



原子核Gamow-Teller共振和 β 衰变寿命的超越平均场描述

牛一斐

Beyond Mean-field Description of Nuclear Gamow-Teller Resonance and β -decay Half-lives

NIU Yifei

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC57>

引用格式:

牛一斐. 原子核Gamow-Teller共振和 β 衰变寿命的超越平均场描述[J]. 原子核物理评论, 2020, 37(3):382-390. doi: 10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC57

NIU Yifei. Beyond Mean-field Description of Nuclear Gamow-Teller Resonance and β -decay Half-lives[J]. Nuclear Physics Review, 2020, 37(3):382-390. doi: 10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC57

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

奇质量核的超越平均场玻色子费米子模型描述(英文)

Beyond-mean-field Boson-fermion Description of Odd-mass Nuclei

原子核物理评论. 2018, 35(4): 499-504 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.35.04.499>

无中微子双 β 衰变相关的中微子势 (英文)

Neutrino Potential for Neutrinoless Double Beta Decay

原子核物理评论. 2017, 34(1): 82-86 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.01.082>

r-过程路径核 β^- 衰变半衰期的估算

Estimate of β^- -decay Half-lives for r-process Nuclei

原子核物理评论. 2017, 34(3): 425-430 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.03.425>

Skyrme张量相互作用对可能的等待点原子核 β 衰变半衰期的影响(英文)

Effects of Skyrme Tensor Interactions on the β Decay Half-lives in Possible Waiting Point Nuclei

原子核物理评论. 2017, 34(3): 476-480 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.03.476>

相对论平均场理论对 Λ , Ξ 和 Σ 超核的研究(英文)

Relativistic Mean-field Approach for Λ , Ξ and Σ Hypernuclei

原子核物理评论. 2018, 35(4): 523-530 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.35.04.523>

Skyrme型 $N\Lambda$ 相互作用下超越平均场模型的 Λ 超核研究

Study of Λ Hypernuclei Using the Beyond-mean-field Approach with Skyrme-type $N\Lambda$ Interaction

原子核物理评论. 2018, 35(4): 409-419 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.35.04.409>

文章编号: 1007-4627(2020)03-0382-09

原子核 Gamow-Teller 共振和 β 衰变寿命的超越平均场描述

牛一斐

(兰州大学核科学与技术学院, 兰州 730000)

摘要: 原子核的 β 衰变是决定宇宙中从铁到铀重元素合成的关键核过程之一。原子核 β 衰变的主导核跃迁是 Gamow-Teller(GT) 跃迁, 因此, 研究原子核 β 衰变寿命的关键是准确描述原子核的 GT 跃迁。描述原子核 GT 跃迁和 β 衰变寿命最常用的理论模型之一为无规相位近似(RPA)模型。然而, 由于该模型仅考虑了一粒子一空穴激发组态, 因此无法给出 GT 共振宽度, 并容易高估 β 衰变寿命。为了克服上述困难, 基于 Skyrme 密度泛函, 发展了包含粒子振动耦合效应的无规相位近似(RPA+PVC)模型。相比于 RPA 模型, 该模型在组态空间进一步考虑了一粒子一空穴和声子的耦合组态, 从而包含了超越平均场的多体关联效应。为了推广至开壳原子核的研究, 进一步考虑了对关联效应, 发展了包含准粒子振动耦合效应的准粒子无规相位近似(QRPA+QPVC)模型。基于上述模型, 研究了幻数原子核和超流原子核的 GT 跃迁、 β 衰变和 β^+ /电子俘获。研究发现, 采用同一组 Skyrme 相互作用参数 SkM*, 上述模型能够重现实验测量的 GT 共振宽度和跃迁强度分布, 部分解释实验观测的 GT 跃迁强度压低问题, 并同时改进对 β 衰变寿命的描述。该文针对上述最新研究进展进行了综述, 并对将来的发展方向给出展望。

关键词: Gamow-Teller 共振; β 衰变; 展宽宽度; 无规相位近似; 粒子振动耦合

中图分类号: O571.21

文献标志码: A

DOI: 10.11804/ NuclPhysRev.37.2019CNPC57

1 引言

21 世纪初,《发现》杂志刊登了美国物理和天体物理学学会提出的物理学十大未解之谜,其中之一为“从铁到铀的重元素是如何合成的”^[1]。大约一半的重元素由快中子俘获过程(r-过程)合成,然而,快中子俘获过程的研究面临诸多挑战。首先是快中子俘获过程发生场所的研究。超新星爆发和双中子星并合均为 r-过程可能发生场所^[2]。GW170817 双中子星并合事件证实了双中子星并合为 r-过程的发生场所之一,这是 r-过程研究的一个重大进展^[3-4]。r-过程研究的另一难点是精确的核物理输入量,比如原子核的质量、 β 衰变寿命、中子俘获截面等^[5]。在 r-过程中,种子核处于丰中子的天体环境中,通过快速地俘获中子,生成不稳定的丰中子核素。这些核素又通过 β 衰变,产生更重的元素。由此可见, r-过程涉及的两个关键核反应为中子俘获和 β 衰变,它们的反应率是研究 r-过程的关键物理量。然而, r-过程涉及了大量远离 β 稳定线的丰中子原子核,实验上很难研究。因此,对这些原子核的性质和反应率的研究十分依赖于理论计算。鉴于核力以及原子核这一有限量子多体系统的复杂性,不同的理论模型给出的计算结果不确定度非常大,这一不确定度会对 r-过程的研究带

来极大困难。在文献 [6] 中, Mumpower 等研究了原子核 β 衰变寿命和中子俘获率计算的不确定度对 r-过程丰度分布的影响。依据理论模型计算结果的不确定度,利用蒙特卡罗方法,将原子核的 β 衰变寿命和中子俘获率分别随机变化 2 个量级 ($10^{-1} \sim 10$) 和 6 个量级 ($10^{-3} \sim 10^3$)。随后,把该 β 衰变寿命或中子俘获率作为输入量进行 r-过程模拟计算,发现其对 r-过程丰度分布带来的不确定度高达 2 个量级^[6]。因此,亟需获得精确的 r-过程核物理输入量。这里将着重讨论原子核的 β 衰变寿命。

实验方面,随着放射性核束装置的发展,对远离稳定线原子核的 β 衰变寿命测量取得了巨大进展。比如, r-过程路径关键原子核 ^{78}Ni 及其周围原子核 $^{79,80}\text{Ni}$ 、 $^{76,77}\text{Co}$ 和 ^{81}Cu ^[7-8], $^{82,83}\text{Zn}$ 和 ^{85}Ga , 这些实验数据对 $A > 140$ 的 r-过程丰度分布产生了显著影响^[9]; r-过程路径 ^{36}Kr 到 ^{43}Tc 丰中子同位素,发现以往的理论计算高估实验值至少 2 倍,从而暗示 r-过程具有更快的物质流动^[10]; 110 个跨 $N=82$ 壳 ^{37}Rb 到 ^{50}Sn 丰中子同位素,这些核素的 β 衰变寿命实验数据改进了对 $A=130$ 前后 r-过程观测丰度的低估^[11]; 94 个 ^{55}Cs 到 ^{67}Ho 丰中子同位素,这些核素的 β 衰变寿命对太阳系稀土区元素的丰度分布有重要影响^[12]。对于更重的核素,目前测量了

收稿日期: 2020-01-23; 修改日期: 2020-05-12

基金项目: 中央高校基本科研业务费(lzujbky-2019-11)

作者简介: 牛一斐(1986-), 女, 河南许昌人, 博士, 教授, 从事粒子物理与原子核物理研究; E-mail: niuyf@lzu.edu.cn。

^{208}Pb 附近 $N \sim 126$ 的 Ir、Pt、Au、Hg、Tl、Pb 和 Bi 同位素的 β 衰变寿命^[13-14], 然而, 这些核素处于稳定线附近, 对于 $N=126$ 附近的 r -过程路径原子核, 实验还远远无法达到。

已有的实验数据能够很好地检验原子核 β 衰变寿命的理论研究, 而对于实验尚未能测量的原子核的 β 衰变寿命研究, 则依赖于准确的理论计算。 β 衰变寿命的计算由三部分决定: 弱相互作用常数、核跃迁矩阵元和相空间因子。其中, 弱相互作用常数可以由粒子物理精确给出, 因此, β 衰变寿命计算的不确定度主要来自于核跃迁矩阵元和相空间因子, 其中, 相空间因子正比于 β 衰变阈值 Q_β 和核跃迁能量之差的五次方。由此可见, 精确计算 β 衰变寿命的关键在于精确计算核跃迁。 β 衰变的主导核跃迁是 Gamow-Teller(GT) 跃迁。在 GT 跃迁中, 原子核的轨道角动量不改变, 自旋和总角动量的改变为 1。实验室中, 可以通过强相互作用——(p, n) 反应激发 GT 跃迁, 进而从零度的微分散射截面提取 GT 跃迁强度^[15]。丰中子原子核中 GT 跃迁强度分布由两部分组成, 一部分是位于高能量的共振峰, 另一部分位于 Q_β 阈值以下, 主导着 β 衰变。

理论上研究原子核 β 衰变的微观核模型主要有三类: 从头计算模型、壳模型和无规相位近似(RPA)模型。在非微扰从头计算无核芯壳模型中, 采用两体和三体核力, 计算了 $0p$ -壳原子核的 β 衰变寿命, 质量数可达 $A=16$ ^[16]。壳模型可计算质量数达 $A \sim 65$ 的 pf -壳原子核^[17], 或者幻数附近的原子核^[18-19]。RPA 模型则可以计算除了少数轻核外核素图上绝大多数原子核的 β 衰变寿命。比如, 基于有限程小液滴模型(FRDM)的准粒子无规相位近似(QRPA)模型计算了 8979 个原子核的 β 衰变寿命^[20-21]; 基于相对论 Hartree-Bogoliubov 的 QRPA 模型计算了 5409 个原子核的 β 衰变寿命^[22]。其中, FRDM+QRPA 的计算结果通常作为 r -过程模拟的标准输入库, 提供尚无实验数据的 β 衰变原子核寿命值。在协变密度泛函框架下, 进一步考虑 Fock 项, 发展了基于相对论 Hartree-Fock-Bogoliubov 的完全自治 QRPA 模型, 用于 β 衰变的寿命计算^[23]。在非相对论密度泛函框架下, 基于 Skyrme 密度泛函的 QRPA 模型, 也被广泛地用于 β 衰变寿命计算^[24]。此外, 形变自由度也被考虑进来。人们采用形变的 QRPA 模型计算了形变自由度对原子核 β 衰变寿命的影响。例如, 采用真实核子核子相互作用的形变 QRPA 模型^[25]、基于 Skyrme 密度泛函的形变 QRPA 模型^[26-28]、以及基于 Gogny 密度泛函的形变 QRPA 模型^[29]。

虽然 QRPA 模型可以大规模地计算原子核 β 衰变,

但是对于 β 衰变寿命的精确描述仍然十分困难。例如, 基于相对论性和非相对论性 Skyrme 密度泛函, QRPA 模型计算了 $N=50$ 从 ^{22}Ti 到 ^{32}Ge 同中子素链原子核的 β 衰变寿命, 并与实验值进行比较^[24, 30]。研究发现, QRPA 模型计算结果高估了实验测量的寿命值 1~2 个量级。QRPA 模型对衰变寿命描述的误差将对 r -过程模拟带来很大的不确定性。如前所述, 文献^[6]的研究表明, 衰变寿命 2 个量级的差别将对 r -过程丰度分布带来高达 2 个量级的不确定性。因此, 提高 QRPA 模型的 β 衰变寿命描述精度, 改进目前 β 衰变寿命数据库, 对重元素起源等核天体领域研究十分重要。为了降低理论计算的寿命值, 引入了中子质子同位旋标量对关联。该对关联对于基态没有贡献, 因此, 它的对关联强度是一个自由参数。通过调节这一自由参数, 一些原子核的 β 衰变寿命得以下降, 并能够达到与实验相符的水平。然而, 对于原子核 ^{78}Ni , 同位旋标量对关联对其并无影响, 这是因为 ^{78}Ni 是一个双幻原子核。这一结果表明, 除了质子中子同位旋标量对关联, QRPA 模型中还有其他效应未考虑进去, 使得 ^{78}Ni 的寿命高于实验值约 1 个量级。

针对这一问题, 通过在有效核力中考虑张量力, 基于 Skyrme Hartree-Fock+RPA 模型研究了张量力对 ^{132}Sn 、 ^{68}Ni 、 ^{34}Si 和 ^{78}Ni β 衰变寿命的影响^[31]。研究表明, 张量力能够显著地降低 β 衰变寿命, 极大地改进理论计算与实验值的符合。原子核结构研究的难点除了有效核力之外, 还包括对有限量子多体问题的处理方法。RPA 模型作为基于平均场图像, 处理原子核激发的一种近似方法, 没有完全考虑原子核的多体关联效应。因此, 改进 β 衰变寿命描述的另一种思路是改进核模型。在 RPA 模型中, 其组态空间仅考虑了 1 粒子 1 空穴 ($1p$ - $1h$) 激发组态, 因此, 无法描述原子核共振宽度。原子核共振宽度的来源有三种: 朗道宽度、展宽宽度和逃逸宽度。其中, 展宽宽度是共振宽度的主要来源, 它由原子核的 2 粒子 2 空穴 ($2p$ - $2h$) 及更高阶的组态产生。由此可见, 为了描述原子核的共振宽度, 除了考虑 $1p$ - $1h$ 组态外, 还需考虑 $2p$ - $2h$ 组态, 即相当于考虑更多的多体关联效应。一种直接的做法是在模型中包括所有的 $1p$ - $1h$ 和 $2p$ - $2h$ 组态, 该模型叫 second RPA 模型^[32-33]。然而, 该模型的模型空间很大, 对于计算重核较为困难。为了避免这个困难, 一种改进的做法是考虑 $1p$ - $1h$ 和低能量振动态声子的耦合, 等效地考虑重要的 $2p$ - $2h$ 组态, 该模型为包含粒子振动耦合效应的 RPA(RPA+PVC) 模型。基于相对论性协变密度泛函, 实现了自治的 RPA+PVC 模型^[34-35] 以及考虑对关联效应的包含准粒子振动耦合的准粒子无规相位近似(QRPA+QPVC)

模型^[36]。下面我们将重点综述基于非相对论性 Skyrme 密度泛函的 RPA+PVC 模型以及包含对关联的 QRPA+QPVC 模型, 并研究原子核 GT 共振和 β 衰变寿命。

2 RPA+PVC 模型对原子核 GT 共振和 β 衰变寿命的描述

把模型组态空间分为 Q_1 和 Q_2 , 其中, Q_1 为 $1p-1h$ 组态空间, Q_2 为 $1p-1h$ 与声子耦合的组态空间。把哈密顿量 H 投影在子空间 Q_1 上, 得到有效哈密顿量:

$$\mathcal{H}(\omega) = Q_1 H Q_1 + W^\downarrow(\omega) = Q_1 H Q_1 + Q_1 H Q_2 \frac{1}{\omega - Q_2 H Q_2 + i\epsilon} Q_2 H Q_1, \quad (1)$$

其中: 第二项 $W^\downarrow(\omega)$ 为展宽项, 考虑了 $1p-1h$ 与声子耦合的贡献; ω 为激发能量。取 RPA 的本征态 $|n\rangle$ 作为基底, 激发态 $|\nu\rangle$ 用其作展开, 则激发态 $|\nu\rangle$ 的产生算符为

$$\mathcal{O}_\nu^\dagger = \sum_{\omega_n > 0} F_n^{(\nu)} O_n^\dagger - \bar{F}_n^{(\nu)} \bar{O}_n^\dagger, \quad (2)$$

其中: $O_n^\dagger$ 和 $\bar{O}_n^\dagger$ 分别为具有正能量 ω_n 和负能量 $-\omega_n$ 的 RPA 本征态 $|n\rangle$ 和 $|\bar{n}\rangle$ 的产生算符; $F_n^{(\nu)}$ 和 $\bar{F}_n^{(\nu)}$ 为相应的展开系数。有效哈密顿量的本征方程为

$$[\mathcal{H}, \mathcal{O}_\nu^\dagger] = \left(\Omega_\nu - i \frac{\Gamma_\nu}{2} \right) \mathcal{O}_\nu^\dagger. \quad (3)$$

其中: $\Omega_\nu - i \frac{\Gamma_\nu}{2}$ 为本征方程的复本征值, Ω_ν 代表能量, Γ_ν 代表宽度信息。写为矩阵形式, 可得

$$\begin{pmatrix} \mathcal{D} + \mathcal{A}_1(\omega) & \mathcal{A}_2(\omega) \\ -\mathcal{A}_3(\omega) & -\mathcal{D} - \mathcal{A}_4(\omega) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F^{(\nu)} \\ \bar{F}^{(\nu)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Omega_\nu - i \frac{\Gamma_\nu}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F^{(\nu)} \\ \bar{F}^{(\nu)} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

其中: $\mathcal{D}$ 为对角矩阵, 对角矩阵元为 RPA 正的本征值。 $\mathcal{A}_i$ 包含着 $1p-1h$ 与声子态耦合带来的贡献, 写在 RPA 本征态的基底上, 具有如下形式:

$$(\mathcal{A}_1)_{mn} = \sum_{ph, p'h'} W_{ph, p'h'}^\downarrow(\omega) X_{ph}^{(m)} X_{p'h'}^{(n)} + W_{ph, p'h'}^{\downarrow*}(-\omega) Y_{ph}^{(m)} Y_{p'h'}^{(n)}, \quad (5)$$

$$(\mathcal{A}_2)_{mn} = \sum_{ph, p'h'} W_{ph, p'h'}^\downarrow(\omega) X_{ph}^{(m)} Y_{p'h'}^{(n)} + W_{ph, p'h'}^{\downarrow*}(-\omega) Y_{ph}^{(m)} X_{p'h'}^{(n)}, \quad (6)$$

$$(\mathcal{A}_3)_{mn} = \sum_{ph, p'h'} W_{ph, p'h'}^\downarrow(\omega) Y_{ph}^{(m)} X_{p'h'}^{(n)} + W_{ph, p'h'}^{\downarrow*}(-\omega) X_{ph}^{(m)} Y_{p'h'}^{(n)}, \quad (7)$$

$$(\mathcal{A}_4)_{mn} = \sum_{ph, p'h'} W_{ph, p'h'}^\downarrow(\omega) Y_{ph}^{(m)} Y_{p'h'}^{(n)} + W_{ph, p'h'}^{\downarrow*}(-\omega) X_{ph}^{(m)} X_{p'h'}^{(n)}. \quad (8)$$

其中: X, Y 为 RPA 的本征矢, 在粒子空穴基底上的展宽矩阵元 $W_{ph, p'h'}^\downarrow$ 为

$$W_{ph, p'h'}^\downarrow(\omega) = \sum_N \frac{\langle ph|V|N\rangle \langle N|V|p'h'\rangle}{\omega - \omega_N}. \quad (9)$$

若用费曼图表示, 即图 1^[37]。

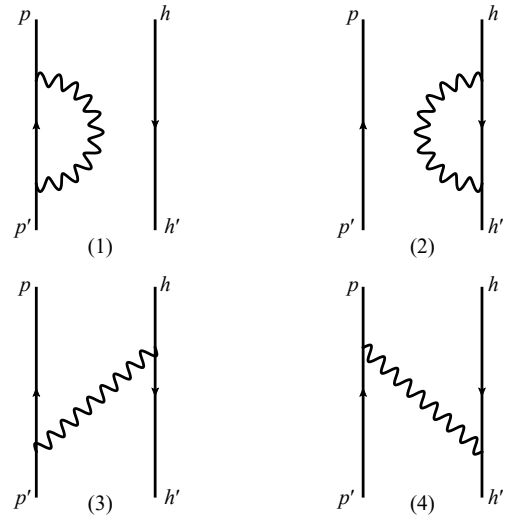


图 1 矩阵元 $W_{ph, p'h'}^\downarrow$ 的费曼图表示, 相应的解析表达式见公式 (10)。图取自文献^[37]

相应的解析表达式为

$$\begin{aligned} W^\downarrow(1) &= \delta_{hh'} \delta_{jpj_{p'}} \sum_{p'', nL} \frac{1}{\omega - (\omega_n + \epsilon_{p''} - \epsilon_h) + i\eta} \frac{\langle p||V||p'', nL\rangle \langle p'||V||p'', nL\rangle}{\hat{j}_p^2}, \\ W^\downarrow(2) &= \delta_{pp'} \delta_{jhj_{h'}} \sum_{h'', nL} \frac{1}{\omega - (\omega_n - \epsilon_{h''} + \epsilon_p) + i\eta} \frac{\langle h||V||h'', nL\rangle \langle h'||V||h'', nL\rangle}{\hat{j}_h^2}, \\ W^\downarrow(3) &= \sum_{nL} \frac{(-)^{j_p - j_{h'} + J + L}}{\omega - (\omega_n + \epsilon_p - \epsilon_{h'}) + i\eta} \begin{Bmatrix} j_p & j_h & J \\ j_{h'} & j_{p'} & L \end{Bmatrix} \langle p'||V||p, nL\rangle \langle h'||V||h, nL\rangle, \\ W^\downarrow(4) &= \sum_{nL} \frac{(-)^{j_{p'} - j_h + J + L}}{\omega - (\omega_n + \epsilon_{p'} - \epsilon_h) + i\eta} \begin{Bmatrix} j_p & j_h & J \\ j_{h'} & j_{p'} & L \end{Bmatrix} \langle p||V||p', nL\rangle \langle h||V||h', nL\rangle. \end{aligned} \quad (10)$$

其中: $\epsilon_p (\epsilon_h)$ 为单粒子 (空穴) 能量; ω_n 为 $|nL\rangle$ 态 RPA 声子能量; j 为单粒子角动量; L 为声子角动量;

J 为激发态角动量。 $\langle p||V||p', nL \rangle$ 和 $\langle h||V||h'', nL \rangle$ 为约化的 PVC 顶角矩阵元^[37]。对角化方程 (4) 可得复本征值 $\Omega_\nu - i\frac{\Gamma_\nu}{2}$ 以及复本征矢 $F^{(\nu)}$, 随后可计算 GT 跃迁强度分布函数

$$S(\omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} R(\omega) \\ = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \sum_{\nu} \langle 0|\hat{O}_{\text{GT}}|\nu \rangle^2 \frac{1}{\omega - \Omega_\nu + i\frac{\Gamma_\nu}{2}}, \quad (11)$$

其中: $\hat{O}_{\text{GT}} = \sum_{i=1}^A \boldsymbol{\sigma}(i) \cdot \boldsymbol{\tau}_-(i)$ 为 GT 跃迁算符。更详细的公式见文献^[37]。

首先, 基于 RPA+PVC 模型研究原子核的 GT 跃迁, 将统一采用 Skyrme 相互作用参数 SkM*^[38]。图 2 给出了原子核 ^{208}Pb 的跃迁强度分布, 分别由 RPA 模型和 RPA+PVC 模型计算给出。实验数据由 (p, n) 反应测得^[39]。RPA 模型仅能给出分立的峰, $E=20.3$ MeV 处的共振峰集中了共振区域所有的跃迁强度。而实验上得到的峰值位置在 $E=19.2$ MeV (相对母核), 并在共振区域给出了将近 4 MeV 的共振宽度。包含粒子振动耦合效应之后, 共振峰的位置下降了 1.1 MeV, 并获得了约 3.6 MeV 的展宽, 与实验值符合得较好。此外, RPA 以及 RPA+PVC 模型在低能量区域 $E \sim 12$ MeV 均给出了激发态, 然而, 实验上并没有观测到该跃迁。RPA 模型能够给出 99.99% 的 Ikeda 求和规则, 即 $B(\text{GT}^-) - B(\text{GT}^+) = 3(N - Z)$, 其中只有 3% 的跃迁强度位于 $E=25$ MeV 之上。而实验上测得的总跃迁强度仅为 60% 的求和规则, 此即著名的压低 (quenching) 现象。考虑粒子振动耦合效应之后, 截至激发能量 $E=60$ MeV, RPA+PVC 给出了 95.6% 的求和规则, 其中 12% 的跃迁强度位于 $E=25$ MeV 之上。与 RPA 模型相比, 能够更好地解释 quenching 现象。然而, 实

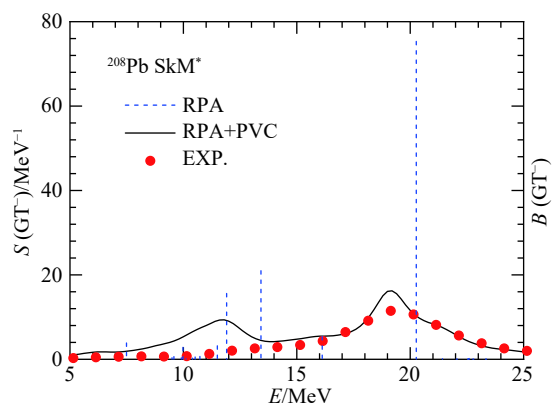


图 2 (在线彩图) 原子核 ^{208}Pb 的跃迁强度分布, 分别由 RPA 模型 ($B(\text{GT}^-)$ /无量纲) 和 RPA+PVC 模型 ($S(\text{GT}^-)/\text{MeV}^{-1}$) 计算给出, 并与实验值^[39]进行比较

验观测到的强度仍然为 RPA+PVC 结果的 68%, 仍有约 30% 的 quenching 无法解释。这可能来源于高能量的 $2p-2h$ 组态、张量力效应^[40]、 Δ 共振态激发^[41] 以及从实验数据提取跃迁强度的不确定性。

RPA+PVC 模型对稳定原子核给出了很好的描述, 接下来, 用它研究不稳定原子核的 GT 跃迁强度分布^[37, 42]。图 3 给出了丰中子原子核 ^{132}Sn 的跃迁强度分布, 分别由 RPA 模型和 RPA+PVC 模型计算给出。实验数据由 (p, n) 反应测得^[43]。RPA 模型给出的分立共振峰位于 $E=15.1$ MeV, 略高于实验测得的峰值位置 $E=14.2$ MeV。包含粒子振动耦合效应之后, 共振峰的位置下降了 1.4 MeV, 并获得了约 3.2 MeV 的展宽, 与实验值相比, 得到了较好的符合。与 ^{208}Pb 类似, 理论计算也在低能量区域 $E \sim 5$ MeV 给出了实验上没有观测到的跃迁。RPA+PVC 移动了约 7% 的跃迁强度到 $E=25$ MeV 之上, 然而, 实验观测到的强度仍然为 RPA+PVC 结果的 57%。

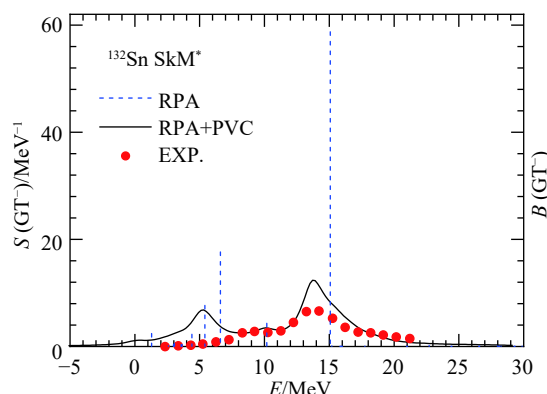


图 3 (在线彩图) 原子核 ^{132}Sn 的跃迁强度分布, 分别由 RPA 模型 ($B(\text{GT}^-)$ /无量纲) 和 RPA+PVC 模型 ($S(\text{GT}^-)/\text{MeV}^{-1}$) 计算给出, 并与实验值^[43]进行比较

图 4 给出了不稳定原子核 ^{56}Ni 的跃迁强度分布, 分别由 RPA 模型和 RPA+PVC 模型计算给出。实验数据仍由 (p, n) 反应测得^[44], 由于前面提到的 quenching 效应, 图中把实验测得的跃迁强度乘以 3 倍与理论结果进行比较。RPA 模型在 $E=20.3$ MeV 处得到了单一的共振峰, 而实验上则观测到了具有明显劈裂的双峰结构, 每个峰的宽度约为 2 MeV。RPA+PVC 模型则可以重现实验上的双峰结构, 两个峰的宽度分别为 1.5 和 1.0 MeV, 不过, 两个峰值的相对强度与实验仍存在差别。

RPA+PVC 模型对稳定原子核与不稳定原子核的 GT 跃迁给出了成功的描述, 接下来, 将它应用到 β 衰变寿命的研究^[45]。图 5 给出了原子核 ^{132}Sn 、 ^{68}Ni 、 ^{34}Si 和 ^{78}Ni 的 β 衰变寿命。RPA 模型和 RPA+PVC 模型计算的结果与实验值进行了比较。RPA 模型对四个

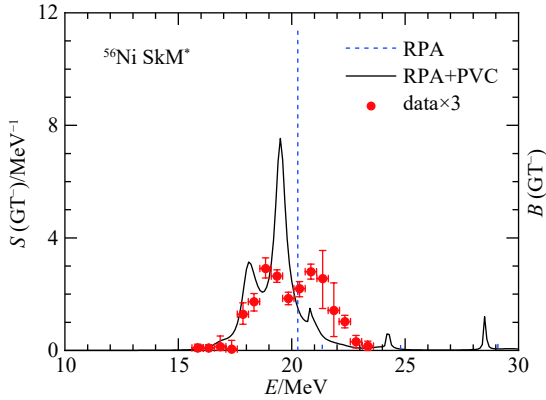


图 4 (在线彩图) 原子核 ^{56}Ni 的跃迁强度分布, 分别由 RPA 模型 ($B(\text{GT}^-)$ /无量纲) 和 RPA+PVC 模型 ($S(\text{GT}^-)/\text{MeV}^{-1}$) 计算给出, 并与实验值^[44]进行比较。图取自文献^[37]

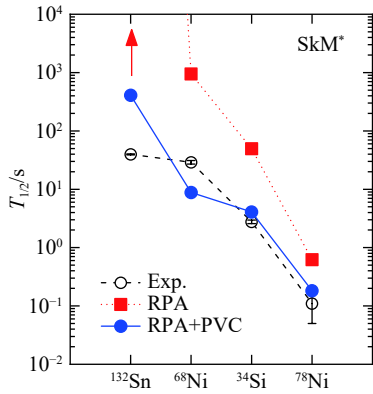


图 5 (在线彩图) 原子核 ^{132}Sn 、 ^{68}Ni 、 ^{34}Si 和 ^{78}Ni 的 β 衰变寿命, 分别由 RPA 模型和 RPA+PVC 模型计算给出, 并与实验值^[46]进行比较。图取自文献^[45]

原子核的 β 衰变寿命普遍高估, 对于 ^{132}Sn , 甚至给出了无穷长的寿命, 即 RPA 预言它为稳定原子核。考虑粒子振动耦合效应后, 寿命普遍减短, 极大地改进了与实验的符合。这是由于在考虑粒子振动耦合效应后, GT 跃迁的能量降低, 相应的, 相空间因子急剧增大, 从而导致了寿命的减小。

3 QRPA+QPVC 模型对原子核 GT 共振和 β 衰变寿命的描述

RPA+PVC 模型仅限于幻数原子核的研究, 为了描述开壳原子核, 需要考虑对关联效应, 因此, 进一步发展了 QRPA+QPVC 模型^[47]。基于 Skyrme Hartree-Fock Bogoliubov(HFB) 模型, 得到准粒子的能量和波函数。为了计算简便, 进一步将准粒子基转换为正则基, 在正则基上进行 QRPA+QPVC 计算。采用零程的密度依赖表面对力描述对关联, 包括同位旋矢量对关联 $V_{T=1}$ 和同位旋标量对关联 $V_{T=0}$ 。对力的具体形式如下:

$$V_{T=1}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = V_0 \frac{1 - P_\sigma}{2} \left(1 - \frac{\rho(\mathbf{r})}{\rho_0} \right) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (12)$$

$$V_{T=0}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = f V_0 \frac{1 + P_\sigma}{2} \left(1 - \frac{\rho(\mathbf{r})}{\rho_0} \right) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (13)$$

其中: $\mathbf{r} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$; $\rho(\mathbf{r})$ 为核子密度分布; $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$; P_σ 是自旋交换算符。同位旋矢量对关联强度 V_0 可以通过对能隙确定, 而同位旋标量对关联强度还无法直接确定, 因此, 在 V_0 前面乘以系数 f 来衡量和同位旋矢量对关联强度的相对大小。

QRPA+QPVC 方程与 RPA+PVC 方程形式一样, 其中, 展宽矩阵元 $W_{ab a' b'}^{\downarrow J}$ 的表达式为

$$\begin{aligned} W_{1ab, a' b'}^{\downarrow J} &= \delta_{bb'} \delta_{ja j_{a'}} \frac{1}{j_a^2} \times \\ &\sum_{a'', nL} \frac{\langle a || V || a'', nL \rangle \langle a' || V || a'', nL \rangle}{E - [\omega_{nL} + E_{a''} + E_b \pm (\lambda_n - \lambda_p)] + i\Delta}, \\ W_{2ab, a' b'}^{\downarrow J} &= \delta_{aa'} \delta_{jb j_{b'}} \frac{1}{j_b^2} \times \\ &\sum_{b'', nL} \frac{\langle b || V || b'', nL \rangle \langle b' || V || b'', nL \rangle}{E - [\omega_{nL} + E_{b''} + E_a \pm (\lambda_n - \lambda_p)] + i\Delta}, \\ W_{3ab, a' b'}^{\downarrow J} &= (-)^{j_a + j_b + J} \left\{ \begin{matrix} j_a & j_b & J \\ j_{b'} & j_{a'} & L \end{matrix} \right\} \times \\ &\sum_{nL} \frac{\langle a' || V || a, nL \rangle \langle b || V || b', nL \rangle}{E - [\omega_{nL} + E_a + E_{b'} \pm (\lambda_n - \lambda_p)] + i\Delta}, \\ W_{4ab, a' b'}^{\downarrow J} &= (-)^{j_{a'} + j_{b'} + J} \left\{ \begin{matrix} j_{a'} & j_{b'} & J \\ j_b & j_a & L \end{matrix} \right\} \times \\ &\sum_{nL} \frac{\langle a || V || a', nL \rangle \langle b' || V || b, nL \rangle}{E - [\omega_{nL} + E_{a'} + E_b \pm (\lambda_n - \lambda_p)] + i\Delta}, \end{aligned} \quad (14)$$

不同的是, 粒子空穴组态变为了两准粒子组态 ab , 因此, E_a 是 BCS 准粒子能量, 而 λ_n 和 λ_p 是中子和质子的化学势。 ω_{nL} 仍是 $|nL\rangle$ 态声子的能量, j 为准粒子角动量, L 为声子角动量, J 为激发态角动量。 $\langle a || V || a', nL \rangle$ 为约化的 QPVC 顶角矩阵元^[47], Δ 是避免发散引入的小量。更详细的公式见文献^[47]。

图 6(a) 给出了原子核 ^{120}Sn 的 GT 跃迁强度分布, 分别由 QRPA 模型和 QRPA+QPVC 模型计算给出, 并与实验值进行比较^[48]。文献^[48] 给出了 (p, n) 反应零度的微分散射截面 $\sigma(0^\circ)$ 以及单位截面 $\hat{\sigma} = (2.78 \pm 0.16) \text{ mb/sr}$, 则根据公式 $\sigma(0^\circ) = \hat{\sigma} F(q, \omega) B(\text{GT})$ 可提取出跃迁强度 $B(\text{GT})$, 其中假设了动能修正因子 $F(q, \omega) \simeq 1$ 。包含 QPVC 效应之后, GT 共振强度分布获得了约 5.3 MeV 的展宽, 较好地重现了实验的跃迁强度分布; 在低能量区域, 改进了 QRPA 模型对实验跃

迁强度分布的描述, 然而, 仍高估了实验值。相应地, 将跃迁强度的跑动求和画在图6(b)。至 $E=25$ MeV, QRPA 模型给出的 GT 跃迁强度接近 100% 的求和规则; 考虑 QPVC 效应后, 10% 求和规则的跃迁强度移到了 $E=25$ MeV 以上, 然而, 仍高估了实验值。在 $E=25$ MeV, 实验给出的跃迁强度约为 QRPA+QPVC 模型的 75%。这与 RPA+PVC 结果类似。

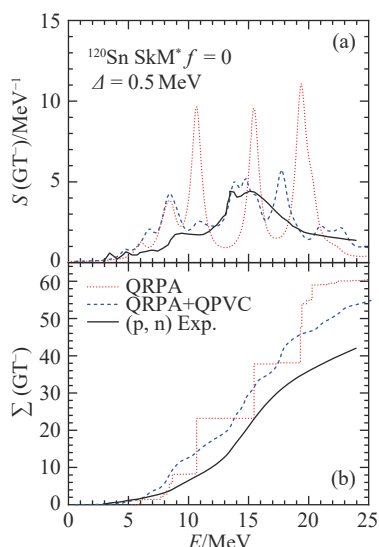


图6 (在线彩图) 原子核 ^{120}Sn 的 GT 跃迁强度分布 (a) 和跃迁强度的跑动求和 (b), 分别由 QRPA 模型和 QRPA+QPVC 模型计算给出, 并与实验值 [48] 进行比较

图7展示了 QRPA 模型和 QRPA+QPVC 模型计算的 Ni 同位素链的 β 衰变寿命。其中, 在 QRPA 模型中, 同位旋标量对关联强度的取值为 $f=1.0$, 在 QRPA+QPVC 模型中, 同位旋标量对关联强度的取值为

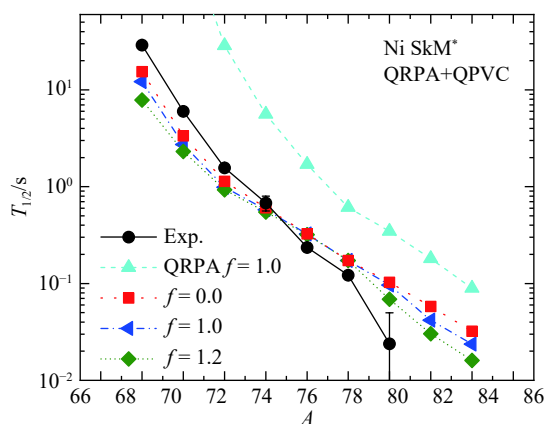


图7 (在线彩图) Ni 同位素链的 β 衰变寿命, 分别由同位旋标量对关联强度 $f=1.0$ 的 QRPA 模型, 以及同位旋标量对关联强度 $f=0$, $f=1.0$, $f=1.2$ 的 QRPA+QPVC 模型计算给出, 并与实验值 [46] 进行比较。图取自文献 [47]

$f=0, 1.0, 1.2$ 。与实验值相比, QRPA 模型给出的寿命远高于实验值。考虑 QPVC 效应后, 寿命得到系统的降低, 达到与实验值相符的水平。通过取不同的同位旋标量对关联强度, 可以看到 Ni 同位素链的 β 衰变寿命对同位旋标量对关联不敏感, 尤其是在 $N=50$ 之前。因此, 对于 Ni 同位素链, 主要是 QPVC 效应降低了 β 衰变寿命, 从而改进了与实验值的符合。

图8展示了 QRPA 模型和 QRPA+QPVC 模型计算的 Sn 同位素链的 β 衰变寿命。其中, 在 QRPA 模型中, 同位旋标量对关联强度的取值为 $f=1.0$ 和 1.4 ; 在 QRPA+QPVC 模型中, 同位旋标量对关联强度的取值为 $f=1.4$ 。对于 Sn 同位素链, β 衰变寿命对同位旋标量对关联十分敏感, 在 QRPA 计算结果中, 当对关联强度 f 从 1.0 到 1.4 时, 衰变寿命有了大幅下降, 然而, 仍高估实验值。当进一步考虑 QPVC 效应后, 衰变寿命进一步下降, 最终达到与实验相符的水平。因此, 与 Ni 同位素链不同, 对于 Sn 同位素链, 同位旋标量对关联和 QPVC 效应一起有效地降低了 β 衰变寿命。原因是同位旋标量对关联对于闭壳之后的原子核影响大, 而对于闭壳之前的原子核影响小。图7考虑的 Ni 同位素链, 大部分位于 $N=50$ 闭壳之前, 而图8考虑的 Sn 同位素链, 大部分位于 $N=82$ 闭壳之后。

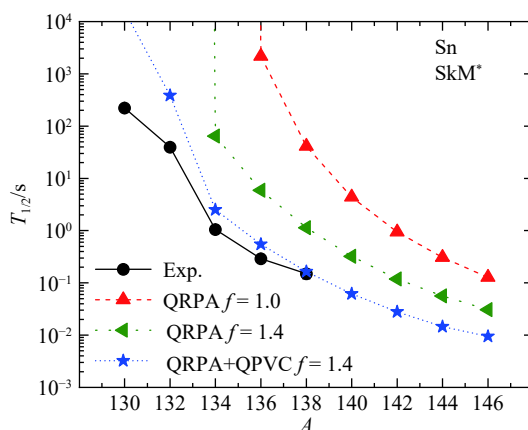


图8 (在线彩图) Sn 同位素链的 β 衰变寿命, 分别由同位旋标量对关联强度 $f=1.0$, $f=1.4$ 的 QRPA 模型, 以及同位旋标量对关联强度 $f=1.4$ 的 QRPA+QPVC 模型计算给出, 并与实验值 [46] 进行比较。图取自文献 [47]

4 QRPA+QPVC 模型对原子核 β^+ /电子俘获的研究

QRPA+QPVC 模型成功地描述了原子核的 GT 跃迁和丰中子原子核的 β 衰变寿命, 下面将该模型进一步用于缺中子原子核的 β^+ /电子俘获研究, 并给出初步计算结果。

在缺中子原子核中,考虑了正电子发射和轨道电子俘获两种过程。在允许跃迁近似下,计算寿命考虑了 T^+ 方向原子核的费米跃迁和 Gamow-Teller 跃迁。图 9 给出了由 QRPA 和 QRPA+QPVC 模型计算的缺中子 Sn 同位素链 β^+ /电子俘获寿命值,并与实验值^[46]进行比较。在基态 HFB 的计算中,采用了与丰中子 Sn 同位素相同的同位旋矢量对关联强度,原子核 ^{102}Sn 和 ^{104}Sn 的对能隙为 0.63 和 0.82 MeV,低于由实验结合能通过三点公式给出的对能隙: 1.30 和 1.47 MeV。采用的同位旋标量对关联强度与同位旋矢量对关联强度相同,即 $f=1.0$ 。QRPA 模型高估了 β^+ /电子俘获寿命约一个量级,考虑 QPVC 效应后,三个原子核的寿命普遍得到降低,相比 QRPA 模型有显著改进,不过仍高于实验值。若要进一步改进与实验的符合程度,可以通过选取更为合适的对关联强度来调节。图 10 进一步研究了同位旋标量对关联对 ^{104}Sn β^+ /电子俘获寿命的影响。

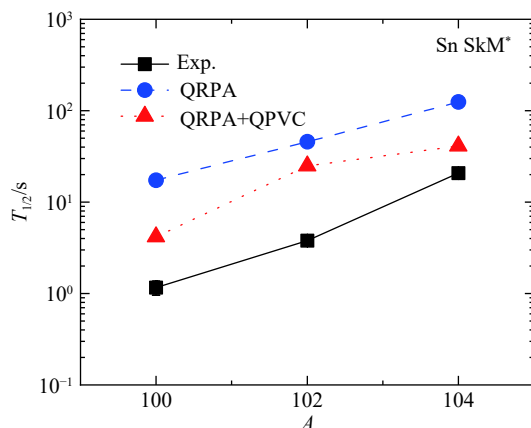


图 9 (在线彩图)Sn 同位素链的 β^+ /电子俘获寿命,分别由 QRPA 和 QRPA+QPVC 模型计算给出,并与实验值^[46]进行比较(模型计算中同位旋标量对关联强度 $f=1.0$)

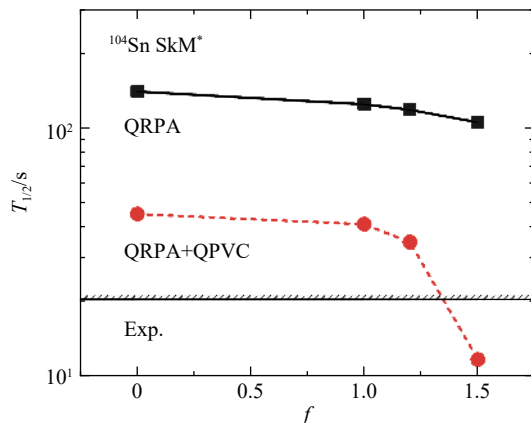


图 10 (在线彩图) ^{104}Sn 的 β^+ /电子俘获寿命随着同位旋标量对关联强度 f 的变化,分别由 QRPA 和 QRPA+QPVC 模型计算给出

QRPA 和 QRPA+QPVC 的计算结果显示,随着同位旋标量对关联强度的增加,寿命降低。相比于 QRPA 模型,QRPA+QPVC 模型给出的寿命随 f 降低更快。在 $f=1.5$,QRPA+QPVC 的结果发生数值不稳定性,导致寿命塌缩式下降,这一现象在 QRPA 模型的计算中也有发现^[30]。

以上是 QRPA+QPVC 模型研究原子核 β^+ /电子俘获的初步结果。进一步,可以通过调节对关联强度研究同位旋矢量对关联、同位旋标量对关联以及 QPVC 效应对 β^+ /电子俘获寿命的协同影响。

5 总结和展望

快中子俘获过程是宇宙中合成重元素的主要机制之一,而 β 衰变寿命决定着快中子俘获过程的时标。实验上能够测得的快过程路径原子核的性质还十分有限,因此,理论研究十分重要。原子核 β 衰变的主导核跃迁是 GT 跃迁,因此,精确描述 β 衰变寿命的关键在于精确描述 GT 跃迁。RPA 模型被广泛地应用于原子核的 GT 跃迁和 β 衰变寿命的研究。然而,由于该模型仅考虑了一粒子一空穴激发,无法描述共振宽度,并且还会高估 β 衰变寿命。针对这些问题,在模型组态空间进一步考虑了更复杂的一粒子一空穴和声子的耦合组态,即 RPA+PVC 模型。应用该模型研究了稳定原子核和不稳定原子核的 GT 跃迁,发现粒子振动耦合效应可以得到共振宽度,并部分解释 GT 跃迁强度的压低(quenching)现象。应用该模型研究了闭壳原子核的 β 衰变寿命,发现粒子振动耦合效应能够显著降低 β 衰变寿命,改善与实验值的符合。为了描述超流原子核,进一步考虑了对关联效应,发展了 QRPA+QPVC 模型,研究了粒子振动耦合效应和同位旋标量对关联对 GT 共振、丰中子原子核 β 衰变寿命和缺中子原子核 β^+ /电子俘获寿命的影响。采用同一组 Skyrme 相互作用参数,RPA+PVC 或 QRPA+QPVC 模型能够同时对 GT 共振和 β 衰变寿命给出很好的描述。

RPA+PVC 或 QRPA+QPVC 模型目前在描述原子核的 GT 共振和 β 衰变寿命方面取得了成功,然而,这些模型有更广阔的应用前景。目前国内正在规划或建设各种大型核物理实验装置,包括中国科学院近代物理研究所的强流重离子加速器装置(HIAF)、原子能科学研究院和北京大学联合提出的北京在线同位素分离丰中子束流装置(北京-ISOL)、锦屏深地实验室(CJPL)、上海应用物理研究所激光电子 γ 射线源(SLEGS)等,这些装置的建设将对核物理和核天体物理等领域的重大

前沿科学问题研究产生深远影响。在这些大科学装置建设的背景下, 应将该理论进一步发展和应用, 服务于即将在它们上面开展的核物理实验及科学目标。这里将探讨以下几方面可能的发展方向: (1) 发展用于非电荷交换激发模式研究的 QRPA+QPVC 模型, 结合 SLEGS 装置的实验需求, 研究原子核的巨共振性质、低能量奇特激发模式、激发态的 γ 衰变等, 并探讨其对天体环境中中子俘获率的影响, 更好地理解诸如重元素起源等重大核天体物理问题; (2) 发展用于研究无中微子双 β 衰变的 QRPA+QPVC 模型, 开展无中微子双 β 衰变候选核的核矩阵元研究, 为将在 CJPL 开展的无中微子双 β 衰变探测提供可靠的跃迁矩阵元, 从而有助于对中微子性质和轻子数守恒等基本问题的理解; (3) 目前已有的 QRPA+QPVC 模型通常基于 Skyrme 密度泛函或协变密度泛函的 Hartree 近似, 近年来, 相对论 Hartree-Fock 理论取得了长足进展和很大成功, 因此, 可发展基于相对论 Hartree-Fock 理论的 RPA+PVC 方法, 在相对论理论框架下研究张量力和粒子振动耦合效应的影响。

参考文献:

- [1] HASELTIN E. *Discover*, 2002, 23: 37.
- [2] QIAN Y Z. *Prog Part Nucl Phys*, 2003, 50: 153.
- [3] ARCAVI I, HOSSEINZADEH G, HOWELL D, et al. *Nature*, 2017, 551: 64.
- [4] GOLDSTEIN A, VERES P, BURNS E, et al. *Astroph J Lett*, 2017, 848: L14.
- [5] ARNOULD M, GORIELY S, TAKAHASHI K. *Phys Rep*, 2007, 450: 97.
- [6] MUMPOWER M R, SURMAN R, MCLAUGHLIN G C, et al. *Prog Part Nucl Phys*, 2016, 86: 86.
- [7] HOSMER P T, SCHATZ H, APRAHAMIAN A, et al. *Phys Rev Lett*, 2005, 94: 112501.
- [8] XU Z Y, NISHIMURA S, LORUSSO G, et al. *Phys Rev Lett*, 2014, 113: 032505.
- [9] MADURGA M, SURMAN R, BORZOV I N, et al. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 112501.
- [10] NISHIMURA S, LI Z, WATANABE H, et al. *Phys Rev Lett*, 2011, 106: 052502.
- [11] LORUSSO G, NISHIMURA S, XU Z Y, et al. *Phys Rev Lett*, 2015, 114: 192501.
- [12] WU J, NISHIMURA S, LORUSSO G, et al. *Phys Rev Lett*, 2017, 118: 072701.
- [13] MORALES A I, BENZONI G, GOTTARDO A, et al. *Phys Rev C*, 2014, 89: 014324.
- [14] CABALLERO-FOLCH R, DOMINGO-PARDO C, AGRAMUNT J, et al. *Phys Rev Lett*, 2016, 117: 012501.
- [15] OSTERFELD F. *Rev Mod Phys*, 1992, 64: 491.
- [16] BARRETT B R, NAVÁTIL P, VARY J P. *Prog Part Nucl Phys*, 2013, 69: 131.
- [17] LANGANKE K, KOLBE E, DEAN D. *Phys Rev C*, 2001, 63: 032801.
- [18] SUZUKI T, YOSHIDA T, KAJINO T, et al. *Phys Rev C*, 2012, 85: 015802.
- [19] ZHI Q, CAURIER E, CUENCA-GARCIA J J, et al. *Phys Rev C*, 2013, 87: 025803.
- [20] MÖLLER P, NIX J R, KRATZ K L. *Atom Data Nucl Data Tables*, 1997, 66: 131.
- [21] MÖLLER P, PFEIFFER B, KRATZ K. *Phys Rev C*, 2003, 67: 055802.
- [22] MARKETIN T, HUTHER L, MARTÍNEZ-PINEDO G. *Phys Rev C*, 2016, 93: 025805.
- [23] NIU Z M, NIU Y F, LIANG H Z, et al. *Phys Lett B*, 2013, 723: 172.
- [24] ENGEL J, BENDER M, DOBACZEWSKI J, et al. *Phys Rev C*, 1999, 60: 014302.
- [25] NI D D, REN Z Z. *Phys Rev C*, 2014, 89: 064320.
- [26] SARRIGUREN P. *Phys Rev C*, 2017, 95: 014304.
- [27] YOSHIDA K. *Prog Theor Exp Phys*, 2013, 113: D02.
- [28] MUSTONEN M T, ENGEL J. *Phys Rev C*, 2016, 93: 014304.
- [29] MARTINI M, PÉRU S, GORIELY S. *Phys Rev C*, 2014, 89: 044306.
- [30] NIKŠIĆ T, MARKETIN T, VRETENAR D, et al. *Phys Rev C*, 2005, 71: 014308.
- [31] MINATO F, BAI C L. *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 122501.
- [32] DROŽDŽ S, NISHIZAKI S, SPETH J, et al. *Phys Rep*, 1990, 197: 1.
- [33] GAMBACURTA D, GRASSO M, CATARA F. *Phys Rev C*, 2011, 84: 034301.
- [34] LITVINOVA E, BROWN B A, FANG D L, et al. *Phys Lett B*, 2014, 730: 307.
- [35] ROBIN C, LITVINOVA E. *Phys Rev C*, 2018, 98: 051301.
- [36] ROBIN C, LITVINOVA E. *Eur Phys J A*, 2016, 52: 205.
- [37] NIU Y F, COLÒ G, BRENNA M, et al. *Phys Rev C*, 2012, 85: 034314.
- [38] BARTEL J, QUENTIN P, BRACK M, et al. *Nucl Phys A*, 1982, 386: 79.
- [39] WAKASA T, OKAMOTO M, DOZONO M, et al. *Phys Rev C*, 2012, 85: 064606.
- [40] BAI C L, SAGAWA H, ZHANG H Q, et al. *Phys Lett B*, 2009, 675: 28.
- [41] BROWN B A, WILDENTHAL B H. *Nucl Phys A*, 1987, 474: 290.
- [42] NIU Y F, COLÒ G, VIGEZZI E. *Phys Rev C*, 2014, 90: 054328.
- [43] YASUDA J, SASANO M, ZEGERS R G T, et al. *Phys Rev Lett*, 2018, 121: 132501.
- [44] SASANO M, PERDIKAKIS G, ZEGERS R G T, et al. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 202501.
- [45] NIU Y F, NIU Z M, COLÒ G, et al. *Phys Rev Lett*, 2015, 114: 142501.
- [46] AUDI G, KONDEV F G, WANG M, et al. *Chin Phys C*, 2017, 41: 030001.
- [47] NIU Y F, NIU Z M, COLÒ, et al. *Phys Lett B*, 2018, 780: 325.
- [48] SASANO M, SAKAI H, YAKO K, et al. *Phys Rev C*, 2009, 79: 024602.

Beyond Mean-field Description of Nuclear Gamow-Teller Resonance and β -decay Half-lives

NIU Yifei¹⁾

(School of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

Abstract: Nuclear β decay is one of the key nuclear processes that determine how the heavy elements from Fe to U in the universe were made. The dominant nuclear process in β -decay is the Gamow-Teller(GT) transition, so the key point for nuclear β -decay study is to describe nuclear GT transition accurately. One of the most widely used nuclear model is random phase approximation (RPA). However, since it only includes one-particle one-hole excitation configurations, this model cannot describe spreading width of GT resonance, and tends to overestimate the β -decay half-lives. To overcome these difficulties, based on Skyrme density functional, the random phase approximation with particle vibration coupling (RPA+PVC) model was developed. Compared to RPA model, it further includes the one-particle one-hole coupled with phonons in its configuration space, which includes many-body correlations beyond mean field approximation. To extend the study to open shell nuclei, the quasiparticle random phase approximation with quasiparticle vibration coupling model (QRPA+QPVC), which includes pairing correlations, was developed. Based on the above models, the GT excitation, β decay, β^+ /EC of magic nuclei and superfluid nuclei were studied. It is found that with the same Skyrme interaction SkM*, the experimental GT width and transition strength profile were well reproduced, the quenching phenomenon was partly explained, and the description of β -decay half-lives were improved at the same time. The recent progress of this study is reviewed, and in the meantime the perspectives for future developments are given.

Key words: Gamow-Teller resonance; β -decay; spreading width; random phase approximation; particle vibration coupling

Received date: 23 Jan. 2020; **Revised date:** 12 May 2020

Foundation item: Fundamental Research Funds For The Central Universities (lzujbky-2019-11)

1) E-mail: niuyf@lzu.edu.cn.