

文章编号: 1007-4627(2008)02-0117-06

# 轻核区双中子滴线核的研究\*

圣宗强<sup>1</sup>, 郭建友<sup>2</sup>

(1 安徽理工大学数理系, 安徽 淮南 232001;

2 安徽大学物理与材料科学学院, 安徽 合肥 230039)

**摘要:** 运用形变相对论平均场(RMF)理论系统地研究了轻核区的元素 O, Ne, Mg, Si, S, Ar 和 Ca 及 Ni。计算了这 8 个元素的偶-偶核基态的一些性质, 如结合能、四极形变、平均每核子结合能以及双中子分离能等。计算中采用了 NL3 参数组, 并用 BCS 方法处理对关联。限于篇幅, 文中只给出 O 和 Mg 元素的计算结果。RMF 理论计算的结果和实验值基本一致。从双中子分离能的分析可知, RMF 理论计算的各元素的双中子滴线核分别为  $^{30}\text{O}$ ,  $^{38}\text{Ne}$ ,  $^{42}\text{Mg}$ ,  $^{52}\text{Si}$ ,  $^{54}\text{S}$ ,  $^{60}\text{Ar}$ ,  $^{80}\text{Ca}$  和  $^{98}\text{Ni}$ 。最后简单讨论了 Ca 和 Ni 同位素中的中子幻数情况。

**关键词:** 相对论平均场; 滴线核; 双中子分离能

**中图分类号:** O571.2; O571.21 **文献标识码:** A

## 1 引言

近年来在放射性核束装置上实验的新进展开了核物理研究的崭新领域, 在这些研究中发现了许多新的物理现象。例如, (1) 某些轻核中存在的中子晕( $^{11}\text{Li}$ ,  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{14}\text{Be}$  和  $^{17}\text{B}$  等); (2) 双满壳奇异核( $^{10}\text{He}$ ,  $^{78}\text{Ni}$  和  $^{100}\text{Sn}$  等); (3) 超重元素( $Z=110$ , 111, 112, 113 和 115)。这些发现引起了国内外核物理学家的高度重视, 如何解释和理解这些新的物理现象是对核理论的挑战, 对这些现象的研究也是当前核物理研究的国际前沿领域。关于远离  $\beta$  稳定线及滴线附近核性质的研究将是这一前沿领域的一个重要课题。寻找滴线核最近成为一个非常热门的课题。所谓滴线核是指某核素的中子或质子已经达到饱和, 不能再增加中子或质子, 这两种情况分别叫做中子滴线核和质子滴线核, 在这两种情况中又分为单或双中子(质子)滴线核。目前实验上只能达到很轻的滴线核。在核素图上很大区域内特别是对中子滴线附近的情况了解很少。不同的理论模型给出的滴线位置不同, 甚至相差很大。滴线附近的核是低密度、弱束缚的核系统, 具有非常特殊的性质, 核的费米面有较大的弥散, 最外面的一个或几个核

子具有非常大的空间分布。近年来已有很多理论和实验对核的滴线位置进行了研究<sup>[1-8]</sup>。

相对论平均场(RMF)理论是最成功的微观理论模型之一。在过去的几十年中, 它成功地描述了许多稳定核和远离  $\beta$  稳定线核的基态性质。RMF 理论给出了超形变核全同带<sup>[9]</sup>和中子晕的新解释<sup>[10]</sup>, 预言了靠近中子滴线的重核中可能存在巨中子晕<sup>[11]</sup>的新现象。RMF 理论自然地给出自旋-轨道力和赝自旋对称性的解释<sup>[12, 13]</sup>, 对磁转动<sup>[14]</sup>、集体激发<sup>[15]</sup>、超重核<sup>[16]</sup>以及关键点核<sup>[17, 18]</sup>也有很好的描述。关于 RMF 理论的最新进展可参看文献<sup>[19]</sup>。由于 RMF 理论能够很好地描述原子核的基态性质, 在文献<sup>[20]</sup>中, 耿立升等人用 RMF 加上态相关的 BCS 方法, 研究了近 7 000 个核的基态性质, 采用的参数组为 TMA。他们的工作很有意义, 而且工作量很大, 计算的结果可以作为 RMF 理论的数据。我们为了更进一步研究 O 到 Ni 的偶-偶核的基态性质, 采用了另外的两套参数组即 NL3 和 PK1, 并对轻核区的偶-偶核的双中子滴线核做一个系统的研究。

\* 收稿日期: 2007-07-03; 修改日期: 2007-11-12

\* 基金项目: 安徽省高校青年教师自然科学基金资助项目(2006jq1076); 安徽省教育厅自然科学基金资助项目(2006KJ056C, 2006KJ259B); 国家自然科学基金资助项目(10475001, 10675001); 教育部新世纪优秀人才支持计划基金资助项目(NCET-05-0558); 安徽省高等学校拔尖人才基金资助项目

作者简介: 圣宗强(1975-), 男(汉族), 安徽含山人, 讲师, 硕士, 从事理论核物理研究; E-mail: shengzongq309@yahoo.com.cn

本文第 2 部分为理论框架, 简要介绍 RMF 理论; 第 3 部分是数值计算结果与讨论; 最后是总结。

## 2 理论框架

在 RMF 理论框架下, 核子被描述为在经典的介子场中运动的 Dirac 粒子, 核子-核子之间通过交换  $\sigma$  介子、 $\omega$  介子和  $\rho$  介子发生相互作用(质子还交换光子产生电磁相互作用)。其出发点是一个有效的拉格朗日密度:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\Psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - M)\Psi + \frac{1}{2}\partial^\mu \sigma \partial_\mu \sigma - \frac{1}{2}m_\sigma^2 \sigma^2 - \\ & \frac{1}{3}g_2 \sigma^3 - \frac{1}{4}g_3 \sigma^4 - g_\sigma \bar{\Psi}\sigma\Psi - \frac{1}{4}\Omega^{\mu\nu}\Omega_{\mu\nu} + \\ & \frac{1}{2}m_\omega^2 \omega^\mu \omega_\mu - g_\omega \bar{\Psi}\gamma^\mu \omega_\mu \Psi + \frac{1}{4}g_4 (\omega^\mu \omega_\mu)^2 - \\ & \frac{1}{4}\mathbf{R}^{\mu\nu}\mathbf{R}_{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\rho^2 \boldsymbol{\rho}^\mu \boldsymbol{\rho}_\mu - g_\rho \bar{\Psi}\boldsymbol{\gamma}^\mu \boldsymbol{\tau} \boldsymbol{\rho}_\mu \Psi - \\ & \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - e\bar{\Psi}\boldsymbol{\gamma}^\mu \frac{1-\tau_3}{2}A_\mu \Psi, \end{aligned} \quad (1)$$

$\sigma$ ,  $\omega_\mu$  和  $\rho_\mu$  分别表示介子场, 相应的质量分别为  $m_\sigma$ ,  $m_\omega$  和  $m_\rho$ , 光子场则用  $A_\mu$  表示,  $e^2/4\pi = 1/137$ ; 核子场及其质量用  $\Psi$  和  $M$  表示, 核子和介子场的有效耦合常数分别为  $g_\sigma$ ,  $g_\omega$  和  $g_\rho$ ;  $g_2$  和  $g_3$  是  $\sigma$  介子的自由相互作用非线性项耦合常数;  $g_4$  是  $\omega$  介子场的自相互作用耦合常数;  $\tau^3$  则表示同位旋泡利矩阵  $\tau^a$  的第 3 分量。利用(1)式, 通过经典变分原理可导出核子运动的 Dirac 方程:

$$[-i\boldsymbol{\alpha} \cdot \boldsymbol{\nabla} + V(\mathbf{r}) + \beta(M + S(\mathbf{r}))]\Psi_i = \epsilon_i \Psi_i, \quad (2)$$

以及介子和光子运动的 Klein-Gordon 方程:

$$\begin{cases} (-\Delta + m_\sigma^2)\sigma(\mathbf{r}) = -g_\sigma \rho_s(\mathbf{r}) - g_2 \sigma^2(\mathbf{r}) - g_3 \sigma^3(\mathbf{r}), \\ (-\Delta + m_\omega^2)\omega^\mu(\mathbf{r}) = g_\omega j^\mu(\mathbf{r}) - g_4 (\omega^\nu \omega_\nu)\omega^\mu(\mathbf{r}), \\ (-\Delta + m_\rho^2)\boldsymbol{\rho}^\mu(\mathbf{r}) = g_\rho \mathbf{j}^\mu(\mathbf{r}), \\ -\Delta A^\mu(\mathbf{r}) = e j_\rho^\mu(\mathbf{r}), \end{cases} \quad (3)$$

其中  $V(\mathbf{r})$  和  $S(\mathbf{r})$  分别是矢量势和标量势, 可表示为

$$\begin{cases} V(\mathbf{r}) = \beta [g_\omega \boldsymbol{\gamma}^\mu \omega_\mu(\mathbf{r}) + g_\rho \boldsymbol{\gamma}^\mu \boldsymbol{\tau} \boldsymbol{\rho}_\mu(\mathbf{r}) + e \boldsymbol{\gamma}^\mu \frac{1-\tau_3}{2} A_\mu(\mathbf{r})], \\ S(\mathbf{r}) = g_\sigma \sigma(\mathbf{r}), \end{cases} \quad (4)$$

方程(2)和(3)可以自洽地迭代计算, 并进一步计算出结合能等一些基态的物理量。具体的细节可参看文献[21]。

## 3 数值计算结果及讨论

利用 RMF 理论对轻核区一些核素进行系统的计算。在计算中使用的是形变的 RMF 程序。所选的核素为 O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca 以及质子幻数  $Z=28$  的 Ni 元素, 各同位素的计算范围分别为:  $^{14-34}\text{O}$ ,  $^{18-40}\text{Ne}$ ,  $^{20-46}\text{Mg}$ ,  $^{22-56}\text{Si}$ ,  $^{26-60}\text{S}$ ,  $^{28-64}\text{Ar}$ ,  $^{32-84}\text{Ca}$  以及  $^{68-102}\text{Ni}$ 。在计算中采用了常用有效的 NL3<sup>[22]</sup> 和 PK1<sup>[23]</sup> 参数组, 由于两组参数组给出了相似的结论, 在这里只给出 NL3 参数组的计算结果。采用了轴对称谐振子基展开的计算方法, 基底数为  $N_f = N_b = 14$ 。由于在滴线附近的核是低密度和弱束缚的核系统, 所以对关联扮演了非常重要的角色。为了计算简便, 本文采用固定能隙的 BCS 近似来描述对关联, 对能隙取  $\Delta_n = \Delta_p = 11.2/A^{1/2}$  MeV。双中子分离能是检验微观理论的重要物理量, 可以反映出核的稳定性。双中子分离能是这样定义的:

$$S_{2n} = E_B(Z, A) - E_B(Z, A - 2). \quad (5)$$

由于数据比较多, 表 1 中只列出质子为幻数 ( $Z=8$ ) 的 O 元素以及大形变的 Mg 元素的计算结果, 其中包括核素的结合能  $E_B$ 、平均每核子结合能  $E_B/A$ 、四极形变  $\beta_2$  以及双中子分离能  $S_{2n}$ 。同时还列出了相应的可利用的实验数据<sup>[24]</sup> 和四极形变中的液滴模型(FRDM)的结果<sup>[25]</sup>。

从表 1 可以看出, 对于 O 同位素链, RMF 理论计算的基态结合能比实验值系统地偏大 2—4 MeV, 其相对误差均小于 3%。平均每核子结合能是反映原子核结合紧密程度的重要物理量, 其值越大表明结合得越紧, 核也就越稳定。从表 1 还可以看出, 对于 O 同位素链, 理论计算表明  $^{16}\text{O}$  的平均每核子结合能是最大的, 其值为  $E_B/A = -8.069$  MeV, 也即  $^{16}\text{O}$  是 O 同位素链中的最稳定核, 这和实验值是一致的。从理论计算的四极形变来看, O 同位素链中核素的四极形变几乎都在  $\beta_2 = 0.00$  左右, 也即基态原子核的形状是球形的或近球形的, 这充分体现了质子数  $Z=8$  的幻数效应。由于缺乏形变的实验数据, 在表 1 中列出了 FRDM 的结果

作为比较。可以看出, 从  $^{16}\text{O}$  到  $^{30}\text{O}$ , FRDM 给出的结果和 RMF 的结果是一致的, 即它们都是球形的 ( $\beta_2 = 0.00$ )。而对于  $^{32}\text{O}$  和  $^{34}\text{O}$ , FRDM 计算结果表明它们是大形变核 ( $\beta_2 = 0.22$ ), 为长椭球形。对

于  $S_{2n}$ , 理论计算的结果和实验值是基本一致的, 都能正确地反映出  $S_{2n}$  随中子数增加而逐渐减小的趋势。到达  $^{32}\text{O}$  时,  $S_{2n}$  变为负值, 即  $^{32}\text{O}$  是 RMF 理论计算的第一个滴线外核, 在后面还要详细讨论。

表 1 RMF 理论计算的 O 和 Mg 同位素的基态性质及一些可利用的数据

Nucl.	$E_B/\text{MeV}$		$(E_B/A)/\text{MeV}$		$\beta_2$		$S_{2n}/\text{MeV}$	
	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	FRDM	Cal.	Exp.	Cal.
$^{14}\text{O}$	-98.733	-100.952	-7.052	-7.211		0.04	40.199	37.320
$^{16}\text{O}$	-127.619	-129.105	-7.976	-8.069	0.02	0.00	8.886	28.153
$^{18}\text{O}$	-139.807	-143.672	-7.767	-7.982	0.02	0.00	12.187	14.567
$^{20}\text{O}$	-151.370	-153.793	-7.569	-7.690	0.00	0.00	11.563	10.120
$^{22}\text{O}$	-162.025	-163.982	-7.365	-7.454	0.00	0.00	10.665	10.189
$^{24}\text{O}$	-168.478	-172.503	-7.020	-7.188	0.00	0.00	6.452	8.521
$^{26}\text{O}$		-177.459		-6.825	0.00	0.00		4.956
$^{28}\text{O}$		-180.575		-6.449	0.00	0.00		3.113
$^{30}\text{O}$		-180.929		-6.031	0.00	0.00		0.351
$^{32}\text{O}$		-178.375		-5.574	0.22	0.00		-2.556
$^{34}\text{O}$		-175.563		-5.163	0.22	0.00		-2.813
$^{20}\text{Mg}$	-134.467	-137.344	-6.723	-6.867	0.15	0.03		40.710
$^{22}\text{Mg}$	-168.577	-166.535	-7.663	-7.570	0.33	0.31	34.109	29.192
$^{24}\text{Mg}$	-198.256	-194.310	-8.261	-8.096	0.37	0.45	29.679	27.775
$^{26}\text{Mg}$	-216.680	-213.585	-8.334	-8.215	-0.31	0.36	18.423	19.274
$^{28}\text{Mg}$	-231.627	-229.483	-8.272	-8.196	-0.32	0.27	14.946	15.899
$^{30}\text{Mg}$	-241.633	-241.921	-8.054	-8.064	-0.22	0.21	10.006	12.438
$^{32}\text{Mg}$	-249.689	-252.545	-7.803	-7.892	0.00	0.00	8.056	10.624
$^{34}\text{Mg}$	-256.585	-257.952	-7.547	-7.587	0.41	0.00	6.896	5.407
$^{36}\text{Mg}$	-260.267	-264.945	-7.230	-7.360	0.33	0.37	3.682	6.994
$^{38}\text{Mg}$		-268.789		-7.073	0.31	0.41		3.844
$^{40}\text{Mg}$		-271.021		-6.776	-0.29	0.42		2.232
$^{42}\text{Mg}$		-272.166		-6.480	0.27	0.41		1.144
$^{44}\text{Mg}$		-272.111		-6.184	0.18	0.36		-0.054
$^{46}\text{Mg}$		-271.832		-5.909	0.31	0.28		-0.279

对于 Mg 同位素链, 理论计算的基态结合能和实验值比较起来有一定的起伏,  $^{22-28}\text{Mg}$  这几个核基态结合能理论值比实验值小, 而剩余的核的理论值比实验值大。理论值和实验值的差距一般也在 2—4 MeV 之间。从平均每核子结合能来看,  $^{26}\text{Mg}$  是理论计算的 Mg 同位素链中最稳定的核, 这和实验值也是一致的。Mg 元素的质子数  $Z=12$ , 介于  $Z=8$  和  $Z=20$  这两个质子幻数之间, 因而 Mg 元素大多应该是轴对称的大形变核。计算结果也充分证明了这点。在 Mg 元素中除了  $^{32, 34}\text{Mg}$  以外, 其它核的四极形变的数值都在  $\beta_2 = 0.21$  和  $\beta_2 = 0.45$  之间, 为典型的大形变核。而  $^{32}\text{Mg}$  由于它的中子数  $N=20$  是典型的中子幻数, 因此  $^{32}\text{Mg}$  的基态呈现出球

形 ( $\beta_2 = 0.00$ ) 的可能性应该很大, FRDM 给出的结论也和本文一致。然而很多实验都有证据表明  $^{32}\text{Mg}$  是大形变核, 这和本文的结论完全相反。但在文献[26, 27]中, 用 RMF 理论计算的  $^{32}\text{Mg}$  的四极形变都和本文的结果一致, 即  $^{32}\text{Mg}$  为球形核。因此可以说 RMF 理论可能不能够很好地描述  $^{32}\text{Mg}$  核, 毕竟一个理论不可能将所有的核都描述得很好。 $^{34}\text{Mg}$  的中子数  $N=22$  比较靠近中子幻数  $N=20$ , 所以  $^{34}\text{Mg}$  的基态也呈现出球形 ( $\beta_2 = 0.00$ )。FRDM 给出的四极形变的结果和 RMF 的结果基本是一致的。主要有两点不同: (1) 对于  $^{26, 30, 40}\text{Mg}$  这 3 个核, FRDM 给出的  $\beta_2$  的数值是负的, 即这 3 个核的基态是扁椭球形。而 RMF 理论的结论正好相

反,即这些核的基态为长椭球形。造成这种现象的原因可能是这 3 个核有可能存在长椭球-扁椭球的形状共存现象,即在核的位能曲面上长椭球区和扁椭球区各有一个能量相近的极小点,而 RMF 理论计算的结果显示在长椭球区的极小点的能量更低。(2) 对于  $^{34}\text{Mg}$ , FRDM 给出的四极形变为  $\beta_2 = 0.41$ , 为大形变核, 而 RMF 给出的结果是球形的 ( $\beta_2 = 0.00$ )。考虑到  $^{34}\text{Mg}$  的中子数  $N = 22$  比较靠近中子幻数  $N = 20$ ,  $^{34}\text{Mg}$  的基态为球形的可能性应该更大一些, 即 RMF 的结论应该更可靠。 $S_{2n}$  的理论计算结果和实验值是基本一致的。除了极个别 ( $^{34}\text{Mg}$ ) 的例外, 理论计算值能正确地反映出  $S_{2n}$  随中子数增加而逐渐减小的趋势。到  $^{44}\text{Mg}$  时, 其  $S_{2n}$  开始出现负值。

以上详细分析了 O 和 Mg 元素的 RMF 理论的计算结果。其它 6 个元素计算结果的精确度和 O 与

Mg 元素大致差不多。

总之, RMF 理论对于这一区域原子核的基态性质的计算是基本可靠的。

下面将讨论这 8 个同位素链中的双中子滴线核。从表 1 可以看到, 在 O 或 Mg 元素中,  $S_{2n}$  在中子数增加到一定的时候, 其值变为负值, 如  $^{32}\text{O}$  和  $^{44}\text{Mg}$ 。对某一同位素链来说, 其双中子滴线核就是双中子分离能大于零的最重核素。其中子数已达到饱和, 不能再添加中子。 $S_{2n}$  小于零的核称之为滴线外核, 即不能存在的。因此可以从  $S_{2n}$  数值来判断双中子滴线核。例如, 对于 O 和 Mg 同位素链, 最后一个  $S_{2n}$  大于零的核素分别为  $^{30}\text{O}$  和  $^{42}\text{Mg}$ , 即  $^{30}\text{O}$  和  $^{42}\text{Mg}$  是这两个同位素链的理论计算的双中子滴线核。为了更加直观, 现将各同位素的  $S_{2n}$  的数据绘制成图(见图 1)。从图 1 中可以看到, RMF 理论计算的  $S_{2n}$  和可利用的实验值符合得非常好, 特别是

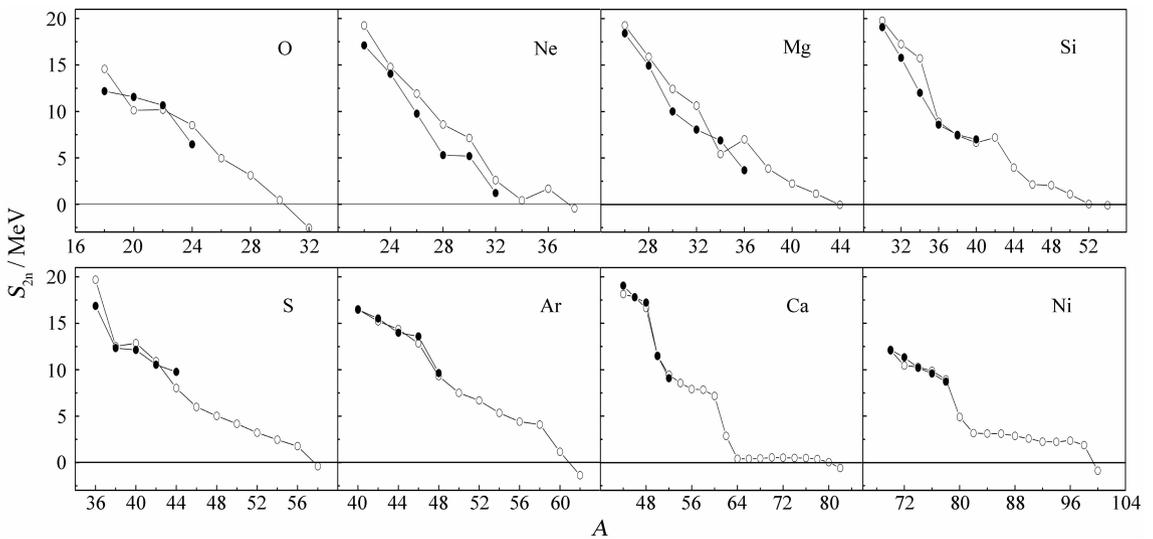


图 1 RMF 理论计算的 O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca 及 Ni 元素的双中子分离能使用的参数组为 NL3; 其中  $\circ$  为理论计算值,  $\bullet$  为实验值。

在 Ar, Ca 和 Ni 这 3 个元素中, 理论值和实验值几乎完全重合。除了极个别的 ( $^{36}\text{Ne}$ ,  $^{36}\text{Mg}$ ) 之外, 各同位素的  $S_{2n}$  的数值都是随着中子数的增加而逐渐减小, 并且变化一般都比较平缓。这与其他理论和实验的结果是一致的。根据前面对双中子滴线核的定义, 从图 1 中可以推断出这 8 个元素的双中子滴线核分别为  $^{30}\text{O}$ ,  $^{38}\text{Ne}$ ,  $^{42}\text{Mg}$ ,  $^{52}\text{Si}$ ,  $^{54}\text{S}$ ,  $^{60}\text{Ar}$ ,  $^{80}\text{Ca}$  和  $^{98}\text{Ni}$ 。不同的理论模型, 甚至同一理论模型的不同参数组所预测的双中子滴线核也是不完全相同的, 有的甚至相差很大。在我们所研究的区域内,

其他理论研究主要集中在 O, Ca 和 Ni 3 个质子数为幻数的元素上。对于 O 元素, 目前实验上所达到的最重的 O 同位素是  $^{24}\text{O}$ , 近期在实验上寻找  $^{26}\text{O}$  和  $^{28}\text{O}$  的努力均失败了。而 RMF 理论预测的最重的束缚核, 即滴线核为  $^{30}\text{O}$ , 这点与实验相差较大。对于 RMF 理论, 通常采用一组参数组去描述核素图中的所有同位素, 对理论和参数组都是一个巨大的挑战, 特别是由于相对少的核子数, RMF 理论对轻核的描述是有一定困难的。而在文献[28]中, RCHB 理论预言的双中子滴线核为  $^{28}\text{O}$ , 和本文中

预言的  $^{30}\text{O}$  相比少了两个中子。对于 Ca 元素, 在本文中 RMF 理论预言的双中子滴线核为  $^{80}\text{Ca}$ , 而在以前的一些工作中, 预言的双中子滴线核为  $^{70}\text{Ca}$ <sup>[29, 30]</sup> 或  $^{72}\text{Ca}$ <sup>[28]</sup>。几种理论预测的差距还是比较大的。同时我们也发现对于 Ca 元素, 从  $^{64}\text{Ca}$  到  $^{80}\text{Ca}$  9 个核, 它们的  $S_{2n}$  都非常小, 都约在 0.5 MeV 以下, 这些核的结构都非常松散, 核的表面有很大的弥散。对于 Ni 元素, 本文预言的结果与其他文献 [1, 29] 的结果是一致的, 其双中子滴线核都为  $^{98}\text{Ni}$ 。

在图 1 中, 特别是在 S, Ar, Ca 和 Ni 4 个同位素链中, 沿着  $S_{2n}$  随质量数的变化曲线, 可以清楚地看到此物理量的一些大的阶跃, 这些阶跃正好对应传统的中子满壳 ( $N=20, 28, 50$ ) 或亚满壳 ( $N=40$ ), 它们源于单粒子能级存在大的能隙。然而同时我们也看到在 Ca 同位素链中, 在  $N=50$  的地方并没有出现大的阶跃, 这可能是由于晕效应而导致了  $N=50$  的传统幻数的消失。在 Ni 同位素链中, 可以看到在传统中子幻数  $N=50$  的地方有一个大的阶跃, 而在  $N=70$  的地方也有一个阶跃, 因此  $N=70$  可能是一个新的中子幻数, 以上两点在文献 [1] 中有详细的讨论。

## 4 总结

利用 RMF 理论系统地研究了轻核区的元素: O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca 及 Ni 8 个元素的基态的一些性质, 如结合能、四极形变、平均每核子结合能以及双中子分离能等。限于篇幅, 文中只给出 O 和 Mg 元素的计算结果。RMF 理论计算的基态结合能和实验值基本是一致的。 $S_{2n}$  随中子数的增加而逐渐减小的趋势被正确地反映出来。从双中子分离能的分析可知, RMF 理论计算的各元素的双中子滴线核分别为  $^{30}\text{O}$ ,  $^{38}\text{Ne}$ ,  $^{42}\text{Mg}$ ,  $^{52}\text{Si}$ ,  $^{54}\text{S}$ ,  $^{60}\text{Ar}$ ,  $^{80}\text{Ca}$  和  $^{98}\text{Ni}$ 。最后简单讨论了 Ca 和 Ni 元素中的中子幻数情况。RMF 理论计算的结果还有待于实验的进一步检验, 同时也为实验提供了方向。

## 参考文献 (References):

[1] Bhattacharya M, Gangopadhyay G. Phys Rev, 2005, **C72**: 044 318.  
[2] Lalazissis G A, Raman S. Phys Rev, 1998, **C58**: 1 467.

[3] Cole B J. Phys Rev, 1998, **C58**: 2 831.  
[4] Ferreira L S, Maglione E. Nucl Phys, 2005, **A752**: 2 23c.  
[5] Werner T R, Dobaczewski J, Nazarewicz W. Z Phys, 1997, **A358**: 169.  
[6] Lalazissis G A, Vretenar D, Ring P. Nucl Phys, 2001, **A679**: 481.  
[7] Chen Lixin, Xiao Guoqing, Guo Zhongyan, *et al.* Nuclear Physics Review, 2003, **20**(4): 231 (in Chinese). (陈立新, 肖国青, 郭忠言等. 原子核物理评论, 2003, **20**(4): 231.)  
[8] Chen Baoqiu, Ma Zhongyu. HEP & NP, 2001, **25**(4): 309 (in Chinese). (陈宝秋, 马中玉. 高能物理与核物理, 2001, **25**(4): 309.)  
[9] König J, Ring P. Phys Rev Lett, 1993, **71**: 3 079.  
[10] Meng Jie, Ring P. Phys Rev Lett, 1996, **77**: 3 963.  
[11] Meng Jie, Ring P. Phys Rev Lett, 1998, **80**: 460.  
[12] Guo Jianyou, Sheng Zongqiang. Phys Lett, 2005, **A338**: 90.  
[13] Zhou Shangui, Meng Jie, Ring P. Phys Rev Lett, 2003, **91**: 262 501.  
[14] Madokoro H, Meng Jie, Matsuzaki M, *et al.* Phys Rev, 2000, **C62**: 061 301.  
[15] Ma Zhongyu, Wandelt A, Giai N V, *et al.* Nucl Phys, 2002, **A703**: 222.  
[16] Ren Zhongzhou, Chen Dinghan, Tai Fei, *et al.* Phys Rev, 2003, **C67**: 064 302.  
[17] Sheng Zongqiang, Guo Jianyou. Mod Phys Lett, 2005, **A20**(35): 2 711.  
[18] Sheng Zongqiang, Guo Jianyou, Meng Ying. HEP & NP, 2007, **31**(6): 558(in Chinese). (圣宗强, 郭建友, 孟影. 高能物理与核物理, 2007, **31**(6): 558.)  
[19] Meng Jie, Toki H, Zhou Shangui, *et al.* Prog Part Nucl Phys, 2006, **57**: 470.  
[20] Geng Lisheng, Toki H, Meng Jie. Prog Theor Phys, 2005, **113**: 785.  
[21] Zhou Shangui, Meng Jie, Ring P. Phys Rev, 2003, **C68**: 034 323.  
[22] Lalazissis G A, König J, Ring P. Phys Rev, 1997, **C55**: 540.  
[23] Long Wenhui, Meng Jie, Giai N V, *et al.* Phys Rev, 2004, **C69**: 034 319.  
[24] Audi G, Wapstra A H. Nucl Phys, 1995, **A595**: 409.  
[25] Möller P, Nix J R, Myers W D, *et al.* At Data and Nucl Data Tabl, 1995, **59**: 185.  
[26] Ren Zhongzhou, Zhu Z Y, Cai Y H, *et al.* Phys Lett, 1996, **B380**: 241.  
[27] Lalazissis G A, Raman S, Ring P. At Data Nucl Data Tabl, 1999, **71**: 1.  
[28] Zhang Shuangquan, Meng Jie, Zhou Shangui. Sci China,

2003, **G46**(6): 632(in Chinese).

(张双全, 孟杰, 周善贵. 中国科学 (G 集), 2003, **46**(6):

632.)

[29] Fayans S A, Tolokonnikov S V, Zaivischa D. Phys Lett,

2000, **B491**: 245.

[30] Im S, Meng Jie. Phys Rev, 2000, **C61**: 047 302.

## Study of Two-neutron Drip Line Nuclei in Region of Light Nuclei\*

SHENG Zong-qiang<sup>1, 1)</sup>, GUO Jian-you<sup>2</sup>

(1 *Department of Mathematics & Physics, Anhui University of Science and Technology, Huainan 232001, Anhui, China;*

2 *School of Physics & Material, Anhui University, Hefei 230039, China*)

**Abstract:** The ground state properties of even-even O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca and Ni isotopes were studied with the self-consistent deformed relativistic mean field theory with NL3 parameter set. The calculated results of O and Mg isotopes were presented in detail. The calculated binding energies and the two-neutron separation energies were in good agreement with experimental values. By examining the two-neutron separation energies, it was suggested that  $^{30}\text{O}$ ,  $^{38}\text{Ne}$ ,  $^{42}\text{Mg}$ ,  $^{52}\text{Si}$ ,  $^{54}\text{S}$ ,  $^{60}\text{Ar}$ ,  $^{80}\text{Ca}$  and  $^{98}\text{Ni}$  are the two-neutron drip line nuclei. We also briefly discussed the possible changes of neutron magic numbers in Ca and Ni isotopes.

**Key words:** relativistic mean field; drip line nucleus; two-neutron separation energy

\* **Received date:** 3 Jul. 2007; **Revised date:** 12 Nov. 2007

\* **Foundation item:** Natural Science Foundation of High Education of Anhui Province for Youths (2006jq1076); Natural Science Foundation of Anhui Educational Committee (2006KJ056C, 2006KJ259B); National Natural Science Foundation of China (10475001, 10675001); Program for New Century Excellent Talents in University of China (NCET-05-0558); Program for Excellent Talents in Anhui Province Universities

1) E-mail: shengzongq309@yahoo.com.cn