝森 蔡延璜 朱志远

(中国科学院上海原子核研究所 上海 201800)

摘要 在相对论量子场论(QHD)的框架下,得到了相对论线性 Vlasov 方程. 依此计算了球形核 ^{16}O 、 ^{40}Ca 、 ^{90}Zr 及 ^{208}Pb 的巨偶极共振的强度函数分布. 结果表明,相对论效应是不可忽视的. 计算得到的巨共振中心能量稍高于非相对论线性 Vlasov 方程给出的对应值,与实验结果比较都有较好的符合. 对计算结果作了简要的讨论,发现核子有效质量和平均场自旋轨道耦合对巨共振能量有重要影响.

关键词 巨共振, 平均场, 相对论线性 Vlasov 方程.

1 引言

在原子核各种激发模式中,由于巨共振激发既能给出核的整体性质又能揭示核粒子空穴组态的某些细节,故一直是实验和理论核物理的一个久经不衰的研究领域. 描述巨共振态比较成功的理论模型和方法,当推时间依赖 Hartree-Fock (TDHF)或等价的无规位相近似(RPA)方法. 最近 M. L. Hnillier 等人用相对论 RPA^[1], S. Nishizaki 等人用相对论平均场(RMF)Scaling 方法^[2],研究了某些球形核的同位旋标量型(iso型)的多极巨共振激发. 结果表明,虽然他们所预言的巨共振能量大大高于非相对论或实验给出的结果,但相对论方法还可给出巨共振激发相当好的定性描述. 这也说明巨共振的相对论描述尚需进一步完善. 众所周知,非相对论性的 Vlasov 方程亦可以用来很好地描述各种模式的巨共振态^[3~5]. 它等价于 RPA,但计算更简单,结果更直观. 因此在 Vlasov 方程的框架下,考虑相对论效应研究巨共振激发,不失为有意义的尝试. 我们在量子场理论(QHD)的框架下导出了一个更普遍的相对论线性 Vlasov 方程. 借此,研究了 ^{16}O 到 ^{208}Pb 球形核的同位旋矢量型(isv)偶极巨共振激发,发现未扰动的即未考虑核子核子剩余相互作用的巨共振中心能量(下称零级能量中心)比非相对论 Vlasov 方程给出的对应结果要高出 3~4MeV,计及核子剩余相互作用而导致的平均

场涨落后,合理选择单粒子与集体运动耦合常数中的有关参数,得到关联的巨共振中心能量(下称关联能量中心)及其强度分布均与实验结果有较满意的符合.

2 相对论 Vlasov 方法

假定核多体系统由核子 ψ 、 σ 介子、 ω 介子、 ρ 介子及光子(库仑场)组成,由相应的拉氏量出发,适当选取各介子的耦合常数以再现核物质的已知饱和密度、核子平均结合能及费米动量等物理性质. 经类薛定格方程和 Wigner 变换,可得到单粒子几率密度分布的函数 $f(r, p, t)$ 满足的 Vlasov 方程:

$$af + \vec{V}_r \cdot \vec{\nabla}_r f - \vec{\nabla}_r U \cdot \vec{\nabla}_p f = 0 \quad (1)$$

式中, $U = e^* + V_0$, $e^* = (p^{*2} + M^{*2})^{1/2}$, $p^* = p + V$, 是局域动量, $M^* = M + S(r)$ 是核子有效质量, S 是标量势. V_0 和 V 是 Lorentz 矢量 V_μ 的类时和类空分量. 计算中排斥势 $V_0(r)$, 吸引势 $S(r)$ 及质子的库仑势 $V_c(r)$ 均先由相对平均场(RMF)计算得出,然后分别用 Woods-Saxon 型的势形式拟合. P. Ring 等已证明, RMF 自洽计算得出的 $V_0(r)$, $S(r)$ 及 $V_c(r)$ 由参数化的 Woods-Saxon 势代替,然后求解核子 Dirac 方程,其单粒子谱几乎不变^[6]. 零级能量及强度分布,可用拟合参数化的 Woods-Saxon 势作平均场,通过解线性 Vlasov 方程给出. 核子剩余相互作用引起平

均场自洽变化项 $\delta W(r, t)$, 由文献[5]中的 (2. 10) 和 (2. 11) 式计算得到. 当考虑核子剩余相互作用, 即考虑平均场自洽变化项后, 巨共振关联能量和强度可通过熟知的色散关系由零级能量及对应的强度求出^[7].

3 计算结果及简要讨论

RMF 自洽计算取 NL2 和 DE 二套参数^[8,9]. 它们均包含 σ 场的非线性项. 对 NL2, 非线性项的系数作参数输入, 在 DE 情况, 由于它考虑真空涨落, 故已自动地包含 σ 非线性项, 其系数由自洽计算自动给出. 球形核 ^{16}O , ^{208}Pb 巨偶极共振的零级能量中心由表 1 给出. 由表可知, 相对论效应是相当重要的, 它能使零级能量中心提高 3~4MeV 左右, 以后将分析其原因. 考虑平均场自洽变化后, 各球形核的巨共振关联能量中心在表 2 中给出. 与实验结果相比较, 以 DE(c) 参数组对应的计算值为最好. 表 2 中各参数组 (a) (a') (c') 分别对应耦合常数 $K(\tau=1)$ 和 $K(\tau=0)$ 中 M^* 和对称能 V_1 的不同取法 DE(a', b', c') 和 NL2(a, b, c) 的结果. 实验结果取自文献 [10]. 其中 (a) 和 (a') 对应 $M^* = 938\text{MeV}$ 及 $V = 130\text{MeV}$ 的结果. 这是文献 [5] 中所用的参数. 我们仍引用这些参数是为了与非相对论 Vlasov 方程所给出的结果^[5] (SEM) 作比较. 由 SEM 和表 2 (a) (a') 参数比较所得到的结果可知, 如果在相对论 Vlasov 方程的框架下, 仍采用非相对论 SEM 中的耦合常数 $K(\tau=1)$ 和 $K(\tau=0)$, 则巨偶极共振能量中心要比非相对论的分别高出 2~3MeV (对 Pb 和 Ca), 同时也偏离实验值. 参数组 (b) 和 (b') 对应 $M = M^*(E_f)$, 即核子在费米面的平均有效质量 (约 700~800MeV), V_1 不变. 这时给出的各球形核巨偶极共振的能量中心, 要比 (a), (a') 的结果低 1~1.5MeV, 仍偏高于实验值. 必须指出, 我们在文献 [5] 中用 $V_1 = 130\text{MeV}$, 这比由通

常核理论核质量公式中给出的对称势 $V_1 \approx 100\text{MeV}$ 大^[11]. 合理的应取 $V_1 = 100\text{MeV}$. 参数组 (c) 和 (c') 对应 $M = M^*(E_f)$, $V_1 = 100\text{MeV}$. 由参数组 (c) 和 (c') 计算结果可知, 巨共振能量进一步降低, 与 (a) (a') 参数组的结果比较, 从重核 ^{208}Pb 至轻核 ^{16}O , 巨偶极共振的能量中心降低 2~3MeV 左右, 取得了与实验结果相当好的符合. 以下就上述结果作一简要讨论, 以示相对论效应对巨偶极共振的影响.

表 1

	semi.		NL2		DE	
	\bar{m}	\bar{E}_c	\bar{m}	\bar{E}_c	\bar{m}	\bar{E}_c
^{16}O	938.0		749.67	19.30	785.94	17.98
^{40}Ca	938.0	12.77	734.63	16.53	771.69	15.71
^{90}Zr	938.0		723.15	14.18	760.02	13.40
^{208}Pb	938.0	7.84	717.06	11.89	752.92	11.27

注意到零级能量 $\omega_n(N)$ 及平均场自洽项 $\delta W(r, t)$ 中均与核子有效质量 M^* 有关, 而 RMF 计算得到的 M^* 远小于裸质量 M , 所以相对论效应对巨共振的零级能量及关联能量都将有影响, M^* 越小, $\omega_n(N)$ 越大, 而 $\delta W(r, t)$ 越弱, 故相对论效应对零级能量及关联结果的作用正好是相反的. 由 $\omega_n(N)$ 表达式可知, 它近似地与 M^* 成反比. 表 1 最后二列的计算结果亦较好地说明了这一反比关系, 即 $M^*(\text{DE}) / M^*(\text{NL2}) = E_c(\text{NL2}) / E_c(\text{DE}) = 1.05$. 至于相对论与非相对论 SEM 计算结果的比较, 由表 1 知, 对 ^{40}Ca 和 ^{208}Pb 核, 零级能量中心显然偏离于 M^* 的反比关系. 如果这一关系依然成立, 则 Ca 和 Pb 的零级能量中心应分别处于 15.66 和 10.25MeV (对 NL2) 或 14.91 和 9.76MeV 对 (DE). 实际上, 在相对论条件下, 计算得到的 Ca 和 Pb 的零级能量中心分别处于 16.53 和 11.89MeV (对 NL2) 或 15.71 和 11.27MeV 处 (对 DE). NL2 和 DE 参数下计算得到的零级能量中心与由与 M^* 反比关系估计值之间的差异约 1MeV (对 Ca) 和 1.5MeV (对 Pb). 究其原因, 这是由于在 RMF 中平均场已自动地包含了

自旋轨道力 l - s 项,而 SEM 中未考虑该项.文献[4,5]均已指出, l - s 力能使零级能量往高能方向移动,由表 1 可知在相对论处理下, ^{40}Ca 和 ^{208}Pb 的零级能量中心比 SEM 总的高出约 3.5MeV(对 DE)和 4.3MeV(NL2).约 0.8MeV(对 Ca)和 1.5MeV(对 Pb)来自 l - s 项的贡献,而按反比于 M^* 关系,还有约 2.6~3.4MeV(对 Ca)和 2~2.5MeV(对 Pb)来自 M^* 的贡献.由上面分析可知,对重核 Pb,其 l - s

力的贡献要比轻核的大,这是因为重核占据的轨道角动量 l 要比轻核的高,从而 l - s 的贡献大.同时在 NL2 参数下,对 ^{40}Ca 和 ^{208}Pb ,其 l - s 对零级能量的贡献比 DE 的贡献稍大一些,这是由于 l - s 力的强度与 M^* 成反比,而 NL2 参数下,Ca 和 Pb 的 M^* 要比 DE 的对应值稍小些所致.

表 2

	exp.	semi.	NL2			DE		
			(a)	(b)	(c)	(a')	(b')	(c')
^{16}O	23~25		27.96	26.45	24.99	26.77	25.55	24.02
^{40}Ca	20	19.26	23.73	22.42	21.27	22.62	21.56	20.36
^{90}Zr	16.7		20.02	18.82	17.79	19.22	18.24	17.18
^{208}Pb	13.5	13.35	16.48	15.35	14.44	15.56	14.76	13.85

相对论效应对巨共振关联结果的影响以 Pb 为例可由比较 NL2(b),DE(b')参数与 SEM 下所得的结果得出.这些参数中 V_1 取为 130MeV.在 NL2(b)参数下对应的巨共振能量中心(关联结果)要比 SEM 的高 2MeV 左右,而 DE(b')的结果仅提高 1.43MeV 左右.而与 SEM 结果比较 NL2(b)和 DE(b)参数下零级能量中心分别提高 4.3MeV 和 3.5MeV.由此可见,相对论效应(M^* 减小及 l - s 力的自动加入),对巨偶极共振零级能量的影响要比对关联结果的影响更为重要.但由于相对论效应对零级及关联能量的作用是相反的,它们竞争的结果使我们仍有可能通过合理选取 RMF 参数和对称能 V_1 强度,如 DE(c')参数,最终使巨偶极共振的计算结果与实验值相符合.

4 结 论

我们在 QHD 框架下,采取平均场及定域密度近似,得到了包含多种介子场(σ, ω, ρ 及光子场)的相对论 Vlasov 方程,并在不同的 RMF 参数列 NL2 和 DE 下计算了 ^{16}O 和 ^{208}Pb

球形核的巨偶极共振的强度函数分布.通过比较,发现 NL2 参数下计算得到的巨偶极共振能量比 DE 的都偏高.在 DE 参数下合理选取 isv 型耦合常数 $k(\tau=1)$ 中的参数 V_1 ,即令 $V_1=100\text{MeV}$,则在参数 DE(c')下得到了与实验结果相当好的符合.必须指出,DE 参数考虑了真空涨落,而 NL2 参数未考虑真空涨落效应.

较为定量的分析表明,巨偶极共振的相对论效应是相当重要的.在相对论处理下,核子的有效质量 M^* 远小于裸质量 M ,同时平均场中自动包含了自旋轨道力 l - s 项,这些相对论效应均能使巨共振的零级能量往高能区移动.(与半径典的 Vlasov 方程 SEM 计算结果相比)在 DE 参数下,高移约 3.5MeV,而 NL2 参数下高移约 4.3MeV.反之,相对论效应对巨共振关联结果的影响较小.此时相对论效应主要体现在耦合常数 $k(\tau=1)$ 和 $k(\tau=0)$ 由于 M^* 的下降而同步地变弱所致.

参 考 文 献

- 1 L'Huillier M, et al. Phys. Rev., 1989, C39: 2022

- | | |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| 2 Nishizaki S, et al. Nucl. Phys. , 1987, A462 : 687 | 8 Lee S J, et al. Phys. Rev. Lett. , 1987, 59 : 1171 |
| 3 Brink D M, et al. Nucl. Phys. , 1986, A456 : 205 | 9 Wasson D A. Phys. Lett. , 1988, B210 : 41 |
| 4 Burgio G F, et al. Nucl. Phys. , 1988, A476 : 189 | 10 Ring P, et al. The Nuclear Many-Body Problem,
(Springer-Verlag, New York, 1980), P329, P281 |
| 5 Cai Yanhuang, et al. Phys. Rev. , 1989, C39 : 105
Cai Yanhuang, High Energy Phys. and Nucl. Phys. ,
1993, 17 : 840 | Liu K F, Van Giai N. Phys. Lett. , 1976, B65 : 723
Lipparini E, Stringari S. Nucl. Phys. , 1988,
A482 : 214c |
| 6 Koepf W, et al. Z. Phys. , 1991, A339 : 81 | 11 Hsia L C, Klemt V. Nucl. Phys. , 1981, A364 : 93 |
| 7 Ring P, et al. The Nuclear Many-Body Problem,
(Springer-Verlag, New York, 1980), Chapter 8 | |

Relativistic Effects on Isovector Dipole Giant Resonances

Cai Yanhuang Zhou Baosen Zhu Ziyuan

(Shanghai Institute of Nuclear Research, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Abstract In the framework of relativistic quantum hadron dynamical (QHD) theory, under semiclassical approximation and taking into vacuum fluctuation, a relativistic Vlasov equation (RVE) has been derived. Using RVE and considering other relativistic effects, we have studied the isovector dipole giant resonances built on ground state in spherical nuclei. The main results show that the resonance energies for each multipole are larger than those obtained from the non-relativistic classical Vlasov approach. But by means of choosing a reasonable symmetry potential as 100MeV, the relativistic results can fit the experimental results very well. So it is evidently important to consider the relativistic effects when we study the nuclear collective motions.

Key Words giant resonance, mean-field, relativistic Vlasov equation.