“无中微子双贝塔衰变”研讨会
2021年5月19日-23日 广东 珠海

轴对称形变的
相对论Hartree-Fock-Bogoliubov理论

耿晶

导师：龙文辉

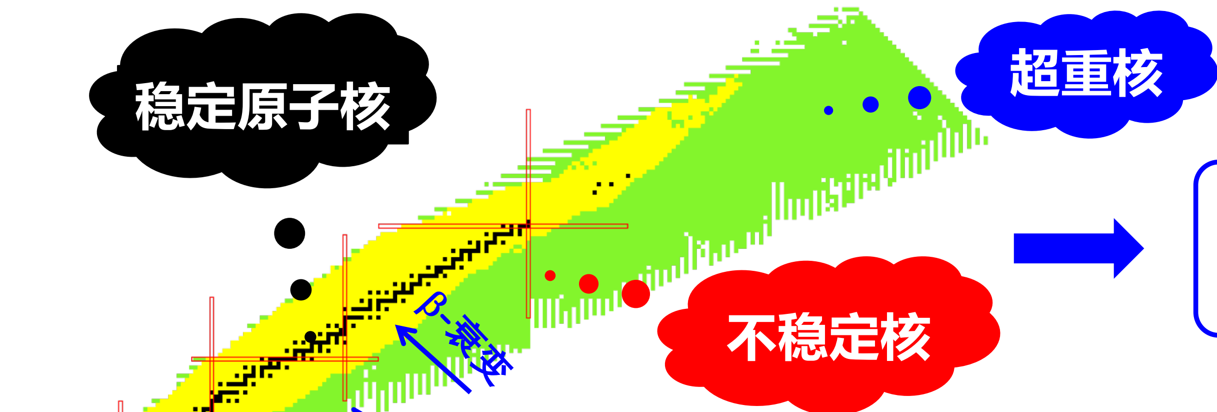
目 录

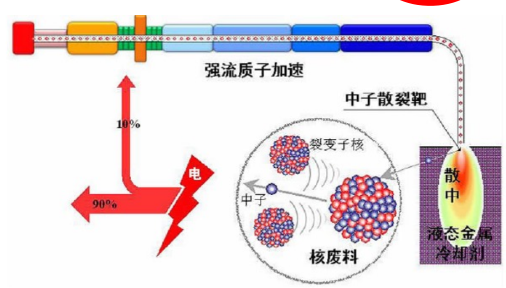
目 录

不稳定原子核

天然存在：270+ —— 大科学工程与探测技术发展 / 核物理理论发展 ——→ 人工合成：2500+
理论预言：~10000

大部分核素存在偏离
球对称的形变





元素起源、超重稳定
岛等基础科学问题

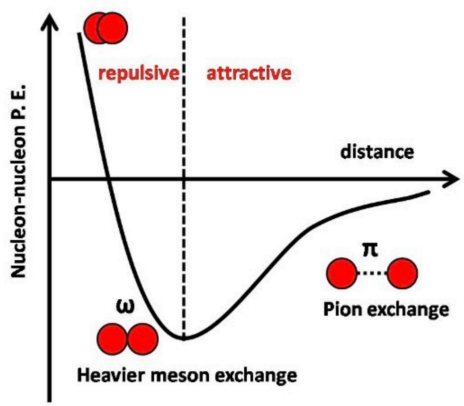
闭式核燃料循环的同
位素嬗变环节：乏燃
料处理、核废料处置

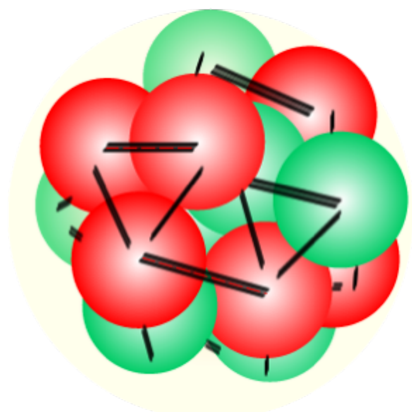
不稳定核研究的理论挑战

原子核模型

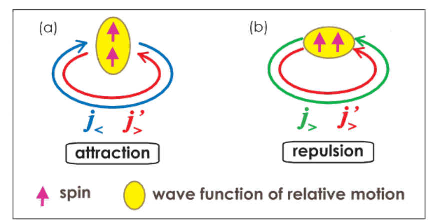
核力

核多体方法

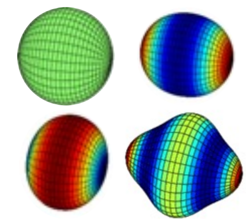


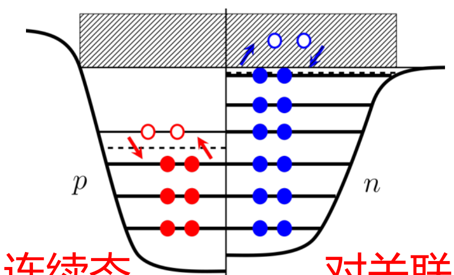


张量力



形变





连续态

对关联

弱束缚机制

不稳定核研究为深入理解核力与核多体方法提出新的挑战与机遇

协变密度泛函理论

兰州大学 LANZHOU UNIVERSITY

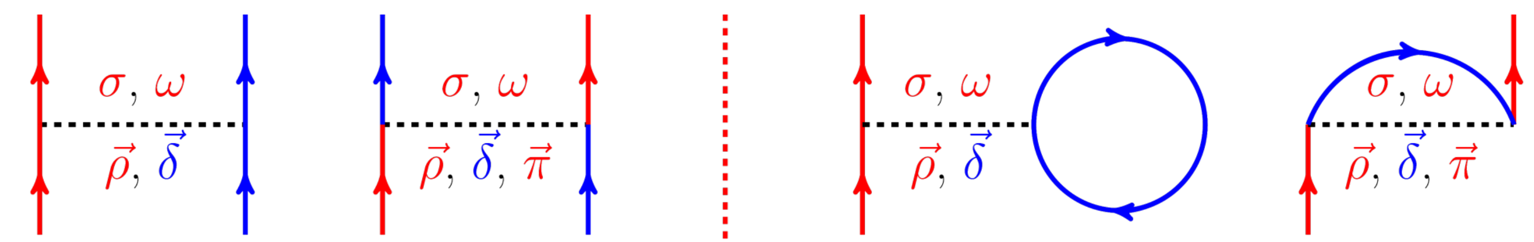
- 协变密度泛函理论 (CDFT)：介子交换+密度泛函思想
- 相对论平均场 (RMF) 理论：Hartree 近似

  Walecka(1974), Serot(1986), Reihard(1989), Ring(1996), Bender(2003), Meng(2006)……

  ✓ 自洽给出自旋轨道劈裂，**但无法自洽处理张量力贡献**
- 相对论Hartree-Fock (RHF) 理论：Hartree-Fock 近似

  Bouyssy (1987), Bernardos (1993), Shi (1995), Marcos (2004), Long (2004-2021), ……

  ✓ 保留了原有理论优势，自然考虑了张量力贡献，**但 Fock 项处理复杂**



Hartree terms　Fock terms　Local MF　Non-local MF

轴对称形变的RHF理论发展

兰州大學 LANZHOU UNIVERSITY

RHF

- 柱坐标空间
  传播子展开项积分收敛缓慢
  Xiang, Doctor theis
- 谐振子基：波函数与平均场
  波函数渐进行为，重排项处理
  J.P. Ebran, et al, PRC.83,064323 (2011)
- 球对称的 DWS 基：波函数
  轴对称形变 RHF 理论：张量力
  Geng, Xiang, Sun, Long PRC.101,064302 (2020)

RMF

- 柱坐标空间
  Lee (1986) , Furnstahl (1988) , Zhou (2000)
- 谐振子基
  不能给出合理的波函数渐进行为
  Pannert (1987), Price (1987) , Gambhi (1990), Lalazissis (1999) , Vretenar (1999) …
- Dirac Woods-Saxon (DWS) 基
  合理的波函数渐进行为 Zhou (2003)
  Zhou (2006, 2010) , Li (2012) , Chen (2012)

形变不稳定核 $\xrightarrow[\text{DWS 基展开}]{\text{Bogoliubov 变换}}$ 轴对称形变的相对论 Hartree-Fock-Bogoliubov (D-RHFB) 理论

目 录

- 不稳定原子核
- **轴对称形变RHFB理论**
- 初步应用研究
  - ^{11}Be基态宇称
  - ^{32}Mg基态形变
- 总结与展望

RHF哈密顿量

- 系统哈密顿量：σ-S, ω-V, ρ-V, ρ-T, ρ-VT, π-PV, A-V

$$H=\int d\boldsymbol{x}\bar{\psi}(\boldsymbol{x})\big(-i\boldsymbol{\gamma}\cdot\boldsymbol{\nabla}+M\big)\psi(\boldsymbol{x})+\frac{1}{2}\sum_{\phi}\int d\boldsymbol{x}d\boldsymbol{x}'\bar{\psi}(\boldsymbol{x})\bar{\psi}(\boldsymbol{x}')\Gamma_{\phi}D_{\phi}\psi(\boldsymbol{x}')\psi(\boldsymbol{x}).$$

$$\Gamma_{\sigma\text{-S}}\equiv -g_{\sigma}(x)g_{\sigma}(x'),\qquad \Gamma_{\omega\text{-V}}\equiv\big(g_{\omega}\gamma_{\mu}\big)_x\big(g_{\omega}\gamma^{\mu}\big)_{x'},$$

$$\Gamma_{\rho\text{-V}}\equiv\big(g_{\rho}\gamma_{\mu}\vec{\tau}\big)_x\cdot\big(g_{\rho}\gamma^{\mu}\vec{\tau}\big)_{x'},\qquad \Gamma_{A\text{-V}}\equiv\frac{e^2}{4}\big[\gamma_{\mu}\left(1-\tau_3\right)\big]_x\big[\gamma^{\mu}\left(1-\tau_3\right)\big]_{x'}$$

$$\Gamma_{\rho\text{-T}}\equiv\frac{1}{4M^2}\big(f_{\rho}\sigma_{\nu k}\vec{\tau}\partial^k\big)_x\cdot\big(f_{\rho}\sigma^{\nu l}\vec{\tau}\partial_l\big)_{x'},\qquad \Gamma_{\pi\text{-PV}}\equiv\frac{-1}{m_{\pi}^2}\big(f_{\pi}\vec{\tau}\gamma_5\gamma_{\mu}\partial^{\mu}\big)_x\cdot\big(f_{\pi}\vec{\tau}\gamma_5\gamma_{\nu}\partial^{\nu}\big)_{x'},$$

$$\Gamma_{\rho\text{-VT}}\equiv\frac{1}{2M}\big(f_{\rho}\sigma^{k\nu}\vec{\tau}\partial_k\big)_x\cdot\big(g_{\rho}\gamma_{\nu}\vec{\tau}\big)_{x'}+\big(g_{\rho}\gamma_{\nu}\vec{\tau}\big)_x\cdot\frac{1}{2M}\big(f_{\rho}\sigma^{k\nu}\vec{\tau}\partial_k\big)_{x'}.$$

- 介质效应：密度依赖的耦合常数 ➔ 介质中的核子-核子相互作用

RHF能量泛函

- 核子场的量子化 ➔ RHF 能量泛函

$$E = \langle \Phi_0 | \, H \, | \Phi_0 \rangle$$

No-Sea approximation

$$\psi(x) = \sum_i \psi_i(\boldsymbol{x}) e^{-i\varepsilon_i t} c_i, \quad |\Phi_0\rangle = \prod_{i=1}^{A} c_i^\dagger \, |0\rangle \, .$$

- 能量泛函变分 ➔ 积分-微分 Dirac 方程

$$\delta \left[E - \sum_i \varepsilon_i \int d\boldsymbol{x} \psi_i^\dagger(\boldsymbol{x}) \psi_i(\boldsymbol{x}) \right] = 0 \quad \Rightarrow \quad \int d\boldsymbol{x}' h(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{x}') \psi_i(\boldsymbol{x}') = \varepsilon_i \psi_i(\boldsymbol{x})$$

- 单粒子哈密顿量 $h = h^{kin} + h^D + h^E$

$$h^{\text{kin}} = \left[\boldsymbol{\alpha} \cdot \boldsymbol{p} + \gamma^0 M \right] \delta(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}')$$

$$h^{\text{D}} = \left[\Sigma_T(\boldsymbol{x}) \gamma_5 + \Sigma_0(\boldsymbol{x}) + \gamma^0 \Sigma_S(\boldsymbol{x}) \right] \delta(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}')$$

复杂的非局域
平均场

$$h^{\text{E}} = \begin{pmatrix} Y_G(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{x}') & Y_F(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{x}') \\ X_G(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{x}') & X_F(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{x}') \end{pmatrix}$$

Dirac旋量在DWS基下的展开

- 柱坐标(ϱ, z, φ)下核子的 Dirac 旋量

$$\psi_{\nu\pi m}(\varrho, z, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \begin{pmatrix} f^{+}_{\nu\pi}(\varrho, z) e^{i(m-1/2)\varphi} \\ f^{-}_{\nu\pi}(\varrho, z) e^{i(m+1/2)\varphi} \\ i g^{+}_{\nu\pi}(\varrho, z) e^{i(m-1/2)\varphi} \\ i g^{-}_{\nu\pi}(\varrho, z) e^{i(m+1/2)\varphi} \end{pmatrix}$$

ν: 轨道指标
m: 角动量投影；π: 宇称

积分-偏微分
Dirac 方程

- 利用 DWS 基展开核子波函数：

$$\psi_{i=(\nu\pi m)}(\boldsymbol{x}) = \sum_{n\kappa} C_{n\kappa,i} \psi_{n\kappa m}(\boldsymbol{x}) = \sum_{\kappa} \psi_{\nu\kappa m}(\boldsymbol{x}) \qquad \psi_{\nu\kappa m} = \sum_{n} C_{n\kappa,i} \psi_{n\kappa m} = \frac{1}{r} \begin{pmatrix} \mathcal{G}_{i\kappa} \Omega_{\kappa m} \\ i\mathcal{F}_{i\kappa} \Omega_{-\kappa m} \end{pmatrix}$$

$$\mathcal{G}_{i\kappa} = \sum_{n} C_{n\kappa,i} G_{n\kappa} \qquad \mathcal{F}_{i\kappa} = \sum_{n} C_{n\kappa,i} F_{n\kappa}$$

n & κ：主量子数与角动量

Zhou, Meng, Ring, PRC 68, 034323 (2003)；Geng, Xiang, Sun, Long, PRC 101,064302(2020)

耦合常数与传播子

- 密度依赖耦合常数展开：

$$g_\phi = \sum_{\lambda_p}^{\text{even}} g_\phi^{\lambda_p}(\rho_b) P_{\lambda_p}(\cos\vartheta) \qquad g_\phi^{\lambda_p}(\rho_b) = \int_{-1}^{1} d(\cos\vartheta) P_{\lambda_p}(\cos\vartheta) g_\phi(\rho_b)$$

→ λ_p

- 传播子展开：

$$D_\phi = \sum_{\lambda_y \mu_y} (-1)^{\mu_y} R^{\phi}_{\lambda_y \lambda_y}(r, r') Y_{\lambda_y \mu_y}(\boldsymbol{\Omega}) Y_{\lambda_y -\mu_y}(\boldsymbol{\Omega}')$$

→ λ_y, μ_y

空间截断: ν,m; n, κ; λ_p

- ✓ n (DWS基主量子数)：通过能量截断来决定
- ✓ ν 与 m (形变原子核轨道)：取决于实际的原子核
- ✓ λ_p (耦合常数的展开)：0,2,4,6,8,……
- ✓ κ (DWS 基角动量)：$\kappa = m + \frac{1}{2}, m + \frac{3}{2}, \cdots, \kappa_{max}$

→ 限制λ_y, μ_y

轴对称形变的 RHFB 理论：DWS基

兰州大学 LANZHOU UNIVERSITY

- Dirac Bogoliubov 旋量： i=(ν,π,m)

$$\psi_i^U(\boldsymbol{r}) = \sum_{n\kappa} C^U_{n\kappa,i}\psi_{n\kappa m}(\boldsymbol{r}) = \sum_{\kappa}\psi^U_{i\kappa}(\boldsymbol{r})$$

$$\psi_i^V(\boldsymbol{r}) = \sum_{n\kappa} C^V_{n\kappa,i}\psi_{n\kappa m}(\boldsymbol{r}) = \sum_{\kappa}\psi^V_{i\kappa}(\boldsymbol{r})$$

$$\psi^U_{i\kappa} = \frac{1}{r}\begin{pmatrix} \mathcal{G}^U_{i\kappa}\Omega_{\kappa m} \\ i\mathcal{F}^U_{i\kappa}\Omega_{-\kappa m}\end{pmatrix}$$

$$\psi^V_{i\kappa} = \frac{1}{r}\begin{pmatrix} \mathcal{G}^V_{i\kappa}\Omega_{\kappa m} \\ i\mathcal{F}^V_{i\kappa}\Omega_{-\kappa m}\end{pmatrix}$$

- 平均场不依赖于主量子数：DWS基中主量子求和

$$\mathcal{G}^U_{i\kappa} = \sum_n C^U_{n\kappa,i}G_{n\kappa} \qquad \mathcal{F}^U_{i\kappa} = \sum_n C^U_{n\kappa,i}F_{n\kappa} \qquad \mathcal{G}^V_{i\kappa} = \sum_n C^V_{n\kappa,i}G_{n\kappa} \qquad \mathcal{F}^V_{i\kappa} = \sum_n C^V_{n\kappa,i}F_{n\kappa}$$

- RHFB方程 ➔ 本征值方程，λ 为化学势 (粒子数守恒条件）

$$\begin{pmatrix} H_{n\kappa}-\lambda & \Delta_{n\kappa} \\ \Delta_{n\kappa} & -H_{n\kappa}+\lambda \end{pmatrix}\begin{pmatrix} C^U_{n\kappa,i} \\ C^V_{n\kappa,i}\end{pmatrix} = E_i\begin{pmatrix} C^U_{n\kappa,i} \\ C^V_{n\kappa,i}\end{pmatrix}$$

E_i:准粒子能量

对场的处理

兰州大学 LANZHOU UNIVERSITY

- 对力采用有限程的 Gogny 力 D1S。目前，只考虑对场中 J=0 部分

Berger, Girod, Gogny, NPA428, 23(1984).   Geng, Xiang, Sun, Long, PRC 101,064302(2020)

$$\begin{pmatrix} H_{n\kappa}-\lambda & \Delta_{n\kappa} \\ \Delta_{n\kappa} & -H_{n\kappa}+\lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C^U_{n\kappa,i} \\ C^V_{n\kappa,i} \end{pmatrix} = E_i \begin{pmatrix} C^U_{n\kappa,i} \\ C^V_{n\kappa,i} \end{pmatrix}$$

$$\Delta_{i\kappa,G}(r,r') = \frac{1}{2}\sum_{i'\kappa'_a}\left[\mathcal{G}^U_{i'\kappa'_a}(r')\mathcal{G}^V_{i'\kappa'_a}(r)\sum_{\sigma\tau}V^\sigma_\lambda \mathcal{T}^{\sigma\lambda}_{+\kappa+\kappa'_a} + \mathcal{F}^U_{i'\kappa'_a}(r')\mathcal{F}^V_{i'\kappa'_a}(r)\sum_{\sigma\lambda}V^\sigma_\lambda \mathcal{T}^{\sigma\lambda}_{+\kappa-\kappa'_a}\right]$$

$$\Delta_{i\kappa,F}(r,r') = \frac{1}{2}\sum_{i'\kappa'_a}\left[\mathcal{G}^U_{i'\kappa'_a}(r')\mathcal{G}^V_{i'\kappa'_a}(r)\sum_{\sigma\lambda}V^\sigma_\lambda \mathcal{T}^{\sigma\lambda}_{-\kappa+\kappa'_a} + \mathcal{F}^U_{i'\kappa'_a}(r')\mathcal{F}^V_{i'\kappa'_a}(r)\sum_{\sigma\lambda}V^\sigma_\lambda \mathcal{T}^{\sigma\lambda}_{-\kappa-\kappa'_a}\right]$$

$$\mathcal{T}^{\sigma\lambda}_{\kappa\kappa'} = (A_\sigma + D_\sigma)\left(C^{\lambda 0}_{j\frac{1}{2}j'-\frac{1}{2}}\right)^2 - D_\sigma\left(C^{\lambda 0}_{l'0l0}\right)^2$$

V^σ_λ:Gogny对力的展开项(σ=1,2)

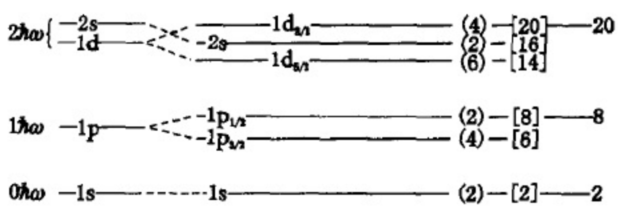
目 录

- 不稳定原子核
- 轴对称形变RHFB理论
- 初步应用研究
  - ^{11}Be基态宇称
  - ^{32}Mg基态形变
- 总结与展望

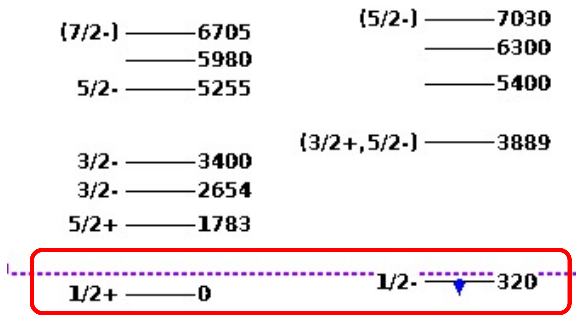
应用研究：^{11}Be 与 ^{32}Mg基态

- ^{11}Be：实验表明基态为正宇称

www.nndc.bnl.gov



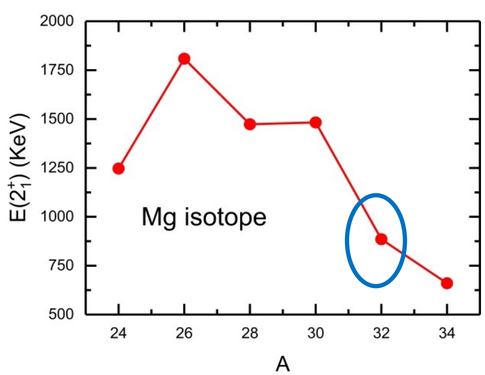
卢希庭《原子核物理》



- ✓ sd 壳闯入 p 壳
- ✓ 超越平均场效应
- ✓ 形变核心与价核子耦合

Li (1996) , Pei (2006) , Otsuka(1993)

- ^{32}Mg(N=20) 基态形变问题 (反转岛)



较小的 2_1^+ 激发态能量与
很大的约化四极跃迁几率
➔ 较大形变

Warburton (1990)

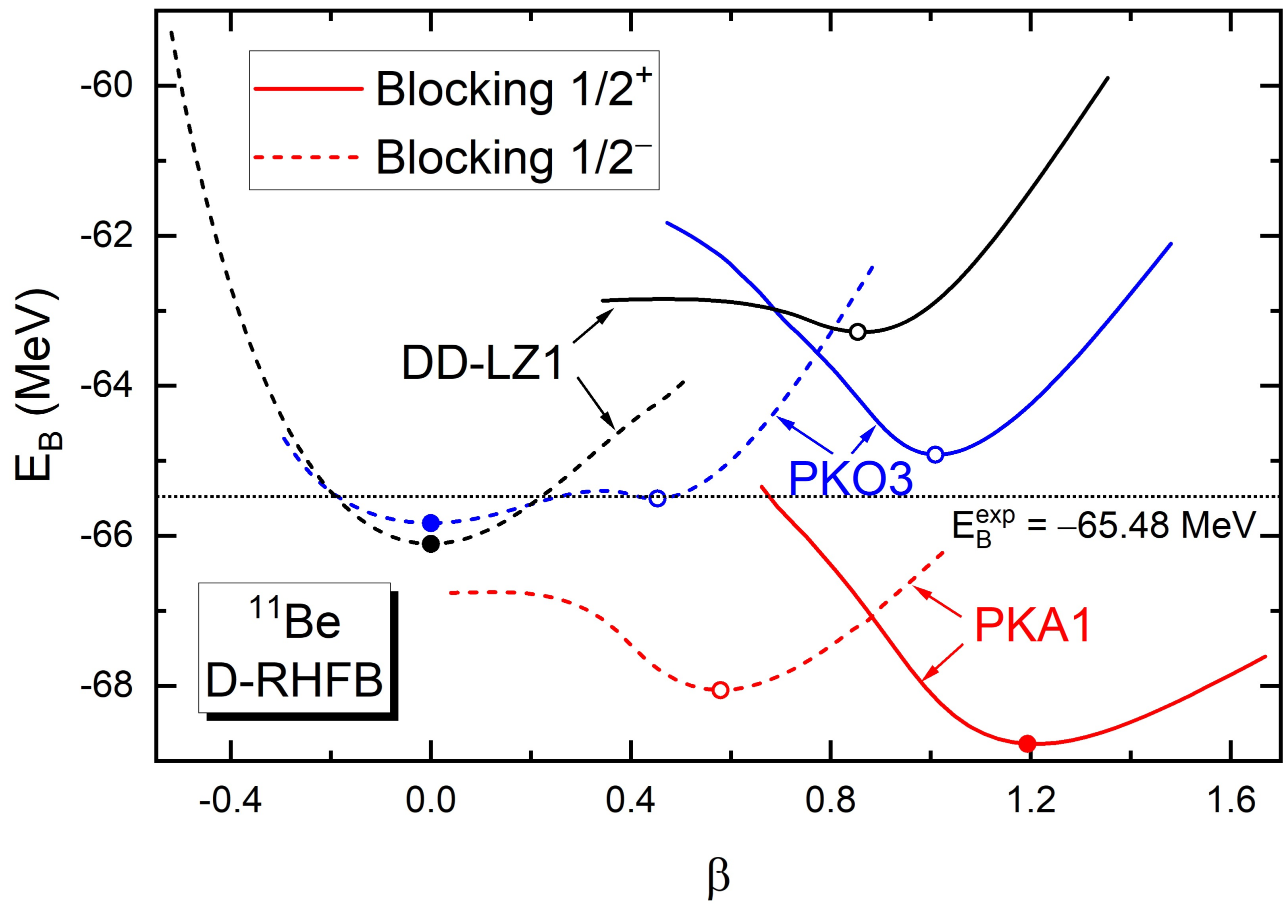
形变与Fock
项耦合

N=20幻数壳消失
pf 壳闯入 sd 壳

目 录

^{11}Be位能曲线

兰州大学 LANZHOU UNIVERSITY



- **DD-LZ1 (DDRMF)**
  Wei, CPC **44** (2020) 074107
  σ-S, ω-V, ρ-V & A-V
- **PKO3 (DDRHF)**
  Long, EPL **82** (2008) 12001
  Additionally π-PV
- **PKA1 (DDRHF)**
  Long, PRC **76** (2007) 034314
  π-PV, ρ-T & ρ-VT

PKA1再现了 ^{11}Be 的基态宇称

能量泛函的耦合道分解

兰州大学 LANZHOU UNIVERSITY

- 能量泛函由动能，各个耦合道贡献的直接项、交换项，以及对能和质心修正组成：

$$E = E_{\text{kin}} + \sum_{\phi}\left[E_{\phi}^{\text{D}} + E_{\phi}^{\text{E}}\right] + E_{\text{pair}} + E_{\text{c.m.}} \qquad \phi = \sigma^{\text{S}}, \omega^{\text{V}}, \rho^{\text{V}}, \rho^{\text{T}}, \rho^{\text{VT}}, \pi^{\text{PV}}, A^{\text{V}}$$

➢动能： $$E_{\text{kin}} = \int d\boldsymbol{r} \sum_{k} \bar{\psi}_k^V(\boldsymbol{r})\left(-i\boldsymbol{\gamma}\cdot\boldsymbol{\nabla} + M\right)\psi_k^V(\boldsymbol{r})$$

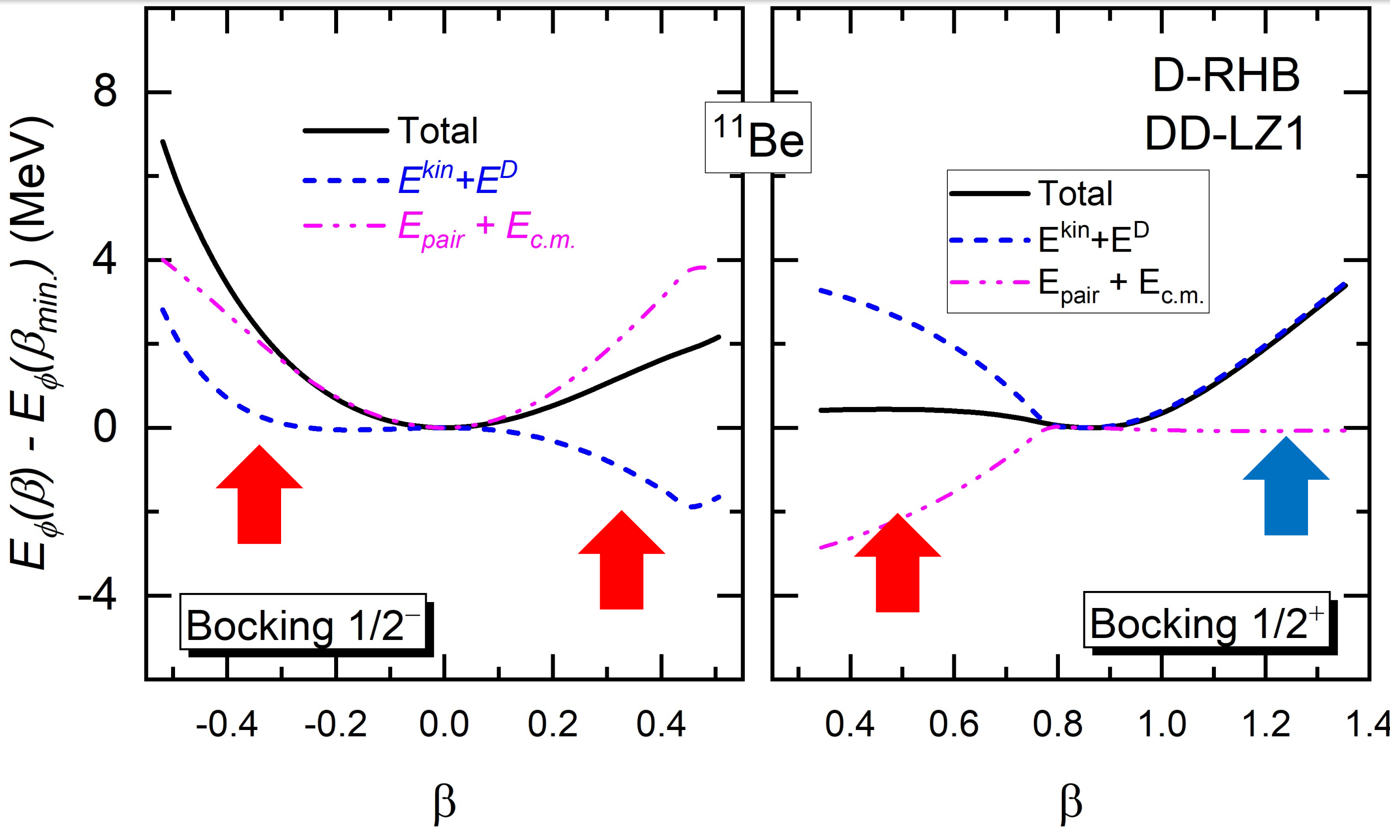
➢势能直接项： $$E_{\phi}^{\text{D}} = +\frac{1}{2}\sum_{kl}\int d\boldsymbol{r}d\boldsymbol{r}'\bar{\psi}_k^V(\boldsymbol{r})\bar{\psi}_l^V(\boldsymbol{r}')\Gamma_{\phi}D_{\phi}\psi_l^V(\boldsymbol{r}')\psi_k^V(\boldsymbol{r})$$

➢势能交换项： $$E_{\phi}^{\text{E}} = -\frac{1}{2}\sum_{kl}\int d\boldsymbol{r}d\boldsymbol{r}'\bar{\psi}_k^V(\boldsymbol{r})\bar{\psi}_l^V(\boldsymbol{r}')\Gamma_{\phi}D_{\phi}\psi_k^V(\boldsymbol{r}')\psi_l^V(\boldsymbol{r})$$

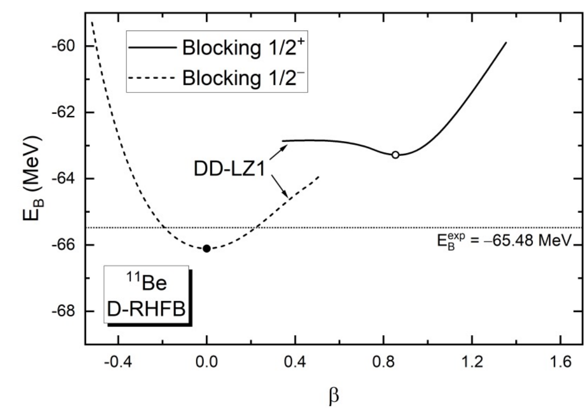
➢对能： $$E_{\text{pair}} = +\frac{1}{2}\sum_{\phi}\sum_{kl}\int d\boldsymbol{r}d\boldsymbol{r}'\bar{\psi}_k^V(\boldsymbol{r})\bar{\psi}_{\tilde{k}}^U(\boldsymbol{r}')\Gamma_{\phi}D_{\phi}\psi_{\tilde{l}}^U(\boldsymbol{r}')\psi_l^V(\boldsymbol{r})$$

➢质心修正： $$E_{\text{c.m.}} = \langle\Phi_0|\frac{\boldsymbol{P}_{\text{c.m.}}^2}{2AM}|\Phi_0\rangle$$

耦合道分解(DD-LZ1)

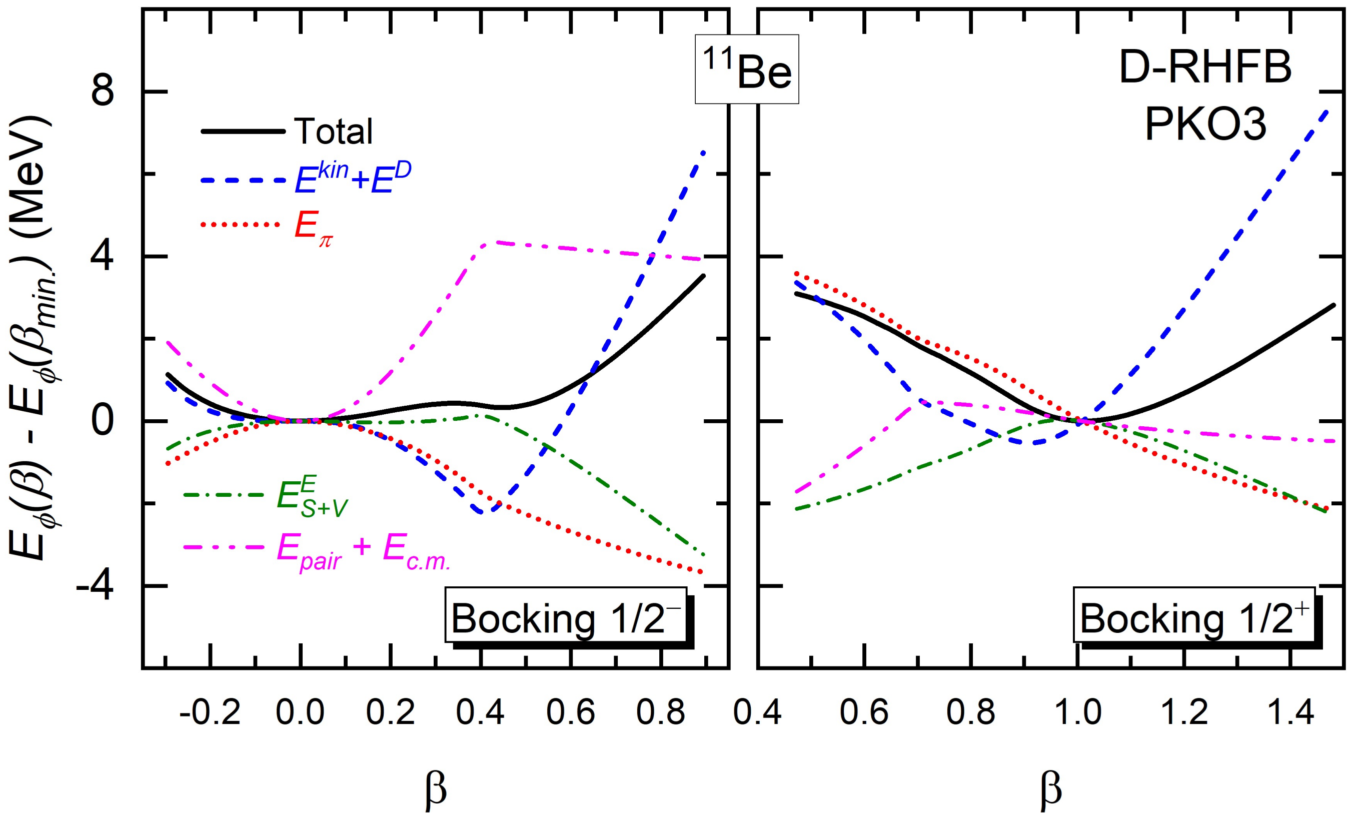


分别堵塞[1/2⁻]与[1/2⁺]
做形状约束计算

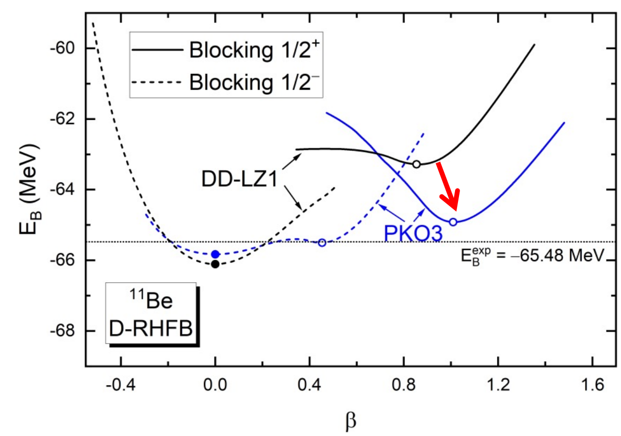


形变小：对关联效应显著；形变大：对关联效应逐渐消失

耦合道分解(PKO3)



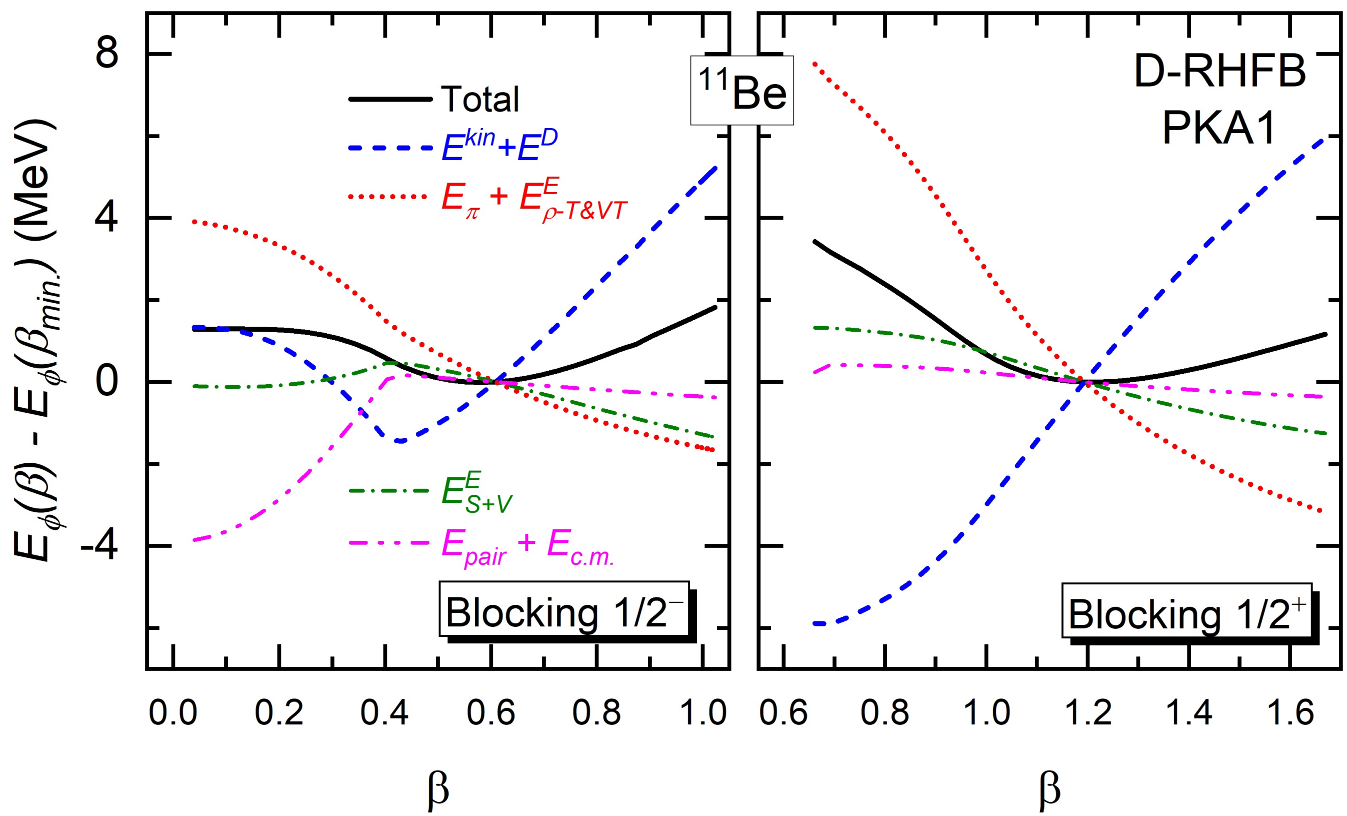
分别堵塞[1/2$^-$]与[1/2$^+$]做形状约束计算



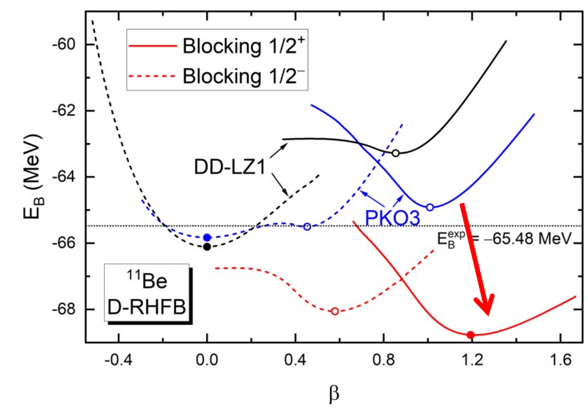
随形变增加，π-PV的贡献单调增强 → π-PV与形变效应耦合

耦合道分解(PKA1)

蘭州大學 LANZHOU UNIVERSITY



分别堵塞[1/2$^-$]与[1/2$^+$]做形状约束计算

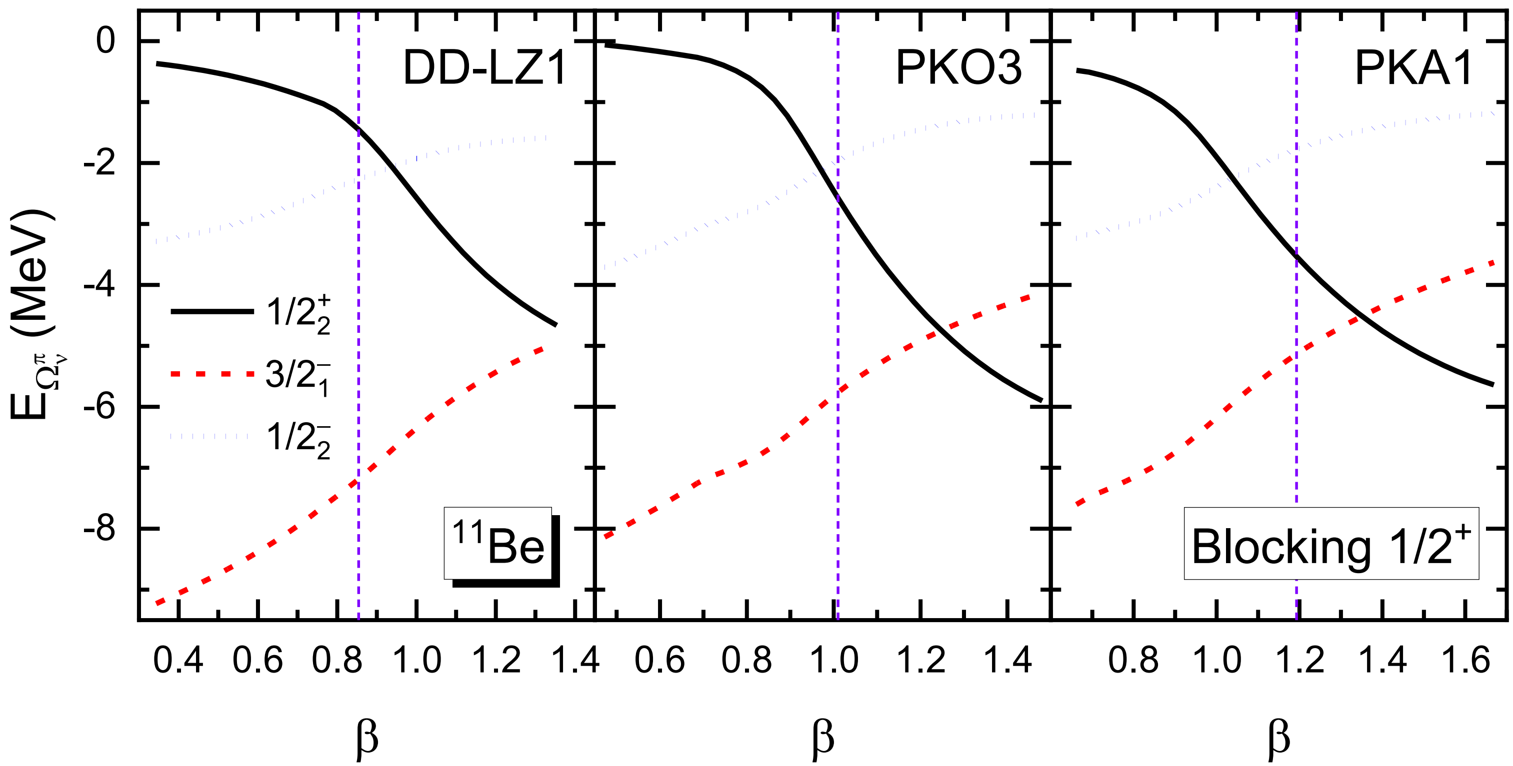


核力吸引-排斥平衡

Geng, Li, Long, Niu, Chang, PRC **100**, 051301(R) (2019).

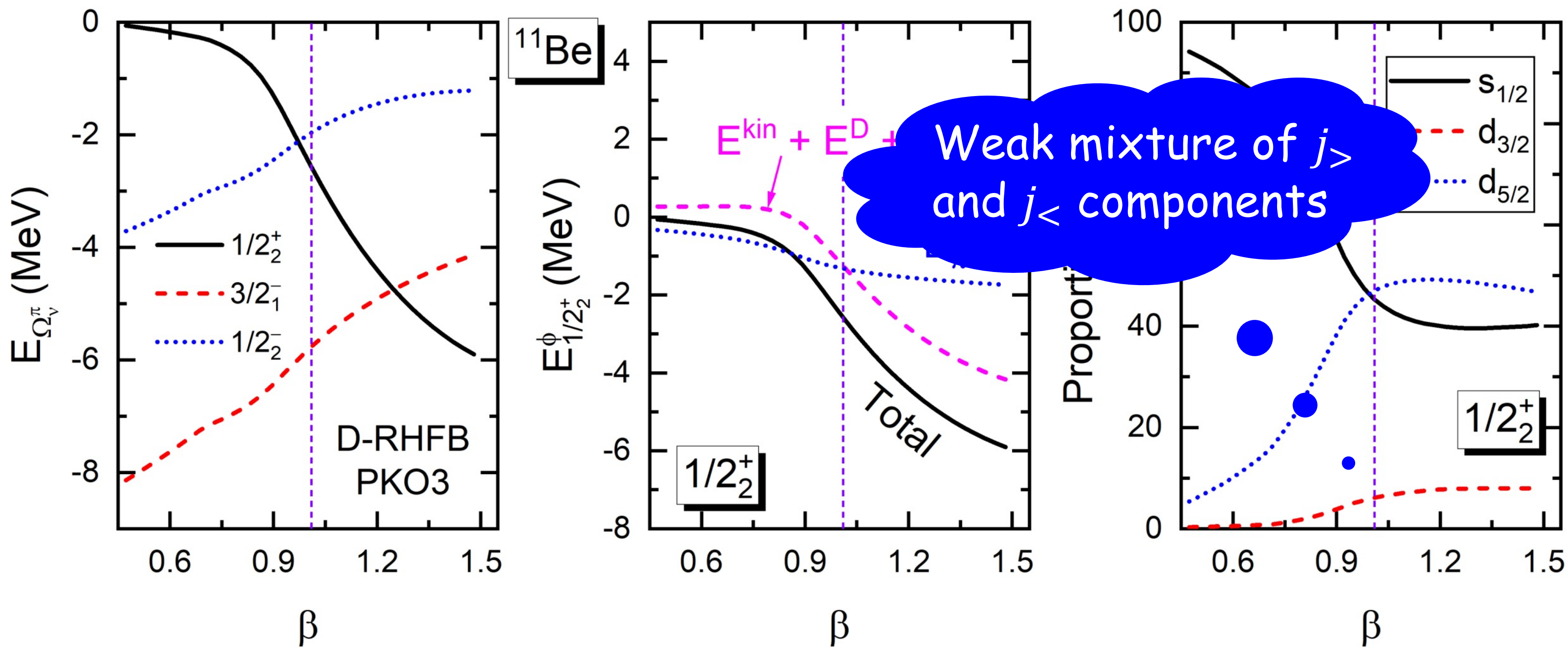
π-PV、ρ-T与形变耦合 ➔ 更强吸引 ➔ 正确的基态宇称

^{11}Be 的正则单粒子能量



PKA1: Before reaching the minimum, the $1/2_2^+$ state becomes much deeper bound than the one $1/2_2^-$

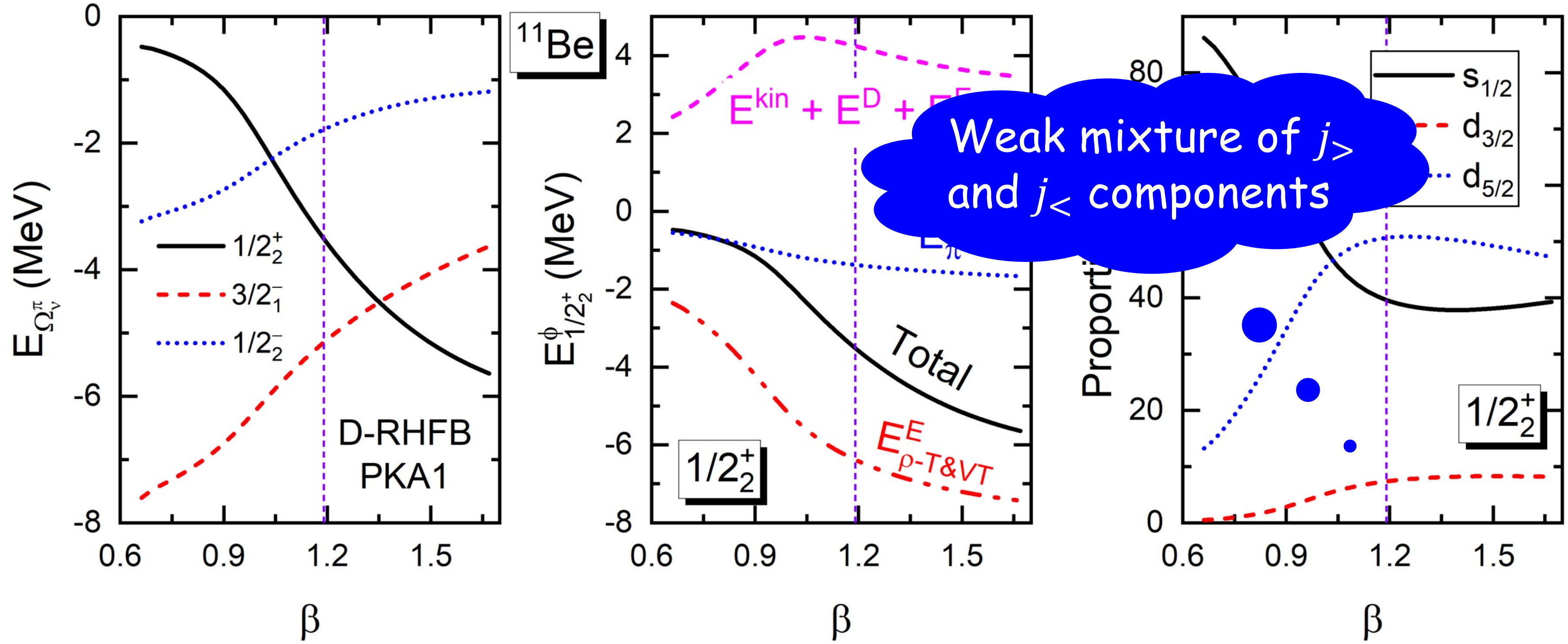
π-PV 耦合效应



PKO3: π-PV coupling tends to deepen the $1/2_2^+$ state

$$\Gamma_{\pi\text{-PV}}(1,2) = -\left[\gamma_5\gamma_\mu\partial^\mu\right]_1 \otimes \left[\gamma_5\gamma_\nu\partial^\nu\right]_2$$

ρ-T 耦合效应

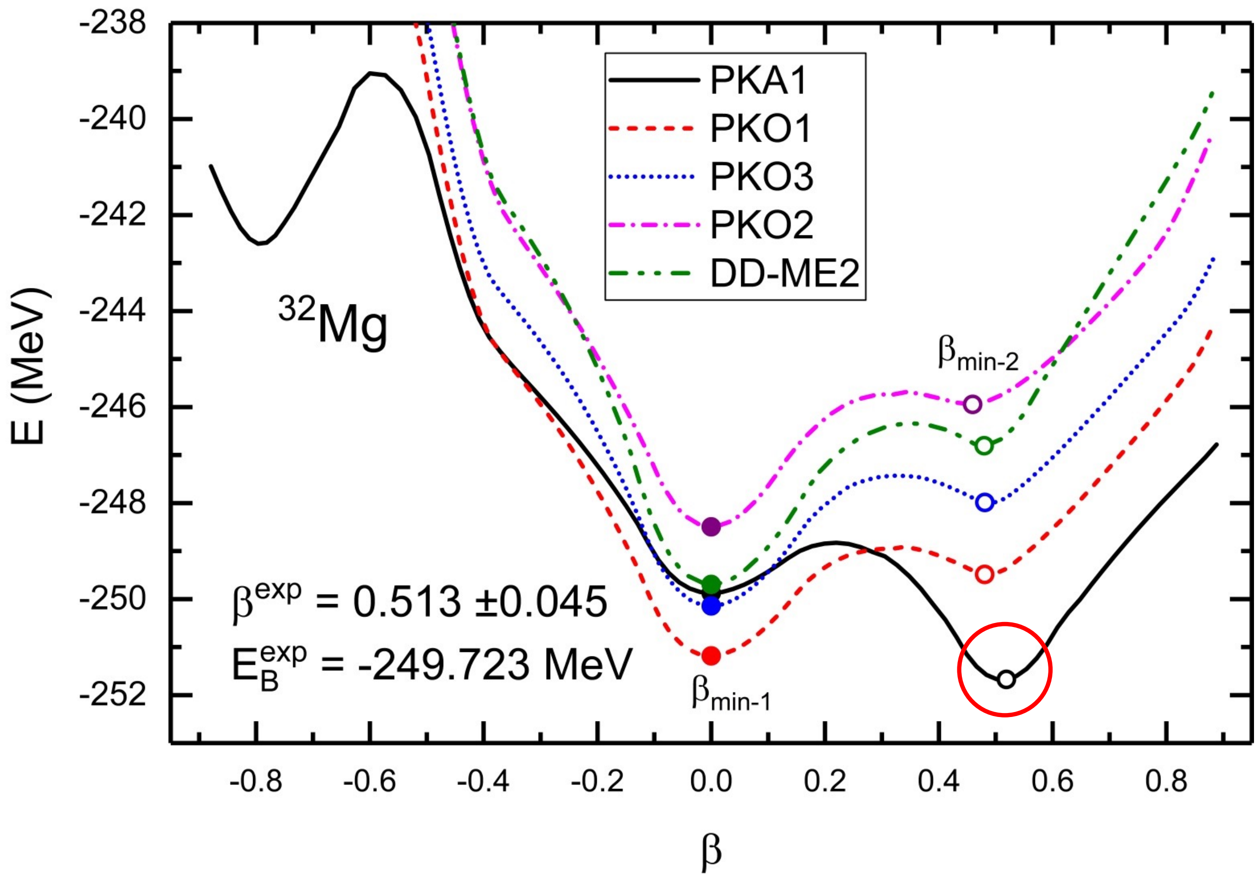


PKA1: ρ-T coupling is essential for giving deeply bound $1/2_2^+$ state

目 录

- 不稳定原子核
- 轴对称形变RHFB理论
- 初步应用研究
  - ^{11}Be基态宇称
  - ^{32}Mg基态形变
- 总结与展望

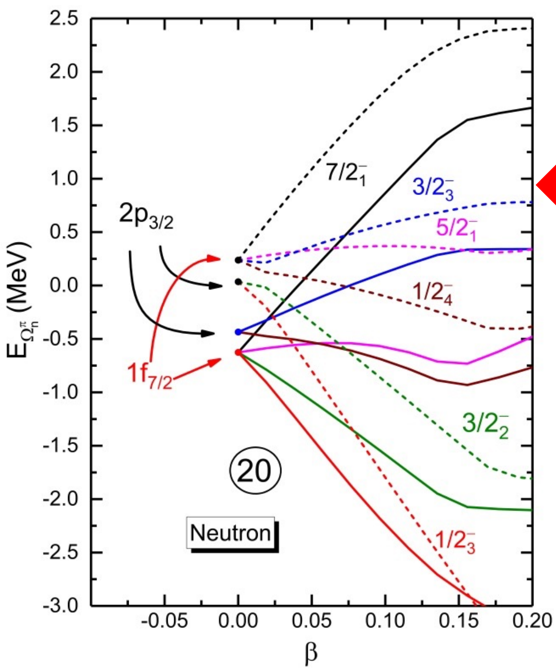
^{32}Mg 位能曲线

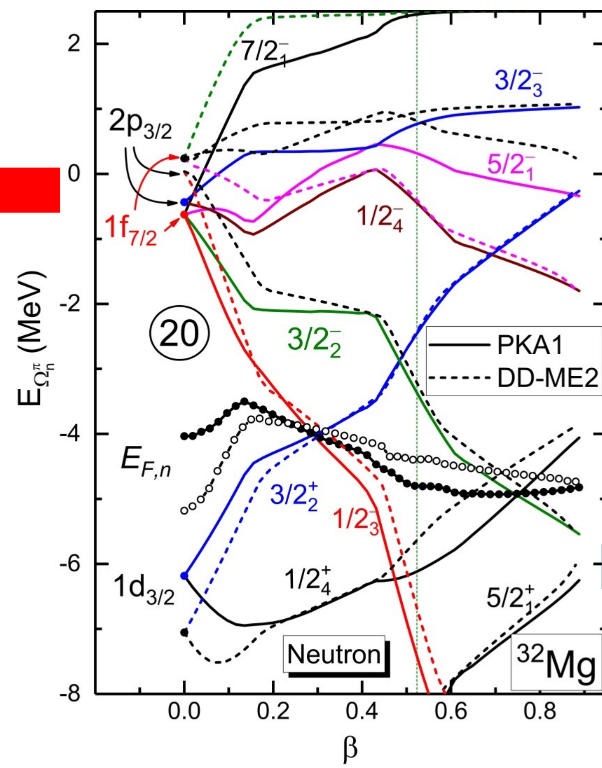


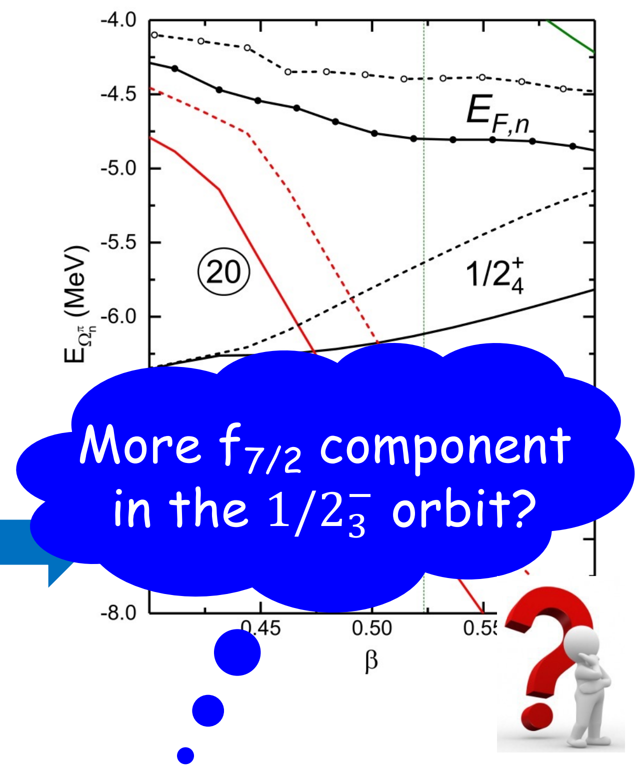
有效相互作用	$\mathrm{E}_{min1} - \mathrm{E}_{min2}$
DD-ME2	-2.89MeV
PKO2	-2.55MeV
PKO3	-2.15MeV
PKO1	-1.70MeV
PKA1	1.80MeV

PKA1再现了 ^{32}Mg 基态的形变

^{32}Mg 中子单粒子能级







PKA1：β=0 处 N=20 壳较小，而 $\beta=\beta_{min}$ 处 $1/2_3^-$ 态束缚更深

总结与展望

兰州大学 LANZHOU UNIVERSITY

- 利用球对称的 Dirac Woods-Saxon 基，发展建立了轴对称形变的相对论 Hartree-Fock-Bogoliubov (D-RHFB) 理论

  完整考虑了π-赝矢量耦合与ρ-张量耦合

- 基于D-RHFB，PKA1再现$^{11}\mathrm{Be}$ 基态宇称

  π-PV与ρ-T十分关键：核力平衡，形状效应

- 基于D-RHFB，PKA1再现$^{32}\mathrm{Mg}$ 基态形变

  ρ-T效应与形状的耦合十分重要

- 展望：角动量投影➔ 无中微子双β衰变

致谢

兰州大学
LANZHOU UNIVERSITY

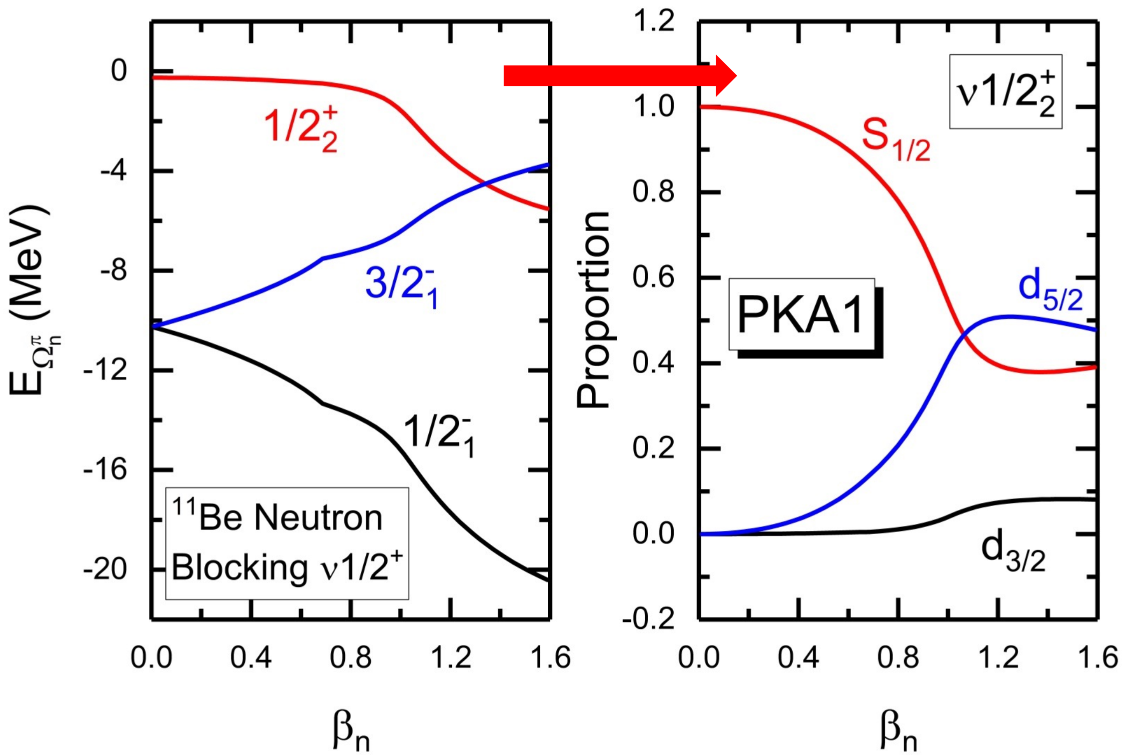
- 感谢该工作所有的合作者：

龙文辉老师	牛一斐老师	孙保元老师
李征征	杜俊良	吴昕玥

- 感谢兰州大学高性能计算中心以及南方核科学计算中心提供的计算资源

谢谢大家，请批评指正!

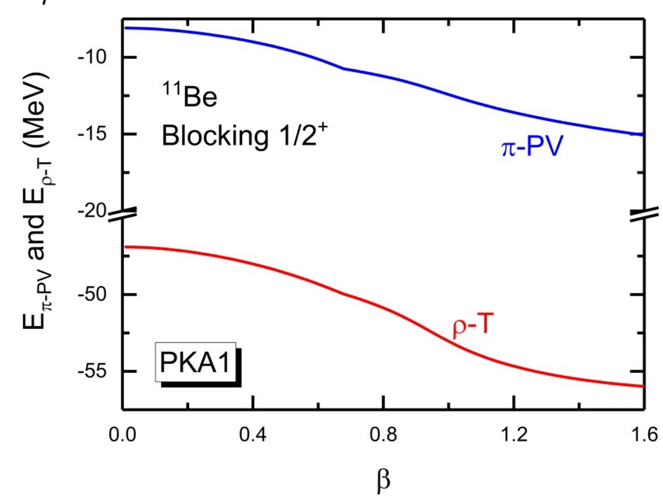
^{11}Be Nilsson能级与基展开成分



□ π-PV与ρ-T耦合顶角：

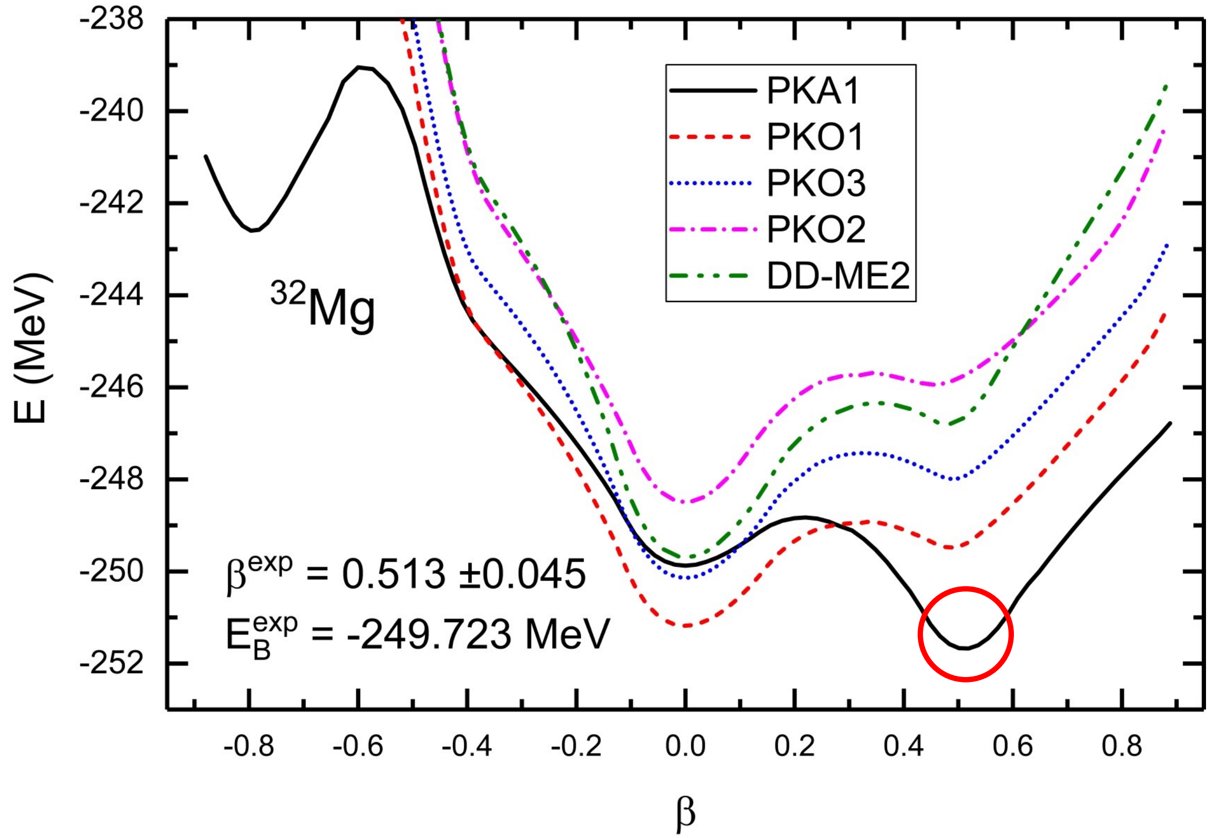
$$\Gamma_\pi^{\rm PV}(1,2) = -\left[\gamma_5\gamma_\mu\partial^\mu\right]_1 \otimes \left[\gamma_5\gamma_\nu\partial^\nu\right]_2$$

$$\Gamma_\rho^{\rm T}(1,2) = \sigma_{\nu k}(1)\sigma^{\nu l}(2)\partial^k(1)\partial_l(2)$$



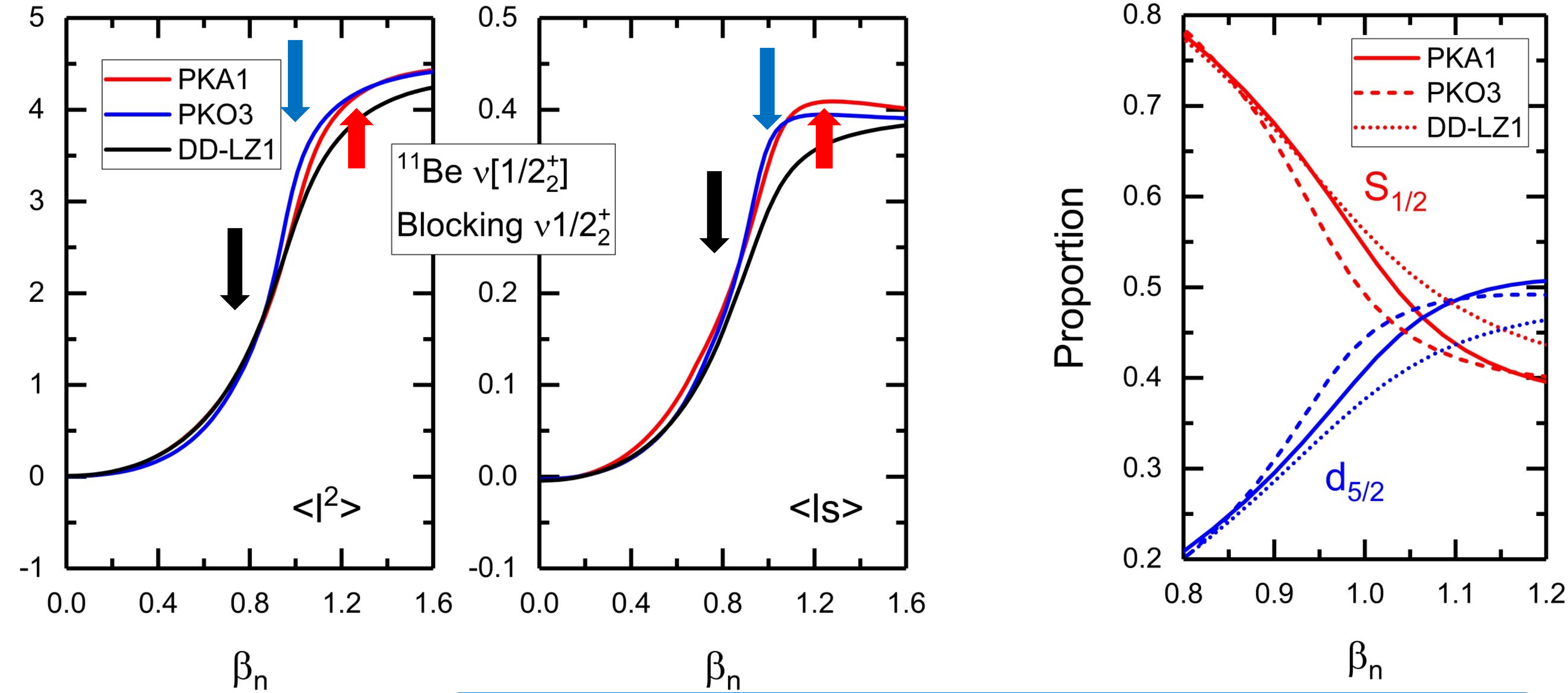
d轨道成分随形变增大而增多：ρ-T 与 π-PV 对位能曲线的影响增强

^{32}Mg位能曲线



PKA1给出^{32}Mg形变基态

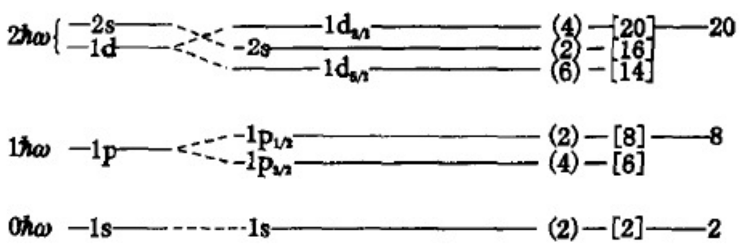
^{11}Be 中子2[1/2+]能级



Nilsson哈密顿量

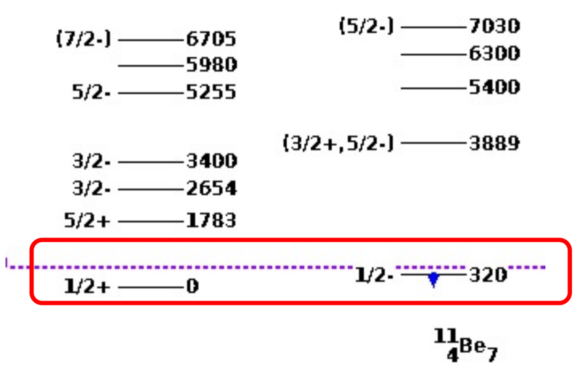
$$h = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + \frac{m}{2}\omega^2(x^2+y^2) + \frac{m}{2}\omega_z^2 z^2 + C\boldsymbol{l}\cdot\boldsymbol{s} + D\boldsymbol{l}^2$$ C<0,D<0

^{11}Be基态宇称反转



卢希庭《原子核物理》

简单壳模型能级排序给出负宇称



www.nndc.bnl.gov

实验中^{11}Be基态宇称为正宇称

轻丰中子不稳定原子核核结构与稳定原子核差别较大

- 自恰平均场模型：

  未能给出宇称反转现象

  ➡ 超越平均场效应

  - AMP+GCM X. Li, Phys. Rev. C54(1996)1617
  - 转动修正 J.C. Pei, Nucl. Phys. A765(2006)29

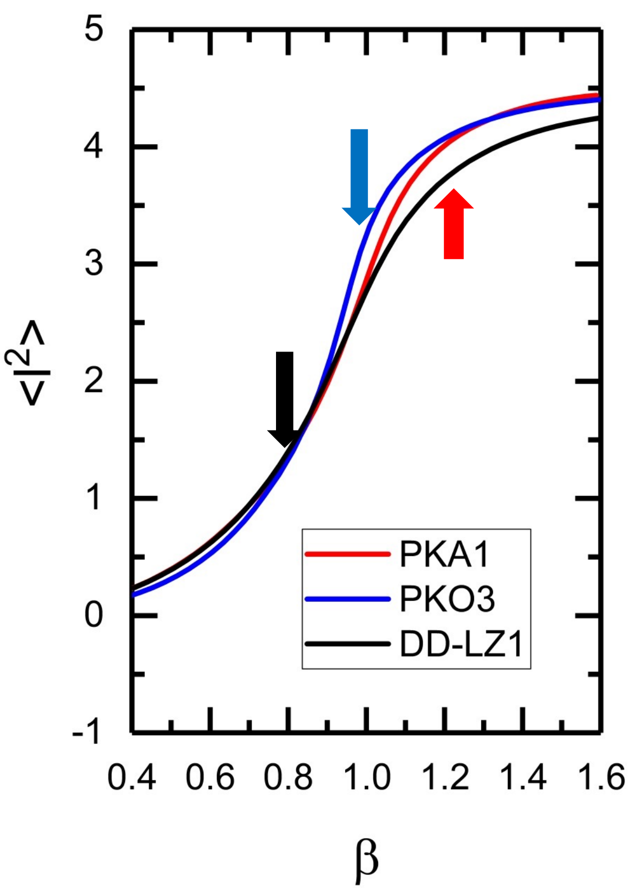
- ^{10}Be核心与价核子之间的耦合

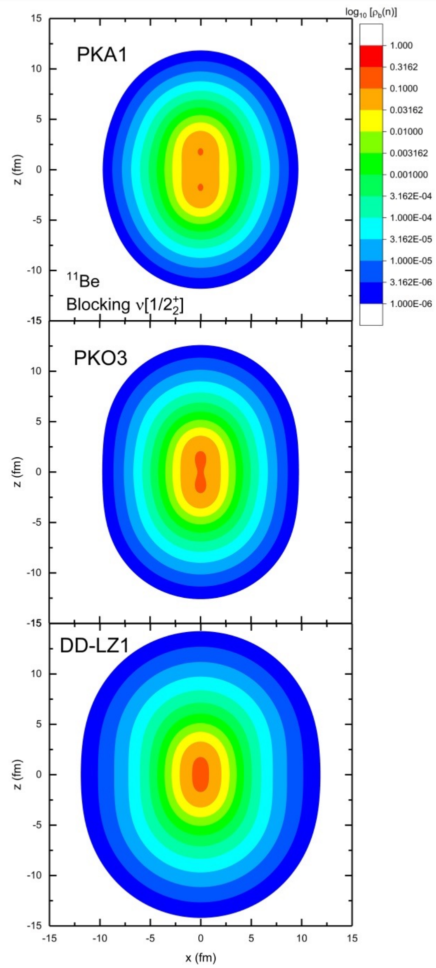
$$\left|\frac{1}{2}^+\right\rangle \approx \xi_1 0_c^+ \times \left|2s_{1/2}\right\rangle_\nu + \xi_2 \left[2_c^+ \times \left|1d_{5/2}\right\rangle\right]^{(1/2)}$$

T. Otsuka, Phys. Rev. Lett. 70(1993)1385

晕结构 M. Fukuda, Phys. Lett. B. 268(1991)339

附录 ^{11}Be晕结构与张量力?



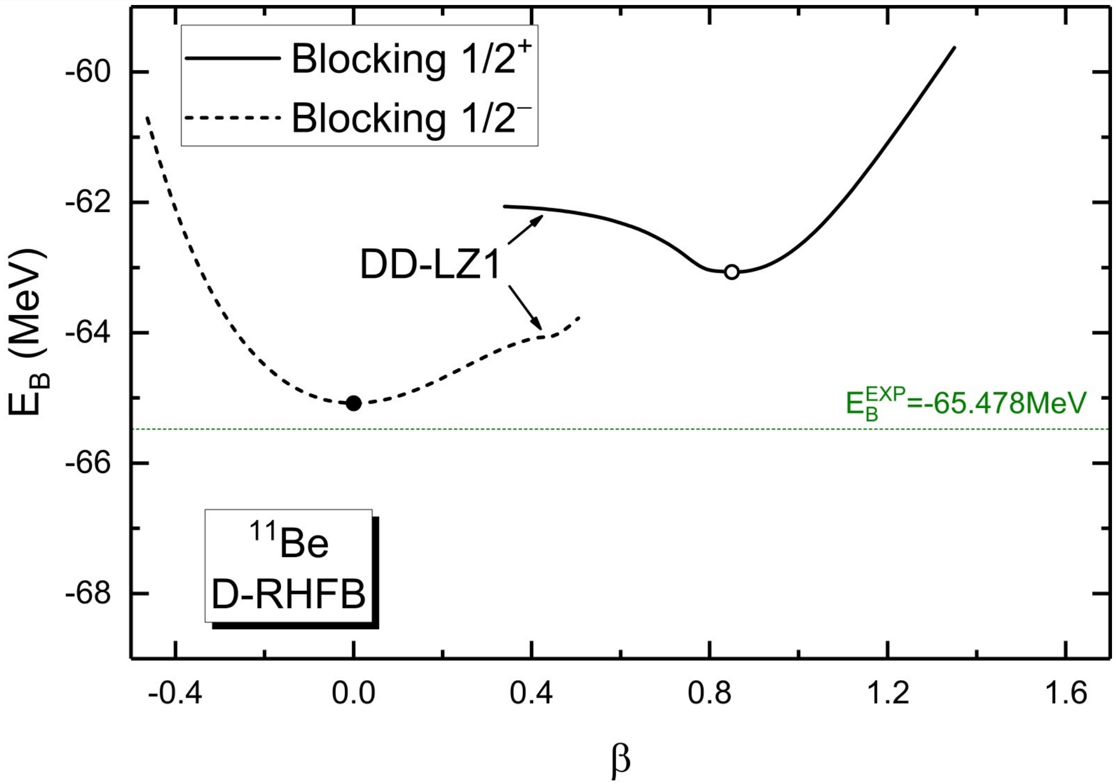


- DWS基对2[1/2+] 的贡献
  - $1d_{5/2}$ ➡ $\langle l^2\rangle = 6$
  - $2s_{1/2}$ ➡ $\langle l^2\rangle = 0$
- $\langle l^2\rangle$结果与密度分布相自恰

$$S_{12} = 4S^2 P_2(\cos\vartheta) \qquad 2s_{1/2}$$

张量力　　　　晕结构

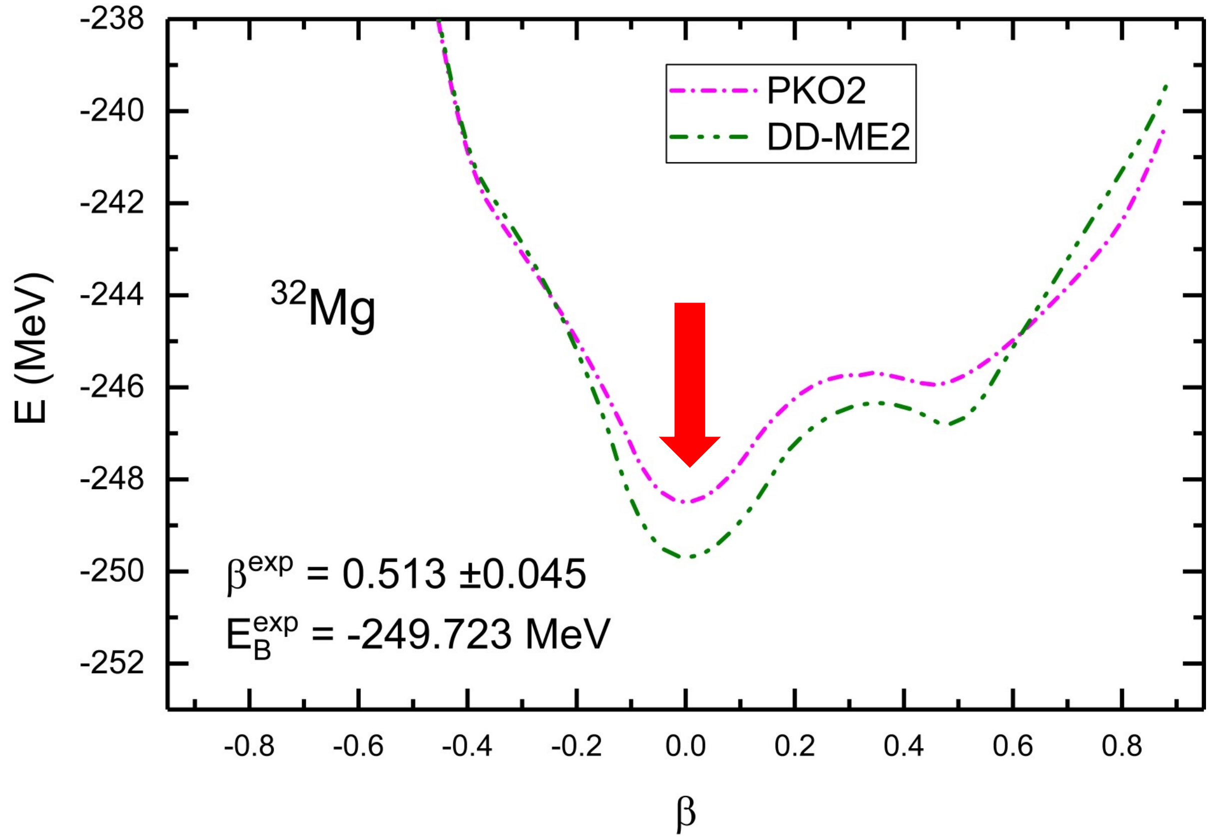
^{11}Be位能曲线(DD-LZ1)



基态球形负宇称，正负宇称能量极小点相差较大。

- DD-LZ1(DDRMF) ★
  Wei, Chin. Phys. C44(2020)074107
  $\sigma-\mathrm{S},\omega-\mathrm{V},\rho-\mathrm{V}$
- PKO3(DDRHF)
  Long, EPJ82(2008)12001
  $\sigma-\mathrm{S},\omega-\mathrm{V},\rho-\mathrm{V},\pi-\mathrm{PV}$
- PKA1(DDRHF)
  $\sigma-\mathrm{S},\omega-\mathrm{V},\rho-\mathrm{V},$
  $\pi-\mathrm{PV},\rho-\mathrm{T},\rho-\mathrm{VT}$
  Long, Phys. Rev. C76(2007)034314

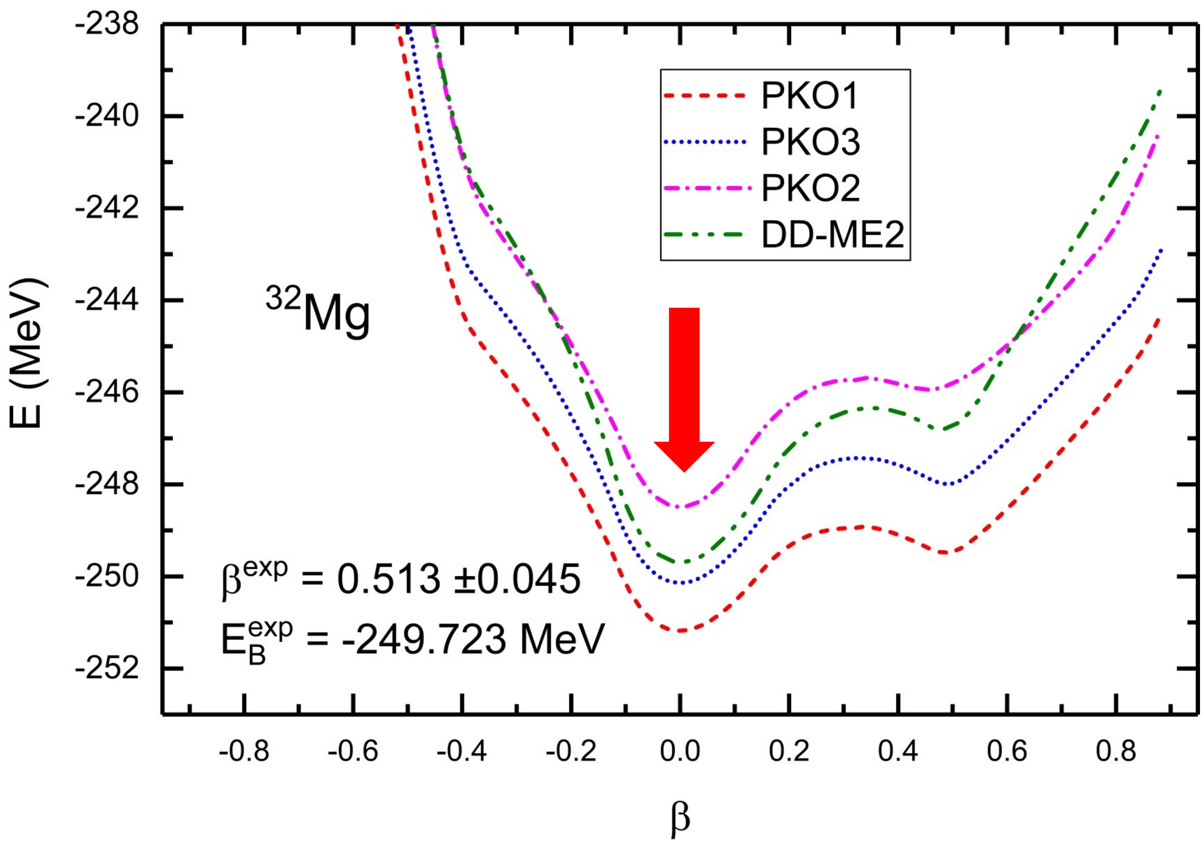
^{32}Mg位能曲线



有效相互作用	$E_{\beta=0} - E_{\beta\approx0.5}$
DD-ME2	-2.89MeV
PKO2	-2.55MeV

DD-ME2(RMF)与PKO2(RHF w/o π-PV)给出^{32}Mg球形基态

^{32}Mg位能曲线



有效相互作用	$E_{\beta=0} - E_{\beta\approx0.5}$
DD-ME2	-2.89MeV
PKO2	-2.55MeV
PKO3	-2.15MeV
PKO1	-1.70MeV

PKO1与PKO3给出^{32}Mg球形基态，基态与形变极小差别减小