

原子核中的结团运动*

周波^{1,2,†} 任中洲^{1,††}

(1 南京大学物理学院 南京 210093)

(2 北海道大学理学研究院 日本札幌 060-0810)

2014-10-06收到

† email: bo@nucl.sci.hokudai.ac.jp

†† email: zren@nju.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20150502

Clustering in nuclei

ZHOU Bo^{1,2,†} REN Zhong-Zhou^{1,††}

(1 Department of Physics, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

(2 Faculty of Science, Hokkaido University, Sapporo 060-0810, Japan)

摘要 结团的形成是原子核物理中最有趣的现象之一。单粒子运动、集体运动和结团(集团)运动是原子核中核子的三种主要运动模式。如何描述原子核中这种复杂的结团关联运动一直是核物理中一个极为重要的问题。文章简要介绍了原子核中的结团现象, 结团模型的发展历史, 以及 α 凝聚的相关研究进展。

关键词 原子核结团, 结团模型, 结团现象, α 凝聚

Abstract The formation of clustering is one of the most interesting phenomena in nuclear physics, and single-particle motion, collective motion and cluster motion are the three main modes in nuclei. How to describe this kind of complicated correlation has always been a crucial problem in nuclear physics. Nuclear cluster phenomena, the historical development of cluster models, and alpha condensation are briefly reviewed.

Keywords nuclear clustering, cluster model, cluster phenomena, alpha condensation

1 引言

结团是物质世界中普遍存在的一种特殊结构形式。如果你去看一幅天文学家得到的宇宙星系图, 就会惊讶地发现, 星系并不是均匀分布的, 而是以结团的形式存在^[1]。其中, 每个巨大的星系结团都是由成百上千的星系组成, 而每个星系又都是由数以亿计的恒星集聚而成。这种层层结团结构, 在万有引力和最小能量原理的作用和支配下做着壮观的天体运动。有趣的是, 即使在微观尺度上, 原子核作为一个典型的多体量子系

统, 也存在着核子的结团现象。

长久以来, 人们对原子核结构的传统理解是基于壳模型和集体模型的。壳模型的核心思想是平均场^[2]。在原子核内, 每个核子也可以近似地看作是在其他核子形成的平均场中做相对独立的自由运动。这一点与原子中电子的壳层结构颇为相似。除了独立粒子运动以外, 人们发现原子核还有振动和转动等集体运动形式^[3]。原子核的这种集体运动根源于核子间的长程关联, 它使得我们可以近似地认为原子核具有某种固定的形状。需要注意的是, 无论是原子核的壳层结构还是集体运动形式, 都是基于原子核内核子密度是近似均匀分布这一思想的。

事实上, 在较轻的原子核和一些中重核中,

* 国家自然科学基金(批准号: 11035001, 10975072, 10735010, 11375086, 11175085, 11235001, 11120101005)、国家重点基础研究发展计划(批准号: 2010CB327803, 2013CB834400)资助项目

存在着另一类与单粒子运动和集体运动完全不同的运动形式，这种运动形式被称为结团运动^[4]。结团运动的主要思想是，在原子核内，部分关联较强的核子可以形成一些结团单元，比如最常见的 α 结团，而这些结团之间的相对运动就构成了不同于单粒子运动和集体运动的一种新的运动模式。这种原子核内新的自由度也必然导致了一些丰富的结团现象的出现，尤其是近几年，在轻重核区域，实验上发现了大量有趣的结团现象^[5-7]，

比如丰中子区域的形状各异的分子状结团结构，一些原子核在较高能量区域中的类气态结团结构等等。在理论方面，微观结团模型仍然是描述原子核内这种复杂的结团关联运动的主要工具。随着计算机技术的进步，结团模型在描述和预测原子核结团结构方面，取得了极大的进步。同时，一些新的更为高级的结团模型也相继发展起来。原子核结团现象的研究正在成为当今世界越来越重要的一个课题。

2 原子核中的结团现象

早期，人们通过对轻核的比结合能定性分析发现，与其他的原子核相比，这些 ${}^8\text{Be}$ 、 ${}^{12}\text{C}$ 、 ${}^{16}\text{O}$ 、 ${}^{20}\text{Ne}$ 等 $n\alpha$ 核特别稳定(如图1所示)，并且这类原子核的结合能随着 α - α 节点的增加呈线性增大的变化趋势。这种粗略的分析似乎预示着原子核内可能存在着不同数目的 α 结团结构。尽管如此，由于原子核实验条件的限制，在相当长的一段时间里，人们对原子核中是否存在 α 粒子或其他结团结构是怀有疑问的。

1968年，Ikeda提出^[8]，在轻核中普遍存在着结团结构，并且它们往往出现在结团阈值附近的激发态中。图2展示了随着原子核激发能的增加，结团自由度的演化过程。它所揭示的最重要的概念是，原子核的结团自由度在结团阈值附近会得以释放，这也被称为结团物理中的阈值原则。可以看到，Ikeda结合了一部分实验观测的事实，同时对一些稳定核可能出现的结团结构进行了大胆的预测。Ikeda图对以后结团物理的发展起到了很大的促进作用。

随着实验和理论模型的发展，Ikeda图中许多结团结构都得到了证实^[10]。结团作为原子核动力学的一个重要特征，它的形成也极大地体现了原子核内丰富的核子多体运动形式。图3展示了 ${}^{12}\text{C}$ 原子核中随着激发能的升高，原子核从某种类液态到类气结团态，再到类气核子态的相变过程。在这个过程中，原子核内具有不同的密度分布，核子也具有完全不同的运动形式。事实上，在很

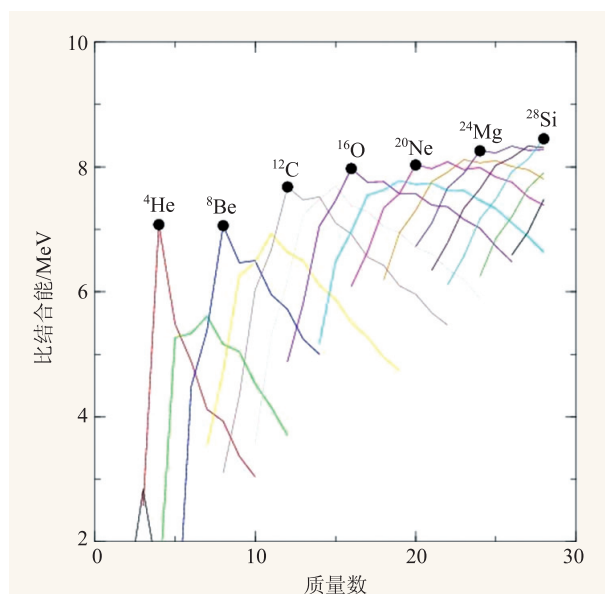


图1 部分原子核的比结合能^[5](不同颜色的线表示不同的同位素链)

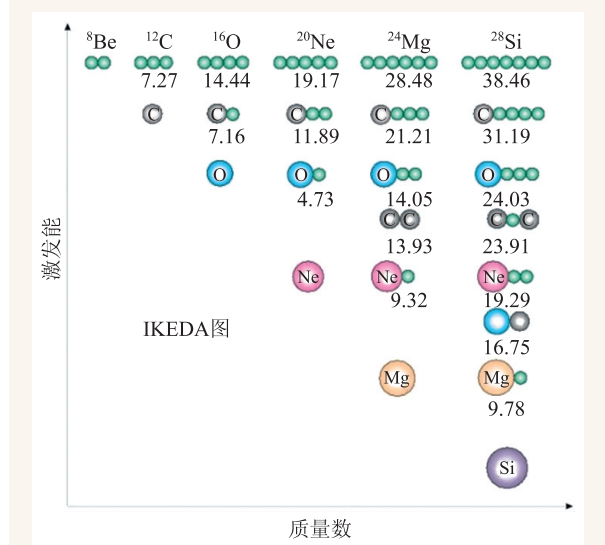


图2 Ikeda结团图^[8, 9](图中标注的结团阈值单位为MeV)

多轻核中，随着能量的升高，尤其是在结团阈值附近，核子便会有不同形式的聚集现象，形成一定的结团，比如最为常见的 α 结团。同时，一些轻核的晕结构和三体结构也与结团的形成密切相关^[11-13]。需要说明的是，与轻核不同，尽管重核中普遍存在着 α 衰变现象^[14-16]，但是由于重核结构的复杂性和相互作用的限制，一方面，重核中平均场效应占主导地位，结团的形成变得十分困难，另一方面，微观的结团模型现在很难应用到重核区域，使得我们仍然对重核中的结团结构不是很清楚。

近些年来，在一些非稳定核中，结团结构也得到了进一步证实，尤其是很多新奇的分子状结团结构陆续被发现。图4展示了由反对称分子动力学(antisymmetrized molecular dynamics, AMD)模型计算得到的 ^{10}Be , ^{11}Be , ^{12}Be 能带头的内禀波函数的密度分布。我们可以清晰地看出其中的结团结构。需要说明的是，AMD使用叠加的高斯波包作为试探波函数，它并非预先假设原子核中存在结团结构，而是通过能量变分原理去发现核内可能存在的结团结构。

当代核物理的一个重要进展来自量子蒙特卡罗方法在核物理中的应用。量子蒙特卡罗(QMC)是一种比较基础的从头算法^[19]。它使用AV18两体势和UIX三体势作为实际的核势进行能量变分计算。图5展示了由QMC计算得到的 ^8Be 的基态的内禀密度分布，这个计算结果毫无疑问地证明了 ^8Be 中存在 $\alpha+\alpha$ 结团结构。核结构中的从头算法是研究原子核结团物理的另外一种独立于结团模型的强有力工具，它几乎是从第一性原理出发证明了结团结构的存在，这为结团模型的应用提供了坚实的理论基础。

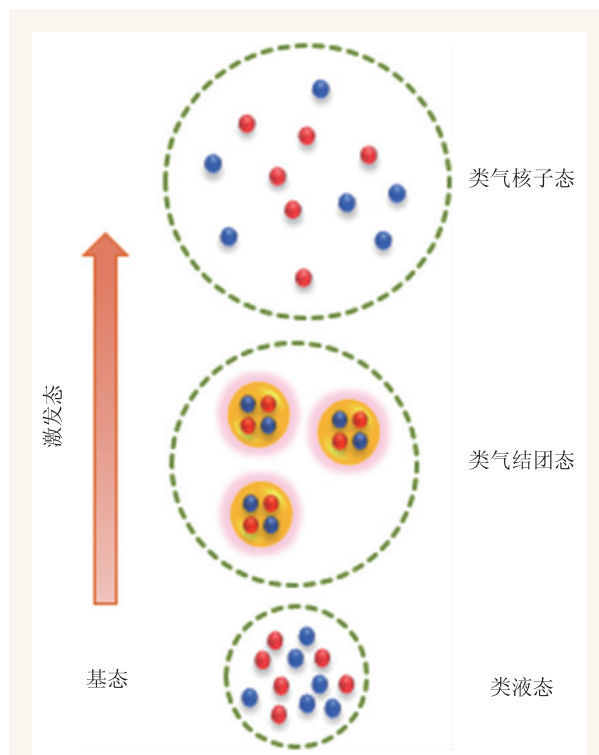


图3 随着原子核激发能的升高， ^{12}C 中核子不同运动形式的示意图

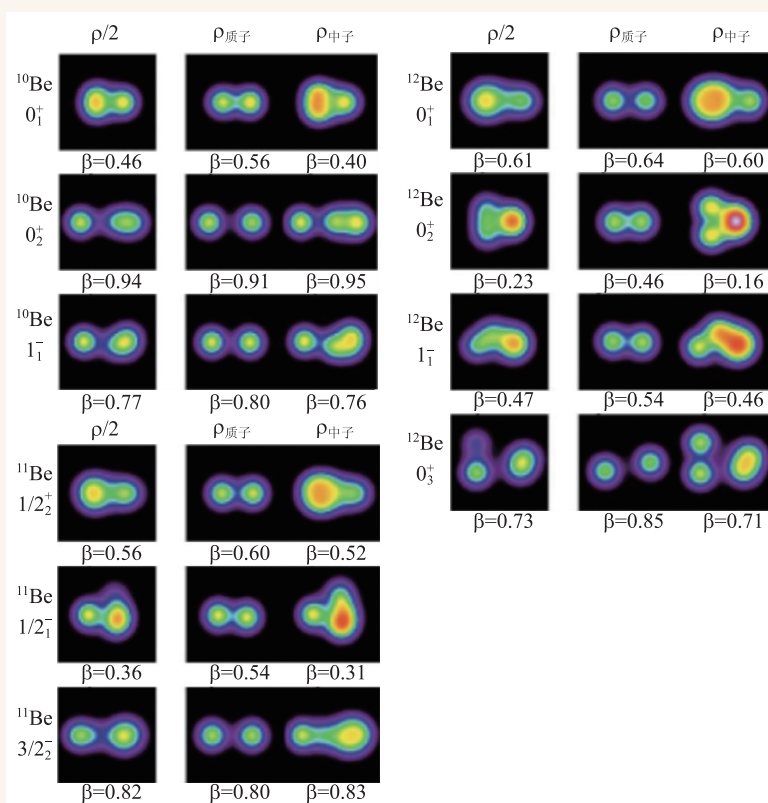


图4 由AMD模型计算得到的 ^{10}Be , ^{11}Be , ^{12}Be 能带头的内禀波函数的密度分布(其中 ρ , $\rho_{\text{质子}}$, $\rho_{\text{中子}}$ 和 β 分别表示核子密度、质子密度、中子密度和形变参数)^[17]

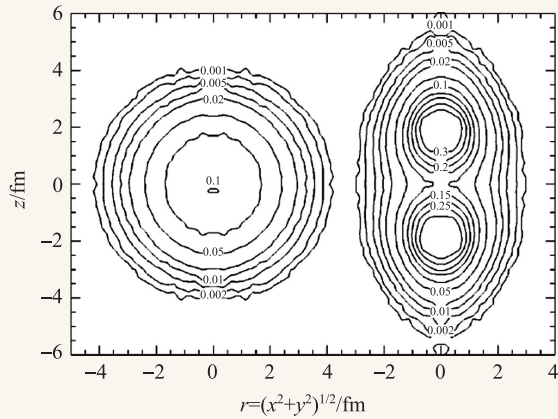


图5 由量子蒙特卡罗计算得到的⁸Be在柱坐标系中的密度分布等势图^[18]。左边对应的是实验室坐标系，右边对应的是内禀坐标系

3 原子核结团模型的发展历史

1928年，Gamow首次对实验上发现的 α 衰变进行了量子力学解释。随后，他进一步推断，⁸Be，¹²C，¹⁶O等 $4n$ 核(质量数为4的整数倍)是由 α 粒子组成的，其余的原子核是由 α 粒子和“电子”组成的^[20]。特别值得一提的是，这种极为朴素的 α 模型是在中子被发现(1932年)之前提出来的，可见，原子核的结团研究实际上已经有着相当长的历史了。1960年，鉴于实验上已经积累了大量的 α - α 散射实验数据，Ali和Bodmer通过拟合散射的相移给出了一个唯象的 α - α 势^[21]，但是人们很快就发现，使用这个唯象的 α 势很难对¹²C的基态和Hoyle态进行很好的描述。于是，人们逐渐意识到了宏观 α 结团模型的局限性，因此，基于核子相互作用的微观结团模型逐渐发展起来。

共振群方法(resonating group method, RGM)是第一种完全采用微观方式来描述原子核结团结构的方法。早在1937年，Wheeler在描述原子核运动时就引入了结团的概念^[22]。在这个图像中，作为原子核基本组成单元的中子和质子在某些情形下可以集聚成一类结团，结团中的核子像构成原子中的电子一样呈共振现象，因此这种原子核模型被称为共振群模型。RGM波函数的一般形式为

$$\psi = \mathcal{A} \{ \chi(\xi_1, \dots, \xi_{n-1}) \phi_1 \dots \phi_n \} \quad (1)$$

其中 \mathcal{A} 为反对称化算符， $\chi(\xi_1, \dots, \xi_{n-1})$ 表示结团的相对运动波函数，参数 ξ 表示结团质心距离的雅可比坐标， ϕ_i 为结团的内禀波函数。通过能量变分原理，我们可以求得相对运动波函数的精确解。RGM方法的主要优点是，它完全去除了质心运动部分，同时也完全考虑了结团间核子的反对称效应。但是，在RGM模型刚提出的一段时间里，人们并没有意识到这个模型是极其有用的，并且由于RGM模型的计算繁琐和复杂，在最初的十几年里，RGM发展十分缓慢。从1958年开始，Wildermuth，Kanellopoulos和Tang等发展了这个共振群方法，他们展开了一系列的研究，在共振群的理论框架下建立了统一处理原子核结构和反应的理论和方法^[4]。

1966年，为了克服RGM在实际计算中的困难，Brink将生成坐标方法(generator coordinate method, GCM)引入到结团模型中^[23]。GCM的生成波函数部分，Brink采用了Margenau早期使用的多质心结团波函数，后来人们也通常称这个多质心结团波函数为Bloch—Brink波函数或者Brink波函数。Brink波函数中采用结团间距作为参数来描述结团间的相对运动，如果将其线性叠加起来，就得到了Brink GCM波函数。由于计算较为简单，Brink波函数在原子核结团物理中得到了非常广泛的应用。

1969年，Saito提出了正交条件模型(orthogonality condition model, OCM)^[24]。OCM采用近似的方法来处理RGM中的非局域势，同时它引入了一个有效的局域势来保证相对运动波函数部分可以与禁闭态完全正交。OCM较之RGM在实际计算中简化了许多。这种半经典半微观的模型在描述复杂的原子核结团系统，甚至是包含不同耦合道结团结构的系统中取得了很大的成功。

RGM、GCM和OCM通常被称为传统的三大结团模型。近些年来，一些新的结团模型也发展起来，比如由Horiuchi和Kanada-En'yo发展的AMD模型，它在研究非 $4n$ 核的结团结构中起到了非常重要的作用^[20]。还有与之相似的FMD(fer-

mionic molecular dynamics)模型^[25]以及其他一些更为高级的基于从头算法的模型也都开始展开了对原子核中结团结构的研究^[8]。

4 α 凝聚

近几年来,原子核结团物理的一个比较重要的进展来自于对 $4n$ 核中 α 凝聚的研究。我们知道,原子核中的核子可以具有不同的自旋和同位旋,因此在不违背泡利不相容原理的情况下,原则上,具有4种不同量子数的费米子有可能靠相互的核势吸引而组成一种能量更低、更稳定的玻色子。核物理中确实有一种粒子和这种理想的玻色子相对应,这便是 α 粒子。 α 粒子由两个中子和两个质子组成,它们被核势紧紧地束缚在一起。实验证明, α 粒子具有非常稳定的特点,它的比结合能约为7 MeV,同时,它的第一激发能高达20 MeV,远远高于其他原子核。根据前面提到的Ikeda图,我们也可以看到, α 结团是普遍存在于稳定的轻核中的。一个比较有趣的问题是,如果考虑到 α 粒子是一种玻色子,那么在某些 $4n$ 核的特定态中,是否可以形成 α 的玻色—爱因斯坦凝聚呢?

研究表明,在均匀核物质中存在一种 α 凝聚的现象^[27, 28]。具体而言, α 凝聚可能发生在核物质的低密度区域,其密度大约为饱和密度的1/5左右,而在高密度区域,通常的质子—中子、中子—中子或质子—质子等库珀对将会更为盛行。那么在有限核的激发态中会不会出现这种 α 凝聚现象呢?为了回答这个问题,2001年,4位物理学家(Tohsaki—Horiuchi—Schuck—Röpke)首次提出了一种描述 $4n$ 核中 α 凝聚的新结团波函数^[29],根据4位作者名字的首字母,我们称这个波函数为THSR波函数。

利用THSR波函数对 ^{12}C 和 ^{16}O 进行计算的结果表明,在 ^{12}C 和 ^{16}O 的 3α 和 4α 阈值附近存在着一种相互作用较弱的 0^+ 弱束缚态, α 结团以一种近似为自由的状态存在于这种稀疏的结构中。这种特殊的稀疏结团结构正是 α 凝聚态。最典型的 α 凝聚态是 ^{12}C 的Hoyle态。计算表明,在THSR模型下

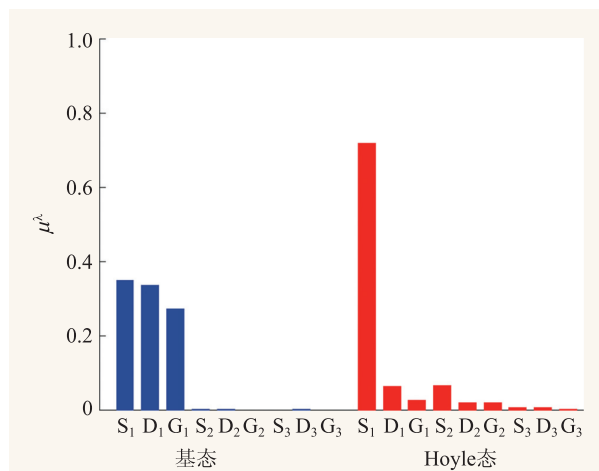


图6 ^{12}C 基态与Hoyle态的单 α 轨道占有率^[26]

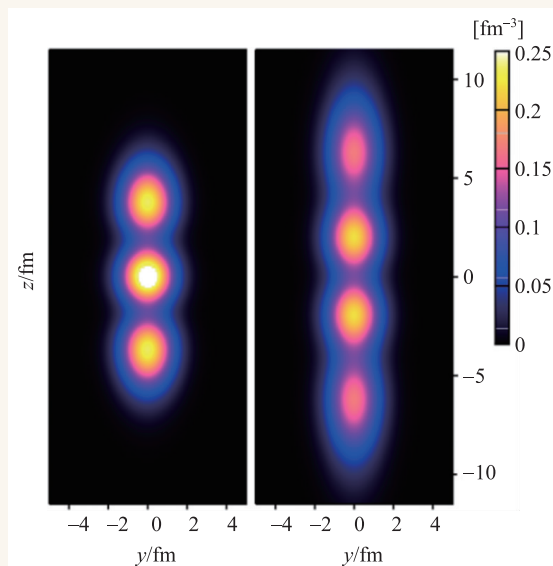


图7 根据THSR波函数计算得到的线性的 3α 和 4α 的内禀密度分布图^[32]

得到的 ^{12}C 的 0^+ 波函数与通过精确求解三体问题得到的微观 3α 波函数是完全一致的^[30]。这为证明 ^{12}C 的Hoyle态是一个 α 凝聚态提供了有力的支持。根据THSR波函数计算的Hoyle态的半径为4.3 fm,这在实验上也得到了证实。进一步来看,通过对 α 密度矩阵的对角化计算,可以对单个 α 轨道的占有几率进行研究。图6展示了 ^{12}C 的Hoyle态和基态处于不同轨道的情形^[31]。简单地说,这个结果表明, ^{12}C 中的3个 α 粒子有着非常弱的相互作用,并且它们以很大的几率都处在 0S 轨道上,由此可见,在这种低密度的情况下,类

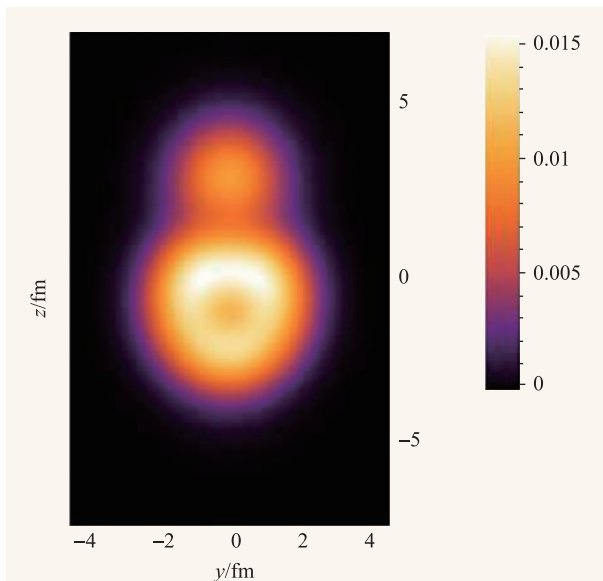


图8 由推广的THSR波函数计算得到的 ^{20}Ne 的内禀密度分布图^[34]

似于玻色—爱因斯坦凝聚的 α 凝聚确实在原子核系统中发生了。同时,应用这个凝聚波函数还可以进一步证明, ^{12}C 和 ^{16}O 中的 3α 、 4α 线性结构实际上可以看作是一维的 α 凝聚的实现^[32]。图7是根据THSR波函数计算得到的线性的 3α 和 4α 的内禀密度分布。十几年过去了, α 凝聚的研究无论是在实验上还是理论上都取得了极大的发展^[33]。

最近,我们使用推广的THSR波函数对 ^{20}Ne 的宇称翻转双重转动带进行了成功描述,并在此基础上提出了非局域化结团的概念^[35]。我们认为,描述结团运动的动力学参数并不是传统的结团间距,而是表征原子核“大小”的参数。图8展示了使用推广的THSR波函数计算得到的 ^{20}Ne 的内禀密度分布图。在这里,结团 α 和 ^{16}O 间距的产生根源于结团间的泡利排斥作用,而非人为引

入的间距参数。这是一种与传统的局域化结团概念截然不同的观点。进一步而言,我们实际上使用了一种容器图像来描述结团运动^[34]。简单地说,我们可以认为,把需要描述的原子核结团放入一个容器中,结团可以在其中做非局域化的自由运动,无论是紧致的类壳结团结构,还是类气态结团结构,都可以通过对容器的大小这一参数做变分计算后自动得到,而其中结团间的泡利排斥作用起了关键作用。这种新图像为我们能够统一地描述原子核中丰富多彩的结团结构提供了可能。

5 结束语

近十几年来,原子核结团领域展现出了前所未有的活力和生机。比如,新奇的 α 凝聚态的提出,在非稳定核中发现的越来越多的分子状结团结构,甚至在天体核物理中,结团的研究也变得越来越重要了。与此同时,各种与结团相关的问题也层出不穷。比如,能否利用现代的实验设施在原子核中找到 α 线状甚至环状的奇异结构呢? ^{12}C 的 0_3^+ 或者 0_4^+ 态具有怎样的结团结构?在较重的原子核中,如何研究出现在高激发态中的分子状结团结构?随着实验设施的进步和理论模型的发展,我们相信,在不久的将来,结团领域必将会取得更大的进展。

致谢 在本文撰写过程中,作者与Y. Funaki博士、H. Horiuchi教授、A. Tohsaki教授、P. Schuck教授、G. Röpke教授、许昌副教授和T. Yamada教授进行了有益讨论,特此感谢。

参考文献

- [1] Berlind A A, Frieman J, Weinberg D H *et al.* The Astrophysical Journal Supplement Series, 2006, 167(1):1
- [2] Lawson R D. Theory of the Nuclear Shell Model. Clarendon Press, 1980
- [3] Bohr A, Mottelson B R. Nuclear Structure: Nuclear Deformations. W. A. Benjamin, 1969
- [4] Wildermuth K, Tang Y C. A Unified Theory of the Nucleus. Vieweg, 1977
- [5] Freer M. Reports on Progress in Physics, 2007, 70(12):2149
- [6] Yang Zai-Hong, Ye Yan-Lin, Li Zhi-Huan *et al.* Physical Review Letters, 2014, 112(16):162501
- [7] He Wan-Bing, Ma Yu-Gang, Cao Xi-Guang *et al.* Physical Review Letters, 2014, 113(3):032506
- [8] Ikeda K, Takigawa N, Horiuchi H. Progress of Theoretical Physics Supplement, 1968, 68:464
- [9] von Oertzen W, Freer M, Kanada-En'yo Y. Physics Reports,

2006, 432(2):43

[10] Horiuchi H, Ikeda K, Katō K. Progress of Theoretical Physics Supplement, 2012, 192:1

[11] Ren Zhong-Zhou, Xu Gong-Ou. Physical Review C, 1987, 36(1):456

[12] Ren Zhong-Zhou, Xu Gong-Ou. Physics Letters B, 1990, 237(1):1

[13] Ren Zhong-Zhou, Xu Gong-Ou. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 1989, 15(4):465

[14] Lovas R G, Liotta R J, Insolia A *et al.* Physics reports, 1998, 294(5):265

[15] Ren Zhong-Zhou, Xu Chang, Wang Zai-Jun. Physical Review C, 2004, 70(3):034304

[16] Xu Chang, Ren Zhong-Zhou. Physical Review C, 2007, 75(4):044301

[17] Kanada-En'yo Y, Kimura M, Horiuchi H. Comptes Rendus Physique, 2003, 4:497

[18] Wiringa R B, Pieper S C, Carlson J *et al.* Physical Review C, 2000, 62(1):014001

[19] Wiringa R B. Progress of Theoretical Physics Supplement, 2002, 146:403

[20] Gamow G. Proceedings of the Royal Society of London: Series A, 1930, 126:632

[21] Ali S, Bodmer A R. Nuclear Physics, 1966, 80(1):99

[22] Wheeler J A. Physical Review, 1937, 52(11):1107

[23] Brink D M. Enrico Fermi. Course XXXVI. In: Proceedings of the International School of Physics. New York, 1966

[24] Saito S. Progress of Theoretical Physics, 1969, 41(3):705

[25] Horiuchi H, Kanada-En'yo Y. Nuclear Physics A, 1997, 616(1):394

[26] Neff T, Feldmeier H. Nuclear Physics A, 2004, 738:357

[27] Röpke G, Schnell A, Schuck P *et al.* Physical Review Letters, 1998, 80(15):3177

[28] Beyer M, Sofianos S A, Kuhrts C *et al.* Physics Letters B, 2000, 488(3):247

[29] Tohsaki A, Horiuchi H, Schuck P *et al.* Physical Review Letters, 2001, 87(19):192501

[30] Funaki Y, Tohsaki A, Horiuchi H *et al.* Physical Review C, 2003, 67(5):051306

[31] Yamada T, Schuck P. The European Physical Journal A: Hadrons and Nuclei, 2005, 26(2):185

[32] Suhara T, Funaki Y, Zhou Bo *et al.* Physical Review Letters, 2014, 112(6):062501

[33] Yamada T, Funaki Y, Horiuchi H *et al.* Lecture Notes in Physics, 2012, 848:229

[34] Zhou Bo, Funaki Y, Horiuchi H *et al.* Physical Review C, 2014, 89(3):034319

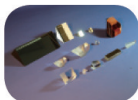
[35] Zhou Bo, Funaki Y, Horiuchi H *et al.* Physical Review Letters, 2013, 110(26):262501

标准光学元件库存--- 供您随时选用

总量多达10万片，
超过700个品种规格的透镜，
棱镜，反射镜，窗口，
滤光片等常用光学器件；
涵盖紫外，可见，
近红外，
红外等光学应用领域。



光学透镜



光学棱镜



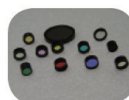
可见光学元件



红外元件



颜色滤光片



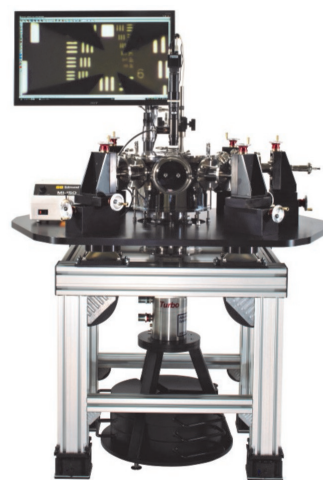
窄带干涉滤光片



北京欧普特科技有限公司
Beijing Golden Way Scientific Co.,Ltd

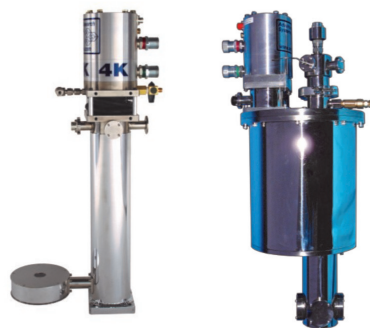
地址：北京市朝阳区酒仙桥东路1号M7栋5层东段
电话：010-88096218/88096099 传真：010-88096216
邮箱：optics@goldway.com.cn

超低温真空探针台



- 无需制冷剂
- 直流, 微波, 光纤
- 4K-800K
- 可增加磁铁
- 多达8个探针臂
- 客户定制
- 模块化设计

实验室低温制冷系统



- 超低振动
- 样品在气体中
- 显微应用
- 可快速更换



Advanced Research
Systems

Email: ars@arscryo.com

www.arscryo.com