

文章编号: 1007-4627(2001)01-0001-08

相对论和非相对论理论模型研究奇异核的性质*

陈宝秋^{1,2}, 马中玉^{1,2,3}

(1 兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心, 甘肃 兰州 730000;

2 中国原子能科学研究院核物理研究所, 北京 102413;

3 中国科学院理论物理研究所, 北京 100080)

摘 要: 采用相对论和非相对论理论模型可描述奇异核的性质. 相对论平均场理论预言了^{26, 27, 28}P 存在一个质子晕, 而^{27, 28, 29}S 存在两个质子晕. 最近, MSU 的最新的实验发现了^{26, 27, 28}P 核存在一个质子晕. 采用相对论 Hartree-Fock 理论研究了 Fock 项和矢量介子对奇异核性质的贡献, 研究表明交换项和矢量介子对非常丰中子核性质的影响非常不同于对稳定线附近核性质的影响. 同时, 采用形变的 Hartree-Fock-Bogoliubov 理论研究了某些轻核同位素链的性质和形变.

关键词: 奇异核; 相对论平均场理论; 相对论 Hartree-Fock 理论; 形变的 Hartree-Fock-Bogoliubov 理论

中图分类号: O412.1, O571.2 **文献标识码:** A

1 引言

近年来, 在放射性核束装置上实验的新进展开辟了核物理研究的崭新领域. 在这些研究中已发现了许多新的物理现象^[1], 主要可概括为 3 个方面: 1) 某些轻核中存在中子晕, 如¹¹Li, ¹¹Be, ¹⁴Be, ¹⁷B 等; 2) 双满壳的奇异核, 如¹⁰He, ⁷⁸Ni, ¹⁰⁰Sn; 3) 超重元素, 如 $Z=110, 111, 112, 114, 116, 118$. 这些发现引起了国内外核物理学家的高度重视. 新一代的放射性核束装置上还将为我们提供更为丰富的研究课题: 自然界到底有多少个稳定核; 最重的元素是什么和它的化学性质怎样; 同位旋有关的 NN 相互作用是什么形式; 远离稳定线壳结构的变化规律; 弱束缚核系统(晕, 皮)的性质; 在极端条件下, 新的核激发和衰变模式; 直接与天体物理有关的问题(如大爆炸初期元素的生成, ⁸B 和太阳中微子问题)等. 所以, 放射性核束物理是当前核物理研究的国际前沿领域. 世界上许多重要的实验室, 如在 RIKEN, GSI, MSU, GANIL 及兰州重离子加速器等和计划中的放射性核束装置上开展和将要开展的实验研究将会极大地扩展原子核研究的新领域, 为开展在极端条件下, 特别是极端同位旋条件下的原

子核性质的研究提供极好的条件.

国内外在研究远离稳定线及滴线附近核的性质方面已开展了一系列理论研究工作, 也解释了很多非常有兴趣的新的物理现象. 但是, 还存在许多问题有待研究. 例如, 二体中心位和单体自旋-轨道力的同位旋依赖性; 自旋-轨道劈裂是否随 N/Z 而很强地改变; 有效质量的重要性是什么; 在核的外层(晕, 皮)介质效应和核心极化的作用是什么等. 目前, 在这一领域的重要的理论研究方法是采用非相对论^[2]和相对论核多体方法^[3]. 近年来发展的相对论平均场理论在描述球形和变形核的一系列性质方面取得很大的成功, 而推广到远离稳定线核性质的描述也取得成功^[4]. 滴线附近核是一个低密度、弱束缚的核系统, 具有非常特殊的性质. 核的费米面接近连续态, 最外面的核子分离能很小, 核表面有很大的空间弥散, 可能形成中(质)子晕. 滴线附近核由于束缚态与连续态之间可能存在耦合, 使得正确处理对相互作用变得很重要. 目前常用的办法是用 Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB)^[2]和相对论 Hartree-Bogoliubov (RHB)^[3]理论处理对相互作用. 本文中, 我们采用相对论和非相对论核多体理论描

收稿日期: 2000-04-26

* 基金项目: 国家重点基金研究发展规划(G200077407); 国家自然科学基金资助项目(19835010, 19847002, 10075080)

作者简介: 陈宝秋(1940-), 男(汉族), 福建福州人, 研究员, 从事核理论研究.

述奇异核的某些性质.

2 相对论核多体理论

2.1 相对论平均场(RMF)理论

众所周知, RMF 理论能同时描述核物质和有限核的性质, 非线性的 RMF 理论在描述球形和变形核的一系列性质上取得了很大成功, 许多作者推广 RMF 理论来研究奇异核的性质; 如结合能、形变、均方根半径(RMS)、一个(或两个)核子的分离能、四极矩、同位素位移等都取得成功^[6, 7].

本节着重讨论采用 RMF 理论研究质子晕的性质. 在发现中子晕的同时, 人们很自然地想到可能存在质子晕现象, 由于库仑位垒, 质子晕只可能存在于较轻的核. ${}^8\text{B}$ 是一个最好的质子晕核候选者, 因为最外一个质子的分离能 $S_p = 0.137 \text{ MeV}$, 比 ${}^{11}\text{Li}$ 核最外两个中子的分离能 ($S_{2n} \approx 0.3 \text{ MeV}$) 还小. 为此人们从不同方面在实验上寻找 ${}^8\text{B}$ 质子晕的存在. 首先, Minamisuno 等^[8]测量了 ${}^8\text{B}$ 的四偶极矩, Warner 等^[9]测量了在 $20-60 \text{ MeV}$ ${}^8\text{B} + \text{Si}$ 碰撞的相互作用截面, Schwab 等^[10]测量了窄的动量分布贡献及其截面. 以上实验均观测到异常大的均方根半径. 尽管如此, 有关 ${}^8\text{B}$ 是否存在质子晕的问题在实验上仍有不同看法, 最新实验^[11]采用 ${}^8\text{B}$ 与 ${}^{12}\text{C}$ 碰撞测量碎片 ${}^7\text{Be}$ 的纵向动量分布和移走一个质子的截面 (σ_{-1p}), 结果显示具有很窄的纵向动量分布和大的截面 $\sigma_{-1p} = (98 \pm 6) \text{ mb}$. 二者支持 ${}^8\text{B}$ 存在质子晕. 另一方面, 人们也希望能找到别的质子晕核, 为了能给实验工作者提供质子晕核新的候选者, 理论的预言显得很重要. 为此目的, 我们采用 RMF^[3, 4]理论模型对 $2s1d$ 壳作了详细的研究, 下面介绍 RMF 理论在描述 $2s1d$ 壳核的性质时从理论上如何预言质子晕的存在. 首先, 任中洲等^[12]采用具有非线性 σ 自相互作用的 NL-SH 有效相互作用的相对论平均场理论研究了质子滴线核 ${}^{26}\text{P}$ 和 ${}^{27}\text{S}$ 的基态性质, 计算结果显示处在 $2s_{1/2}$ 态的晕质子是具有非常大的均方根半径, 他们的结论是 ${}^{26}\text{P}$ 存在一个质子晕, 而 ${}^{27}\text{S}$ 存在两个质子晕. 随后 Brown 等^[13]用壳模型理论研究 $2s1d$ 壳丰质子核及镜核性质, 他们认为 ${}^{26, 27}\text{P}$ 和 ${}^{27, 28}\text{S}$ 是质子晕核. 文献[14]中采用非线性 σ 自相互作用位 NL-SH 和非线性 σ 和 ω 相互作用位 TM2 的相对论平均场理论系统地

研究了 $2s1d$ 壳从质子滴线到 neutron 滴线核的性质, 如平均结合能、均方根半径和单粒子能级等. 对于质子滴线核 ${}^{26, 27, 28}\text{P}$ 和 ${}^{27, 28, 29}\text{S}$, 计算得到的结合能与实验数据符合得很好. 例如 ${}^{27}\text{S}$ 核的总结合能实验值为 187.97 MeV , 采用 TM2 和 NL-SH 有效相互作用的 RMF 理论计算的总结合能分别为 187.34 和 183.68 MeV . 总地讲, 采用 TM2 参数的 RMF 计算的总结合能与实验值的最大偏差不超过 4 MeV . 采用 TM2 和 NL-SH 参数计算得到的均方根半径很相似, 但前者要比后者略大一点. 质子晕核的质子皮厚度 ($r_p - r_n$) 大约从 0.2 到 0.5 fm . 由这二组参数得到的单粒子能级很相近, 但 TM2 参数给出的最外面的能级 ($2s_{1/2}$) 较浅, 这表示质子处于 $2s_{1/2}$ 态是很弱的束缚, 可能形成质子晕. 例如 ${}^{27}\text{S}$ 核, TM2 参数给出单粒子能级 $2s_{1/2}$ 的能量为 0.61 MeV , 而 NL-SH 给出的是 0.86 MeV . 为了清楚地显示在 ${}^{26, 27, 28}\text{P}$ 和 ${}^{27, 28, 29}\text{S}$ 核中存在质子晕, 文献[15]已经给出了 ${}^{25, 26, 27, 28, 29, 31}\text{P}$ 和 ${}^{26, 27, 28, 29, 30, 32}\text{S}$ 核的密度分布与它们子核的密度分布详细的比较. 从中可以看出, 质子晕核的质子密度分布与中子密度分布相比它们有长的尾巴, 而且与它们的子核的密度分布相比较也明显有很长的尾巴. 从中还可以看到: (1) 质子密度分布有很长的尾巴; (2) 这个长的尾巴是由晕质子密度分布所贡献的; (3) 随着 A 的增加, 质子密度分布尾巴减少, 到稳定核这个长尾巴消失, 这表明质子晕的形成有一个过程.

综述以上对计算结果的分析, 我们最后得出的结论是: ${}^{26, 27, 28}\text{P}$ 存在一个质子晕, 而 ${}^{27, 28, 29}\text{S}$ 存在两个质子晕. 最近, MSU 的最新的实验发现了 ${}^{26, 27, 28}\text{P}$ 核存在一个质子晕^[16].

这里我们将简要地讨论形成质子晕的条件: (1) 质子的分离能; (2) 库仑位垒; (3) 离心位垒. 原则上对形成质子晕以上 3 个条件都是重要的, 但在不同区域它们的贡献可能有所不同. 一般说, 要形成质子晕核, 它的最外质子的分离能要很小, 即弱的束缚, 但这不是唯一条件, 有时离心位垒起着重要作用. 以 ${}^{17}\text{Ne}$ 和 ${}^{17}\text{F}$ 核为例, ${}^{17}\text{F}$ 的一个质子分离能为 0.6 MeV 要比 ${}^{17}\text{Ne}$ 核中质子分离能 (1.50 MeV) 小, 但实验上并不显示 ${}^{17}\text{F}$ 的相互作用截面的增强, 而显示 ${}^{17}\text{Ne}$ 的增强^[1]. 其原因是 ${}^{17}\text{F}$ 中的最后一个质子占据 $1d_{5/2}$ 轨道, 大的离心位垒 ($L=2$) 很强, 压低了质子密度分布的尾巴, 所以, ${}^{17}\text{F}$ (基态)

不显示质子晕. 如果 ^{17}Ne 的两个质子占据 $2s_{1/2}$ 态, 这两个质子不受离心位垒的影响, 它们的密度分布向外延伸, 而形成质子晕核. 在 $2s_{1/2}$ 壳的丰质子核是有相似的情况, 硫同位素的最后两个质子占据 $2s_{1/2}$ 态, 而磷同位素最后一个质子处于 $2s_{1/2}$ 态, 这些处于 $2s_{1/2}$ 态的质子没有感受到离心位垒, 所以 $^{27,26,29}\text{S}$ 和 $^{26,27,28}\text{P}$ 的密度分布有很长的尾巴而形成质子晕核. 在这个区域离心位垒对形成质子晕起着重要的作用. 这也就是说有些丰质子核尽管有较大的分离能, 例如 ^{28}P 的一个质子分离能 $S_p = 2.06$ MeV, $^{28,29}\text{S}$ 的两个质子分离能分别为 $S_{2p} = 3.36$ 和 5.35 MeV, 但它们还是形成质子晕核.

2.2 相对论 Hartree-Fock (RHF)理论

众所周知, 具有自相互作用的相对论平均场理论(RMF)在描述核物质和有限核的性质方面取得了很大的成功, 它作为核多体理论的强有力的工具被广泛地应用到许多核物理问题的研究中, 如超核^[17]、超形变^[4]及相对论夸克模型^[18], 特别是广泛地应用于远离 β 稳定线核性质的研究. RMF理论在描述奇异核的性质方面取得举目的成就, 但是该理论是相对论核多体理论的最简单模型. RMF理论中乃存在一些问题有待研究, 如交换项和矢量介子 π 在RMF理论中都不考虑. 人们可以认为交换项和矢量介子 π 和 ρ 的部分贡献包括在有效相互作用中, 如NL-SH, NL3. 但人们也希望能够微观地和定量地研究这些效应对奇异核性质的贡献. 另一方面, 在滴线附近除了要正确处理对关联和连续态问题外, 还可能存在别的重要效应, 如交换项和矢量介子 π 的贡献. 为了研究这些效应, 人们必须采用RHF理论来描述奇异核的性质.

过去几年, 人们努力发展相对论核多体理论. 基本思想是把Dirac-Brueckner-Hartree-Fock (DBHF)理论和RMF或相对论Hartree-Fock (RHF)理论联系起来. 这样, 既保留了RMF和RHF计算的相对简单, 又保留了DBHF的 G 矩阵的特性, 这就是所谓密度相关的相对论Hartree(RDH)或相对论Hartree-Fock (RDHF)理论^[19-22]. 这个没有自由参数的、密度相关的RDH和RDHF理论能同时改善有限核计算的平均结合能和均方根半径与实验值的符合, 因此发展了相对论核多体理论. RDH理论还成功地预示了 ^{14}Be 的中子晕结构^[23]. 目前, RHF理

论仅限于稳定核的研究^[24]. 本节的目的是推广RHF理论来描述奇异核的性质, 研究交换项和矢量介子 π 和 ρ 对奇异核性质的贡献, 揭示这些效应在滴线附近的重要性. 另一方面, 在RMF理论中, 采用的耦合常数是由符合实验数据来确定的(如NL-SH, NL3). 为了避免有效相互作用的不唯一性, 我们采用没有自由参数的相对论密度相关的Hartree-Fock理论^[22]. 没有自由参数的计算是指一旦选定现实的两体相互作用(我们采用Bonn-A位), 不再调节这两体相互作用位的参数来符合核的性质. 为了研究交换项和矢量介子对奇异核性质的贡献, 采用如下不同的近似: (1)仅交换 σ 和 ω 介子的相对论密度有关的Hartree (RDH)理论; (2)交换 σ , ω 和 ρ 介子的相对论密度有关的Hartree (RDH+ ρ)理论; (3)仅交换 σ 和 ω 介子的相对论密度有关的Hartree-Fock (RDHF)理论; (4)交换 σ , ω , π 和 ρ 介子的相对论密度有关的Hartree-Fock (RDHF+ π + ρ)理论. 图1给出了不同近似计算得到的钙同位素总结合能与实验数据的比较. 曲线liquid drop是实验数据^[25]和FRDM计算的结果^[26]. 从图中可以看出, 对稳定线附近的核, 不同近似计算的结果很相近, 这表示交换项和矢量介子对总结合能的贡献很小, 但随着中子数的增加, 它们的贡献逐渐增大. 在滴线附近, 3个近似模型

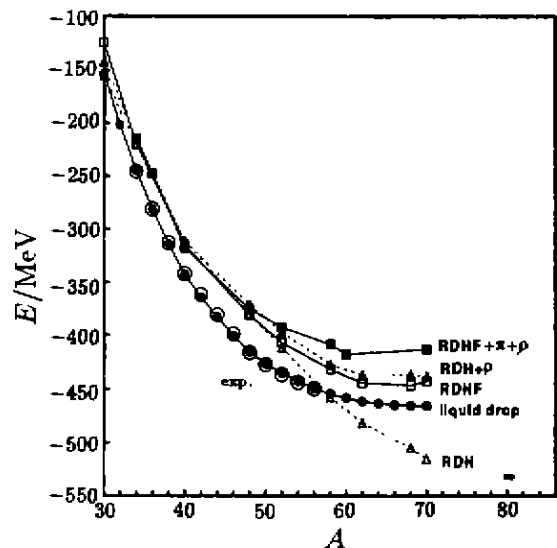


图1 密度有关的相对论Hartree (RDH)理论和不同近似的密度有关的相对论Hartree-Fock (RDHF)理论计算得到钙同位素总的结合能与实验值的比较

(RDH+ ρ , RDHF, RDHF+ π + ρ)计算的结果与实验数据具有相同的趋势, 而 RDH 计算结果大大偏离实验曲线, 这表示交换项和矢量介子 π 和 ρ 对总结合能贡献的重要性, RDHF, RDHF+ π + ρ 计算的结果压低了总结合能, ρ 介子的效应要大于 π 介子的效应, 这个结果与我们以前工作^[22]的结论相一致, 这里要强调的是, 目前的计算结果是无参数的, 所以, 理论的结果不可能与实验数据完全一样, 钙同位素的中子和质子的 RMS 半径分别表示在图 2 中, 交换项的贡献减小中子和质子的 RMS 半径, 这个结果与文献[19]的结论相一致, 但在滴线附近交换项的效应不是减小而是增加中子的 RMS 半径, 矢量介子 π 和 ρ 的贡献是增加中子和质子的 RMS 半径, 但在滴线附近, 它们对质子的 RMS 半径的效应是减小质子的 RMS 半径, 而对中子的 RMS 半径的效应是增大中子的 RMS 半径, ρ 介子对中子的 RMS 半径的贡献要大于 π 介子的贡献, 对质子的 RMS 半径, RDH 计算的结果与 RDH+ ρ 计算的结果很接近; 而对中子的 RMS 半径, 在滴线附近它们的结果很不同, 这表明 ρ 介子增加中子的 RMS 半径, 交换项对钙同位素的中子和质子的 RMS 半径影响可归结为对自旋-轨道相互作用位的贡献, 交换项减弱核子的自旋-轨道相互作用位, 特别对滴线附近的核, 所以, 在滴线附近, 核的能级排列可能发生改变, 滴线附近的核是低密度、弱束

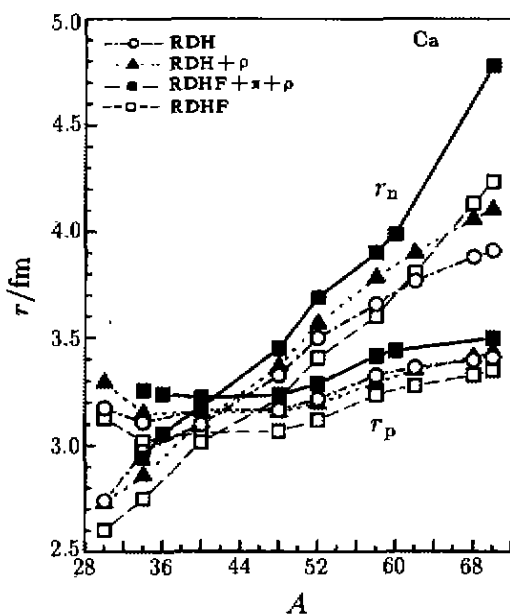


图 2 钙同位素的中子和质子的均方根半径

缚的核系统, 具有非常特殊的性质, 核的费米面接分布的贡献, 我们取非常稳定核⁴⁰Ca 和非常丰中子核⁷⁰Ca 的中子密度分布作比较, 图 3(a)和 3(b)分

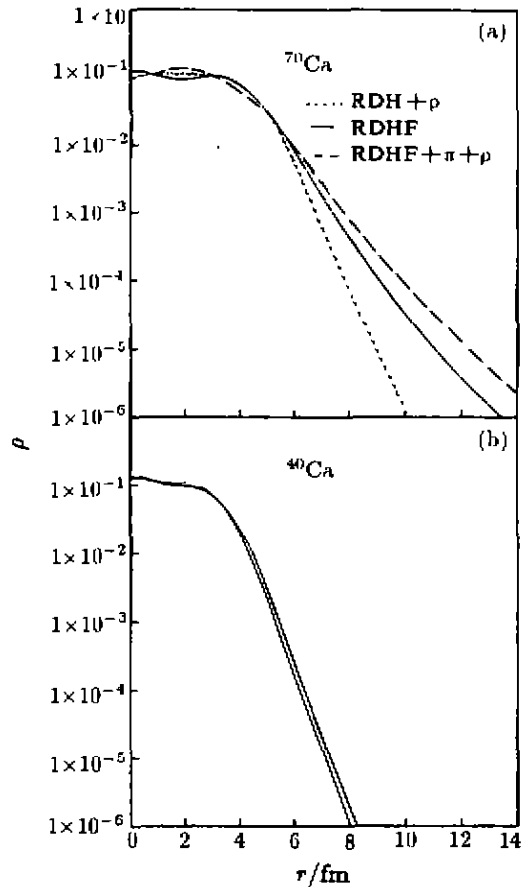


图 3 非常稳定核⁴⁰Ca 和非常丰中子核⁷⁰Ca 的中子密度分布的比较

别给出了不同近似计算得到非常稳定核⁴⁰Ca 和非常丰中子核⁷⁰Ca 的中子密度分布, 从图 3 可以看出, 对非常稳定核⁴⁰Ca, 交换项、矢量介子 π 和 ρ 对中子密度分布的贡献非常小, 可以不必考虑, 但对非常丰中子核⁷⁰Ca, RDHF 和 RDHF+ π + ρ 计算的中子密度分布与 RDH+ ρ 计算的结果非常的不同, RDHF 和 RDHF+ π + ρ 计算的中子密度分布有很长的尾巴, 这表明丰中子核⁷⁰Ca 具有晕核结构, 交换项、 π 和 ρ 介子对中子密度分布的贡献非常大, 它们的效应很重要而不能忽略。

3 自洽的变形的 HFB 理论

新的放射性核束装置的建立提供了研究奇异核性质的强有力工具, 由于滴线附近核是低密度、弱

束缚的核系统, 具有非常特殊的性质, 核的费米面接近连续态, 核子的分离能很小, 核表面有很大的弥散, 最外面的一个或几个核子是有非常大的空间分布, 可能形成中(质)子晕. 在滴线附近, 对相互作用变得很重要, 不能把它当作微扰来处理. 如何处理束缚态与连续态之间的耦合及自洽处理对相互作用问题, 是当前研究滴线附近核性质所面临的重要理论问题. 目前常用的解决方法是 HFB^[2] 和 RHB^[6], HFB 的优点是能自洽处理对相互作用. 通常 HFB 理论中采用的有效相互作用是 Skyrme 力, 而只考虑球形情况. 当然, 人们也希望从现实的二体相互作用位(如 Bonn 位)出发来导出有效的二体位并考虑形变效应, 这也是本节所要讨论的主要问题.

3.1 自洽的形变的 HFB 理论

众所周知, 从现实的不同的二体相互作用出发, 非相对论核多体理论 Brueckner-Hartree-Fock (BHF) 不能描述核物质的饱和性质(除非考虑三体力), 这就是所谓的 Coester band 问题. 解决的办法是把非相对论的 BHF 理论推广到相对论情况. 考虑 N-N 的短程关联, 人们从现实的二体位出发求解相对论 Brueckner-Goldstone 方程, 相对论 Brueckner-Hartree-Fock (RBHF) 能成功地预示核物质的饱和性质. 这是由于相对论方法引进了新的饱和机制. 在非相对论情况可以通过介子质量的修正来实现. 其物理原因在我们以前的文章^[2]中已作了详细讨论. 通常的 HFB 理论中采用的有效相互作用是 Skyrme 力. 这里我们是从现实的介子交换二体相互作用出发, 如 Bonn-A 位, 考虑到核子-核子的短程关联, 求解 G 矩阵作为有效的二体相互作用位. 然后从标准的 HFB 方程的解就可以得到所考虑的核的结合能、均方根半径、形变和对参数等.

HFB 自洽的求解过程是: 对于给定的有限核的 HFB 波函数, 可求出均方根半径, 从而可以导出新的费米动量 p_F , 再计算新的 G 矩阵而得到新的 HFB 波函数. 这个过程一直进行到自洽条件满足为止. 我们希望 HFB 理论能够同时描述核物质和有限核的性质. 在非相对论框架下要做到这一点是非常困难的. 人们知道, 对于所有现实二体相互作用位, BHF 理论无法描述核物质的饱和性质, 而计算得到的有限核 ¹⁶O 的均方根半径比实验值小得多.

如果考虑到介质效应, 最简单的办法是减少介子的质量, 以此来拟合核物质和有限核的性质^[27]. 为了解决这个问题, 可以唯象地引进介子的质量是与密度有关的. 在核介质环境, 介子的耦合常数和质量将改变, 由于 ρ 介子质量的改变对核物质的饱和性质影响很小, 所以, 在本工作中只改变 σ 介子和 ω 介子的质量, 并假设它们具有以下密度相关的表达式:

$$m_{\sigma}(\rho) = \frac{m_{\sigma}^0}{1 + f_{\sigma} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{1/3}}, \quad m_{\omega}(\rho) = \frac{m_{\omega}^0}{1 + f_{\omega} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)}.$$

σ 和 ω 介子的质量取 Bonn-A 中所选取的相应质量, 即 $m_{\sigma}^0 = 550$ MeV, $m_{\omega}^0 = 710$ MeV, $m_{\rho}^0 = 782.6$ MeV. 选取 f 值使得它既要描述核物质的饱和性质, 也要满足有限核 ¹⁶O 的均方根半径, 最后选取的 f 值分别为: $f_{\sigma}^1 = 0.025$, $f_{\sigma}^0 = 0.070$, $f_{\omega} = 0.036$, 这里 1 和 0 对应于同位旋 1 和 0 的值. 考虑了以上 σ 和 ω 介子的质量修正之后的 Bonn-A 位被称为 Bonn-A' 位.

3.2 结果与讨论

将上节所得到的 Bonn-A' 位首先用于核物质的计算. 图 4 表示核物质的饱和性质. 曲线 Bonn-A, Bonn-B, Bonn-C 分别表示通常的 BHF 理论用这些位计算得到的饱和曲线. 曲线 Bonn-A' 表示用我们修正 σ 和 ω 介子质量后得到的 Bonn-A' 位计算得到的饱和曲线. 从图中可以清楚地看出, 曲线 Bonn-A, Bonn-B 和 Bonn-C 都偏离经验值. 曲线 Bonn-A 有正确的结合能, 但是饱和密度偏大 (0.17 fm^{-3}), 而曲线 Bonn-C 则相反. 考虑介子质量修正

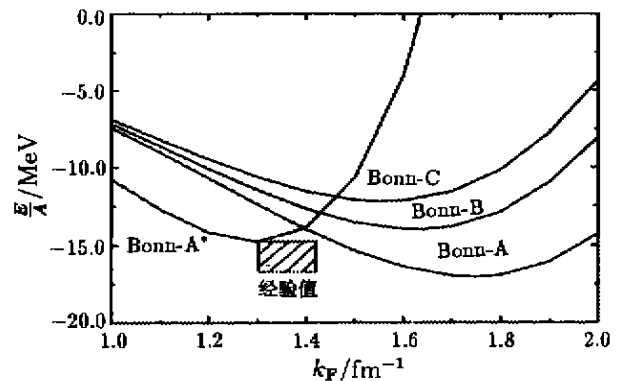


图 4 不同的 Bonn 位 BHF 理论计算得到的核物质的饱和曲线与经验值的比较

的 Bonn-A* 位计算得到的每个核子平均结合能 $E/A = -14.6 \text{ MeV}$ ，费米动量 $p_F = 1.29 \text{ fm}^{-1}$ ，这些值基本上满足核物质的饱和值。

现在我们再讨论 Bonn-A* 位应用于有限核的情况。鉴于目前我们所选取的空间只限于 4 个大壳，所以本文只限于轻核同位素链计算的结果。图 5 表示 HFB 理论计算所得到的 C, O, Ne, Mg 同位素链的平均结合能。人们可以看出，HFB 理论计算的 C, O, Ne, Mg 同位素链的平均结合能与实验值

符合得很好，对于这些同位素，计算值与实验值的最大偏差少于 0.6 MeV，而 RMF 计算的 Ne 和 Mg 的某些同位素(如 ^{20}Ne , ^{22}Ne 和 ^{22}Mg)的平均结合能与实验值产生偏离，这是由于 ^{20}Ne , ^{22}Ne 和 ^{22}Mg 是形变核，而在 RMF 计算中没有考虑到形变。

图 6 表示 C, O, Ne, Mg 同位素的中子(r_n)和电荷(r_c)的均方根半径。从图中可以看出，HFB 理论预示的电荷均方根半径与实验值符合得很好。同时 HFB 理论和 RMF 理论都预示了丰中子核存在

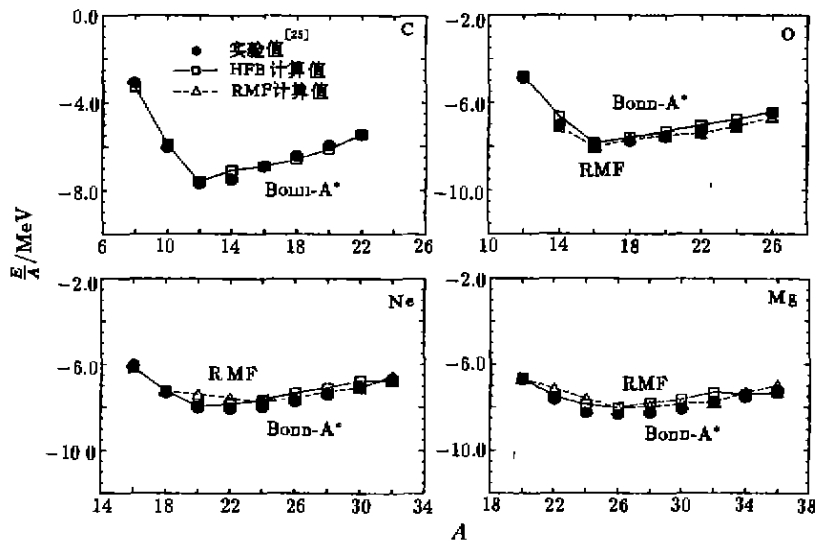


图 5 表示形变的 HFB 理论计算 C, O, Ne 和 Mg 同位素链所得到的平均结合能与实验值的比较

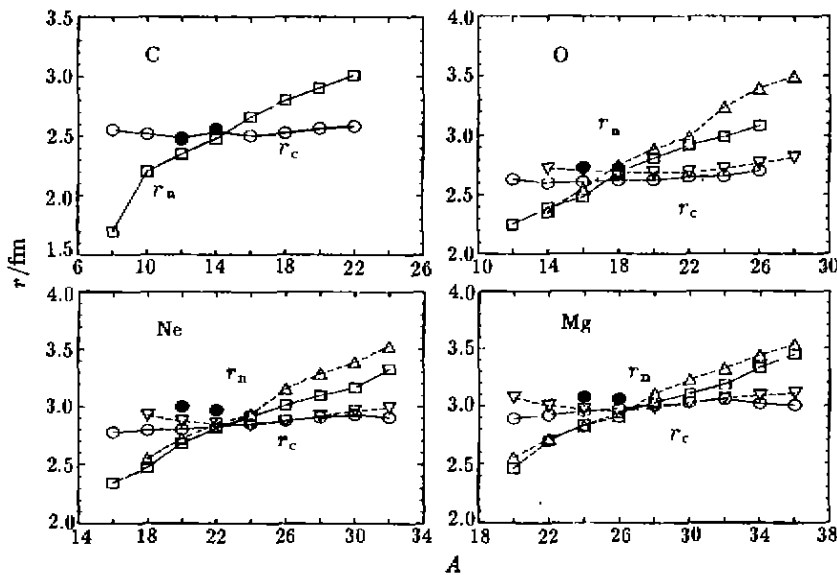


图 6 表示形变的 HFB 理论计算 C, O, Ne 和 Mg 同位素链所得到的均方根半径
 -□-和-△-分别为 HFB 计算的 r_c 和 r_n 值，▽和△分别为 RMF 计算的 r_c 和 r_n 值，●为实验值。

中子皮.

上面用 RMF 理论计算 Ne 和 Mg 的某些同位素的平均结合能时已显示出了它与形变的 HFB 理论计算的结果和实验值的偏离. 为了进一步阐明形变的重要性, 图 7 给出了 Ne 和 Mg 同位素的四极形变参数 (β_2). 从图中可以看出, 形变 HFB 理论预示的 Ne 和 Mg 同位素的 β_2 与有限力程小液滴模型

(FRDM)^[26] 计算的值很好的符合. 人们常常把 FRDM 的值当作经验值. 图中虚线表示 HFB 理论预示的两个极值(长形变和扁形变)的总能量非常接近, 以 ^{26}Mg 为例, 形变 HFB 理论预示的长形变 ($\beta_2 = 0.339$) 的总能量为 -220.71 MeV, 而扁形变 ($\beta_2 = -0.272$) 的总能量为 -219.63 MeV, 到底 ^{26}Mg 是长形变还是扁形变有待于实验的证实.

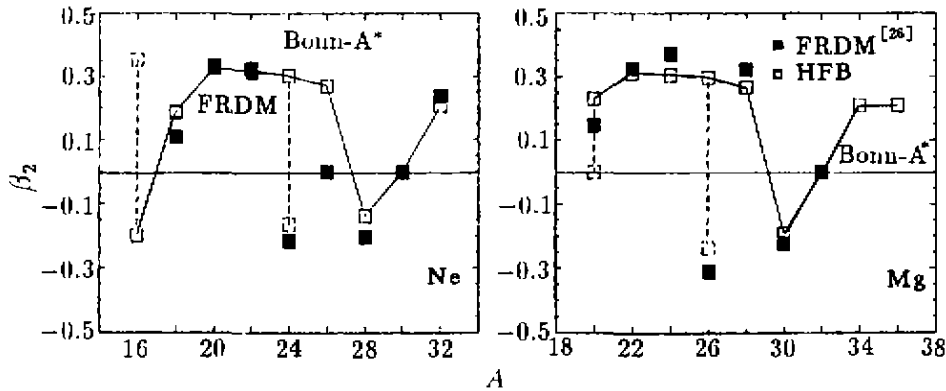


图 7 形变的 HFB 理论计算 Ne 和 Mg 同位素的四极形变 (β_2) 和 FRDM 值的比较

参 考 文 献:

- [1] Tanihata I. Neutron Halo Nuclei[J]. J Phys, 1996, G22: 157-198.
- [2] Dobzanski J, Hamamoto I, Nazarewicz, *et al.* Nuclear Shell Structure at Particle Drip Line[J]. Phys Rev Lett, 1994, 72: 981-984; Gruemmer F, Chen B Q, Ma Z Y, *et al.* Bulk Properties of Light Deformed Nuclei Derived from a Medium-modified Meson-exchange Interaction[J]. Phys Lett, 1996, B387: 673-679.
- [3] Serot B, Walecka J D. Relativistic Nuclear Many-body Problem[J]. Adv Nucl Phys, 1986, 161: 1-321.
- [4] Ring P. Relativistic Mean Field Theory in Finite Nuclei[J]. Prog Part and Nucl, 1996, 37: 193-263.
- [5] Poschl W, Vretenar D, Lalazissis G A, *et al.* Relativistic Hartree-Bogoliubov Theory with Finite Range Pairing Forces in Coordinate Space; Neutron halo in light nuclei[J]. Phys Rev Lett, 1997, 79: 3 841-3 844; Meng J, Ring P. Giant Halo at the Neutron Drip Line[J]. Phys Rev Lett, 1998, 19: 460-463.
- [6] Lalazissis G A, Sharma M M. Ground State Properties of Exotic Nuclei Near $Z=40$ in Relativistic Mean-field Theory[J]. Nucl Phys, 1995, A586: 201-218; Maharana J P, Warrior L S, Gambhir Y K. Isotopic and Isotonic Chains of Nuclei in $2p-1f-1g$ Region in Relativistic Mean Field Approach[J]. Ann Phys, 1996, 250: 237-319.
- [7] Ren Z Z, Chen B Q, Ma Z Y, *et al.* Level Inversion of $N=9$ Isotopes in the Relativistic Mean Field Theory[J]. Z Phys, 1997, A357: 137-141; Chen B Q, Ma Z Y, Krewald S, *et al.* Properties of Proton and Neutron Rich Nuclei in the Vicinity of ^{100}Sn in Relativistic Mean Field Theory[J]. J Phys, 1995, G21: 1 759-1 762.
- [8] Minamoto T, Ohtsubo T, Minami I, *et al.* Proton Halo of ^8B Disclosed by its Giant Quadrupole Moment[J]. Phys Rev Lett, 1992, 69: 2 058-2 061.
- [9] Warner R E, Kelley J H, Zecher P, *et al.* Evidence for a Halo in ^8B ; Total reaction cross section at 20 to 60 MeV/u[J]. Phys Rev, 1995, C52: R1 166-R1 170.
- [10] Schwab W, Geissel H, Lenske H, *et al.* Observation of a Proton Halo in ^8B [J]. Z Phys, 1995, A350: 283.
- [11] Smedberg M H, Baumann T, Aumann T, *et al.* New Results on the Halo Structure of ^8B [J]. Phys Lett, 1999, B452: 1-7.
- [12] Ren Z Z, Chen B Q, Ma Z Y, *et al.* One Proton Halo in ^{26}P and Two-proton Halo in ^{28}S [J]. Phys Rev, 1996, C53: R572-R575.
- [13] Brown B A, Hansen P G. Proton Halos in the $1s0d$ Shell[J]. Phys Lett, 1996, B381: 391-396.

- [14] Chen B Q, Ma Z Y, Gruemmer F, *et al.* Relativistic Mean Field Theory Study of Proton Halos in the $2s1d$ Shell[J]. *J Phys.* 1998, G24, 97–105.
- [15] 陈奋策, 陈宝秋. 质子晕研究的新进展[J]. 原子核物理评论, 2000, 17(2): 82–86.
- [16] Navin A, Bazin D, Brown B A, *et al.* Spectroscopy of Radioactive Beam from Single Nucleon Knockout Reaction: Application to the sd shell nuclei ^{26}Al and $^{26, 27, 28}\text{P}$ [J]. *Phys Rev Lett.* 1998, 81: 5 089–5 092.
- [17] Ma Z Y, Speth J, Krewald S, *et al.* Hypernuclei with Meson-exchange Hyperon-nucleon Interactions[J]. *Nucl Phys.* 1996, A608: 305–315.
- [18] Saito K, Tsushima K, Thomas A W. Self-consistent Description of Finite Nuclei Based on a Relativistic Quark Model[J]. *Nucl Phys.* 1996, A609: 339–363.
- [19] Brockmann R, Toki H. Relativistic Density Dependent Hartree Approach for Finite Nuclei[J]. *Phys Rev Lett.* 1992, 68, 3 408–3 411.
- [20] Fritz R, Muther H, Machleidt R. Dirac Effects in the Hartree-Fock Description of Finite Nuclei Employing Realistic Forces[J]. *Phys Rev Lett.* 1993, 71: 46–49; Fritz R, Muther H. N-N Correlations and Relativistic Hartree-Fock in Finite Nuclei[J]. *Phys Rev.* 1994, C49: 633–644.
- [21] Boersma H F, Malfliet R. From Nuclear Matter to Finite Nuclei: I Parametrization of the Dirac-Brueckner G matrix[J]. *Phys Rev.* 1994, C49: 233–244; From Nuclear Matter to Finite Nuclei: II Relativistic Theories for Finite Nuclei[J]. *Phys Rev.* 1994, C49: 1 495–1 515.
- [22] Ma Z Y, Shi H L, Chen B Q. Isovector Meson Contribution in Relativistic Hartree-Fock Approach for Finite Nuclei[J]. *Phys Rev.* 1994, C50: 3 170–3 173; Relativistic Density Dependent Hartree-Fock Approach for Finite Nuclei[J]. *Phys Rev.* 1995, C52: 144–156.
- [23] Ren Z Z, Xu G G, Chen B Q, *et al.* Structure of Halo Nuclei ^{14}Be and ^{22}Ne [J]. *Phys Lett.* 1995, B351: 11–17.
- [24] Savushkin L N, Marcos S, Quelle M L, *et al.* Effects Interaction for Relativistic Theory of Nuclear Structure[J]. *Phys Rev.* 1997, C55: 167–178 and references therein.
- [25] Audi G, Wapstra A H. The 1993 Atomic Mass Evaluation (I)[J]. *Nucl Phys.* 1993, A565: 1–65.
- [26] Möehler P, Nix J R, Kratz K-L. Nuclear Properties for Astrophysical and Radioactive-ion-beam Applications[J]. *Atomic Data and Nuclear Data Tables.* 1997, 66: 131–343.
- [27] Schmid K W, Mueßer H, Machleidt R. Meson Exchange Potentials and the Problem of Saturation in Finite Nuclei[J]. *Nucl Phys.* 1991, A530: 14.

Investigation of Properties of Exotic Nuclei in Relativistic and Norelativistic Models*

CHEN Bao-qi^{1,2}, MA Zhong-yu^{1,2,3}

(1 Center of Nuclear Theoretical Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, Lanzhou 730000, China;

2 China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China;

3 Institute of Theoretical Physics, the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract: Properties of exotic nuclei were described by relativistic and norelativistic models. The relativistic mean field theory predicts one proton halo in $^{26, 27, 28}\text{P}$ and two proton halos in $^{27, 28, 29}\text{S}$. One proton halo in $^{26, 27, 28}\text{P}$ has been found recently in MSU lab. The relativistic Hartree-Fock theory was used to investigate contribution of Fock term and isovector mesons to the properties of exotic nuclei. It turned out that the influence of the Fock term and isovector mesons on the properties of neutron very rich nuclei was very different from that of near stable nuclei. Meanwhile, deformed Hartree-Fock-Bogoliubov theory were employed to describe the properties and deformation of some light nuclei isotopes.

Key words: exotic nuclei; relativistic mean field theory; relativistic Hartree-Fock theory; deformed Hartree-Fock-Bogoliubov theory