



安徽财经大学
ANHUI UNIVERSITY OF FINANCE & ECONOMICS

第一届安徽省核物理研讨会 · 合肥 · 2024. 1. 21-2024. 1. 24

复动量表象方法（CMR）对丰中子核奇特性质的研究

汇报人：曹雪能 时间：2024.1.23

诚信博学 知行统一

目录

01

研究背景

02

RMFPC-CMR-BCS方法

03

结果与讨论

04

总结与展望





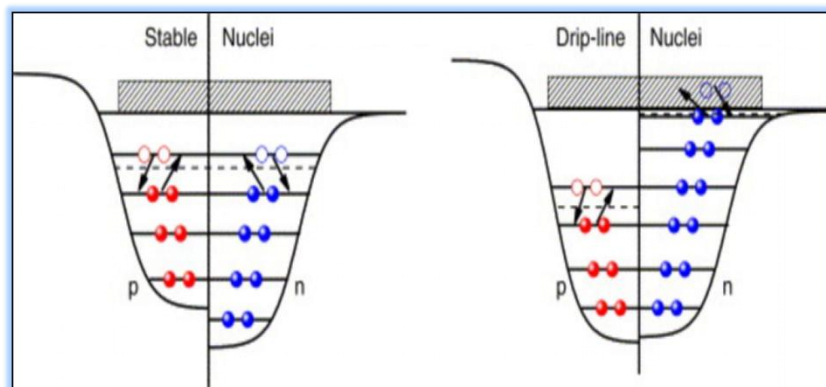
01

研究背景

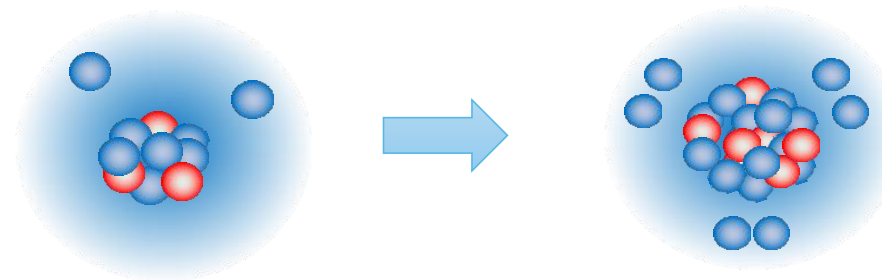
誠信傳學 知行統一

✓ / 近年来，随着放射性核束技术的发展，远离 β 稳定线的奇特原子核的结构引起了人们的普遍关注。
[G. Gamow 1928 ZPA; T. Sommerfeld 1998 PRL; N. Moiseyev 1979 PRA; M. Bylicki 2005 PRB];

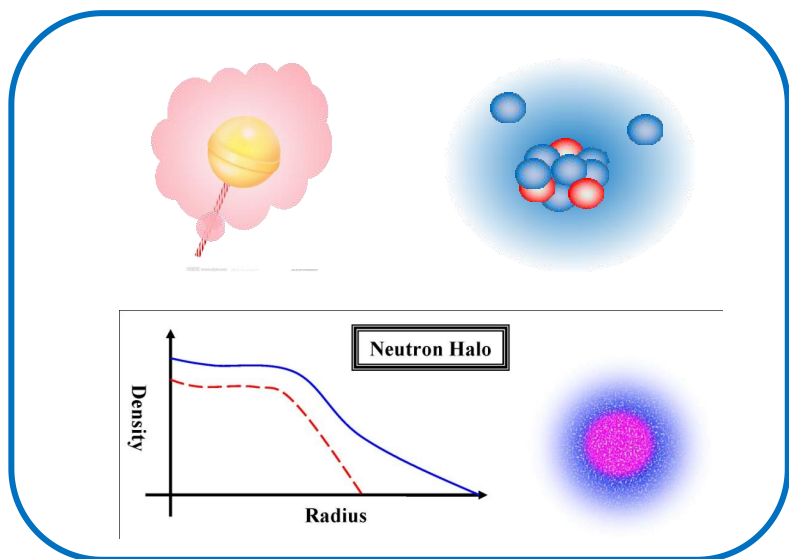
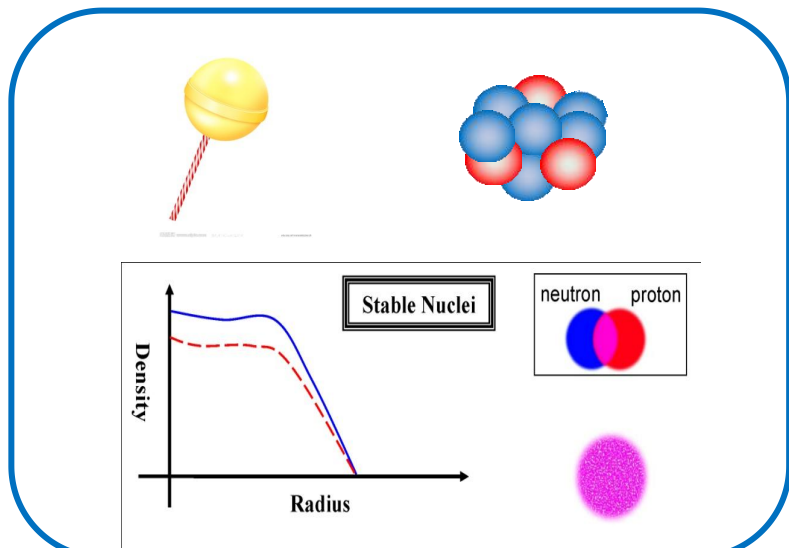
✓ / 在这些奇特原子核中，科学家们发现了很多新现象，如幻数的变化、晕和皮以及新的集体运动模式等[I. Tanihata 1985 PRL; J. Meng 1996 PRL; W. Pöschl 1997 PRL; N. Sandulescu 2000 PRC; J. Meng 1998 PRL; Y. Zhang 2012 PRC; I. Hamamoto 2010 PRC(R); S.G. Zhou 2010 PRC(R)];



Tanihata, et al., PRL 55, 2676 (1985)

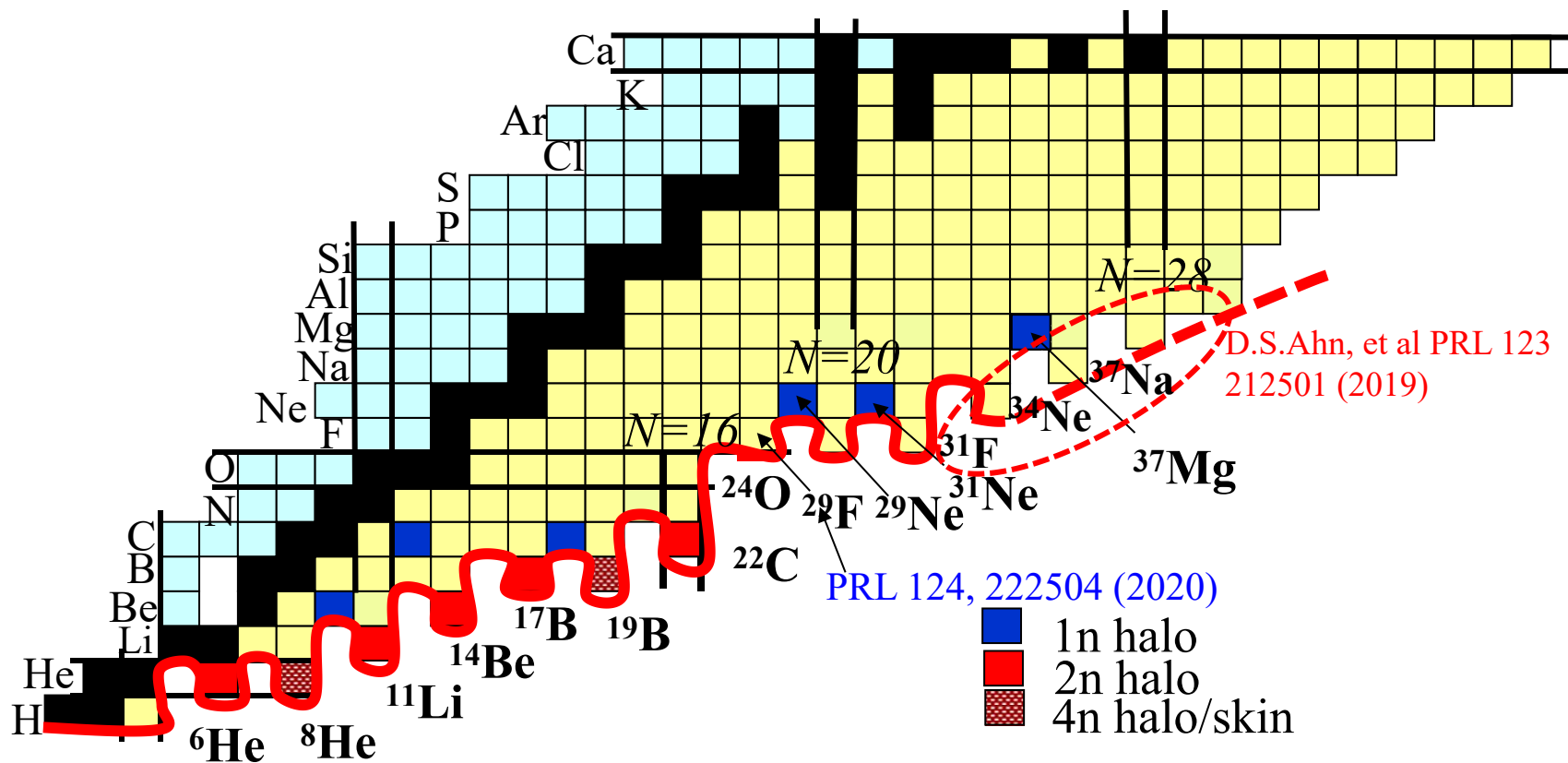


J. Meng et al. PRL. 80:460-463, 1998;
J. Meng et al. PRC, 65:041302(R), 2002.



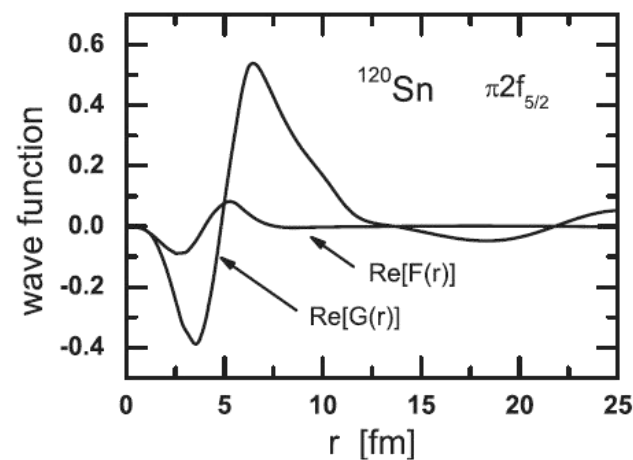
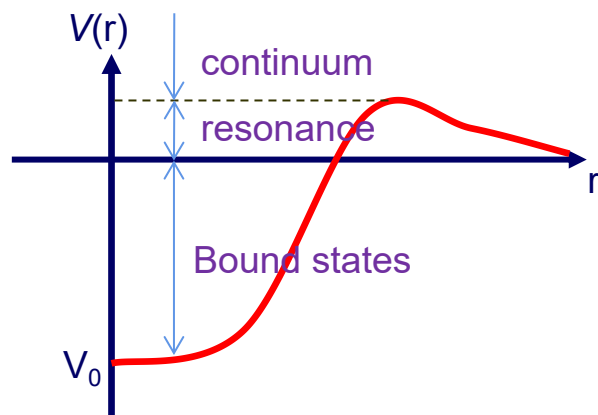
● 实验发现的中子晕

M.Thoennessen, Atomic Data and Nuclear Data Tables 98 43 (2012)






共振是自然界最有趣的现象之一，广泛存在于原子、分子、凝聚态和核物理中。正如Taylor在《散射理论》中指出：共振是整个散射实验中最为引人注目的现象。[G. Gamow 1928 ZPA, T. Sommerfeld 1998 PRL, N. Moiseyev 1979 PRA, M. Bylicki 2005 PRB, J. R. Taylor, New York, 1972];



S. S. Zhang et.al.,2007 EPJA



合理地处理阈值附近的共振态可以使人们更好的理解原子核的奇特性质[P.Curutchet 1989 PRC; L.G. Cao 2002 PRC]


 基于散射理论研究共振态的一些方法有：

R-矩阵方法 [E. P. Wigner 1947 Phys. Rev.; G. M. Hale 1987 PRL]

K-矩阵方法 [J. Humblet 1991 PRC]

散射相移方法 [J. R. Taylor 1972]

格林函数方法 [Y. Zhang 2011 PRC; Y. Zhang 2012 PRC]

 一些类束缚态的方法有：

实稳定化方法 (RSM) [A.U. Hazi 1970 PRA]

耦合常数的解析延拓方法(ACCC) [V.I. Kukuli 1989 Kluwer Academic]

复标度方法(CSM) [Y.K. Ho 1983 Phys. Rep]

复动量表象方法(CMR) [T.Berggren 1968 NPA]

 将这些方法拓展到相对论平均场 (RMF) 理论框架，发展了

RMF-RSM [L.Zhang 2008 PRC]

RMF-ACCC [S.C. Yang 2001 CPL; S.S. Zhang 2004 PRC; S. S. Zhang 2012 PRC]

RMF-CSM [J.Y. Guo 2010 PRC; Q. Liu 2013 PRA]

RMF-GF [E. N. Economou 2006]

RMF-CGF [M. Shi 2015 PRC]

RMF-CMR [N.Li 2016 PRL]



02

RMFPC-CMR-BCS方法



理论框架

Lagrangian密度为:

$$\begin{aligned}
 L &= L^{free} + L^{Af} + L^{em} + L^{der} + L^{hot} \\
 &= \bar{\psi}(i\gamma_{\mu}\partial^{\mu} - m)\psi - \frac{1}{2}\alpha_s(\bar{\psi}\psi)^2 - \frac{1}{2}\alpha_v(\bar{\psi}\gamma_{\mu}\psi)(\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi) \\
 &\quad - \frac{1}{2}\alpha_{Ts}(\bar{\psi}\vec{\tau}\psi)(\bar{\psi}\vec{\tau}\psi) - \frac{1}{2}\alpha_{Tv}(\bar{\psi}\vec{\tau}\gamma_{\mu}\psi)(\bar{\psi}\vec{\tau}\gamma^{\mu}\psi) \\
 &\quad - \frac{1}{4}[F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + e(1-\tau_3)(\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi)A_{\mu}] \\
 &\quad - \frac{1}{2}\delta_s\partial_v(\bar{\psi}\psi)\partial^v(\bar{\psi}\psi) - \frac{1}{2}\delta_v\partial_v(\bar{\psi}\gamma_{\mu}\psi)\partial^v(\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi) \\
 &\quad - \frac{1}{2}\delta_{Ts}\partial_v(\bar{\psi}\vec{\tau}\psi)\partial^v(\bar{\psi}\vec{\tau}\psi) - \frac{1}{2}\delta_{Tv}\partial_v(\bar{\psi}\vec{\tau}\gamma_{\mu}\psi)\partial^v(\bar{\psi}\vec{\tau}\gamma^{\mu}\psi) \\
 &\quad - \frac{1}{3}\beta_s(\bar{\psi}\psi)^3 - \frac{1}{4}\gamma_s(\bar{\psi}\psi)^4 - \frac{1}{4}\gamma_v[(\bar{\psi}\gamma_{\mu}\psi)(\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi)]^2
 \end{aligned} \tag{1}$$

核子的Dirac方程: $[\vec{\alpha} \cdot \vec{p} + V(\vec{r}) + \beta(M + S(\vec{r}))]\psi(\vec{r}) = \varepsilon\psi(\vec{r})$ (2)

使用零程点耦合相互作用代替介子交换，即在每个道中介子交换被相应的核子间的局部四点(接触)相互作用所取代，避免了Klein-Gordon近似在描述平均介子场时可能引入的物理约束。



理论框架

为了获得共振态，我们将Dirac方程转到动量空间：

$$\int d\vec{k}' \langle \vec{k} | H | \vec{k}' \rangle \psi(\vec{k}') = \varepsilon \psi(\vec{k}) \quad (3)$$

这里： $H = \vec{\alpha} \cdot \vec{p} + V(\vec{r}) + \beta(M + S(\vec{r}))$ (4)

$$\psi(\vec{k}) = \begin{pmatrix} f(k) \phi_{l_j m_j}(\Omega_k) \\ g(k) \phi_{l_j m_j}(\Omega_k) \end{pmatrix} \quad (5)$$

将波函数代入式(3)，Dirac方程简化为：

$$\begin{aligned} Mf(k) - kg(k) + \int k'^2 dk' V^+(k, k') f(k') &= \varepsilon f(k) \\ -kf(k) - Mg(k) + \int k'^2 dk' V^-(k, k') g(k') &= \varepsilon g(k) \end{aligned} \quad (6)$$

这里：

$$\begin{aligned} V^+(k, k') &= \frac{2}{\pi} \int r^2 dr [V(r) + S(r)] j_l(k'r) j_l(kr) \\ V^-(k, k') &= \frac{2}{\pi} \int r^2 dr [V(r) - S(r)] j_l(k'r) j_l(kr) \end{aligned} \quad (7)$$



理论框架

至此，求解Dirac方程变为求解对称矩阵的本征解。所有束缚态和共振态可通过对角化哈密顿量得到，为了获得坐标空间波函数，将波函数转换为式(8)中上下分量的形式：

这里：

$$\begin{aligned} f(\mathbf{r}) &= i^l \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int k^2 dk j_l(kr) f(\mathbf{k}) \\ g(\mathbf{r}) &= i^{\tilde{l}} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int k^2 dk j_{\tilde{l}}(kr) g(\mathbf{k}) \end{aligned} \quad (8)$$

当考虑共振时，可以用gap方程和粒子数方程来处理配对关系：

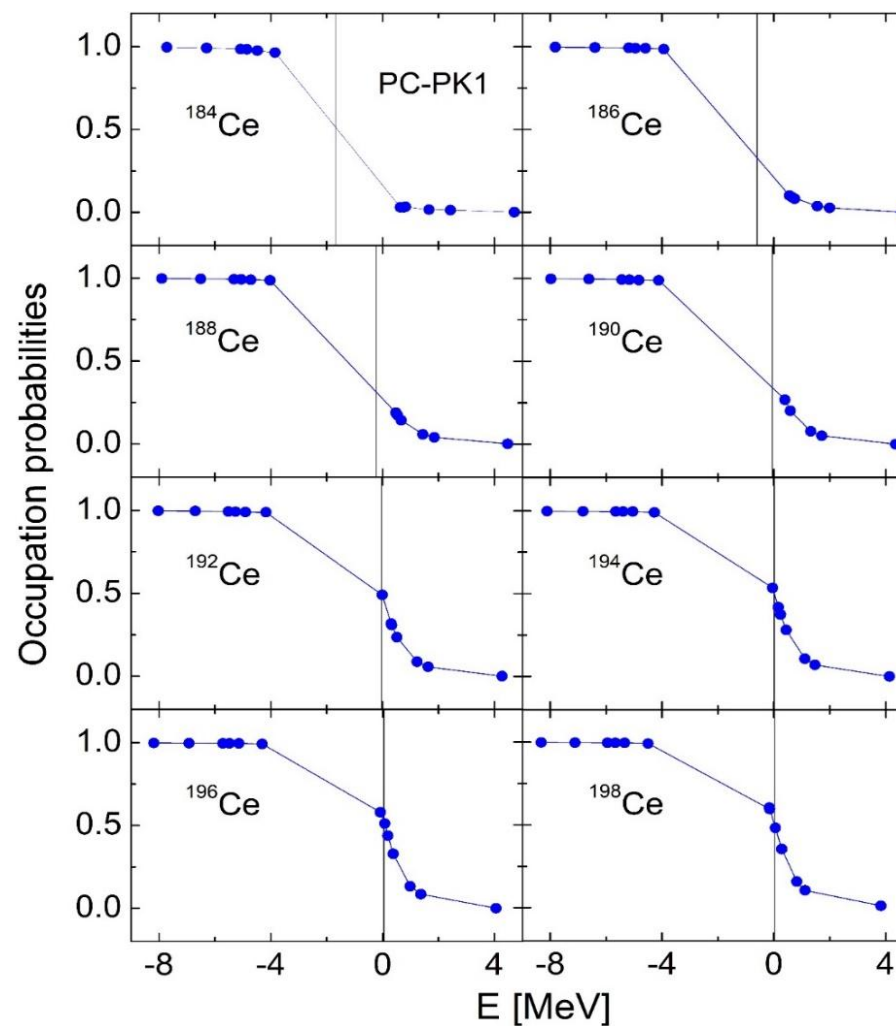
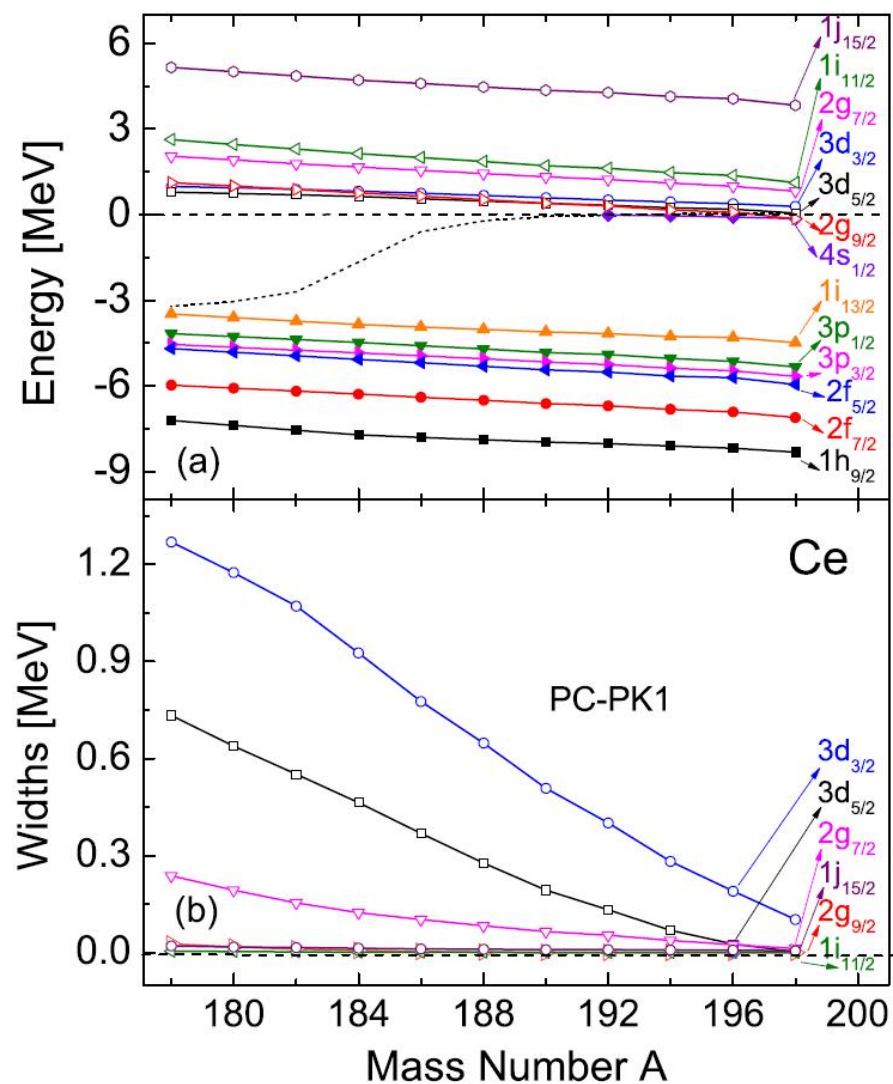
$$\begin{aligned} \sum_b \frac{\Omega_b}{\sqrt{(\epsilon_b - \lambda)^2 + \Delta^2}} + \sum_r \Omega_r \int \frac{g_r(\epsilon)}{\sqrt{(\epsilon - \lambda)^2 + \Delta^2}} d\epsilon &= \frac{2}{G} \\ \sum_b \Omega_b \left[1 - \frac{\epsilon_b - \lambda}{\sqrt{(\epsilon_b - \lambda)^2 + \Delta^2}} \right] + \sum_r \Omega_r \int g_r(\epsilon) \left[1 - \frac{\epsilon - \lambda}{\sqrt{(\epsilon - \lambda)^2 + \Delta^2}} \right] d\epsilon &= N \end{aligned} \quad (9)$$

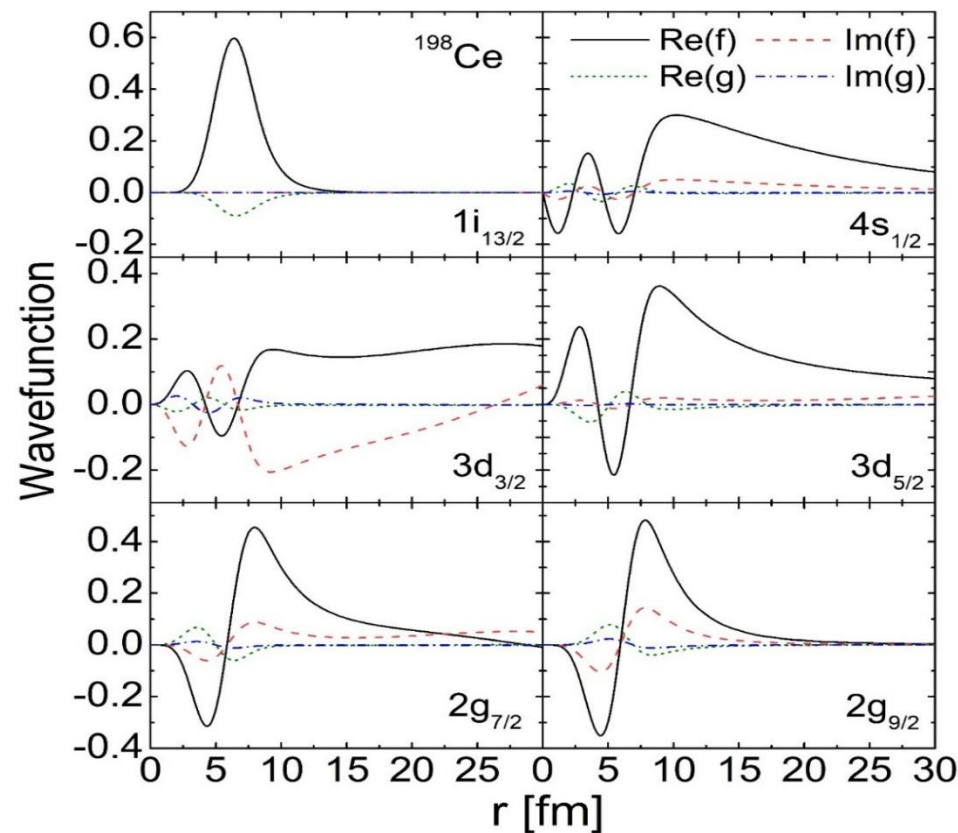
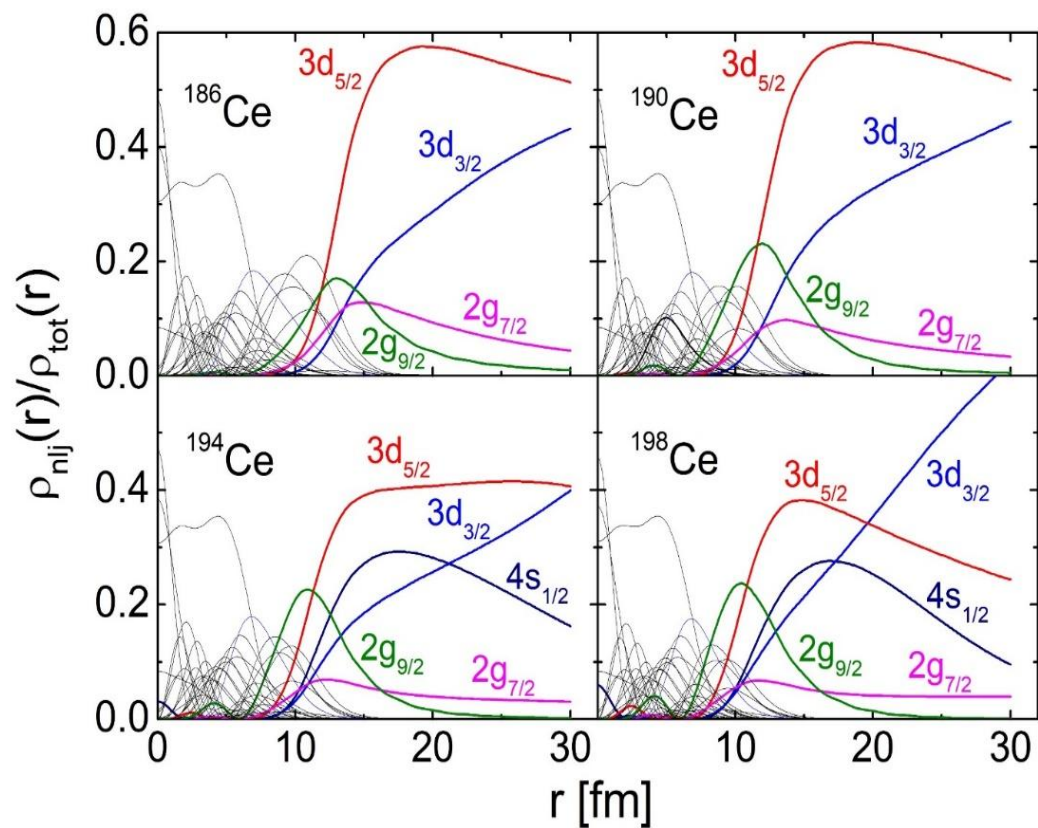
这里： $G, \Delta = \frac{12}{\sqrt{A}}$ ， N 分别是对力强度，能隙和粒子数。



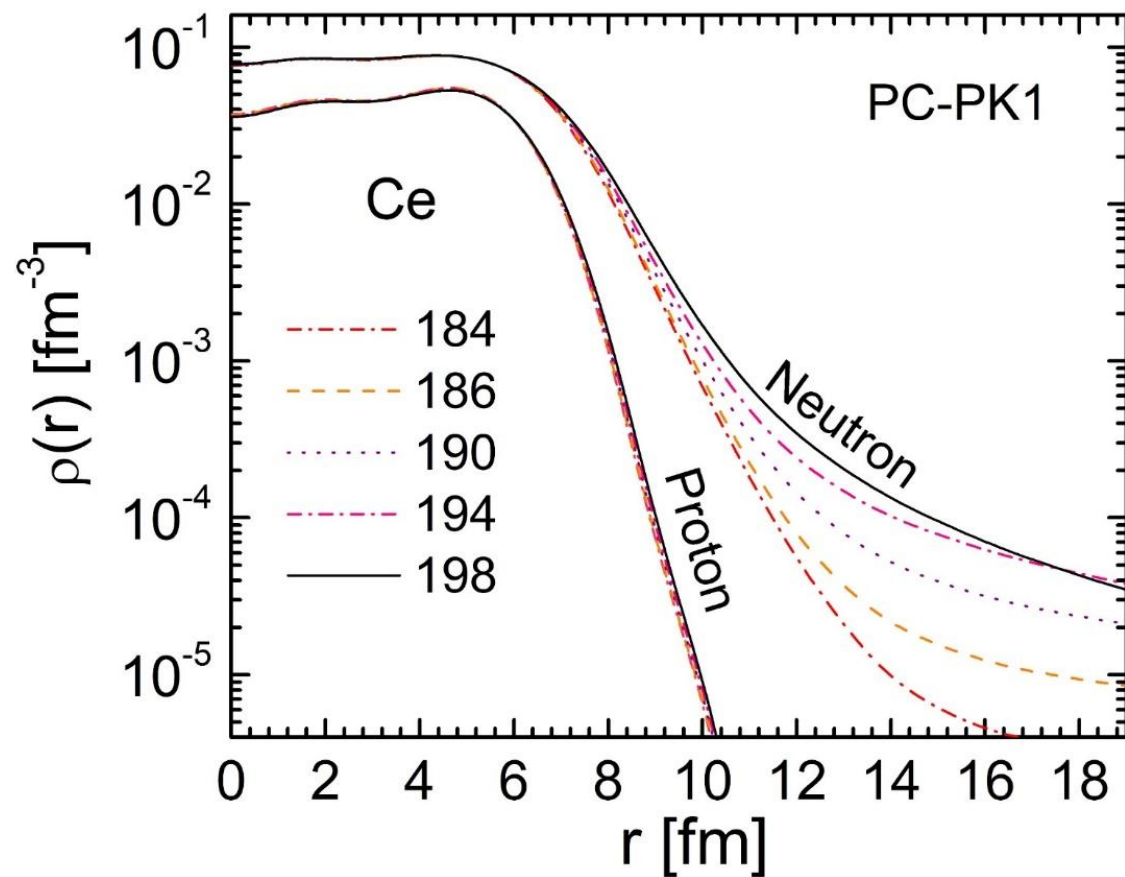
03

结果与讨论

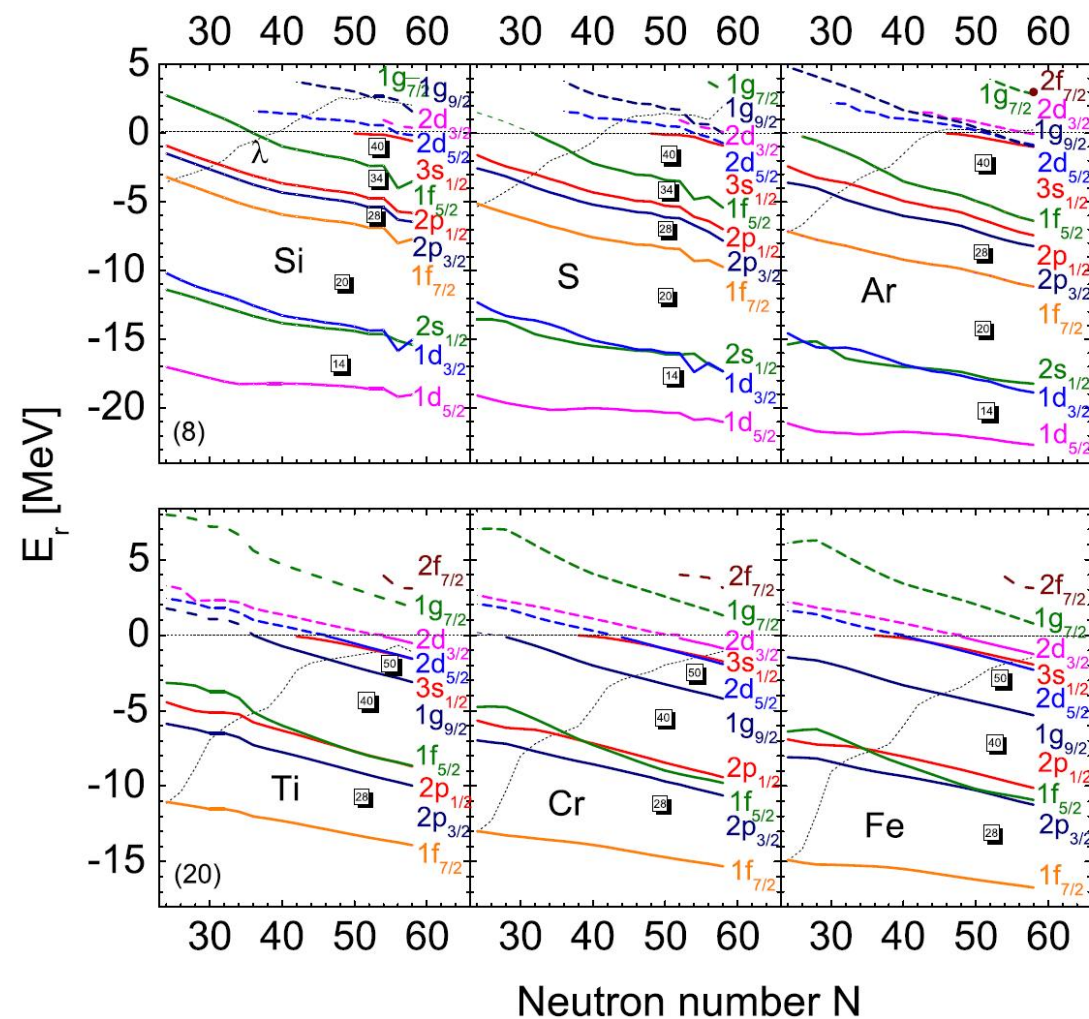
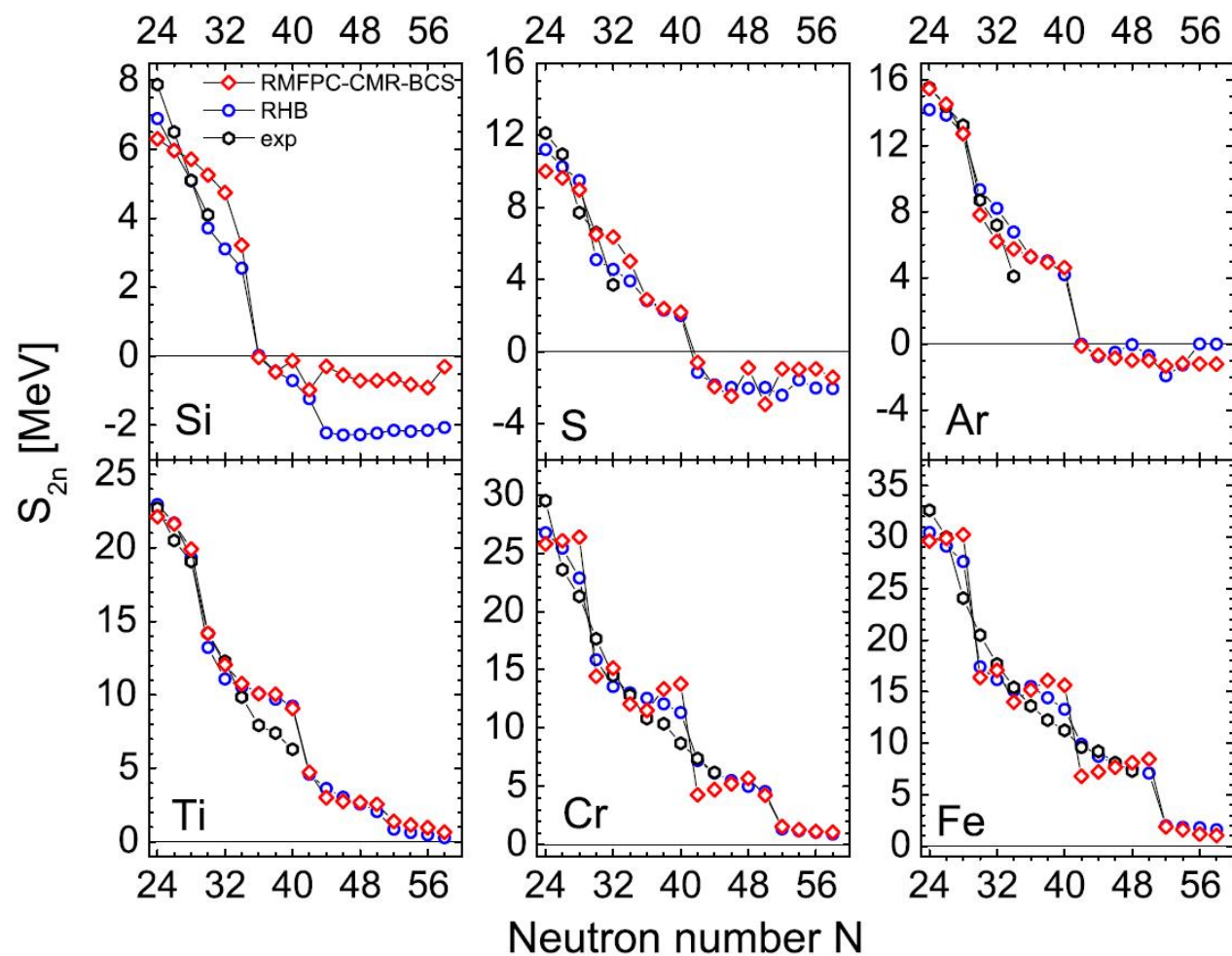


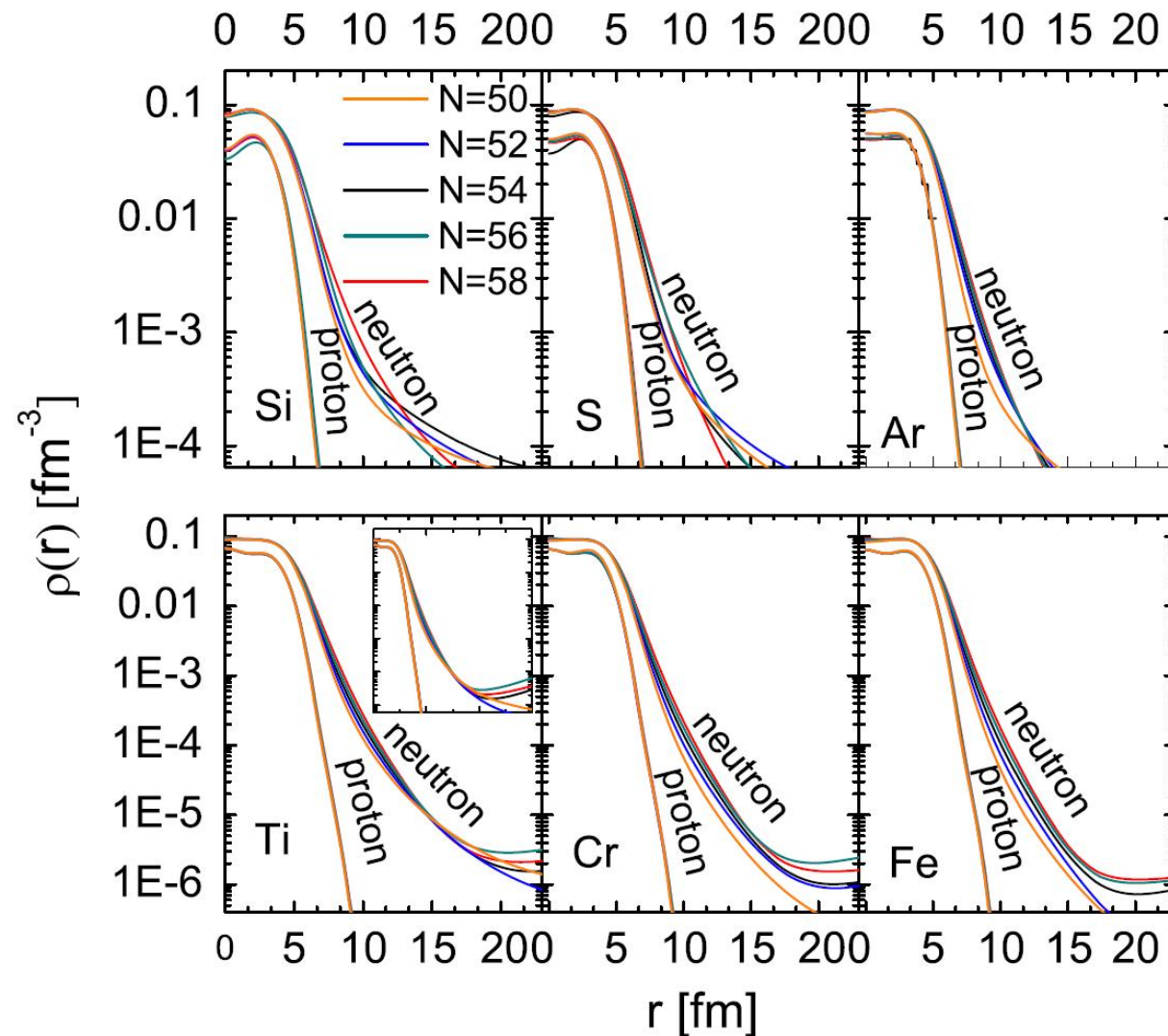
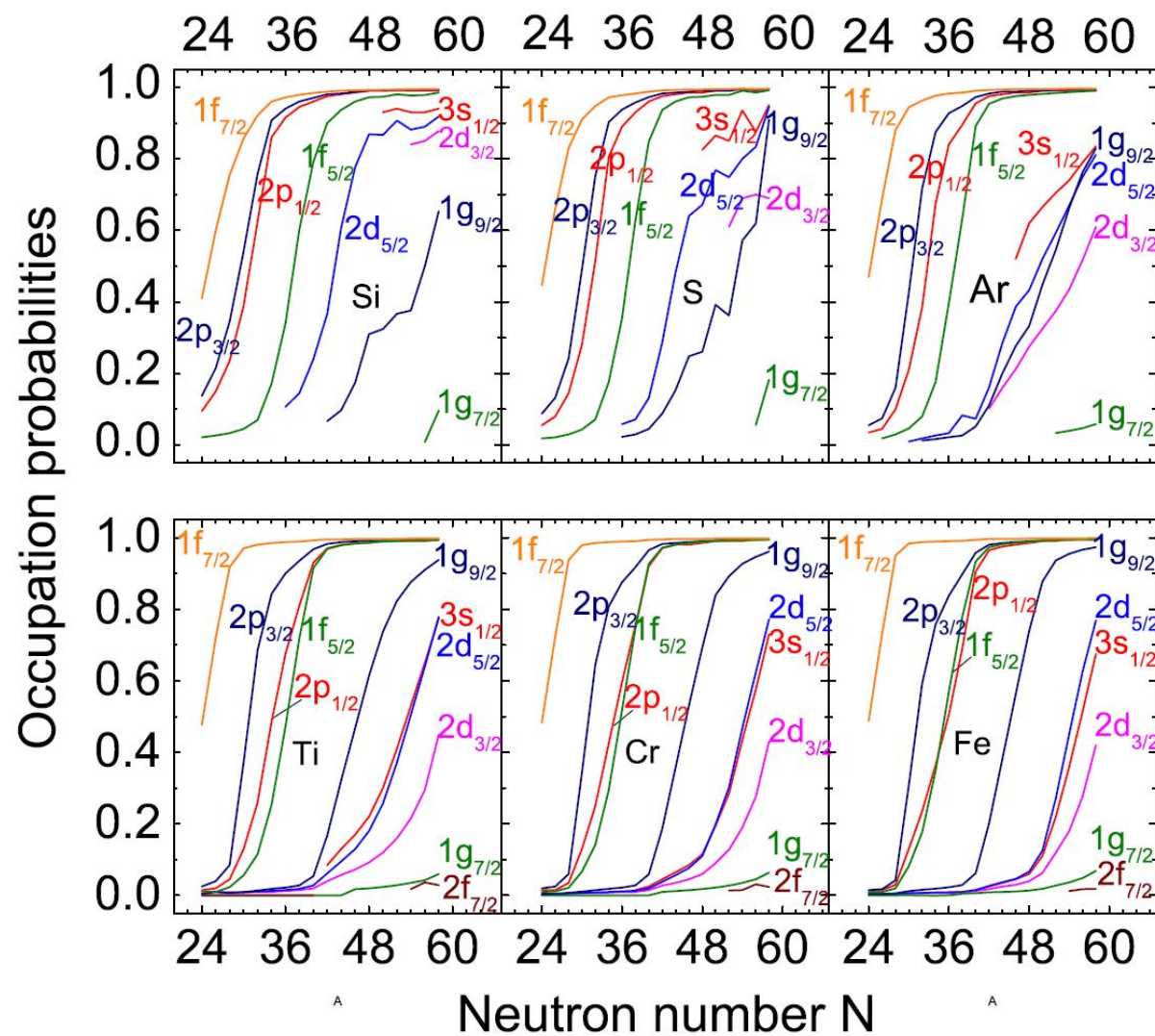


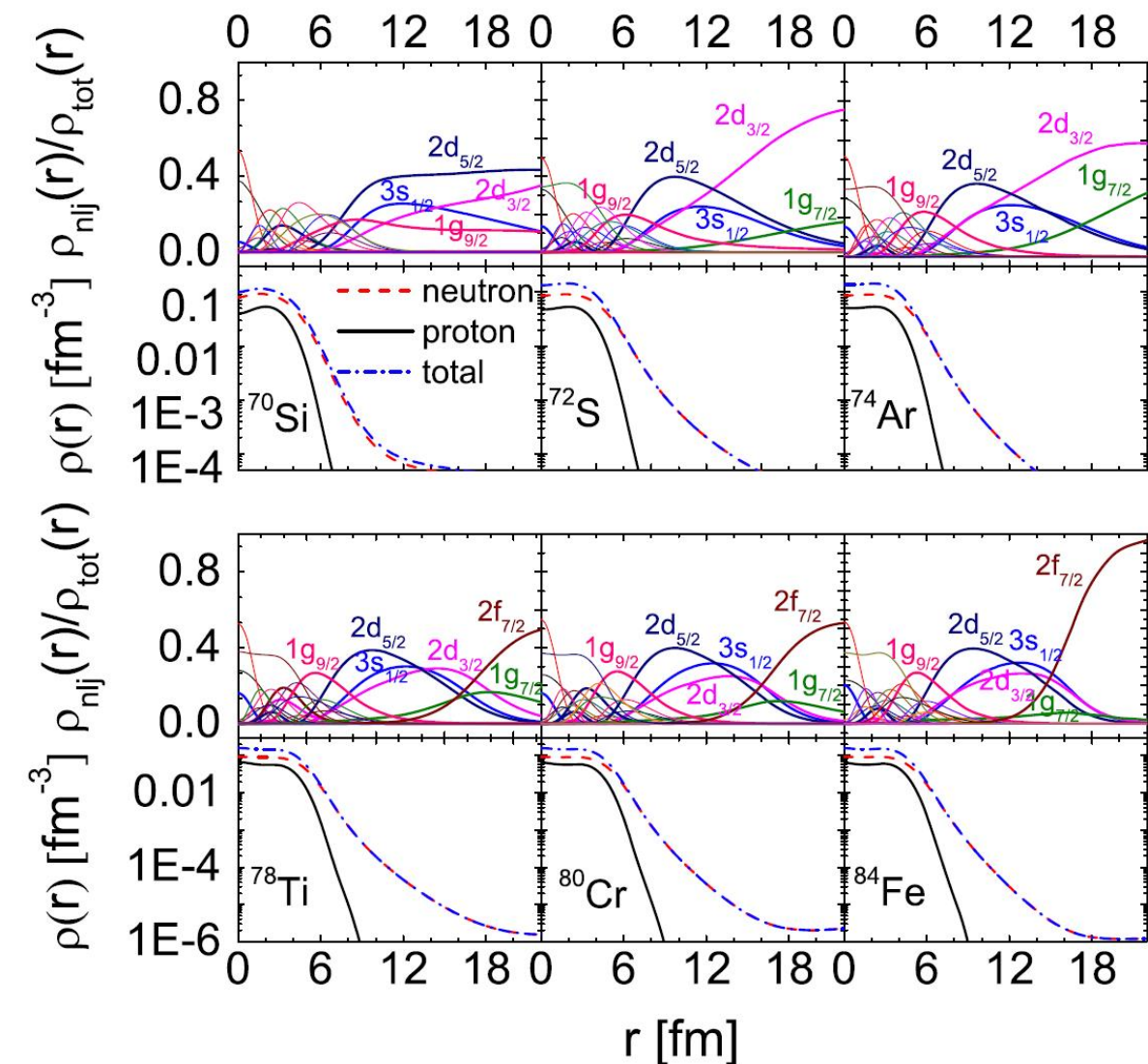
- $^{186-190}\text{Ce}$ 的弥散密度分布主要来自于低- l 能级 $3d_{5/2}$ 和 $3d_{3/2}$ 的贡献;
- $^{192-198}\text{Ce}$ 的弥散密度分布主要来自于 $3d_{5/2}$ 和 $3d_{3/2}$ 的贡献。弱束缚能级 $4s_{1/2}$ 对弥散密度分布的贡献相对较小。



- $^{186-198}\text{Ce}$ 是中子晕核
- $^{192-198}\text{Ce}$ 产生晕现象的主要原因是存在宽共振态 $3d_{5/2}$ 和 $3d_{3/2}$ 。







- 发现新的幻数N=34在Si和S同位素中出现，而传统的幻数N=28 (Si同位素)和50 (Si、S、Ar和Ti同位素)消失了。
- $^{76-80}\text{Ti}$ (N=54-58)、 $^{76-82}\text{Cr}$ (N=52-58)和 $^{80-84}\text{Fe}$ (N=54-58)同位素是晕核，而Si、S和Ar同位素倾向于中子皮。



04

总结与展望



总结

- 将RMFPC理论和用BCS近似考虑共振态的CMR方法相结合，**发展了RMFPC-CMR-BCS方法**。以原子核Ce等为例，得到了单粒子束缚态和共振态的能量、占据几率、密度比和波函数，**发现中子滴线附近的Ce同位素核中出现晕和巨晕现象**。
- 我们使用RMFPC-CMR-BCS方法探索了Z=20附近丰中子的Si, S, Ar, Ti, Cr和Fe同位素的奇特结构。发现散射密度分布主要来自低轨道角动量的共振和弱束缚能级的贡献



展望

- 如果原子核内的一个或多个核子被超子取代，可以形成具有一定寿命的超核。通常，核内的超子-核子相互作用比核子-核子相互作用弱，超子态不如相应的核子态束缚得紧，因此超子态与相应的中子态相比有更大的空间弥散，从而更容易形成晕，即超子晕，这是超核中的超子晕现象。此外，在弱束缚的奇特核中加入超子，可能使中子滴线外移，并更有利于出现中子晕，这是超核中的中子晕现象。因此，**将相对论平均场理论拓展到包含超子自由度，对 Λ ， Σ ， Ξ 超核进行了系统的研究，并研究超核的奇特结构**。



安徽财经大学
ANHUI UNIVERSITY OF FINANCE & ECONOMICS

谢谢大家!

诚信博学 知行统一