利用不稳定原子核的衰变研究核物质对称能的性质

万牛, 许昌*

南京大学物理学院, 南京 210093

* 联系人, E-mail: cxu@nju.edu.cn

2019-07-16 收稿, 2019-09-05 修回, 2019-09-05 接受, 2019-11-08 网络版发表

国家自然科学基金(11822503, 11575082, 11535004, 11375086)、国际科技创新合作重点专项(2016YFE0129300)和中央高校基本科研业务费专项(南京大学)资助

摘要 对称能可表征核物质中质子和中子的同位旋不对称效应, 在核物理和天体物理方面都具有非常重要的作用, 例如会对原子核的质量、奇特原子核的结构与性质、重离子核反应的物理机制、中子星的结构与成分和冷却过程等产生重要影响. 目前人们对核物质对称能关于密度的依赖行为了解得还不够清楚, 尤其是在高于饱和密度区域, 对称能的性质还存在很大的不确定性. 研究表明, 除了二阶对称能, 四阶对称能也会对中子星的冷却过程产生重要影响, 也会影响到中子星壳的内侧边缘的具体位置等, 进而影响到中子星的结构性质. 利用Hugenholtz-van Hove(HVH)基本定理, 对称能的性质可以直接与核子单粒子势联系起来. 不稳定原子核的衰变可以用于提取核子单粒子势的相关性质, 也可以用于研究核物质对称能的密度依赖行为.

关键词 对称能, 原子核衰变, 双折叠模型, 结合能, 液滴模型

在核物理中, 人们目前关注较多的课题之一是不对称核物质的状态方程, 特别是对称能关于密度的依赖行为. 核物质对称能表征的是核物质中质子和中子的同位旋不对称效应, 不仅在核物理的许多方面起着至关重要的作用^[1~7], 也会对天体物理的许多现象产生重大影响^[8~13]. 在核物理方面, 描述原子核质量的液滴模型直接有对称能项, 因此对称能对原子核的质量非常重要; 在远离稳定线, 靠近滴线附近的原子核中, 由于核内的中子数与质子数相差很大, 这类原子核具有相对较大的同位旋不对称度, 对称能会对这类原子核的结构与性质产生很大影响; 在重离子核反应中, 由于涉及原子核的同位旋扩散效应, 即在弹核和靶核的同位旋不对称度区别较大的核反应中, 反应产物的同位旋不对称度有趋向平衡的效应, 对称能对重离子核反应机制的准确描述也具有重要作用. 在天体物理方面, 由于中子星的同位旋不对称效应一般都非常大, 对称

能对中子星的结构和成分会产生很大影响, 对中子星质量和半径的确定也具有重要作用, 同时还与中子星的冷却过程密切相关. 除了上述二阶对称能的重要作用外, 四阶对称能也会对中子星的相关过程产生影响^[14~18]. 四阶对称能会影响到 β 型中子星中的质子占比, 也会影响到直接乌尔卡(Urca)过程的临界密度, 对中子星的冷却过程产生影响. 四阶对称能还会对中子星壳的内侧边缘在中子星中的具体位置、壳与中子星核心过渡区域的转变密度和压强产生影响, 从而影响到中子星的结构. 由于核物质对称能对核物理和天体物理都具有非常重要的作用, 对核物质对称能性质的研究具有非常重要的意义.

1 原子核衰变的背景介绍

通常人们将1896年Becquerel^[19]发现不稳定原子核的天然放射性看作核物理学的开端. 天然放射性是指

引用格式: 万牛, 许昌. 利用不稳定原子核的衰变研究核物质对称能的性质. 科学通报, 2020, 65: 594–609

Wan N, Xu C. Properties of the nuclear symmetry energy studied by the radioactivity of unstable nuclei (in Chinese). Chin Sci Bull, 2020, 65: 594–609, doi: 10.1360/TB-2019-0297

在自然界天然存在的由不稳定原子核自发放射出射线的现象. 根据射线成分在磁场中的偏转方向, 可以将射线分为带正电的 α 射线(氦原子核)、带负电的 β 射线(电子流)和不带电的 γ 射线(电磁波). 1909年, Rutherford与他的学生Geiger和Marsden^[20]在使用 α 粒子轰击铂箔的散射实验中得到了 α 粒子的大角度散射结果. 经过两年的理论研究和数据分析, 他们^[21]于1911年提出了著名的原子的核式模型, 即原子中带正电的部分集中在原子中心很小的区域内, 被称为原子核, 电子围绕在原子核外运动. 1919年, Rutherford^[22]又用 α 粒子轰击氮原子, 发现了质子. 1932年, Chadwick通过重复居里夫妇(F. Joliot-Curie和I. Joliot-Curie)的 α 粒子轰击铍靶的实验, 提出发现了一种中性的、与质子质量相近的新粒子, 后来称之为中子. 之后Heisenberg提出原子核是由质子和中子组成的, 它们统称为核子.

在20世纪初, 人们对天然 α 放射性做了大量的实验研究, 测量了许多发射出的 α 粒子的能量和半衰期, 发现 α 衰变的衰变能和衰变常量之间存在一定的相互依赖关系. 1911年, Geiger和Nuttall^[23]将其总结为经验性的Geiger-Nuttall定律: $\lambda = aR^{57.5}$. 式中, λ 为衰变常量, 与半衰期之间的关系为 $T_{1/2} = \ln 2 / \lambda$; R 为 α 粒子在空气中的射程, 与 α 粒子的能量相关; a 是一个比例系数, 对同一天然放射系是一常量. 后来, 人们积累了更多更为精确的实验材料, 发现衰变常量不仅和衰变能有关, 而且和原子核的原子序数有关. 通常, 人们将原子核衰变的半衰期和衰变能的关系^[24,25]表示为 $\log T_{1/2} = AE^{-1/2} + B$. 式中, E 是 α 粒子的能量; A 和 B 是与原子序数有关的参数, 对同一放射系是常数.

为了解释半衰期与衰变能之间强烈的依赖关系, 人们开始关注 α 衰变的微观机制. 假设 α 粒子已经存在于原子核内, 并主要受到短程吸引的核力相互作用和长程排斥的库仑相互作用. 在这两种相互作用力的共同作用下, α 粒子在低于库仑势垒的原子核内部高速运动着. α 粒子受到近似平衡力的作用, 具有的能量低于库仑势垒的高度. 从经典力学的角度出发, 如果能量低于库仑势垒, α 粒子不可能越过势垒从原子核内发射出来. 但是Gamow^[26]与Gurney和Condon^[27]在1928年利用当时新建立的量子力学理论分别独立地给出了 α 衰变的理论解释. 不同于经典力学, 在量子力学理论中, 能量低于库仑势垒的 α 粒子有一定的概率穿透势垒发射到原子核外, 此现象被称为“量子隧道效应(quantum tunnelling effect)”. 运用量子力学, Gamow等人^[26,27]不

仅成功导出了Geiger-Nuttall经验公式, 也清楚解释了 α 衰变的机制, 即一种量子隧道效应. 虽然Gamow等人^[26,27]忽略了 α 粒子在原子核内部的形成过程, 但是这种量子隧道效应的描述成功地解释了 α 衰变现象, 而且理论计算的 α 衰变寿命也与实验数据符合得很好. 对 α 衰变现象的成功解释证明了量子力学理论的正确性, 这也是量子力学第一次非常重要的理论验证和实际应用.

在Gamow等人^[26,27]利用量子力学解释了 α 衰变的物理机制后, 人们陆续提出了许多模型来研究和解释原子核的衰变现象, 例如推广的液滴模型和有效液滴模型^[28,29]、在壳模型单粒子模型空间基础上加入结团态模型空间的混合模型^[30,31]、关于原子核共振态的Breit-Wigner理论^[32,33]、关于核反应和核衰变的R-Matrix理论^[34]、关于核反应的Feshbach理论^[35]等. 在后3种理论中, 结团和剩余子核构成的两体衰变系统的空间部分分成“内部区域(inner region)”和“外部区域(outer region)”. 在“外部区域”只有库仑相互作用起主要作用, 衰变的微观过程也被描述为衰变前母核到衰变后子核间初态到末态的跃迁过程, 跃迁过程中粒子的行为均由相应的波函数来描述. 但是由于核子-核子间的相互作用非常复杂, 纯粹微观地描述原子核这样的多体系统是非常困难的, 对多体波函数的求解也具有非常大的挑战. 为了简化对原子核衰变现象的描述, 人们往往基于Gamow等人^[26,27]的结团假设模型, 将原子核这样一个由大量核子组成的多体系统简化成结团与剩余子核组成的两体系统. 在简化的一维两体系统的描述下, 结团和剩余子核间总的相互作用势 $V(R)$ 可以写成核势、库仑势、离心势之和:

$$V(R) = V_N(R) + V_C(R) + V_l(R). \quad (1)$$

原子核的衰变也分成了两个部分: 一是结团在衰变母核表面形成; 二是已经形成的结团穿透库仑势垒放射到原子核外面.

在量子力学理论中, 虽然 α 粒子的能量 Q 低于库仑势垒, 但是其仍然有一定的概率穿透势垒发射到原子核外. 为了描述结团和剩余子核间的核力相互作用势, 人们提出了许多不同模型, 包括Buck等人^[36]的cosh型核势和混合的伍兹-萨克森(Woods-Saxon)型核势的唯象模型, Seif^[37]基于SLy4有效相互作用发展的哈密顿量能量密度方法(Hamiltonian energy-density approach), Denisov和Khudenko^[38]提出的描述 α 衰变和 α 俘获的统

一模型(unified model for α decay and α capture, UMADAC), Santhosh等人^[39]发展的库仑势和亲近势模型(Coulomb and proximity potential model, CPPM), 也包括基于M3Y核子-核子相互作用势^[40~42]的微观双折叠模型的密度依赖的核势以及考虑原子核形变的密度依赖的双折叠核势结团模型(density-dependent cluster model, DDCM)^[43~45]. 在得到衰变能和结团与剩余子核间的总的相互作用势后, 运用著名的Wentzel-Kramers-Brillouin(WKB)近似^[46~48], 结团穿透势垒发射到原子核外的概率可以表示为

$$P = \exp \left[-2 \int_{R_2}^{R_3} \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} [V(R) - Q]} dR \right]. \quad (2)$$

虽然在简化的结团和剩余子核的两体系统的描述下, 原子核的衰变理论已经简单并且清晰了很多, 结团穿透库仑势垒的部分也可以描述得非常准确, 但是人们对结团在衰变母核表面的形成过程仍然不是很清楚. 由于量子多体系统的复杂性, 目前还不能直接完全求解结团的预形成概率. 通常人们将求得的原子核的半衰期与实验数据进行对比, 拟合得到结团的预形成概率. 最近几年, 预形成因子微观计算方面的工作有了一些新的进展. 运用四重波函数方法(quartetting wave function approach)^[49~51], 人们微观计算了由典型双幻数剩余子核²⁰⁸Pb和 α 结团构成的衰变母核²¹²Po中的 α 结团的预形成概率, 为研究清楚结团在衰变母核中的形成机制和进一步完善原子核的衰变模型提供了参考.

在自然界中, 能够发生 α 衰变的原子核有很多, 为原子核物理的研究与发展提供了大量的实验数据. 随着研究的深入, 人们从理论上预测某些原子核不但可以自发地放射出 α 粒子, 而且还可以自发地放射出质子^[52]或者比 α 粒子重的结团(重离子结团)^[53], 比如¹⁴C, ²⁰O等. 1970年, 人们第一次通过实验观测到原子核直接放射出质子的现象. 此次质子放射性现象是利用35 MeV的质子轰击⁵⁴Fe, 生成⁵³Co的同质异能态^{53m}Co. 该核素是一个质子直接发射体, 在放出一个能量为1.59 MeV的质子后衰变到⁵²Fe的基态, 这一方式的半衰期为17 s. 1982年, 第一次通过实验观测到基态核的质子放射性. 衰变母核¹⁵¹Lu是一个十分缺中子的原子核, 是利用重离子束⁵⁸Ni 轰击⁹⁶Ru靶生成的. 衰变母核¹⁵¹Lu放出质子的能量为1.23 MeV, 半衰期约为0.1 s. 随着实验技术的发展, 人们后来又观察到了20多个具有质子放射性的原子核. 能够发生质子放射性的原子

核通常都更加靠近质子滴线, 即理论计算的能够存在的原子核核素图的边界线. 因为这类原子核最后一个质子的结合能有可能为负值, 原子核的稳定性远低于结合能为正值的原子核, 它们有可能自发地发射出质子. 因此, 质子放射性对研究质子滴线附近的原子核的结构信息具有非常重要的作用.

在发现原子核天然放射性后的几十年中, 人们只知道 α 衰变、 β 衰变、 γ 衰变和质子放射性. 在1980年前后, Poenaru等人^[53]基于数值超非对称裂变模型(numerical supersymmetric fission model, NSAFM)预言了比 α 粒子重的结团放射性的存在. 虽然从理论上已经预言了某些原子核可能发生重离子结团放射性, 但是并没有收集到相关的实验数据. 这是因为, 首先, 在原子核内形成重离子结团的概率要远小于形成 α 粒子的概率; 其次, 能发生重离子结团放射性的原子核一般都具有 α 粒子放射性, 重离子结团穿透库仑势垒的概率也比 α 粒子的穿透概率小得多, 重离子结团放射性不容易发生. 但随着粒子甄别技术的发展, 人们在1984年利用半导体探测器粒子鉴别技术, 第一次观察到了²²³Ra的碳离子放射性^[54]: $^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{209}\text{Ra} + ^{14}\text{C}$. 随后此实验也被其他课题组所证实. 此后, 重离子放射性在实验和理论方面的研究工作开始多起来. 质子放射性和重离子放射性的物理机制与 α 衰变类似, 都可以理解为由于库仑势垒的阻挡而产生的量子隧穿效应, 也可以利用量子力学计算出穿透势垒的概率, 相应的原子核也具有一定的半衰期.

2 核物质对称能的研究进展

2.1 有限核研究对称能的性质

原子核由质子和中子组成, 但组成原子核的所有核子的总质量总是大于原子核的质量. 这是因为, 自由的核子在核力作用下相互吸引而结合成原子核时会放出一部分能量, 称之为原子核的结合能. 为了描述原子核的结合能, Weizsäcker^[55]在1935年提出了著名的液滴模型(liquid-drop model, LDM). 在此模型中, 原子核被看成带电的球形液滴, 原子核的结合能可以表示成体积分能、表面能、库仑能、对称能和对能之和. 这是第一次提出对称能的概念. 在研究原子核的质量时发现, 稳定的原子核在轻核区域主要集中在 $N=Z$ 线附近, 原子核内中子和质子接近对称相处, 例如原子核⁴He, ⁶Li, ¹²C等; 但随着质子数(或中子数)的增加, 稳定原子核内

质子和中子的分布偏离 $N=Z$ 线,核内的中子数越来越多于质子数,例如原子核 ^{208}Pb 等.基于此现象,Weizsäcker^[55],Bethe和Bacher^[56]提出了对称能修正项来表征原子核的同位旋不对称性.可以认为,随着质子数的增加,原子核内的库仑排斥相互作用增强,需要更多的中子提供核力吸引相互作用来维持原子核的稳定,造成稳定原子核内质子数与中子数不同,对称能出现.对称能是一种量子效应,根据泡利不相容原理,在原子核内的质子、中子对称相处时,能填充的单粒子能级更低,因此质子、中子对称相处有利于原子核的稳定.但在非轻核区域,由于原子核内的中子多于质子,会出现对称能,原子核结合能减小,原子核的稳定性降低.

在Weizsäcker-Bethe液滴模型公式提出后,人们继续发展了其他模型来研究原子核的质量和结合能^[57-59].1966年,Myers和Swiatecki^[57]在Weizsäcker-Bethe液滴模型的基础上提出了一个修正的结合能公式.在公式中,考虑到原子核的有限大小效应,即原子核的表面弥散效应,对称能被分为体对称能和表面对称能两部分.除了利用宏观公式直接拟合原子核结合能的实验数据外,也可以结合微观计算来研究原子核的结合能,得到对称能的信息,例如引入光滑赝势的Duflo-Zuker(DZ)质量模型^[60],使用Skrym力的Hartree-Fock-Bogoliubov

(SHFB)质量模型^[61],有限程液滴模型(finite-range droplet model, FRDM)^[62]和微观计算原子核壳修正能的Weizsäcker-Skyrme(WS)质量模型^[63,64]等.

2.2 无限大核物质中的对称能

除了利用原子核的质量和结合能拟合结合能公式外,人们在核物质对称能的微观计算方面也做了许多努力.在知道原子核的基本组成成分为质子和中子后,人们就一直致力于从基本核子-核子相互作用势出发来微观计算原子核的性质.但是由于原子核多体系统的微观计算异常复杂,人们便假想了一种由质子和中子构成的均匀、各向同性、忽略系统内的库仑相互作用的无限大理想量子多体系统——无限大核物质.这种核物质具有无限大的核子数目、无限大的体积和有限大小的核子数密度.当核物质中的质子数密度和中子数密度相等($\rho_p=\rho_n$)时,这样的核物质被称为同位旋对称核物质,简称对称核物质;当核物质中的质子数密度和中子数密度不相等($\rho_p\neq\rho_n$)时,被称为同位旋不对称核物质,简称不对称核物质.核物质状态方程是指核物质中的平均每核子能量或者压强随状态参量的变化关系.如图1所示,核物质状态方程不仅对核物理的许多方面有着重要影响,比如原子核的质量、原子核中

图1 (网络版彩色)核物质对称能在核物理与天体物理的不同方向 and 不同层次影响的示意图. 取自文献[3]

Figure 1 (Color online) The multifaceted effects of the symmetry energy in both nuclear physics and astrophysics. This figure is taken from Ref. [3]

子皮的厚度、重离子核反应的物理机制、远离 β 稳定线的原子核的结构和性质以及中子滴线的具体位置等,也对天体物理的许多现象起着至关重要的作用,比如中子星的结构与成分、质子中子星的冷却机制、中子星的壳弛豫、融合双星的物理过程、大质量恒星在超新星爆发前的核素的合成、脉冲星的自转突变等.虽然对称核物质的状态方程已经研究得比较清楚,但是人们对不对称核物质状态方程的认识还非常有限.

对于不对称核物质,人们通常用不对称度 $\alpha=(\rho_n-\rho_p)/(\rho_n+\rho_p)$ 来表征核物质的同位旋不对称性.理论计算表明,不对称核物质中的平均每核子能量 $E(\rho,\alpha)$ 可以由下列经验性的抛物线近似给出:

$$E(\rho,\alpha)=E(\rho,\alpha=0)+E_{\text{sym},2}(\rho)\alpha^2+O(\alpha^4). \quad (3)$$

式中, $E(\rho,\alpha=0)$ 表示对称核物质中的平均每核子能量; $E_{\text{sym},2}(\rho)$ 表示不对称核物质中的对称能,一般简写为 $E_{\text{sym}}(\rho)$.由于核物质中质子、中子的交换对称性,即核力的电荷对称性,式(3)中不存在 α 的奇数次幂项; α 的高阶项 $O(\alpha^4)$ 在密度较小、不对称度较小的情况下可以忽略.运用抛物线近似,对称能可以近似地表示为纯中子物质中的平均每核子能量与对称核物质中的平均每核子能量之差:

$$E_{\text{sym}}(\rho) \approx E(\rho,\alpha=1)-E(\rho,\alpha=0). \quad (4)$$

可以看出,对称能 $E_{\text{sym}}(\rho)$ 是用来衡量在给定密度 ρ 下将对称核物质中的所有质子转换成中子所需要的能量.从图S1中给出的结果^[2,65,66]也可以看出,在核物质密度比较小的情况下,抛物线近似是一个较好的近似关系.

虽然高阶对称能的值在一般情况下很小,在许多研究中都忽略了,但是需要指出的是,在高密和高度不对称的核物质中,例如天体物理中的中子星等,高阶对称能的影响就会体现出来,尤其是第一个高阶对称能——四阶对称能 $E_{\text{sym},4}(\rho)$ ^[14-18].在Skyrme-Hartree-Fock (SHF)方法下运用延伸的Skyrme有效核子-核子相互作用势,发现高阶对称能对 β 型中子星中的质子分数比有着非常明显的影响,还会影响到直接乌尔卡过程中的临界密度,对中子星的冷却过程产生影响.此外,高阶对称能还会对中子星的壳内侧边缘的具体位置、壳与中子星核心过渡区域的转变密度和压强产生影响.因此,对核物质对称能的高阶项进行研究具有重要的物理意义.需要指出的是,本研究在平均场近似下进行;在考虑核子间的关联效应时四阶对称能的值比较大^[67],其对天体物理中的相关现象可能会产生更加明

显的影响.考虑了四阶对称能后,式(3)可以表示为 $E(\rho,\alpha)=E(\rho,\alpha=0)+E_{\text{sym},2}(\rho)\alpha^2+E_{\text{sym},4}(\rho)\alpha^4+O(\alpha^6)$.更进一步,在核物质饱和密度 ρ_0 附近,核物质的对称能可以按照密度参数 $\chi=(\rho-\rho_0)/3\rho_0$ 展开:

$$E_{\text{sym},2}(\rho)=E_{\text{sym},2}(\rho_0)+L_2\chi+K_{\text{sym},2}\chi^2+O(\chi^3), \quad (5)$$

$$E_{\text{sym},4}(\rho)=E_{\text{sym},4}(\rho_0)+L_4\chi+K_{\text{sym},4}\chi^2+O(\chi^3). \quad (6)$$

式中, $E_{\text{sym},2}(\rho_0)$ 是二阶对称能在饱和密度处的值,已经被很好地约束在30 MeV左右; L 和 K_{sym} 分别是相应对称能在饱和密度 ρ_0 处的斜率和曲率系数,表征对称能在饱和密度附近的密度依赖行为,同时也包含高密和低密核物质对称能的密度依赖信息.由于二阶对称能的值 $E_{\text{sym},2}(\rho_0)$ 已经被约束得很好,所以对称能的密度依赖性主要由斜率 L 和曲率系数 K_{sym} 决定,尤其是斜率的值.

2.3 核物质对称能的研究现状

通过拟合原子核质量的实验数据,对称能在饱和密度 ρ_0 处的值已经被约束得比较好,大致在 $S_0=E_{\text{sym}}(\rho_0)=27\sim 34$ MeV.由式(5)和(6)可知,核物质对称能的密度依赖性主要由其在饱和密度处的斜率 $L(\rho_0)$ 和曲率系数 $K_{\text{sym}}(\rho_0)$ 决定.但是由于这两个物理量还存在很大的不确定性,尤其是在饱和密度处的斜率 $L(\rho_0)$ 的不确定性,核物质对称能的密度依赖性还存在很大争议.目前,不同模型和方法都具有相似的特点:计算得到的对称能在饱和密度处的值比较一致,都在30 MeV左右;在低于饱和密度区域,各种模型和方法计算的对称能的密度依赖性符合得也比较好;但在高于饱和密度区域,不同模型和方法计算得到的对称能的密度依赖性区别非常大,即使是在同一种模型下,利用不同的相互作用势参数计算得到的对称能的密度依赖行为也有非常大的区别.这主要是由饱和密度处的核物质对称能的斜率 $L(\rho_0)$ 和曲率系数 $K_{\text{sym}}(\rho_0)$ 的不确定性导致的,同时也缺乏高密区域的实验数据对对称能的密度依赖性进行约束和验证.虽然人们已经做了很多的工作和努力,但是核物质对称能在高于饱和密度区域的密度依赖行为仍然存在很大的不确定性.利用不同模型和方法计算得到的核物质对称能 $E_{\text{sym}}(\rho)$ 关于密度的依赖行为^[4,68-70]见图S2.

2.4 核物质对称能的研究方法

利用原子核质量的实验数据可以得到核物质对称能在饱和密度处的值,后来人们也尝试从基本的核子-

核子相互作用势出发来微观计算对称能的性质. 在19世纪60年代Brueckner等人^[71]做出关于量子多体系统的开创性工作后, 人们陆续提出了许多不同的物理近似和数值技巧来处理同位旋不对称核物质这样的核多体问题. 这些方法主要可以分成两大类: 一是微观多体方法, 二是有效势方法^[2].

在微观多体方法中, 核子间的相互作用势是通过拟合核子-核子散射的相移和氦核性质的实验数据得到的裸的核子-核子相互作用势, 例如非相对论的BHF (Brueckner-Hartree-Fock)方法^[72~74]、自洽的格林函数SCGF(self-consistent Green's function)方法^[75~77]、变分多体VMB(variational multibody)方法^[78,79]和相对论性的DBHF(Dirac Brueckner-Hartree-Fock)方法^[80~86]等. 非相对论的BHF方法是非相对论的Brueckner-Bethe-Goldstone(BBG)理论下的一种平均场模型. BBG理论以利用G-Matrix将基态能量展开为关联的结团为基础, 其中G-Matrix对介质效应下的有效核子-核子相互作用势和重整化短程核排斥作用有重要作用. 在SCGF方法中所有的粒子态和空穴态都是同等对待的, 而在BHF方法中只包含了在费米面上的粒子态, 这样处理是为了在SCGF方法中满足热力学自洽性. 例如, 根据Hugenholtz-van Hove(HVH)定理^[87], 核子的费米能(或化学势)在饱和密度处等于平均每核子结合能, 这样处理可以保证满足HVH定理. 在VMB方法中, 哈密顿量的本征值通常是在希尔伯特子空间下利用变分原理得到的最小值. 先从不考虑核子间相互作用的波函数 ϕ 出发, 利用一个试探多体波函数 $\psi=F\phi$ 去最小化能量本征值, 直至得到的能量本征值收敛. 这3种方法都是基于非相对论的理论框架, 而相对论性的DBHF方法是在非相对论的BHF方法基础上的相对论延伸, 以介子和核子组成的有效量子场理论为基础. 核子-核子相互作用势是用核力的介子交换模型描述的, 其中单粒子的运动由介子狄拉克方程决定. 相对论性的DBHF方法可以同时描述好平均每核子结合能和对称核物质的饱和性质, 而前3种非相对论方法在同时描述这两个物理量时并没有相对论性的DBHF方法描述得好. 在不同的核子-核子相互作用势下, 使用不同的微观理论方法计算得到的对称核物质的饱和点性质见图S3. 可以看出, 相对论性的DBHF方法计算得到的结果和经验结果符合得比较好.

在有效势方法中, 通常使用有效核子-核子相互作用势代替真实的核子-核子相互作用势, 包括密度泛函理论(density functional theory, DFT)或者手征微扰场论

(chiral perturbation theory, ChPT)^[88~90]、RMF^[91,92]、相对论的和非相对论的Hartree-Fock方法^[93,94]、托马斯-费米近似(Thomas-Fermi approximation)^[95,96]和一些基于特殊的能量密度泛函理论的唯一势模型^[97~100]等. 这些模型都可以非常准确地给出有限核或者在饱和密度附近的核物质的性质, 但是它们在描述核物质状态方程的整体性质时差异性非常大.

在研究核物质状态方程的许多模型中, 都需要用实验数据对模型进行约束, 因此对称能的性质也与许多实验可观测量紧密联系起来. 例如, 在重离子碰撞实验过程中, 不同的实验阶段会涉及不同密度的核物质状态. 因此, 在模拟重离子碰撞实验的输运模型中, 核物质的状态方程是一个非常重要的物理量. 利用中能重离子核反应中的同位旋扩散效应, 即相互作用势中的对称相互作用势有使同位旋不平衡的系统达到同位旋平衡的效应. 运用依赖于同位旋和动量的输运模型, 核物质对称能在低密区域的密度依赖行为被近似约束为 $E_{\text{sym}}(\rho) \approx 31.6(\rho/\rho_0)^{\gamma}$, 指数被约束在 $\gamma=0.69 \sim 1.05$ ^[101~105]. 在中能重离子核反应 $^{112,124}\text{Sn} + ^{112,124}\text{Sn}$ 中, 预平衡过程中的中子、质子横向发射比 $R_{n/p}(E_{\text{c.m.}}) = [dY_n(E_{\text{c.m.}})/dE_{\text{c.m.}}]/[dY_p(E_{\text{c.m.}})/dE_{\text{c.m.}}]$ 对核物质对称能在低密区域的密度依赖性非常敏感, 因此横向发射比 $R_{n/p}(E_{\text{c.m.}})$ 可以作为约束核物质状态方程的很好的可观测量. 另外, 球形核中球心的同位旋矢量巨偶极共振(giant dipole resonance, GDR)的值与核物质状态方程在低密 $\rho=0.1 \text{ fm}^{-3}$ 附近的值紧密相连^[106,107]. 实验上通过对双幻核 ^{208}Pb 巨偶极共振值的测量, 将对称能在 $\rho=0.1 \text{ fm}^{-3}$ 附近的值约束在23.3~24.9 MeV, 为约束对称能在整个低密区域的密度依赖行为提供了有力支撑. 除了低密区域外, K介子的产生被认为是约束核物质状态方程在高密区域的敏感探针^[108,109]. 这是因为, 一方面, K介子主要产生于碰撞早期的高密度区域, 而且在之后的反应中几乎不再被吸收; 另一方面, K^0 介子的夸克成分为 $d\bar{s}$, 而 K^+ 介子的夸克成分为 $u\bar{s}$, 因此 K^0/K^+ 的产额比提供了一个潜在的对称能在高密区域性质的探针. 后来 Σ 介子产额比 Σ^-/Σ^+ 也被提出用来约束核物质对称能在高密区域的密度依赖行为^[110]. 此外, 原子核中子皮的厚度也与核物质状态方程密切相关, 尤其是与对称能在饱和密度处的斜率值 $L(\rho_0)$ 有着直接的线性依赖关系^[111]. 图2是在标准的Skyrme-Hartree-Fock(SHF)模型下, 使用21套Skyrme有效核子-核子相互作用的参数计算得到的双幻核 ^{208}Pb 中的中子皮厚度 S 与对称能在

图2 (网络版彩色)在Skyrme-Hartree-Fock(SHF)模型下,使用21套Skyrme有效核子-核子相互作用的参数计算得到的双幻核 ^{208}Pb 中的中子皮厚度 S 与对称能在饱和密度处的斜率值 $L(\rho_0)$ (a)、曲率系数 $K_{\text{sym}}(\rho_0)$ (b)和对称能值 $E_{\text{sym}}(\rho_0)$ (c)之间的依赖关系,取自文献[111]

Figure 2 (Color online) Dependence of the slope parameter $L(\rho_0)$ (a), the curvature parameter $K_{\text{sym}}(\rho_0)$ (b), and the symmetry energy value $E_{\text{sym}}(\rho_0)$ (c) on the neutron skin thickness in the double-magic nucleus ^{208}Pb calculated within the Skyrme-Hartree-Fock (SHF) under 21 Skyrme parameter sets of effective NN interaction. This figure is taken from Ref. [111]

饱和密度处的斜率值 $L(\rho_0)$ 、曲率系数 $K_{\text{sym}}(\rho_0)$ 和对称能值 $E_{\text{sym}}(\rho_0)$ 之间的依赖关系。可以看出,双幻核 ^{208}Pb 中的中子皮厚度 S 与对称能在饱和密度处的性质密切相关,特别是与其斜率值 $L(\rho_0)$ 存在相当好的线性依赖关系。因此,原子核的中子皮厚度也被作为一个很好的探针来约束核物质状态方程。许多测量原子核中子皮的相关实验也已经开展或者测量结束^[112~117]。利用前面提到的HVV定理,对称能在饱和密度处的值及其斜率值被解析地证明可以由核子的单粒子势直接约束,且核子的单粒子势中的同位旋标量项和同位旋矢量项提供最主要的贡献^[118~123]。核子全局光学势可以直接从核子-原子核散射数据、质子和中子电荷交换反应数据以及原子核束缚态的单粒子能级提取出来,因此核物质状态方程也可以直接从这些散射数据中提取出来。除此之外,许多其他的物理可观测量也被提出用来约束核物质状态方程,比如原子核的矮共振(pygmy resonance)^[124,125]、同位旋标量参数 α ^[126]以及同位旋相似态的原子核的结合能^[127]等。

3 对称能与核衰变的关系

通过前面的介绍我们知道,人们使用了许多方法来研究核物质对称能的性质,包括与原子核质量公式相关的宏观方法,也包括使用有效的或者真实的核子-核子相互作用从微观角度计算的方法,还包括使用可观测量的实验数据约束对称能性质的方法等。在微观方面,利用HVV定理人们解析地证明了对称能及其斜

率可以由核子全局光学势决定,且主要与光学势中的同位旋标量项和同位旋矢量项密切相关。因此,研究对称能密度依赖行为的目标就转化成提取核子单粒子势的相关性质。而核子单粒子势相关信息的获取相对要简单很多,可以利用核子-原子核散射数据、质子和中子电荷交换反应数据以及原子核束缚态的单粒子能级等直接提取出来。这里主要介绍利用不稳定原子核的衰变来提取核子单粒子势中的同位旋标量部分和同位旋矢量部分的相关信息,从而进一步约束对称能的密度依赖行为。

3.1 对称能与核子单粒子势的关系

在推导对称能与核子单粒子势的关系时,需要用到HVV定理^[87]。HVV定理是描述在绝对零温下系统的费米能 E_F 、平均每核子能量 E 和系统压强 P 之间关系的基本定理。对于一个能量密度为 $\xi=\rho E$ 的系统,对应的广义的HVV定理可以表示为

$$E_F = \frac{d\xi}{d\rho} = \frac{d(\rho E)}{d\rho} = E + \rho \frac{dE}{d\rho} = E + \frac{P}{\rho}. \quad (7)$$

上式是已经被严格证明对任何自束缚无限大费米系统都成立的关系。因此在能量密度为 $\xi(\rho, \delta)=\rho E(\rho, \delta)$ 的核物质中,对 neutrons 和 protons 分别有以下关系:

$$t(k_F^n) + U_n(\rho, \delta, k_F^n) = \frac{\partial \xi}{\partial \rho_n}, \quad (8)$$

$$t(k_F^p) + U_p(\rho, \delta, k_F^p) = \frac{\partial \xi}{\partial \rho_p}. \quad (9)$$

式中, 参数 δ 即核物质的同位旋不对称度 α , $t(k) = \hbar^2 k^2 / 2m$ 是费米动能, $k_F^{n/p}$ 和 $U_{n/p}$ 分别是中子、质子的费米动量和单粒子势能. 中子和质子的费米动量与系统的费米动量 k_F 之间的关系分别为 $k_F^n = k_F(1+\delta)^{1/3}$ 和 $k_F^p = k_F(1-\delta)^{1/3}$. 核子的单粒子势 $U_\tau(\rho, \delta, k)$ 可以按照同位旋不对称度 δ 展开:

$$\begin{aligned} U_\tau(\rho, \delta, k) &= U_0(\rho, k) + \sum_{i=1,2,\dots} U_{\text{sym},i}(\rho, k)(\tau\delta)^i \\ &= U_0(\rho, k) + U_{\text{sym},1}(\rho, k)(\tau\delta) + U_{\text{sym},2}(\rho, k)(\tau\delta)^2 + \dots \quad (10) \end{aligned}$$

式中, 参数 τ 对中子取值为1, 对质子取值为-1; $U_0(\rho, k)$ 为单粒子势的同位旋标量项; $U_{\text{sym},1}(\rho, k)(\tau\delta)$ 为单粒子势的同位旋矢量项. 将式(8)和(9)相减, 并将动能和势能都在系统的费米动量 k_F 附近作展开, 可以得到不同阶的对称能的表达式, 例如二阶对称能和四阶对称能的表达式为

$$\begin{aligned} E_{\text{sym},2}(\rho) &= \frac{1}{6} \frac{\partial[t(k) + U_0(\rho, k)]}{\partial k} \bigg|_{k_F} k_F \\ &\quad + \frac{1}{2} U_{\text{sym},1}(\rho, k_F), \quad (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_{\text{sym},4}(\rho) &= \frac{5}{324} \frac{\partial[t(k) + U_0(\rho, k)]}{\partial k} \bigg|_{k_F} k_F - \frac{1}{108} \frac{\partial^2[t(k) + U_0(\rho, k)]}{\partial k^2} \bigg|_{k_F} k_F^2 + \frac{1}{648} \frac{\partial^3[t(k) + U_0(\rho, k)]}{\partial k^3} \bigg|_{k_F} k_F^3 \\ &\quad - \frac{1}{36} \frac{\partial U_{\text{sym},1}(\rho, k)}{\partial k} \bigg|_{k_F} k_F + \frac{1}{72} \frac{\partial^2 U_{\text{sym},1}(\rho, k)}{\partial k^2} \bigg|_{k_F} k_F^2 + \frac{1}{12} \frac{\partial U_{\text{sym},2}(\rho, k)}{\partial k} \bigg|_{k_F} k_F + \frac{1}{4} U_{\text{sym},3}(\rho, k_F). \quad (12) \end{aligned}$$

类似地, 将式(8)和(9)相加, 并将动能和势能都在系统的费米动量 k_F 附近作展开, 也可以得到不同阶的对称能斜率的表达式, 例如二阶对称能和四阶对称能的斜率的表达式分别为

$$L_2(\rho) = \frac{1}{6} \frac{\partial[t(k) + U_0(\rho, k)]}{\partial k} \bigg|_{k_F} k_F + \frac{1}{6} \frac{\partial^2[t(k) + U_0(\rho, k)]}{\partial k^2} \bigg|_{k_F} k_F^2 + \frac{3}{2} U_{\text{sym},1}(\rho, k_F) + \frac{\partial U_{\text{sym},1}(\rho, k)}{\partial k} \bigg|_{k_F} k_F + 3 U_{\text{sym},2}(\rho, k_F), \quad (13)$$

$$\begin{aligned} L_4(\rho) &= \frac{5}{324} \frac{\partial[t(k) + U_0(\rho, k)]}{\partial k} \bigg|_{k_F} k_F - \frac{1}{324} \frac{\partial^2[t(k) + U_0(\rho, k)]}{\partial k^2} \bigg|_{k_F} k_F^2 - \frac{1}{216} \frac{\partial^3[t(k) + U_0(\rho, k)]}{\partial k^3} \bigg|_{k_F} k_F^3 \\ &\quad - \frac{7}{108} \frac{\partial U_{\text{sym},1}(\rho, k)}{\partial k} \bigg|_{k_F} k_F + \frac{1}{72} \frac{\partial^2 U_{\text{sym},1}(\rho, k)}{\partial k^2} \bigg|_{k_F} k_F^2 + \frac{1}{54} \frac{\partial^3 U_{\text{sym},1}(\rho, k)}{\partial k^3} \bigg|_{k_F} k_F^3 + \frac{5}{12} \frac{\partial U_{\text{sym},2}(\rho, k)}{\partial k} \bigg|_{k_F} k_F \\ &\quad + \frac{1}{6} \frac{\partial^2 U_{\text{sym},2}(\rho, k)}{\partial k^2} \bigg|_{k_F} k_F^2 + \frac{\partial U_{\text{sym},3}(\rho, k)}{\partial k} \bigg|_{k_F} k_F + \frac{9}{4} U_{\text{sym},3}(\rho, k_F) + 3 U_{\text{sym},4}(\rho, k_F). \quad (14) \end{aligned}$$

从式(11)~(14)可以看出, 二阶对称能和四阶对称能以及它们的斜率都完全用核子单粒子势表示出来. 因此, 如果研究清楚了核子的单粒子势, 对称能的密度依赖行为就可以得到很好的描述.

3.2 核子单粒子势与核衰变的关系

前面的介绍中提到了用来研究不稳定原子核衰变的密度依赖的结团模型(density-dependent cluster model, DDCM). 在这个模型中, 结团与剩余子核之间的核力相互作用势和库仑相互作用势由双折叠模型给出:

$$V_N(R) = \lambda \iint d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \rho_1(\vec{r}_1) \rho_2(\vec{r}_2) g_{00}(s, E), \quad (15)$$

$$V_C(R) = \iint d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \rho_{1p}(\vec{r}_1) \frac{e^2}{s} \rho_{2p}(\vec{r}_2). \quad (16)$$

式中, $\rho_1(r_1)$ 和 $\rho_2(r_2)$ 分别表示结团与剩余子核的总的密度分布, $\rho_{1p}(r_1)$ 和 $\rho_{2p}(r_2)$ 分别表示结团与剩余子核的质子密度分布, 参数 λ 表示核势的强度. 对于重离子结团来说, $\lambda=0.55$ 一般直接取自核反应模型^[42-44], 而对 α 衰变和质子放射性来说, λ 一般由Bohr-Sommerfeld量子化条件(Bohr-Sommerfeld quantization condition)决定^[38]. $g_{00}(s, E)$ 表示微观的M3Y型核子-核子相互作用势, 它的

具体表达式^[42-44]为

$$g_{00}(s, E) = 7999 \frac{e^{-4s}}{4s} - 2134 \frac{e^{-2.5s}}{2.5s} - 276 \left(1 - 0.005 \frac{E}{A_1} \right) \delta(s), \quad (17)$$

式中与 $\delta(s)$ 有关的部分是核子-核子相互作用势中的交换项部分, 剩余的部分是直接项部分. 式中的参数 E 和 A_1 分别表示结团的能量和质量数, 参数 $s = \mathbf{R} + \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ 表示结团中的核子与剩余子核中的核子间的距离. 知道了结团与剩余核子之间的总的相互作用势后, 结合WKB近似和两势近似方法^[44], 就可以计算相应原子核的衰变寿命.

从核衰变的数据可以知道, 发生 α 衰变、质子放射性和重离子结团放射性的大部分原子核都处在中等质量区、重核区域和超重核区域. 这类原子核内的中子数都要比质子数多, 也存在同位旋不对称效应. 在有限核中, 通常引入一个与同位旋不对称度 δ 有关的物理量——中子皮, 来表征核内中子分布与质子分布的区别. 原子核的中子皮厚度通常被定义为中子均方根半径与质子均方根半径之差: $\Delta r_{np} = r_n - r_p$. 式中 r_n 和 r_p 分别为中子和质子的均方根半径, 根据相应的密度分布可以求得. 但是由于中子的电中性特点, 针对原子核中子密度分布的直接实验测量一直难以实现. 通常运用式(18)来计算原子核中的中子皮厚度^[116,117]:

$$r_{np} = ((0.90 \pm 0.147)\delta + (-0.034 \pm 0.023)) \text{ fm}. \quad (18)$$

上式是通过拟合26个从反质子原子中推算出来的中子皮厚度的值得到的, 与最新的实验测量的双幻核 ^{208}Pb 中子皮的厚度 $\Delta r_{np}(^{208}\text{Pb}) = (0.15 \pm 0.03_{-0.03}^{+0.01}) \text{ fm}$ 相吻合^[115]. 在前面介绍的研究不稳定原子核放射性的密度依赖的结团模型中, 结团与剩余子核间的核力相互作用 $V_N(R)$ 只是核力相互作用中的同位旋标量部分, 对应于核子单粒子势的同位旋标量部分 $U_0(\rho, k)$. 考虑原子核内的中子皮效应, 即剩余子核的同位旋不对称效应后, 结团与剩余子核之间将会产生对应于单粒子同位旋矢量部分 $U_{\text{sym},1}(\rho, k)$ 的对称相互作用势 $V_{\text{sym}}(R)$ ^[120]:

$$V_{\text{sym}}(R) = \lambda' \iint d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 (\rho_{1n} - \rho_{1p})(\rho_{2n} - \rho_{2p}) g_{01}(s, E), \quad (19)$$

式中, 参数 λ' 表示对称相互作用势的强度, $g_{01}(s, E)$ 表示同位旋依赖的M3Y核子-核子相互作用势^[42-44]:

$$g_{01}(s, E) = -4886 \frac{e^{-4s}}{4s} + 1176 \frac{e^{-2.5s}}{2.5s} + 228 \left(1 - 0.005 \frac{E}{A_1} \right) \delta(s). \quad (20)$$

利用计算 $V_N(R)$ 和 $V_{\text{sym}}(R)$ 的M3Y核子-核子相互作用势 $g_{00}(s, E)$ 和 $g_{01}(s, E)$, 也可以得到核子单粒子势的 $U_0(\rho, k)$ 和 $U_{\text{sym},1}(\rho, k)$ 的表达式^[120]: $U_0(\rho, E) = \lambda \int d\mathbf{r} g_{00}(s, E) \rho = \lambda (-421.66 + 1.38E) \rho \text{ MeV}$, $U_{\text{sym},1}(\rho, E) = \lambda' \int d\mathbf{r} g_{01}(s, E) \rho = \lambda' (214.43 - 1.14E) \rho \text{ MeV}$. 由此, 核子单粒子势与原子核衰变的相关性质联系起来, 并将核物质对称能的性质与原子核衰变直接联系起来. 图3给出了用不稳定原子核的放射性来约束对称能相关性质的流程图. 根据推导的式(11)~(14)可知, 只要得到核子单粒子势的同位旋标量部分 $U_0(\rho, k)$ 和矢量部分 $U_{\text{sym},1}(\rho, k)$, 对称能的相关性质就可以被提取. 将对 $U_0(\rho, k)$ 和 $U_{\text{sym},1}(\rho, k)$ 的研究转化成对原子核放射性中的结团与剩余子核之间核力相互作用的同位旋标量部分 $V_N(R)$ 和矢量部分 $V_{\text{sym}}(R)$ 的研究; 利用不稳定原子核的性质, 比如中子皮厚度和衰变寿命等, 可以提取出核力相互作用势中同位旋标量部分的强度 λ 和同位旋矢量部分的强度 λ' , 可以对核物质对称能的性质进行约束.

3.3 核衰变约束对称能的结果

首先, 利用5个剩余子核为 ^{208}Pb 的结团放射性提取二阶对称能的斜率值 $L(\rho_0)$. 图4是提取的斜率值随剩余子核 ^{208}Pb 中的中子皮厚度的变化关系. 随着中子皮厚度增大, 对称能斜率增加. 利用Jefferson实验室的PREX(^{208}Pb radius experiment)实验^[111]提取的 ^{208}Pb 的中

图3 (网络版彩色) 对称能的性质与不稳定原子核放射性关系的图例解释^[120]

Figure 3 (Color online) Explanation of the relationship between the properties of the symmetry energy and the radioactivity of unstable nuclei^[120]

图4 (网络版彩色)5个衰变到 ^{208}Pb 的结团放射性约束的对称能斜率 $L(\rho_0)$ [120]

Figure 4 (Color online) Density slope $L(\rho_0)$ of the symmetry energy constrained by five cluster radioactivities decaying to ^{208}Pb [120]

子皮厚度值 $\Delta r_{\text{np}}(^{208}\text{Pb}) = 0.33^{+0.16}_{-0.18}$ fm, 约束的斜率值为50~150 MeV. 由于中子皮厚度存在较大误差, 得到的斜率值也有非常大的不确定性. 使用最新的利用相干 π 介子光子产生散射截面数据 [115] 得到的 ^{208}Pb 中子皮的厚度 $\Delta r_{\text{np}}(^{208}\text{Pb}) = (0.15 \pm 0.03^{+0.01}_{-0.03})$ fm, 提取的对称能的斜率值为 $L(\rho_0) = (54 \pm 6)$ MeV. 斜率值不仅降低了30 MeV左右, 不确定范围也减小了很多, 说明使用原子核衰变的性质来研究对称能的密度依赖性是可行的. 另外, 在实验上精确测量原子核中的中子皮厚度有利于提高对称能斜率提取值的准确性. 然后, 利用22个重离子结团放射性的性质 [121], 系统计算了不同放射性对应的二阶对称能和四阶对称能以及它们的斜率在饱和密度处的值 (图5). 如图所示, 二阶对称能及其斜率在饱和密度处的值分别被约束为 $E_2(\rho_0) = (29.2 \pm 4)$ MeV 和 $L_2(\rho_0) = (57.2 \pm 8)$ MeV. 二阶对称能和斜率值均与之前的研究结果符合良好. 此外, 研究相对较少的四阶对称能及其斜率值也通过重离子结团放射性提取出来, 相应的结果为 $E_4(\rho_0) = (0.728 \pm 0.055)$ MeV 和 $L_4(\rho_0) = (1.774 \pm 0.204)$ MeV.

此外, 还利用质子放射性提取了二阶对称能斜率的值. 利用质子放射性来研究对称能性质的原因主要有: (1) 由于结团有内部结构, 质子与剩余子核之间的相互作用比结团与剩余子核之间的相互作用清楚很多; (2) 质子与剩余子核之间的相互作用势可以直接与核子单粒子势和对称能的性质联系起来. 图6是利用质子放射性的衰变能和半衰期的实验数据约束的对称能斜

图5 (网络版彩色)利用重离子结团放射性提取的二阶对称能与四阶对称能系数及其斜率 [121]

Figure 5 (Color online) Quadratic and quartic symmetry energies as well as their density slopes extracted by heavy-cluster radioactivity [121]

图6 (网络版彩色)利用质子放射性约束的对称能斜率 $L(\rho_0)$ 随中子皮厚度的变化关系 [122]

Figure 6 (Color online) Dependence of the density slope $L(\rho_0)$ on the neutron skin thickness extracted by proton radioactivity [122]

率 $L(\rho_0)$ 的结果. 图中一共有19条曲线, 代表19个质子放射性的结果. 图中小方块对应的中子皮大小由式(18)计算得到, 主要分布在0.021~0.045 fm, 只有一个较大值0.070 fm, 对应于具有较大同位旋不对称度 δ 的质子发射母核 ^{185}Bi . 考虑到中子皮计算公式中的不确定度, 提取的对称能斜率值为 $L(\rho_0) = (51.8 \pm 7.2)$ MeV. 还可以看出, 虽然质子发射母核 ^{185}Bi 对应较大的中子皮厚度, 但是由此质子放射性约束的对称能斜率值也在这个范围内, 说明此种方法具有很好的自洽性.

由于关于质子谱因子(即结团预形成概率)的微观计算涉及复杂的核多体问题, 在此并没有进行微观计算, 因此我们也研究了质子谱因子对提取的对称能斜

图7 (网络版彩色)质子的谱因子(a)和原子核的形变效应(b)对提取的对称能斜率 $L(\rho_0)$ 的影响^[122]

Figure 7 (Color online) Effects of the spectroscopic factor of proton radioactivity (a) and the deformation in the daughter nucleus (b) on the extracted density slope $L(\rho_0)$ ^[122]

率值的影响。通过调节密度分布中的参数来改变最终提取的谱因子的值,并在图7(a)中以质子发射母核 ^{151}Lu 为例展示了谱因子对斜率值的影响。可以看出,谱因子会对最终的结果产生一定影响,但是对称能斜率值相应的变化量非常小,甚至小于由于中子皮的不确定度带来的影响,因此提取的最终范围包含了谱因子不确定度的影响。此外,我们还注意到,质子发射母核大都处于中等质量区域,在这个区域大部分原子核都具有形变效应。因此,选取形变效应最大(四极形变参数 $\beta_2=0.187$)对应的质子发射母核 ^{147}Tm 作为例子,并利用形变的密度依赖的结团模型^[43]研究了剩余子核的形变效应对约束的对称能斜率值的影响。如图7(b)所示,方框对应的是不考虑剩余子核形变效应的结果,即将剩余子核看作球形,对应的四极形变参数 $\beta_2=0$;圆点对应的是考虑剩余子核形变效应的结果,对应的四极形变参数 $\beta_2=0.187$ 。可以看出,随着中子皮厚度增加,形变效应对斜率 $L(\rho_0)$ 值的影响越来越大;但是在小的中子皮厚度区域,斜率 $L(\rho_0)$ 值的改变量也很小。由于剩余子核的中子皮厚度都很小,在0.021~0.045 fm范围内,因此原子核形变效应对提取的对称能斜率值的影响也非常有限。

4 总结与展望

对称能是表征核物质中同位旋不对称效应的重要物理量,在核物理和天体物理的许多方面都具有非常重要的作用。最初对称能的信息是利用有限核的性质

得到的,后来人们也做了许多微观计算方面的工作来研究对称能的密度依赖行为。虽然对称能在饱和密度附近和低于饱和密度区域的密度依赖性已经研究得比较多,但是对称能在饱和密度处的斜率值、在高于饱和密度区域的密度依赖行为仍存在很大的不确定性。这主要是因为,在高于饱和密度区域没有直接的实验数据来对高密区域对称能的性质进行约束,使得对称能在饱和密度处的斜率也不确定。为了进一步研究对称能在饱和密度附近的性质,也为了给出对称能在高密区域的大致行为,我们介绍了如何将对称能的性质与核子单粒子势联系起来,并利用不稳定原子核的衰变来提取核子单粒子势的信息,达到对核物质对称能密度依赖性进行研究的目的。以前大多数的的工作都集中在对二阶对称能相关性质的研究上,包括二阶对称能及其斜率在饱和密度处的值、二阶对称能在低密和高密区域的密度依赖行为等。相对来说,人们对四阶对称能相关性质的关注要少得多。但是最近的一些研究表明,高阶对称能,尤其是四阶对称能也会对天体物理的许多现象产生明显影响,因此对四阶对称能相关性质的研究也具有重要的物理意义。理论研究的进一步深入以及关于核物质对称能的实验数据的出现,会在很大程度上降低对称能性质的不确定性,可以将对称能的信息用来研究更加广泛的物理问题,包括对天体物理现象的观察和预测等;同时,在天体物理方面的观测数据也可以用来进一步约束核物质对称能的性质。

参考文献

- 1 Li B A, Ko C M, Bauer W. Isospin physics in heavy-ion collisions at intermediate energies. *Int J Mod Phys E*, 1998, 7: 147–229

- 2 Li B A, Chen L W, Ko C M. Recent progress and new challenges in isospin physics with heavy-ion reactions. *Phys Rep*, 2008, 464: 113–281
- 3 Steiner A W, Prakash M, Lattimer J M, et al. Isospin asymmetry in nuclei and neutron stars. *Phys Rep*, 2005, 411: 325–375
- 4 Chen L W, Ko C M, Li B A. Determination of the stiffness of the nuclear symmetry energy from isospin diffusion. *Phys Rev Lett*, 2005, 94: 032701
- 5 Tsang M B, Liu T X, Shi L, et al. Isospin diffusion and the nuclear symmetry energy in heavy ion reactions. *Phys Rev Lett*, 2004, 92: 062701
- 6 Danielewicz P. Surface symmetry energy. *Nucl Phys A*, 2003, 727: 233–268
- 7 Dong J M, Zuo W, Scheid W. Correlation between α -decay energies of superheavy nuclei involving the effects of symmetry energy. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 012501
- 8 Famiano M A, Liu T, Lynch W G, et al. Neutron and proton transverse emission ratio measurements and the density dependence of the asymmetry term of the nuclear equation of state. *Phys Rev Lett*, 2006, 97: 052701
- 9 Zhang Y X, Lu X H, Zhao K, et al. Extracting the symmetry energy information with heavy ion collisions (in Chinese). *Nucl Phys Rev*, 2011, 28: 377–395 [张英逊, 卢晓华, 赵凯, 等. 利用重离子碰撞确定对称能的密度依赖形式. 原子核物理评论, 2011, 28: 377–395]
- 10 Liu T X, Lynch W G, Showalter R H, et al. Isospin observables from fragment energy spectra. *Phys Rev C*, 2012, 86: 024605
- 11 Horowitz C J, Piekarewicz J. Neutron star structure and the neutron radius of ^{208}Pb . *Phys Rev Lett*, 2001, 86: 5647–5650
- 12 Shetty D V, Yennello S J, Souliotis G A. Density dependence of the symmetry energy and the nuclear equation of state: A dynamical and statistical model perspective. *Phys Rev C*, 2007, 76: 024606
- 13 Lattimer J M, Prakash M. Neutron star observations: Prognosis for equation of state constraints. *Phys Rep*, 2007, 442: 109–165
- 14 Zhang F S, Chen L W. Proton fraction in neutron stars. *Chin Phys Lett*, 2001, 18: 142–144
- 15 Steiner A W. High-density symmetry energy and direct Urca process. *Phys Rev C*, 2006, 74: 045808
- 16 Xu J, Chen L W, Li B A, et al. Locating the inner edge of the neutron star crust using terrestrial nuclear laboratory data. *Phys Rev C*, 2009, 79: 035802
- 17 Xu J, Chen L W, Li B A, et al. Nuclear constraints on properties of neutron star crusts. *Astrophys J*, 2009, 697: 1549–1568
- 18 Cai B J, Chen L W. Nuclear matter fourth-order symmetry energy in the relativistic mean field models. *Phys Rev C*, 2012, 85: 024302
- 19 Becquerel H. Sur les radiations invisibles émises par les corps phosphorescents. *Compt Rend Acad Sci Paris*, 1896, 122: 501–503
- 20 Geiger H, Marsden E. On a diffuse reflection of the α -particles. *Proc R Soc A-Math Phys Eng Sci*, 1909, 82: 495–500
- 21 Rutherford E. The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom. *Phil Mag*, 1911, 21: 669–688
- 22 Rutherford E. Collision of α particles with light atoms I. Hydrogen. *Phil Mag*, 1919, 37: 537–561
- 23 Geiger H, Nuttall J M. The ranges of the α particles from various radioactive substances and a relation between range and period of transformation. *London Edinburgh Dublin Philos Mag J Sci*, 1911, 22: 613–621
- 24 Lu X T. Nuclear Physic (in Chinese). 2nd ed. Beijing: Atomic Energy Press, 2008 [卢希庭. 原子核物理. 第2版. 北京: 原子能出版社, 2008]
- 25 Xu K Z, Chen X J, Chen H F. Modern Physics (in Chinese). 2nd ed. Hefei: University of Science and Technology of China Press, 2008 [徐克尊, 陈向军, 陈宏芳. 近代物理学. 第2版. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 2008]
- 26 Gamow G. Zur quantentheorie des atomkernes. *Z Physik*, 1928, 51: 204–212
- 27 Gurney R W, Condon E U. Wave mechanics and radioactive disintegration. *Nature*, 1928, 122: 439
- 28 Royer G, Normand C, Druet E. Analytic description of the fusion and fission processes through compact quasi-molecular shapes. *Nucl Phys A*, 1998, 634: 267–283
- 29 Zhang X, Ren Z. α -decay half-lives of ground and isomeric states calculated in a unified theoretical framework. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 2005, 31: 959–970
- 30 Betan R I, Nazarewicz W. α decay in the complex-energy shell model. *Phys Rev C*, 2012, 86: 034338
- 31 Delion D S, Liotta R J. Shell-model representation to describe α emission. *Phys Rev C*, 2013, 87: 041302
- 32 Bethe H A. Nuclear physics B. Nuclear dynamics, theoretical. *Rev Mod Phys*, 1937, 9: 69–244
- 33 Breit G. Theory of Resonance Reactions and Allied Topics. Berlin and Heidelberg: Springer, 1959
- 34 Teichmann T, Wigner E P. Sum Rules in the dispersion theory of nuclear reactions. *Phys Rev*, 1952, 87: 123–135
- 35 Feshbach H. Unified theory of nuclear reactions. *Ann Phys*, 1958, 5: 357–390
- 36 Buck B, Merchant A C, Perez S M. Exotic cluster states in actinide nuclei. *Phys Rev Lett*, 1996, 76: 380–383
- 37 Seif W M. Probing the equation of state for cold nuclear matter in fusion reactions. *Eur Phys J A*, 2008, 38: 85–95
- 38 Denisov V Y, Khudenko A A. α -decay half-lives: Empirical relations. *Phys Rev C*, 2009, 79: 054614
- 39 Santhosh K P, Sahadevan S, Biju R K. Alpha radioactivity in heavy and super heavy elements. *Nucl Phys A*, 2009, 825: 159–174
- 40 Bertsch G, Borysowicz J, McManus H, et al. Interactions for inelastic scattering derived from realistic potentials. *Nucl Phys A*, 1977, 284: 399–419
- 41 Satchler G R, Love W G. Folding model potentials from realistic interactions for heavy-ion scattering. *Phys Rep*, 1979, 55: 183–254

- 42 Kobos A M, Brown B A, Hodgson P E, et al. Folding model analysis of α -particle elastic scattering with a semirealistic density-dependent effective interaction. *Nucl Phys A*, 1982, 384: 65–87
- 43 Ren Z, Xu C, Wang Z. New perspective on complex cluster radioactivity of heavy nuclei. *Phys Rev C*, 2004, 70: 034304
- 44 Xu C, Ren Z. Global calculation of α -decay half-lives with a deformed density-dependent cluster model. *Phys Rev C*, 2006, 74: 014304
- 45 Gurvitz S A, Kalbermann G. Decay width and the shift of a quasistationary state. *Phys Rev Lett*, 1987, 59: 262–265
- 46 Wentzel G. Eine verallgemeinerung der quantenbedingungen für die Zwecke der Wellenmechanik. *Z Phys*, 1926, 38: 518–529
- 47 Kramers H A. Wellenmechanik und halbzahlige quantisierung. *Z Physik*, 1926, 39: 828–840
- 48 Brillouin L. Schrödinger's wave mechanics: A general solution method by successive approximation. *Compt Rend Acad Sci*, 1926, 183: 24–26
- 49 Röpke G, Schuck P, Funaki Y, et al. Nuclear clusters bound to doubly magic nuclei: The case of ^{212}Po . *Phys Rev C*, 2014, 90: 034304
- 50 Xu C, Ren Z, Röpke G, et al. α -decay width of ^{212}Po from a quartetting wave function approach. *Phys Rev C*, 2016, 93: 011306
- 51 Xu C, Röpke G, Schuck P, et al. α -cluster formation and decay in the quartetting wave function approach. *Phys Rev C*, 2017, 95: 061306
- 52 Jackson K P, Cardinal C U, Evans H C, et al. $^{53}\text{Co}^m$: A proton-unstable isomer. *Phys Lett B*, 1970, 33: 281–283
- 53 Poenaru D N, Mazilu D, Ivascu M. Deformation energies for nuclei with different charge-to-mass ratio. *J Phys G-Nucl Phys*, 1979, 5: 1093–1106
- 54 Rose H J, Jones G A. A new kind of natural radioactivity. *Nature*, 1984, 307: 245–247
- 55 Weizsäcker C F. Zur theorie der Kernmassen. *Z Physik*, 1935, 96: 431–458
- 56 Bethe H A, Bacher R F. Nuclear physics A. Stationary states of nuclei. *Rev Mod Phys*, 1936, 8: 82–229
- 57 Myers W D, Swiatecki W J. Nuclear masses and deformations. *Nucl Phys*, 1966, 81: 1–60
- 58 Pomorski K, Dudek J. Nuclear liquid-drop model and surface-curvature effects. *Phys Rev C*, 2003, 67: 044316
- 59 Royer G, Subercaze A. Coefficients of different macro-microscopic mass formulae from the AME2012 atomic mass evaluation. *Nucl Phys A*, 2012, 917: 1–14
- 60 Duflo J, Zuker A P. Microscopic mass formulas. *Phys Rev C*, 1995, 52: R23–R27
- 61 Goriely S, Chamel N, Pearson J M. Further explorations of Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov mass formulas. XII. Stiffness and stability of neutron-star matter. *Phys Rev C*, 2010, 82: 035804
- 62 Moller P, Nix J R, Myers W D, et al. Nuclear ground-state masses and deformations. *Atomic Data Nucl Data Tables*, 1995, 59: 185–381
- 63 Wang N, Liu M, Wu X, et al. Surface diffuseness correction in global mass formula. *Phys Lett B*, 2014, 734: 215–219
- 64 Dong J M, Zuo W, Gu J Z, et al. Density dependent symmetry energy probed by the properties of finite nuclei (in Chinese). *Nucl Phys Rev*, 2014, 31: 429–437 [董建敏, 左维, 顾建中, 等. 基于有限核性质确定核物质对称能的密度依赖性. 原子核物理评论, 2014, 31: 429–437]
- 65 Zuo W, Lejeune A, Lombardo U, et al. Microscopic three-body force for asymmetric nuclear matter. *Eur Phys J A*, 2002, 14: 469–475
- 66 van Dalen E N E, Fuchs C, Fuchs C, et al. Dirac-Brueckner-Hartree-Fock calculations for isospin asymmetric nuclear matter based on improved approximation schemes. *Eur Phys J A*, 2007, 31: 29–42
- 67 Cai B J, Li B A. Isospin quartic term in the kinetic energy of neutron-rich nucleonic matter. *Phys Rev C*, 2015, 92: 011601
- 68 Chen L W, Ko C M, Li B A. Isospin-dependent properties of asymmetric nuclear matter in relativistic mean field models. *Phys Rev C*, 2007, 76: 054316
- 69 Li Z H, Lombardo U, Schulze H J, et al. Nuclear matter saturation point and symmetry energy with modern nucleon-nucleon potentials. *Phys Rev C*, 2006, 74: 047304
- 70 Dieperink A E L, Dewulf Y, Van Neck D, et al. Nuclear symmetry energy and the neutron skin in neutron-rich nuclei. *Phys Rev C*, 2003, 68: 064307
- 71 Brueckner K A, Coon S A, Dabrowski J. Nuclear symmetry energy. *Phys Rev*, 1967, 168: 1184–1188
- 72 Day B D, Wiringa R B. Brueckner-Bethe and variational calculations of nuclear matter. *Phys Rev C*, 1985, 32: 1057–1062
- 73 Song H Q, Baldo M, Giansiracusa G, et al. Three hole-line contribution in nuclear matter revisited. *Phys Lett B*, 1997, 411: 237–243
- 74 Baldo M, Fiasconaro A, Song H Q, et al. High density symmetric nuclear matter in the Bethe-Brueckner-Goldstone approach. *Phys Rev C*, 2001, 65: 017303
- 75 Muther H, Polls A. Two-body correlations in nuclear systems. *Prog Part Nucl Phys*, 2000, 45: 243–334
- 76 Carlson J, Morales J, Pandharipande V R, et al. Quantum Monte Carlo calculations of neutron matter. *Phys Rev C*, 2003, 68: 025802
- 77 Carbone A, Rios A, Polls A. Correlated density-dependent chiral forces for infinite-matter calculations within the Green's function approach. *Phys Rev C*, 2014, 90: 054322
- 78 Friedman B, Pandharipande V R. Hot and cold, nuclear and neutron matter. *Nucl Phys A*, 1981, 361: 502–520
- 79 Wiringa R B, Fiks V, Fabrocini A. Equation of state for dense nucleon matter. *Phys Rev C*, 1988, 38: 1010–1037
- 80 Brockmann R, Machleidt R. Nuclear saturation in a relativistic Brueckner-Hartree-Fock approach. *Phys Lett B*, 1984, 149: 283–287
- 81 Li Z H, Chen L W, Ko C M, et al. Nuclear symmetry potential in the relativistic impulse approximation. *Phys Rev C*, 2006, 74: 044613
- 82 Li A, Hu J N, Shang X L, et al. Nonrelativistic nucleon effective masses in nuclear matter: Brueckner-Hartree-Fock model versus relativistic

- Hartree-Fock model. *Phys Rev C*, 2016, 93: 015803
- 83 Dewulf Y, van Neck D, Waroquier M. Effects of self-consistency in a Green's function description of saturation in nuclear matter. *Phys Rev C*, 2002, 65: 054316
- 84 Akmal A, Pandharipande V R, Ravenhall D G. Equation of state of nucleon matter and neutron star structure. *Phys Rev C*, 1998, 58: 1804–1828
- 85 Brockmann R, Machleidt R. Relativistic nuclear structure. I. Nuclear matter. *Phys Rev C*, 1990, 42: 1965–1980
- 86 Gross-Boelting T, Fuchs C, Faessler A. Covariant representations of the relativistic Brueckner T-matrix and the nuclear matter problem. *Nucl Phys A*, 1999, 648: 105–137
- 87 Hugenholtz N M, van Hove L. A theorem on the single particle energy in a Fermi gas with interaction. *Physica*, 1958, 24: 363–376
- 88 Prakash M, Ainsworth T L. Sigma model calculations of neutron-rich nuclear matter. *Phys Rev C*, 1987, 36: 346–353
- 89 Lutz M, Friman B, Appel C. Saturation from nuclear pion dynamics. *Phys Lett B*, 2000, 474: 7–14
- 90 Finelli P, Kaiser N, Vretenar D, et al. Relativistic nuclear model with point-couplings constrained by QCD and chiral symmetry. *Nucl Phys A*, 2004, 735: 449–481
- 91 Horowitz C J, Serot B D. The relativistic two-nucleon problem in nuclear matter. *Nucl Phys A*, 1987, 464: 613–699
- 92 Sugahara Y, Toki H. Relativistic mean-field theory for unstable nuclei with non-linear σ and ω terms. *Nucl Phys A*, 1994, 579: 557–572
- 93 Brockmann R. Relativistic Hartree-Fock description of nuclei. *Phys Rev C*, 1978, 18: 1510–1524
- 94 Werner T R, Sheikh J A, Nazarewicz W, et al. Shape coexistence around $^{44}_{16}\text{S}_{28}$: The deformed $N=28$ region. *Phys Lett B*, 1994, 333: 303–309
- 95 Brack M, Guet C, Håkansson H B. Selfconsistent semiclassical description of average nuclear properties—A link between microscopic and macroscopic models. *Phys Rep*, 1985, 123: 275–364
- 96 Bandyopadhyay D, Samanta C, Samaddar S K, et al. Thermodynamic properties of finite and infinite nuclear systems. *Nucl Phys A*, 1990, 511: 1–28
- 97 Gale C, Bertsch G, Gupta S D. Heavy-ion collision theory with momentum-dependent interactions. *Phys Rev C*, 1987, 35: 1666–1671
- 98 Chen L W, Zhang F S. Density and temperature dependent symmetry energy (in Chinese). *High Energy Phys Nucl Phys*, 1999, 23: 1197–1202 [陈列文, 张丰收. 密度和温度相关的对称能. *高能物理与核物理*, 1999, 23: 1197–1202]
- 99 Danielewicz P. Determination of the mean-field momentum-dependence using elliptic flow. *Nucl Phys A*, 2000, 673: 375–410
- 100 Brown B A. Neutron radii in nuclei and the neutron equation of state. *Phys Rev Lett*, 2000, 85: 5296–5299
- 101 Li B A, Chen L W. Nucleon-nucleon cross sections in neutron-rich matter and isospin transport in heavy-ion reactions at intermediate energies. *Phys Rev C*, 2005, 72: 064611
- 102 Tsang M B, Zhang Y, Danielewicz P, et al. Constraints on the density dependence of the symmetry energy. *Phys Rev Lett*, 2009, 102: 122701
- 103 Yong G C, Li B A, Chen L W. Studies of high density behavior of nuclear symmetry energy (in Chinese). *Nucl Phys Rev*, 2009, 26: 85–92 [雍高产, 李宝安, 陈列文. 核物质对称能的高密行为研究. *原子核物理评论*, 2009, 26: 85–92]
- 104 Zhang Y, Coupland D D S, Danielewicz P, et al. Influence of in-medium NN cross sections, symmetry potential, and impact parameter on isospin observables. *Phys Rev C*, 2012, 85: 024602
- 105 Li Z X. A discussion on the problems in the study of the density dependence of the symmetry energy with transport models (in Chinese). *Nucl Phys Rev*, 2014, 31: 285–290 [李祝霞. 对称能密度依赖的输运理论模型研究中的一些问题的讨论. *原子核物理评论*, 2014, 31: 285–290]
- 106 Trippa L, Colò G, Vigezzi E. Giant dipole resonance as a quantitative constraint on the symmetry energy. *Phys Rev C*, 2008, 77: 061304
- 107 Cao L G, Ma Z Y. Symmetry energy and isovector giant dipole resonance in finite nuclei. *Chin Phys Lett*, 2008, 25: 1625–1628
- 108 Aichelin J, Ko C M. Subthreshold kaon production as a probe of the nuclear equation of state. *Phys Rev Lett*, 1985, 55: 2661–2663
- 109 Ko C M, Li G Q. Medium effects in high energy heavy-ion collisions. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 1996, 22: 1673–1725
- 110 Li Q, Li Z, Zhao E, et al. Σ^-/Σ^+ ratio as a candidate for probing the density dependence of the symmetry potential at high nuclear densities. *Phys Rev C*, 2005, 71: 054907
- 111 Chen L W, Ko C M, Li B A. Nuclear matter symmetry energy and the neutron skin thickness of heavy nuclei. *Phys Rev C*, 2005, 72: 064309
- 112 Abrahamyan S, Ahmed Z, Albataineh H, et al. Measurement of the neutron radius of ^{208}Pb through parity violation in electron scattering. *Phys Rev Lett*, 2012, 108: 112502
- 113 Horowitz C J, Ahmed Z, Jen C M, et al. Weak charge form factor and radius of ^{208}Pb through parity violation in electron scattering. *Phys Rev C*, 2012, 85: 032501
- 114 Fattoyev F J, Piekarewicz J. Has a thick neutron skin in ^{208}Pb been ruled out? *Phys Rev Lett*, 2013, 111: 162501
- 115 Crystal Ball at MAMI and A2 Collaboration. Neutron skin of ^{208}Pb from coherent pion photoproduction. *Phys Rev Lett*, 2014, 112: 242502
- 116 Trzcińska A, Jastrzębski J, Lubiński P, et al. Neutron density distributions deduced from antiprotonic atoms. *Phys Rev Lett*, 2001, 87: 082501
- 117 Warda M, Viñas X, Roca-Maza X, et al. Neutron skin thickness in the droplet model with surface width dependence: Indications of softness of the nuclear symmetry energy. *Phys Rev C*, 2009, 80: 024316
- 118 Xu C, Li B A, Chen L W. Symmetry energy, its density slope, and neutron-proton effective mass splitting at normal density extracted from global nucleon optical potentials. *Phys Rev C*, 2010, 82: 054607

- 119 Xu C, Li B A, Chen L W, et al. Analytical relations between nuclear symmetry energy and single-nucleon potentials in isospin asymmetric nuclear matter. *Nucl Phys A*, 2011, 865: 1–16
- 120 Xu C, Ren Z, Liu J. Attempt to link the neutron skin thickness of ^{208}Pb with the symmetry energy through cluster radioactivity. *Phys Rev C*, 2014, 90: 064310
- 121 Wan N, Xu C, Ren Z, et al. Constraints on both the symmetry energy $E_2(\rho_0)$ and its density slope $L_2(\rho_0)$ by cluster radioactivity. *Phys Rev C*, 2017, 96: 044331
- 122 Wan N, Xu C, Ren Z. Density slope of the symmetry energy $L(\rho_0)$ constrained by proton radioactivity. *Phys Rev C*, 2016, 94: 044322
- 123 Lane A M. Isobaric spin dependence of the optical potential and quasi-elastic (p, n) reactions. *Nucl Phys*, 1962, 35: 676–685
- 124 Klimkiewicz A, Paar N, Adrich P, et al. Nuclear symmetry energy and neutron skins derived from pygmy dipole resonances. *Phys Rev C*, 2007, 76: 051603
- 125 Carbone A, Colò G, Bracco A, et al. Constraints on the symmetry energy and neutron skins from pygmy resonances in ^{68}Ni and ^{132}Sn . *Phys Rev C*, 2010, 81: 041301
- 126 Chen Z, Kowalski S, Huang M, et al. Isocaling and the symmetry energy in the multifragmentation regime of heavy-ion collisions. *Phys Rev C*, 2010, 81: 064613
- 127 Danielewicz P, Lee J. Symmetry energy from systematic of isobaric analog states. *AIP Conf Proc*, 2012, 1423: 29–34

补充材料

图S1 不对称核物质中的平均每核子能量随不对称度 α^2 的变化

图S2 不同模型和方法计算得到的核物质对称能 $E_{\text{sym}}(\rho)$ 的密度依赖性

图S3 不同的微观多体理论方法计算得到的对称核物质的饱和点

本文以上补充材料见网络版csb.scichina.com. 补充材料为作者提供的原始数据, 作者对其学术质量和内容负责.

Summary for “利用不稳定原子核的衰变研究核物质对称能的性质”

Properties of the nuclear symmetry energy studied by the radioactivity of unstable nuclei

Niu Wan & Chang Xu^{*}

School of Physics, Nanjing University, Nanjing 210093, China

^{*} Corresponding author, E-mail: cxu@nju.edu.cn

In this paper, the properties of the symmetry energy in asymmetric nuclear matter, including the quadratic and quartic symmetry energies as well as their density slopes at the saturation density, are studied by the radioactivity of unstable nuclei. The symmetry energy was initially introduced as a quantum correction energy in the Weizsacker-Bethe liquid-drop model, which was proposed to describe the binding energies of finite nuclei. In order to systematically study the properties of the symmetry energy, the concept of the nuclear matter was introduced, which consists of neutrons and protons with finite neutron and proton densities but infinite neutron and proton numbers. By comparing the properties of the isospin symmetric nuclear matter, in which the neutron density is equal to the proton density, and those of the isospin asymmetric nuclear matter, in which the two densities are unequal, the symmetry energy is found to approximately represent the difference of the energy per nucleon in them. That is to say, the symmetry energy is an evaluation of the energy cost to convert protons in symmetric nuclear matter to neutrons in asymmetric nuclear matter.

Since the symmetry energy characterizes the isospin asymmetric effect in nuclear matter, it plays critical roles in not only nuclear physics but also astrophysics. For example, the symmetry energy is closely related to the nuclear masses, the structures and properties of nuclei far away from stability line and near drip lines, the mechanism of heavy-ion reactions, the structures and component of neutron stars, the masses and radii of neutron stars, the cooling process of neutron stars, and so on.

Besides of the quadratic symmetry energy, the quartic symmetry energy can have obvious effects on the properties of neutron stars as well. The quartic symmetry energy can significantly affect both the proton fraction in β -stable neutron stars and the critical density for the direct Urca process, which leads to faster cooling of neutron stars. In addition, the quartic symmetry energy is found to be very important for the location of the inner edge of crusts and the core-crust transition density and pressure in neutron stars. So the quartic symmetry energy can also have an influence on the structure of neutron stars. Because of the very important roles of the symmetry energy playing in not only nuclear physics but also astrophysics, it is of great significance to study the properties of both the quadratic and quartic symmetry energies.

Based on the fundamental Hugenholtz-Van Hove (HVV) theorem, the properties of the symmetry energy are found to be closely related to the isoscalar and the isovector parts of the nucleon single-particle potentials, where the latter two parts can be extracted from the nuclear radioactivity. So by linking both the symmetry energy and the nuclear radioactivity to the nucleon single-particle potentials, the symmetry energy can be directly studied by nuclear radioactivity. In this paper, both the heavy-cluster radioactivity and the proton radioactivity are employed to constrain the properties of not only the quadratic symmetry energy but also the quartic symmetry energy. Besides, the effect of both the spectroscopic factor of proton radioactivity and the deformation in the daughter nucleus on the extracted results are also discussed, which are subsequently found to be very limited.

symmetry energy, nuclear radioactivity, double-folding model, binding energy, liquid-drop model

doi: [10.1360/TB-2019-0297](https://doi.org/10.1360/TB-2019-0297)