

用相对论平均场理论研究近滴线区原子核 传统幻数的消失和新幻数的产生^{*}

丁斌刚¹⁾ 鲁定辉²⁾ 张大立¹⁾

1) 湖州师范学院理学院, 湖州 313000)

2) 浙江大学近代物理中心, 杭州 310027)

(2007 年 1 月 31 日收到, 2007 年 5 月 28 日收到修改稿)

提出了一种从理论上检验壳效应的方法, 在考虑了由 Bardeen, Cooper 和 Schrieffer 提出的金属超导理论(BCS 方法)的相对论平均场理论框架内, 通过计算粒子数的涨落, 发现涨落的大小和核的壳结构有紧密的关系, 进而研究了滴线区一些传统幻数的消失和新幻数的产生.

关键词: 相对论平均场理论, 粒子数涨落, 幻数, 壳效应

PACC: 2160C, 2160E

1. 引言

从实验和理论上探究原子核滴线区传统幻数的消失和新幻数的产生, 一直是核物理研究的重要内容^[1-3]. 因为它一方面有助于全面了解核结构进而揭示核子间相互作用的本质, 另一方面可以从理论上预言新的幻数并据此寻找可能存在较长寿命的新核素. 近来, Ozawa 等^[4]通过调查丰中子 p-sd 和 sd 壳区中子分离能 S_n 和相互作用截面得出近滴线区($T_2 \geq 3$)新幻数 $N = 16$ 的存在. Kanungo 等^[5]研究了丰中子核 β 衰变能、单中子分离能和偶偶核第一激发态能量的系统性, 显示在丰中子区幻数 $Z = 16$ 和 $N = 30$ 的存在, 同时再次确认幻数 $N = 16$ 的存在. Cottle 等^[6]用核质量和激发态数据说明 $Z = 16$ 这一幻数在 $N = 20$ 和 21 时存在而在 $N = 23$ 时消失, 这一结论与 Kanungo 等的结论相悖^[5]. Werner 等^[7]预言 $N = 28$ 幻数消失, 文献[8, 9]的实验对此也有涉及. 但 Cottle 等^[6]建议测量 ^{42}Si 及邻近核 2_1^+ 态的能谱数据, 如 2_1^+ 态能量及约化电磁矩阵元 $B(E2; 0_{g.s.}^+ \rightarrow 2_1^+)$, 这能提供 $N = 28$ 幻数存在和消失的强有力证据. Kimura 等^[10]根据原子核的形变认为, 在 ^{32}Mg 和 ^{30}Ne 核中 $N = 20$ 的壳层已经被破坏. Iwasaki 等^[11, 12]用放射性束 ^{12}Be 和 ^{208}Pb , ^{12}C 及 $(\text{CH}_2)_n$ 靶的非

弹性散射, 测出 ^{12}Be 的 1^- 和 2_1^+ 能级及跃迁概率, 认为在 ^{12}Be 中幻数 $N = 8$ 消失.

除了实验研究外, 为了从更多的侧面进一步研究和确定滴线区传统幻数的消失和新幻数的产生, 人们采用了各种理论模型^[13-16]. 其中相对论平均场理论(RMF)考虑了介子自由度, 能自动给出自旋-轨道耦合项, 因而有更自洽的理论基础. 它不仅在核的稳定区, 而且在整个核素图中从质子滴线到 neutron 滴线的计算结果都和实验符合得很好^[17]. 因此, 用 RMF 探讨滴线区原子核的各种性质有着较高的可靠性. 用 RMF 研究滴线区的原子核已有多种尝试, 但大多以核形变、单中子(质子)分离能、双中子(质子)分离能、 α 衰变等为出发点^[18-20], 这些方法往往需要相关的实验数据, 而在滴线区已有的实验数据并不一定能满足理论研究的需要. 所以, 用一种仅依赖 RMF 本身而不需要滴线区相关实验数据的方法来研究滴线区传统幻数的消失和新幻数的产生, 是一件很有意义的工作, 它可以为实验上研究壳效应提供理论的预言和佐证.

本文以考虑了 Bardeen, Cooper 和 Schrieffer 的金属超导理论(简称为 BCS 方法)的轴向形变 RMF 模型(RMF + BCS 模型)作为理论研究的基础, 首先证明不论是在 β 稳定线附近还是在滴线区, 粒子数涨落都与核的壳结构有明显的关系, 进而通过计算相

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10475026, 10675046)和浙江省自然科学基金(批准号: Y604060)资助的课题.

关核的粒子数涨落判断幻数的消失或产生.

2. 理论框架

有关 BCS 理论和 RMF 模型已有多种文献论述^[21-23], 这里仅给出简明的理论框架. BCS 理论下的波函数被定义为

$$|\Psi_B\rangle = \prod_i (U_i + V_i a_i^+ a_i^-) |0\rangle, \quad (1)$$

其中 U_i 及 V_i 是实数, 满足归一化条件 $U_i^2 + V_i^2 = 1$. 这个波函数代表了一个粒子数不守恒的体系, 要把这个波函数用于原子核体系, 必须加上限制条件

$$\bar{n} = \langle \Psi_B | \hat{N} | \Psi_B \rangle = n_0, \quad (2)$$

其中 $\bar{n}$ 是 |BCS 态下粒子数的平均值, n_0 是体系的粒子数.

利用变分原理 $\delta \bar{H} - \lambda \delta \bar{n} = 0$ 可得到单粒子能级空的和被占据的概率

$$U_i^2 = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\epsilon_i - \lambda}{\sqrt{(\epsilon_i - \lambda)^2 - \Delta^2}} \right], \quad (3)$$

$$V_i^2 = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\epsilon_i - \lambda}{\sqrt{(\epsilon_i - \lambda)^2 - \Delta^2}} \right], \quad (4)$$

其中

$$\Delta = G \sum_i U_i V_i \quad (5)$$

是对能隙参数, 反映了原子核的奇偶质量差. 这里 G 是对力强度. 粒子数的涨落

$$\begin{aligned} \Delta n &= [(\bar{n} - n_0)^2]^{1/2} = (\bar{n}^2 - n_0^2)^{1/2} \\ &= \Delta \left[\sum_i \frac{1}{(\epsilon_i - \lambda)^2 + \Delta^2} \right]^{1/2} \\ &= 2 \left[\sum_i U_i^2 V_i^2 \right]^{1/2} \\ &= 2 \left[\sum_i (1 - V_i^2) V_i^2 \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (6)$$

为了在不同的核素之间作出对比, 引入相对涨落(以下简称涨落)

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{\Delta n}{n} \times 100\% \\ &= \frac{2 \left[\sum_i (1 - V_i^2) V_i^2 \right]^{1/2}}{n} \times 100\%. \end{aligned} \quad (7)$$

由于壳模型理论是将中子和质子各自分为不同的壳层和单粒子能级, 所以(7)式可以分别对应中子和质子的涨落. 这就是我们计算粒子数涨落的最终公式, 而其中的 V_i^2 由 RMF + BCS 模型求解.

RMF 的出发点是一个包含核子和介子场的拉氏密度, 即

$$\begin{aligned} L &= \bar{\psi} (i \gamma^\mu \partial_\mu - M) \psi + \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma \\ &\quad - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 - \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 - \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 - \frac{1}{4} \Omega_{\mu\nu} \Omega^{\mu\nu} \\ &\quad + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu - \frac{1}{4} R_{\mu\nu} \cdot R^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_\mu \cdot \rho^\mu \\ &\quad - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + g_\sigma \bar{\psi} \sigma \psi - g_\omega \bar{\psi} \gamma^\mu \omega_\mu \psi \\ &\quad - g_\rho \bar{\psi} \gamma^\mu \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\rho}_\mu \psi - e \bar{\psi} \gamma^\mu A_\mu \frac{1 + \tau_3}{2} \psi. \end{aligned} \quad (8)$$

这里 ψ 和 M 代表核子场和核子质量, 介子场分别为 σ , ω 和 ρ , 相应的质量和耦合常数分别是 m_σ , m_ω , m_ρ 和 g_σ , g_ω , g_ρ ; g_2 , g_3 是 σ 介子的自相互作用非线性耦合常数; A^μ 代表光子场, $\boldsymbol{\tau}$ 是同位旋泡利算符, τ_3 是其第三分量.

矢量介子场张量 $\Omega^{\mu\nu}$, $R^{\mu\nu}$ 和电磁场张量 $A^{\mu\nu}$ 取如下形式:

$$\begin{aligned} \Omega^{\mu\nu} &= \partial^\mu \omega^\nu - \partial^\nu \omega^\mu, \\ R^{\mu\nu} &= \partial^\mu \rho^\nu - \partial^\nu \rho^\mu, \\ F^{\mu\nu} &= \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu. \end{aligned} \quad (9)$$

运用变分原理可得出拉格朗日方程, 在 RMF 近似下有核子场满足的 Dirac 方程

$$\{-i \boldsymbol{\alpha} \cdot \nabla + V(\mathbf{r}) + [\boldsymbol{\beta}(M + S(\mathbf{r}))]\} \psi_i = \epsilon_i \psi_i, \quad (10)$$

其中 $V(\mathbf{r})$ 表示矢量势,

$$\begin{aligned} V(\mathbf{r}) &= g_\omega \omega_0 + g_\rho \tau_3 \rho_0(\mathbf{r}) \\ &\quad + e \frac{1 + \tau_3}{2} A_0(\mathbf{r}); \end{aligned} \quad (11)$$

$S(\mathbf{r})$ 表示标量势,

$$S(\mathbf{r}) = g_\sigma \sigma(\mathbf{r}). \quad (12)$$

介子场的 Klein-Gordon 方程和电磁场方程分别为

$$\begin{aligned} (-\Delta + m_\sigma^2) \sigma(\mathbf{r}) &= -g_\sigma \rho_s(\mathbf{r}) - g_2 \sigma^2(\mathbf{r}) - g_3 \sigma^3(\mathbf{r}), \end{aligned} \quad (13)$$

$$(-\Delta + m_\omega^2) \omega_0(\mathbf{r}) = g_\omega \rho_v(\mathbf{r}), \quad (14)$$

$$(-\Delta + m_\rho^2) \rho_0(\mathbf{r}) = g_\rho \rho_3(\mathbf{r}), \quad (15)$$

$$-\Delta A_0 = e \rho_c(\mathbf{r}), \quad (16)$$

其中对应的源密度为

$$\rho_s = \sum_i n_i \bar{\psi}_i \psi_i, \quad (17)$$

$$\rho_v = \sum_i n_i \psi_i^+ \psi_i, \quad (18)$$

$$\rho_3 = \sum_p n_i \psi_p^+ \psi_p - \sum_n n_i \psi_n^+ \psi_n, \quad (19)$$

$$\rho_c = \sum_p n_i \psi_p^+ \psi_p. \quad (20)$$

(17)–(20) 式中的粒子数占有概率为

$$n_i = 2V_i^2. \tag{21}$$

按照上述理论模型, 经过复杂的迭代计算, 可以得到各单粒子能级 ϵ_i 对应的 V_i , 进而代入 (7) 式求出粒子数的涨落.

3. 计算和讨论

在 RMF 计算中, 我们假定原子核有轴对称形变, 对方程的求解在柱坐标系中采用谐振子展开方法. 计算中对费米子波函数选用 12 个谐振子壳层, 对玻色子波函数选用 20 个谐振子壳层. 相互作用参数选用常见的 NL-SH^[24]. 输入的形变参数 β 的初值选任意合理的值. 经过验算, 粒子数的涨落与对能隙的大小有关, 故统一取 $\Delta_p = \Delta_n = 1 \text{ MeV}$, 以使计算得到的粒子数的涨落只与壳结构有关 (尽管已知在闭壳处 $\Delta_p = \Delta_n = 0$, 但为了检验壳闭合, 必须假定预先并不知道闭壳在何处).

3.1. 粒子数涨落存在壳效应的证明

根据 (6) 式 $\Delta n = 2 \left[\sum_i U_i^2 V_i^2 \right]^{1/2}$, 在闭壳处, 原子核最稳定, 费米面以下的能级基本被占据, U_i 为零, 在费米面以上的能级基本是空的, V_i 为零. 所以, 相对其他核, 幻数核的粒子数涨落应当是最小的 (因为 BCS 理论下的粒子数不守恒, 不能要求在幻数处的 Δn 一定为零). 为了验证这个结论, 我们计算了奇质子 $_{17}\text{Cl}$ 同位素链的中子数涨落和 $N = 30$ 的同中子素链的质子数涨落. 为了节省篇幅, 把这两种涨落都用图 1 来表示, 图中中子数和质子数都从 18 增

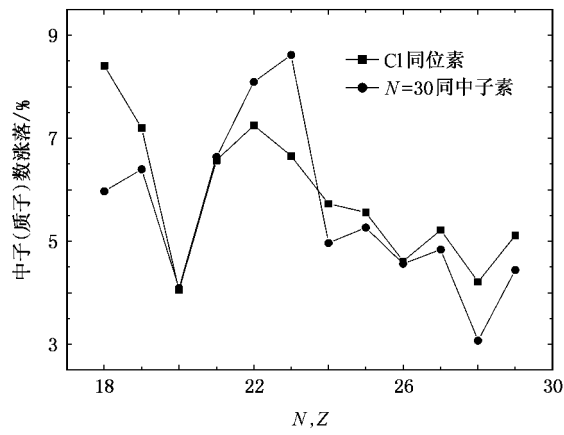


图 1 Cl 同位素和 $N = 30$ 同中子素的 中子(质子)数涨落随中子(质子)数的变化

大到 29, 经过了 20 和 28 两个幻数. 计算结果表明, 这两个链的粒子数涨落均在幻数 20 和 28 明显下降, 证明粒子数的涨落确有壳效应. 而对 Cl 链, Cl_{28} 已在丰中子滴线附近, 它的涨落已与 Cl_{26} 差别不太大, 且不如 $^{58}\text{Ni}_{30}$ 那样小, 说明 Cl_{28} 的中子壳能隙已不如稳定线附近处那样大. 这个结果和 Sarazin 等^[9]认为在 Cl_{28} 核中子幻数已消失的结论是基本符合的.

3.2. 幻数 $N = 28$ 在丰中子区消失的验证

我们首先计算了 $N = 28, 30$ 链的中子数涨落, 结果见图 2. 由图 2 可以看出, 除 $_{16}\text{S}$ 核外, $N = 28$ 链的所有元素的粒子数涨落都比 $N = 30$ 的要小, 说明相对于相邻同位素链, $N = 28$ 链确有较强的壳效应. 从图 2 还可以看出, 在 $N = 28$ 链上, 丰中子滴线区的 $_{14}\text{Si}$, $_{15}\text{P}$, $_{16}\text{S}$, $_{17}\text{Cl}$ 四个核的中子数涨落比其他核明显增大, 预示着它们的中子壳效应在减弱. 换言之, $N = 28$ 这个传统的幻数有可能已经消失. 而在 $_{18}\text{Ar}$ 核以后, 涨落较小且变化缓慢, 说明它们仍是幻数. 图 2 表明, $_{16}\text{S}_{28}$ 核的中子涨落是 $N = 28$ 链中最大的, 而且已经比非幻数核 $_{16}\text{S}_{30}$ 的还大, 说明它的壳效应可能已完全消失. 图 2 还表明, 传统幻数的消失并没有明显的临界点, 而是随着核子数的变化而变化. 所谓幻数的消失是一个渐变的过程, 并不是越靠近滴线就一定消失得越彻底, 而是与中(质)子数的比率相关, 但造成这个比率的原因至今仍不清楚. 如在图 2 中, $_{16}\text{S}$ 的涨落就比更靠近滴线的 $_{14}\text{Si}$, $_{15}\text{P}$ 还要大.

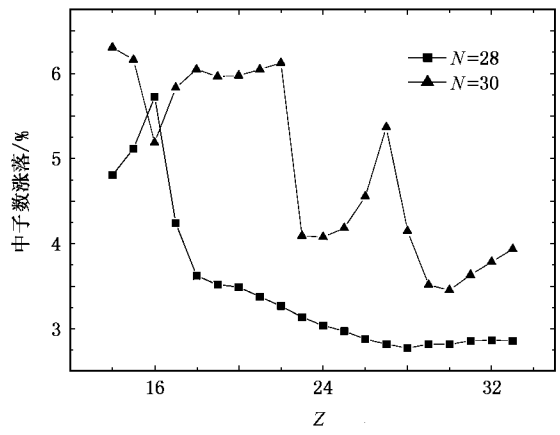


图 2 $N = 28, 30$ 同中子素的中子数涨落随质子数的变化

图 2 反映的是相邻中子链的比较, 为了进一步确定 $_{16}\text{S}_{28}$ 核的中子壳效应的消失, 我们还计算了 S 同位素链和相邻质子 Ar 同位素链的中子数涨落以作比较, 结果见图 3. 由图 3 可以看出, 在 $N = 20$ 处,

S 和 Ar 的中子数涨落均为极小值,这在我们的预料之中.但在 $N = 28$ 处,Ar 的中子数涨落最小,而 S 的中子数涨落明显大得多,说明 S_{28} 和 Ar_{28} 尽管中子数仍然相同,但壳结构已有很大差异.从图 3 还可以看出,与 S 链上相邻的核素相比, S_{28} 的中子数涨落并不曾下降,丝毫没有幻数的迹象,同样意味着 S_{28} 已不是中子幻数核.

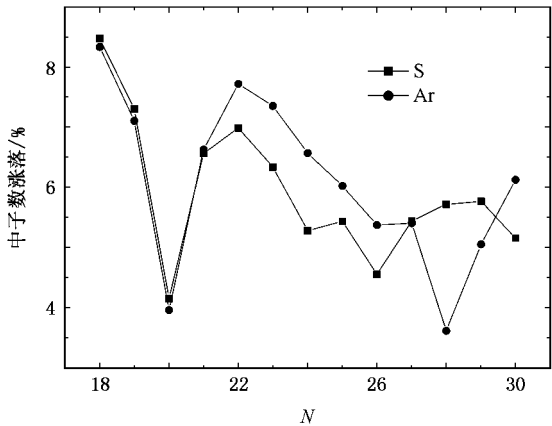


图 3 S 和 Ar 同位素的中子数涨落随中子数的变化

3.3. $Z = 16$ 是一个新幻数的证明

为了验证 $Z = 16$ 是否为一个新幻数,必须计算 S 同位素链的质子数涨落.作为对比,我们还计算了其相邻的偶质子核 $_{18}Ar$ 和质子幻数 $_{20}Ca$ 同位素链的质子数涨落,计算结果如图 4 所示.

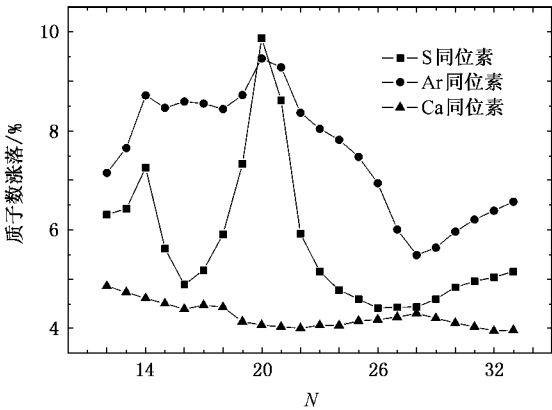


图 4 S, Ar 和 Ca 同位素的质子数涨落随中子数的变化

图 4 表明,除了 S_{20} 以及邻近的个别核之外, S 同位素链的粒子数涨落明显地比相邻的 Ar 同位素链的涨落要小,这说明 S 同位素链中的大多数核确有与 Ar 核不同的性质.图 4 还表明, Ca 是一个公认的强的质子幻数,计算也表明它的同位素链的质子数

涨落均小于 5%,比 Ar 同位素链的质子数涨落要小得多,但在 $N = 26, 27, 28$ 处, S 链上几个核的涨落却和 Ca 链对应核的涨落差别很小,这个差别甚至可以认为是 Ca 的质子数比 S 多引起的(按照 BCS 理论,粒子数越多,近似性越好).如果固定图 4 的中子数,则可以清楚地观察到 S, Ar 和 Ca 三个同位素链的质子数涨落随质子数的变化.图 4 也清楚地显示了在 $N = 26, 27, 28$ 处, S 同位素链的质子数涨落比 Ar 同位素链要小得多而十分接近 Ca 同位素链.以上分析表明,在 S 链($Z = 16$)中,确有一些核可能是质子幻数核,但计算结果倾向于 Kanungo 等^[5]的观点,而否定了 Cottle 等^[6]认为 $Z = 16$ 这一幻数在 $N = 20$ 和 21 时存在的结论.

3.4. 其他几个幻数的讨论

为了讨论 Ozawa 等^[4]关于 $N = 16$ 新幻数产生以及 Kimura 等^[10]关于 $N = 20$ 传统幻数消失的预言,我们系统地计算了 $N = 14, 16, 18, 20$ 四个中子链的中子数涨落,结果如图 5 所示.从图 5 可以看出,在丰中子滴线区($Z \leq 10$), $N = 16$ 链的中子数涨落确比 $N = 14, 18$ 相邻链要小,但仍比 $N = 20$ 链要大(除 $^{22}C_{16}$ 核外).这说明在丰中子滴线区, $N = 16$ 链的壳层效应要比相邻中子链明显一些,但据此认定它是一个新的壳层却过于勉强.至于 $^{22}C_{16}$ 核和 $^{27}N_{20}$ 核的涨落比较接近,这只能认为在丰中子滴线区 $N = 20$ 的中子壳层在减弱,而不能认为 $^{22}C_{16}$ 是一个中子闭壳.因为它们涨落的数值达到了 6.5% 左右,比通常幻数对应的涨落明显偏大(见图 3).从图 5 还可以看出, $^{14}Si_{14}$ 核的中子数涨落已与 $^{14}Si_{20}$ 的涨落相当接近,而 RMF 的计算表明它的四级形变系数 β_2 为零,

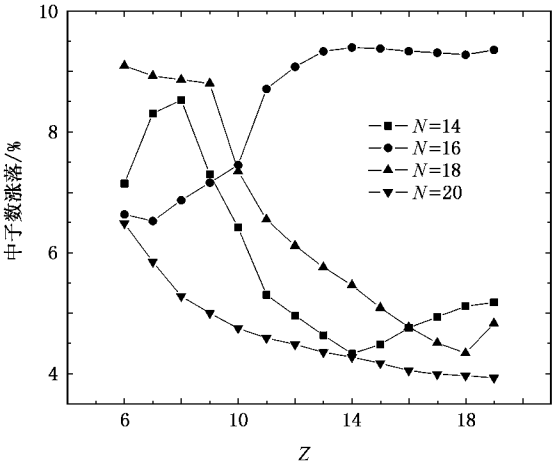


图 5 $N = 14, 16, 18, 20$ 同中子素的中子数涨落随质子数的变化

故可以预测该核是一个可能的中子幻数核.图 5 同时还表明, $N = 20$ 链的中子数涨落随质子数的减少而不断增大,说明在远离稳定线的丰中子区,壳效应在减弱,这是可以作为一般规律加以认可的.因为不论质子还是中子的壳封闭,都是质子和中子间相互作用的结果,这种相互作用肯定与两种核子数的比例有关.在滴线区,这种比例已经与稳定区大不一样,故根据稳定区的实验现象总结得到的幻数结构当然不一定继续成立,图 2 中 $N = 28$ 链的中子数涨落也证明了这一点.

4. 结 论

在 RMF + BCS 模型下,通过计算粒子数涨落,得到了如下结论:

1) 在 ${}_{14}\text{Si}$, ${}_{45}\text{P}$, ${}_{46}\text{S}$, ${}_{47}\text{Cl}$ 四个核中, $N = 28$ 的壳效应确实已经减弱,特别是 ${}_{16}\text{S}_{28}$ 核,其中子数涨落已超过非幻数核 ${}_{16}\text{S}_{30}$. 这个结论和文献 [7] 的预言是符合的.

2) 在丰中子区, $Z = 16$ 同位素链上的 $\text{S}_{26, 27, 28}$ 三

个核的涨落已和幻数核 Ca 十分接近,说明它们比相邻核有更强的壳效应.这个结果验证了文献 [5] 的观点.

3) 丰中子区 $N = 16$ 作为一个新的幻数的预言,没有得到有力的证明,尽管 $N = 16$ 链在丰中子区的中子数涨落比相邻同位素链要小,但绝对值仍嫌过大.

4) ${}_{16}\text{S}_{14}$ 核的中子数涨落已和 ${}_{16}\text{S}_{20}$ 的涨落相当接近,而 RMF + BCS 的计算表明它的四级形变系数 β_2 为零,故可以预测该核有可能是一个中子幻数核.

5) 在滴线区,由于两种核子的比例发生了变化,原有幻数的消失是正常的现象,可以作为一般性的结论加以接受.

原子核的壳结构本质上是质子数和中子数形成某种精确比例的结果,它是核内各种相互作用达到最稳定平衡的表现.尽管可以从分离能、形变、 α 衰变、相互作用截面等实验结果分析核的壳效应,但只是间接的验证.而本文应用的方法,本质上是依据原子核内不同核子的比例,因为它在对不同原子核的计算中,所输入的参数就是核的元素符号和核子数 A .

- [1] Li Y, Shen S F, Shi S H, Gu J H, Liu J Y, Xu H 2005 *Chin. Phys.* **14** 95
- [2] Dillmann I, Kratz K L, Wöhr A, Arndt O, Brown B A, Hoff P, Hjorth-Jensen M, Köster U, Ostrowski A N, Pfeiffer B, Seweryniak D, Shergur J, Walters W B 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 162503
- [3] Otsuka T, Fujimoto R, Utsuno Y, Brown B A, Honma M, Mizusaki T 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 082502
- [4] Ozawa A, Kobayashi T, Suzuki T, Yoshida K, Tanihata I 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5493
- [5] Kanungo R, Tanihata I, Ozawa A 2002 *Phys. Lett. B* **52** 858
- [6] Cottle P D, Kemper K W 2002 *Phys. Rev. C* **66** 061301
- [7] Werner T R, Sheikh J A, Nazarewicz W, Strayer M R, Umar A S, Misu M 1994 *Phys. Lett. B* **333** 303
- [8] Glasmacher T, Brown B A, Chromik M J, Cottle P D, Fauerbach M, Ibbotson R W, Kemper K W, Morrissey D J, Scheit H, Sklenicka D W, Steiner M 1997 *Phys. Lett. B* **395** 163
- [9] Sarazin F, Savajols H, Mittag W, Nowacki F, Orr N A, Ren Z, Roussel-Chomaz P, Auger G, Baiborodin D, Belozorov A V, Borcea C, Caurier E, Dlouhy Z, Gillibert A, Lalleman A S, Lewitowicz M S, Lukyanov S M, Oliveira F D, Penionzhkevich Y E, Ridikas D, Sakurai H, Tarasov O, Vismes A D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5062
- [10] Kimura M, Horiuchi H 2002 *Prog. Theor. Phys.* **107** 33
- [11] Iwasaki H, Motobayashi T, Akiyoshi H, Ando Y, Fukuda N, Fujiwara H, Fulop Z, Hahn K I, Higurashi Y, Hirai M, Hisanaga I, Iwasa N, Kijima T, Mengoni A, Minemura T, Nakamura T, Notani M, Ozawa S,

- Sagawa H, Sakurai H, Shimoura S, Takeuchi S, Teranishi T, Yanagisawa Y, Ishihara M 2000 *Phys. Lett. B* **491** 8
- [12] Iwasaki H, Motobayashi T, Akiyoshi H, Ando Y, Fukuda N, Fujiwara H, Fulop Z, Hahn K I, Higurashi Y, Hirai M, Hisanaga I, Iwasa N, Kijima T, Mengoni A, Minemura T, Nakamura T, Notani M, Ozawa S, Sagawa H, Sakurai H, Shimoura S, Takeuchi S, Teranishi T, Yanagisawa Y, Ishihara M 2002 *Eur. Phys. J. A* **13** 55
- [13] Nayak R C 1999 *Phys. Rev. C* **60** 064305
- [14] Samanta C, Adhikari S 2002 *Phys. Rev. C* **65** 037301
- [15] Meng J, Tanihata I, Yamaji S 1998 *Phys. Lett. B* **419** 1
- [16] Chen D H, Tai F, Ren Z Z 2003 *High Ener. Phys. Nucl. Phys.* **27** 8 (in Chinese) [陈鼎汉、邵非、任中洲 2003 高能物理与核物理 **27** 8]
- [17] Geng L S, Toki H, Meng J 2005 *Prog. Theor. Phys.* **113** 4
- [18] Shen S F, Shi S H, Gu J H, Liu J Y, Shen W Q 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 48 (in Chinese) [沈水法、石双惠、顾嘉辉、刘静怡、沈文庆 2003 物理学报 **52** 48]
- [19] Shen S F, Chen X S, Wang Z X, Shi S H, Gu J H, Liu J Y 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 1420 [沈水法、陈学诗、王子兴、石双惠、顾嘉辉、刘静怡 1999 物理学报 **48** 1420]
- [20] Shama M M, Farhan A R, Munzenberg G 2005 *Phys. Rev. C* **71** 054310
- [21] Gambhir Y K, Ring P, Thimet A 1990 *Ann. Phys.* **198** 132

- [22] Ring P , Gambhir Y K , Lalazissis D A 1997 *Compt. Phys. Commun.* **105** 77
- [23] Li J Q , Ma Z Y , Chen B Q , Zhou Y 2002 *Phys. Rev.* **65** 064305
- [24] Shama M M , Nagarajan M A , Ring P 1993 *Phys. Lett. B* **312** 377

The disappearance of conventional magic numbers and the appearance of new numbers near drip-line region studied using relativistic mean-field plus BCS model^{*}

Ding Bin-Gang¹⁾ Lu Ding-Hui²⁾ Zhang Da-Li¹⁾

1 *College of Science ,Huzhou Teacher 's College ,Huzhou 313000 ,China)*

2 *Centre of Modern Physics ,Zhejiang University ,Hangzhou 310027 ,China)*

(Received 31 January 2007 ; revised manuscript received 28 May 2007)

Abstract

A theoretical method which is applied to examine the shell effects is presented. Namely , by calculating the particle number fluctuation in the framework of the relativistic mean-field model including BCS method ,we find that the size of the particle number fluctuation is related to the nuclear shell structure. Based on this method , the disappearance of conventional magic numbers and the presence of new magic numbers near drip-line region are studied.

Keywords : relativistic mean-field model , particle number fluctuation , magic number , shell effect

PACC : 2160C , 2160E

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant Nos. 10475026 ,10675046) and the Natural Science Foundation of Zhejiang Province ,China(Grant No. Y604060).