

# N-N 关联和有限核相对论平均场方法\*

陈宝秋 史华林 马中玉

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

1994-08-11 收稿

## 摘 要

密度有关的核子-介子相互作用耦合常数是在相对论平均场近似下用核物质的相对论 Brueckner-Hartree-Fock 近似计算的自能参数化得到的。这种密度有关的相互作用考虑了介质中 N-N 关联效应,用这种密度有关的相互作用来研究有限核的基态性质,如单粒子能级,平均结合能,电荷均方根半径,与实验值较好地符合,同时还与其它模型的结果进行了比较。

**关键词** 相对论平均场,核子-介子相互作用,有限核结构。

## 1 引 言

在过去十年,相对论平均场 (RMF)<sup>[1,2]</sup> 方法被广泛地用来研究有限核的基态性质和中能质子-核散射<sup>[3]</sup>。RMF 方法成功地描述周期表中球形和变形核的基态性质。最近几年 RMF 方法被用来研究远离  $\beta$  稳定线核的性质也获得初步成功<sup>[4-6]</sup>,这表明 RMF 方法的有效性。由于 RMF 方法计算比较简单,近几年被广泛地应用于相对论重离子碰撞研究中。

通常的 RMF 方法耦合常数  $g_\sigma$  和  $g_\omega$  是通过拟合核物质的饱和点性质来确定的,所以它们是与密度无关的,即在通常的 RMF 方法中不考虑介质中 N-N 关联的影响。但是我们知道,介质中 N-N 关联修正是非常重要的。

相对论 Brueckner-Hartree-Fock (RBHF) 方法考虑了介质中 N-N 关联效应,从 RBHF 方法得到的核子自能具有很好的能量和密度行为,所以 RBHF 方法能够成功地描述核物质的饱和点性质和核子-核的散射数据<sup>[7-9]</sup>。由于 RBHF 的复杂性,有限核的 RBHF 方法仍在研究之中。我们知道,在非相对论 BHF 计算中存在 Coester 线问题,在有限核计算中同样存在 Coester 现象,即用通常的 RMF 方法计算所得的核子平均结合能和电荷均方根半径不能同时符合实验,换句话说,平均结合能符合好,电荷半径就符合不好,或者相反,所以 N-N 关联必定影响有限核结构。另一方面,滴线附近的核中子的密度分布具有很长的尾巴,这意味着在滴线附近的核,核子之间的相互作用应与密度有

\* 国家自然科学基金资助。

关。为了更好地描述滴线附近核的基态性质有必要考虑密度有关的相互作用。

Brockmann 等人<sup>[1]</sup>首先提出了密度有关的相对论 Hartree 方法,密度有关的耦合常数  $g_\sigma(\rho)$  和  $g_\omega(\rho)$  是通过在每一个密度点所对应的 RBHF 计算的核子自能来求得。Gmuca<sup>[2]</sup> 采用同时包括非线性  $\sigma$  和  $\omega$  自相互作用的 RMF 方法来拟合 RBHF 的自能和核物质饱和曲线得到一组与密度无关的  $g_\sigma$  和  $g_\omega$  耦合常数 (BM-A)。

在这篇短文中,我们主要讨论 RDMF 方法计算结果与非相对论 N-BHF 和 Gmuca 的结果进行比较。可以看出, RDMF 方法得到的结果能大大改善平均结合能和电荷均方根半径与实验值的符合,特别讨论了 Gmuca 计算结果与实验值符合不好的物理原因。第二节简要地介绍密度有关的相对论平均场方法,结果与讨论在第三节给出。

## 2 密度有关的相对论平均场 (RDMF) 方法

我们从密度有关的有效拉氏量出发<sup>[1]</sup>,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{RDMF}}(\rho) = & \bar{\psi}(i\gamma_\mu\partial^\mu - M)\psi + \frac{1}{2}(\partial_\mu\sigma\partial^\mu\sigma - m_\sigma^2\sigma^2) \\ & - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\omega^2\omega_\mu\omega^\mu \\ & + g_\sigma(\rho)\bar{\psi}\sigma\psi - g_\omega(\rho)\bar{\psi}\gamma_\mu\omega^\mu\psi \\ & - e\bar{\psi}\gamma_\mu\frac{1+\tau}{2}A^\mu\psi - \frac{1}{4}H_{\mu\nu}H^{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu\omega_\nu - \partial_\nu\omega_\mu, \quad (2.1)$$

$$H_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \quad (2.2)$$

$\psi, \sigma, \omega_\mu$  和  $A_\mu$  分别表示核子场,标量场,矢量场和电磁场。 $M, m_\sigma, m_\omega$  分别表示核子,  $\sigma$  介子和  $\omega$  介子的质量。 $g_\sigma(\rho)$  和  $g_\omega(\rho)$  是密度有关的 NN $\sigma$  和 NN $\omega$  耦合常数。

在平均场近似下,核物质中核子的自能可以写为:

$$\Sigma_{\text{RDMF}}(\rho) = U_s(\rho) + U_v(\rho)\gamma_0, \quad (3)$$

其中标量位 ( $U_s$ ) 和矢量位 ( $U_v$ ) 与耦合常数的关系通过如下方程联系:

$$U_s(\rho) = -\frac{g_\sigma^2(\rho)}{m_\sigma^2}\rho_s, \quad (4.1)$$

$$U_v(\rho) = \frac{g_\omega^2(\rho)}{m_\omega^2}\rho_B, \quad (4.2)$$

$\rho_s$  和  $\rho_B$  是标量和矢量密度,在核物质中可写成如下表达式:

$$\rho_s = \langle\bar{\psi}\psi\rangle = 4\int_0^{k_f} \frac{d^3K}{(2\pi)^3} \frac{M^*}{E^*}, \quad (5.1)$$

$$\rho_B = \langle\bar{\psi}\gamma_0\psi\rangle = 4\int_0^{k_f} \frac{d^3K}{(2\pi)^3}. \quad (5.2)$$

其中  $M^*$  是有效质量  $M^* = M + U_s(\rho)$ 。密度有关的耦合常数  $g_\sigma(\rho)$  和  $g_\omega(\rho)$  从方程 (3)和(4)求得,其中  $U_s(\rho)$  和  $U_v(\rho)$  是核物质 RBHF 计算的结果。

核子和介子分别满足 Dirac 方程和 Klein-Gordon 方程。Dirac 单粒子波函数上 ( $G_s$ ) 和下 ( $F_s$ ) 分量所满足的耦合微分方程为:

$$\frac{d}{dr} \begin{pmatrix} G_s(r) \\ F_s(r) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{K_s}{r} & M + \Sigma_s(r) - \Sigma_0(r) + E_s \\ M + \Sigma_s(r) + \Sigma_0(r) - E_s & \frac{K_s}{r} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_s(r) \\ F_s(r) \end{pmatrix}, \quad (5.3)$$

其中  $\Sigma_s$  和  $\Sigma_0$  分别表示标量位和矢量位。

有限核系统的总能量表示为:

$$E = \sum_j (2j_s + 1) E_s + \frac{1}{2} \int dr [\Sigma_s(r) \rho_s(r) - \Sigma_0(r) \rho_0(r) - c A_0(r) \rho_0^2(r)]. \quad (6)$$

这个能量必须作质心修正,而质心修正能  $E_{cm} = -\frac{3}{4} 41 A^{-\frac{1}{3}} \text{MeV}$ 。最后,有限核系统平均核子的结合能为:

$$E_b = (E + E_{cm} - AM)/A. \quad (7)$$

### 3 结果与讨论

图 1 给出耦合常数  $g_\sigma(\rho)$  和  $g_\omega(\rho)$  随密度变化情况,随着密度的增大耦合常数变小,最大值与最小值大约差 2 倍左右,详细讨论见文献[12]。

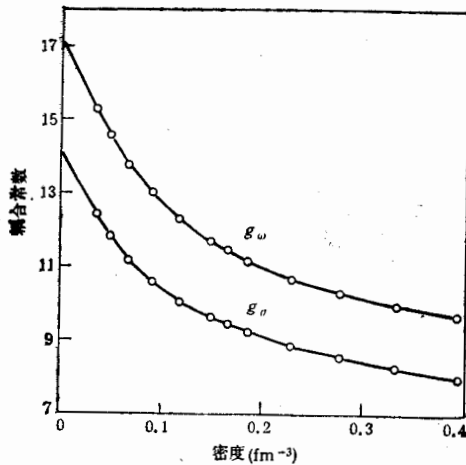


图 1 密度有关的耦合常数  $g_\sigma(\rho)$  和  $g_\omega(\rho)$  随密度变化情况

这种密度有关的耦合常数可以用来研究有限核的基态性质,例如平均结合能,电荷均方根半径,单粒子能级。表 1 和表 2 分别给出 RDMF 方法计算  $^{16}\text{O}$  和  $^{40}\text{Ca}$  的基态性质的结果。为了便于比较,在表内同时列出 N-BHF 和 Gmuca 的同时包含非线性  $\sigma$  和  $\omega$  自相互作用的 RMF 计算结果 (BM-A) 和实验值。从表可以看出 N-BHF 计算得到的平均结合能和电荷均方根半径不能同时符合实验值,这表明相对论效应的重要性。Gmuca 用 BM-A 参数计算得到的平均结合能都比实验值大而电荷均方根半径 ( $R_c$ ) 值比实验值小。对于  $^{40}\text{Ca}$  用 BM-A 参数计算得到

的单粒子能级  $2s_{1/2}$  和  $1d_{3/2}$  顺序还发生颠倒。Gmuca 只指出,在他的模型中存在的这些问题,但未加以进一步讨论,分析导致此情况的物理原因。为了弄清这些问题,我们在表 3 给出 4 种密度 ( $K_f = 0.8, 1.1, 1.4, 1.5 \text{fm}^{-1}$ ) 时所对应的耦合常数计算  $^{40}\text{Ca}$  基态性质的情况。从表 3 可以清楚地看出,对于最低密度 ( $K_f = 0.8 \text{fm}^{-1}$ ) 给出大的平均结合能,而最高密度 ( $K_f = 1.5 \text{fm}^{-1}$ ) 提供低的平均结合能,同时在低密度区域 ( $K_f = 0.8, 1.1 \text{fm}^{-1}$ ) 单粒子能级  $2s_{1/2}$  和  $1d_{3/2}$  总是颠倒的。而当密度  $K_f = 1.4 \text{fm}^{-1}$  时单粒子能

表 1 RDMF 方法计算  $^{16}\text{O}$  的单粒子能级, 平均结合能, 电荷均方根半径的结果

	BM-A <sup>[11]</sup> ( $\sigma, \omega$ )	RDMF ( $\sigma, \omega$ )	N-BHF <sup>[13]</sup>	Exp. <sup>[11]</sup>
Proton levels				
1s1/2	-48.12	-44.00	-56.6	-39.25
1p3/2	-22.49	-21.77	-25.7	-18.6
1p1/2	-14.42	-16.16	-17.4	-12.98
Neutron levels				
1s1/2	-53.42	-49.01		-42.20
1p3/2	-27.19	-26.15		-22.86
1p1/2	-19.09	-20.46		-16.22
E/A (MeV)	-9.44	-7.44	-5.95	-7.98
R <sub>c</sub> (fm)	2.40	2.58	2.31	2.73

表 2 RDMF 方法计算  $^{40}\text{Ca}$  基态的性质

	BM-A <sup>[11]</sup> ( $\sigma, \omega$ )	RDMF ( $\sigma, \omega$ )	N-BHF <sup>[13]</sup>	Exp. <sup>[11]</sup>
Proton levels				
1s1/2	-53.31	-53.89		-53.6
1p3/2	-36.02	-36.41		-34.7
1p1/2	-32.02	-32.70		-29.8
1d5/2	-17.72	-19.27	-30.2	-15.7
2s1/2	-8.33	-13.69	-24.5	-11.0
1d3/2	-10.40	-13.29	-16.5	-8.5
Neutron levels				
1s1/2	-63.29	-63.73		-61.5
1p3/2	-45.29	-45.45		-42.1
1p1/2	-41.42	-41.80		-37.5
1d5/2	-26.30	-27.56		-23.6
2s1/2	-16.86	-21.97		-18.2
1d3/2	-19.03	-21.57		-15.6
E/A (MeV)	-9.20	-7.88	-8.29	-8.55
R <sub>c</sub> (fm)	3.23	3.26	2.64	3.48

级 2s1/2 和 1d3/2 开始与实验值的顺序相一致。由于 Gmuca 的 BM-A 参数是符合整个密度范围内的自能和核物质饱和曲线得到的, 为了适应他的拟合范围, 低密度范围的贡献偏大, 以致于  $^{16}\text{O}$  和  $^{40}\text{Ca}$  的平均结合能大于实验值, 而且造成  $^{40}\text{Ca}$  的单粒子能级 2s1/2 和 1d3/2 顺序发生颠倒, 这就是 Gmuca 模型中存在问题的物理原因。从表 3 还可以看到, 在密度  $K_t = 1.1\text{fm}^{-1}$  处对单粒能级的贡献最重要, 对于深的能级 (1s1/2, 1p3/2, 1p1/2) 计算的结果几乎与自洽的 RDMF 方法计算结果相一致。从以上讨论可以看出, RDMF 方法可以给出有限核基态性质较好的描述, 在这些计算中可以大大改善平均结合能和均方根半径与实验值的符合。

最近 Fritz<sup>[13]</sup> 等人讨论了密度有关的相对论 Hartree-Fock (RDHF) 方法, 他们认为 Fock 项的贡献不能忽略, 但在他们的方法中没有包括  $\pi$  和  $\rho$  介子的贡献。从理论的完整性考虑, 应该包含  $\pi$  和  $\rho$  介子的贡献, 分析各自的影响及对有限核基态性质的贡献。

表3 四个密度 ( $K_t = 0.8, 1.1, 1.4, 1.5 \text{fm}^{-1}$ ) 点所对应的耦合常数所计算的  $^{40}\text{Ca}$  基态性质的结果

$K_t(\text{fm}^{-1})$	0.8	1.1	1.4	1.5	RDMF	EXP.
Proton						
1s1/2	-62.03	-53.54	-55.09	-54.15	-53.89	-53.6
1p3/2	-46.73	-36.59	-35.81	-34.48	-36.41	-34.7
1p1/2	-39.39	-30.31	-29.57	-28.39	-32.70	-29.8
1d5/2	-29.83	-19.19	-16.63	-15.09	-19.27	-15.7
2s1/2	-12.72	-8.09	-7.18	-6.45	-13.69	-11.0
1d3/2	-16.60	-8.95	-7.01	-5.93	-13.29	-8.5
Neutron						
1s1/2	-71.03	-63.09	-64.73	-64.53	-63.73	-61.5
1p3/2	-55.17	-45.46	-44.91	-44.08	-45.45	-42.1
1p1/2	-47.96	-39.26	-38.71	-38.04	-41.80	-37.5
1d5/2	-37.78	-27.45	-25.19	-23.94	-27.56	-23.6
2s1/2	-20.77	-16.21	-15.46	-15.03	-21.97	-18.2
1d3/2	-24.58	-17.10	-15.42	-14.60	-21.57	-15.6
$E/A$	-15.88	-8.62	-6.36	-5.34	-7.88	-8.55
$R_c$	3.40	3.30	3.13	3.11	3.26	3.48

当然这是相当复杂的工作,我们将在另外的文章加以讨论。由于 RDMF 方法比通常的 RMF<sup>[14]</sup> 的结果要好得多, RDMF 方法能较好地描述有限核的基态性质。另一方面从应用观点来看, RDMF 方法将为远离  $\beta$  稳定结核的性质研究及相对论重离子碰撞提供更好的理论基础。

## 参 考 文 献

- [1] B.D. Serot, J. D. Walecka, *Adv. in Nucl. Phys.* 16, ed. J. W. Negele and E. Vogt (Plenum, New York, 1986).
- [2] Y. K. Gambhir, P. Ring, A. Thimet, *Ann. Phys.*, **551**(1990)129.
- [3] Zhong Yu Ma et al., *Nucl. Phys.*, **A490**(1988)619.
- [4] H. Toki et al., *Nucl. Phys.*, **A524**(1991)633; D. Hirata et al. *Phys. Rev.*, **C44**(1991)1467.
- [5] M. M. Sharma et al., *Phys. Rev. Lett.*, **72**(1994)1431.
- [6] Chen Bao Qiu et al., *High Phys. and Nucl. Phys.*, **18**(1994)371.
- [7] R. Brockmann, R. Machleidt, *Phys. Lett.*, **B149**(1984)283; *Phys. Rev.*, **C42**(1990)1965.
- [8] C. J. Horowitz, B. D. Serot, *Nucl. Phys.*, **A464**(1987)613.
- [9] Chen Bao Qiu, Ma zhong Yu, *High Phys. and Nucl. Phys.*, **16**(1992)123.
- [10] R. Brockmann, H. Toki, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992)3408.
- [11] S. Gmuca, *Nucl. Phys.*, **A547**(1992)447; *Z. Phys.*, **A342**(1992)387.
- [12] Zhongyu Ma, Huali Shi, Baoqiu Chen, *Chin. Phys. Lett.*, to be published.
- [13] R. Fritz, H. Muther, R. Machleidt, *Phys. Rev. Lett.*, **71**(1993)46.
- [14] A. Bouyssy et al., *Phys. Rev.*, **C36**(1987)380.

## N-N Correlations and Relativistic Density Dependent Mean Field Approach in Finite Nuclei

Chen Baoqiu   Shi Hualin   Ma Zhongyu

(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413)

Received 11 August 1994

### Abstract

The density dependent coupling constants of nucleon-meson interactions are adopted to incorporate the self-energy of relativistic Brueckner-Hartree-Fock calculations in the relativistic mean field approach. The density dependent interaction takes the N-N correlations into account. This density dependent interaction is employed to study the ground state properties of finite nuclei such as single particle levels, charge radii and the binding energies per nucleon. The results calculated are in a good agreement with the experimental data. A comparison with the results obtained by other models is also presented.

**Key words**   relativistic mean field, nucleon-meson interaction, finite Nuclei structure.