

文章编号: 1007-4627(2012)04-0317-10

双中子集团结构研究进展

肖军, 叶沿林, 游海波, 杨再宏, 孙叶磊

(北京大学物理学院和核物理与核技术国家重点实验室, 北京 100871)

摘要: 回顾了晕核发现以来双中子集团结构的研究进展, 分析了可能的发展方向。系统的理论研究表明, 在原子核的表面和低密度核物质中, 空间紧密关联的 $2n$ 集团的出现是一个普遍的现象。但在较重原子核表面出现 $2n$ 集团的机制与核物质或轻晕核中的机制很不一样, 前者是由有限核的平均场造成的尺度效应(size effect), 而后者主要是由低密度下对相互作用(或对能隙)的增强造成的。另外, 在轻晕核或有限核表面, $2n$ 集团的均方根半径与它们到核芯的距离(或背景密度)有关, 最小值普遍可以达到 $2\sim 3$ fm, 然而在核物质中 $2n$ 集团最小只能到 ~ 5 fm。实验方面, 在重靶上的库仑激发强度, 能够比较准确地给出 $2n$ 系统到核芯的平均距离。但到目前为止尚没有有效的实验方法给出基态中两个中子之间的间距, 主要原因是中子发射过程中末态相互作用(共振态或虚粒子态)造成的两步过程的干扰, 这个问题在库仑激发破碎(重靶)或核作用破碎(轻靶)中都出现。“拖出”反应和敲出核芯反应是下一步可以考虑的路径。双中子的关联测量通常效率比较低, 尤其是需要有效排除中子串扰(CT)事件。为此, 需要发展特殊设计的中子关联测量装置, 在提高探测效率的同时, 能够通过运动学关系以及其他方法有效排除中子 CT 信号。在数据处理阶段, 通过反复迭代给出的双中子关联函数, 经验证明是比较有效的关联状态表达方式, 从中可以直接提取出双中子分布均方根半径。

关键词: 双中子; 对关联; 直接核反应; 中子串扰

中图分类号: O571.2; O571.33 **文献标志码:** A

1 引言

原子核作为一个特殊的量子多体系统, 它的基本内在结构形态, 可以用基于平均场的单粒子模型来描述^[1]。单粒子模型最成功之处, 就是正确地给出费米子(质子或中子)基态的壳层结构。但长久以来, 人们知道原子核内核子之间是有各种关联作用的(可称为剩余相互作用)。在满壳层附近, 单粒子能级间隔比较大, 核子关联不足以改变原子核的壳层结构, 因此剩余相互作用的效应不明显。但在离开满壳层比较远的地方, 单粒子能级受核子间剩余相互作用的影响就会大大增强, 需要认真处理。观察和研究发现, 剩余相互作用中很重要的一类, 是对关联, 就是质子或中子各自都有成对相处的趋势。稳定核中, 对关联主要表现在库伯粒子对在动

量空间的关联, 类似超导现象, 通常采用 BCS (Bardeen-Cooper-Schrieffer) 理论来处理^[2]。按照 BCS 近似, 库伯对的空间尺度可用相干长度描述:

$$\xi = \frac{\hbar^2 k_F}{m^* \pi \Delta}, \quad (1)$$

其中: k_F 是费米动量; m^* 是核子有效质量; Δ 是对能隙^[3-4]。在通常的原子核中, 按照局域密度近似(LDA)平均之后, ξ 相当于比较大的原子核的尺度。因此正常原子核内库伯对原则上并不形成在核力程范围(~ 2 fm)空间紧密相干的小集团。

自由的质子和中子可以结合成稳定的氘, 或者说, 在低密度背景下, 对称核物质可以实现氦核的玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)。两个自由中子不能形成双中子束缚态, 但它们在 1S_0 态上有很强的相互吸

收稿日期: 2012-02-12; 修改日期: 2012-03-27

基金项目: 国家重点基础研究发展计划(973 计划)(2013CB834402); 国家自然科学基金资助项目(11035001, 10775003, J1103206)

作者简介: 肖军(1984—), 男, 四川什邡人, 博士研究生, 从事核物理研究; E-mail: junxiao@pku.edu.cn

通信作者: 叶沿林, E-mail: yeyl@pku.edu.cn

引力,这可以从它们的散射相干长度($a_m = -18.5$ fm)看出。研究发现,对力在低密度下会增强,因此在低密度体系中可能形成双中子准束缚态,也就是双中子($2n$)集团^[5]。核密度较低的系统,包括中子星的外壳(crust)、重离子碰撞后的膨胀过程、弱束缚核的表面区域等。

20 世纪 80 年代中期,双中子晕核(如 ${}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$ 和 ${}^{14}\text{Be}$ 等)的发现^[6]大大刺激了双中子结构的研究。实验发现,这些双中子晕核都是 borromean 型的,即束缚的三体系统中的任意一个两体子系统都是非束缚的。这表明在弱束缚核表面环境中的两个价中子有很强的对关联。二十多年来,理论上对弱束缚核和其他系统中的双中子结构研究取得很大进展,预言了很多奇特的体系和结构。实验上也做出了持续的努力,但由于所涉及的反应机制和双中子测量的特殊复杂性(后面会具体谈到),至今仍然没有给出关于晕核 $2n$ 集团结构的准确的实验结论和有效的实验观测方法。

$2n$ 集团的特殊重要性,在于从费米子体系演变成玻色子体系,这会造成体系结构和基本物理性质的改变。另外,对于有限核, $2n$ 集团结构可以造成直接 $2n$ 转移截面的大大增强,这已经在许多实验中观察到^[7-8],也会影响到核物质的可压缩性和对称能^[9]。我们在这里主要关心的是丰中子核表面形成 $2n$ 集团的问题,也适当涉及核物质系统。

2 理论研究进展

历史上,对 β 稳定线附近原子核的研究,曾经认为对关联对于 $Z = N$ 的原子核最强,外推到丰中子区,对关联会减弱甚至消失(当 $N \approx 2.5 Z$)^[10]。1985 年, Tanihata 等^[6]发现近中子滴线核的相互作用截面(和从中提取的核半径)的反常增大之后,1986 年, Poughtheon 等^[11]的系统性研究发现,轻丰中子核在近滴线区对关联仍然很强,即结合能仍然有很显著的奇偶效应。在这些奇特现象的基础上, Hansen 等^[12]很快(1987 年)通过核芯+价核子的集团结构模型,给出了晕核的概念。在这种初始的模型中,晕核 ${}^{11}\text{Li}$ 的两个价中子是作为一个双中子态(2n)来处理的。他们指出了滴线附近中子对关联的重要性,并预言了很强的库仑激发截面。

随后,人们开始用更实际的三体模型来考察双中子晕核内两个价中子之间的关联。一个典型的工

作是 Zhukov 等^[13]的基于三体结构模型和两体有效相互作用的计算。价核子 1 和 2 在质心系中满足的薛定谔方程为

$$(\hat{T} + \hat{V} - E)\Psi(1, 2) = 0 \quad (2)$$

其中 $\hat{V} = \hat{V}_{c1} + \hat{V}_{c2} + \hat{V}_{12}$,

下标 c 表示晕核的核芯(core)。核芯与价核子之间的相互作用势(V_{cx})可采用已有的唯象势,利用它可解出价核子的基矢波函数。泡利不相容原理采用半微观的方式处理,即要求价核子占据的量子态必须不同于核芯内部核子已经占据的量子态(阻塞效应),同时要求两个价中子之间交换反对称。价核子之间的相互作用势(V_{12})采用自由核子-核子作用势。三体模型计算的结果显示, ${}^6\text{He}$ 的两个价核子的空间分布有两个峰(见图 1)。其中,一个是“ $2n$ 集团(di-neutron-like)”峰,表现为较大的 $R_{(nn-core)}$ 和较小的 $r_{(n-n)}$;另一个是所谓“雪茄型(cigar-like)”峰,表现为较小的 $R_{(nn-core)}$ 和较大的 $r_{(n-n)}$ 。前者概率较大,可以达到密度分布的大约 80%。实际上,由于两个价中子之间的交换反对称性,按照 L - S 耦合关系,与两个中子自旋反平行($S = 0$)的成分对应的总轨道角动量 $L =$ 偶数(对 ${}^6\text{He}$ 基态只能 $L = 0$),

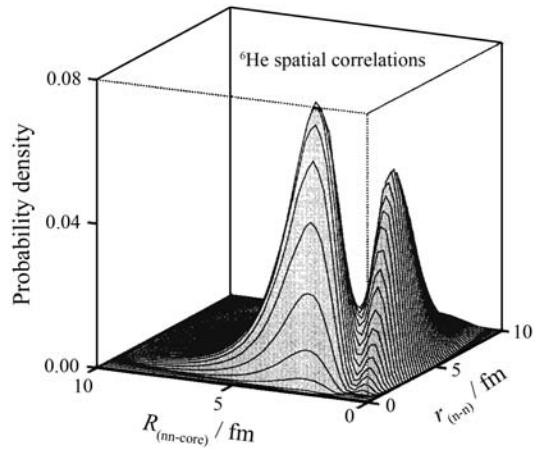


图 1 用三体模型计算的 ${}^6\text{He}$ 中两个价核子的密度分布^[13]

而与两个中子自旋平行($S = 1$)的成分对应的总轨道角动量 $L =$ 奇数(对 ${}^6\text{He}$ 基态只能 $L = 1$)。前者在 r 接近 0 的地方概率很大,而后者就很小。图 1 中的双峰结构主要都是来自于 $S = 0$ 的成分,而 $S = 1$ 的成分是在双峰之间的比较平坦的分布。显然,双峰结构本身主要是由泡利不相容原理引起的,但 $2n$ 集团峰的概率远大于雪茄型峰的概率,这个差异是源于两个价中子之间的对相互作用^[13]。

然而,人们知道在原子核中三体力起重要作用。连最基本的轻原子核质量的计算,都只有在考虑了三体力的基础上才能得到比较精确的结果^[14]。Bertsch 等^[15]在三体模型中采用了密度相关的零程核子-核子相互作用,可以等效地模拟三体力的作用^[16]。泡利不相容原理仍然用阻塞的办法处理。Hagino 等^[17]采用这种方法系统研究了双中子晕核的价核子关联问题。对于⁶He 和¹¹Li 等双中子晕核的研究表明,价中子的自旋单态($S = 0$)可以在基态中形成显著的 2n 集团结构。并且这种集团的空间尺度依赖于中子对到核芯的平均距离(R_{c-2n}),或者说与背景的核物质密度相关^[18]。在背景密度为饱和核密度的大约 0.4 倍时,两个价中子之间距离分布的均方根半径 r_{rms} 达到极小(图 2),也就是形成了最紧密的双中子集团。2n 集团的 r_{rms} 可以小到 2~3 fm,与束缚态氦核的尺寸相当。

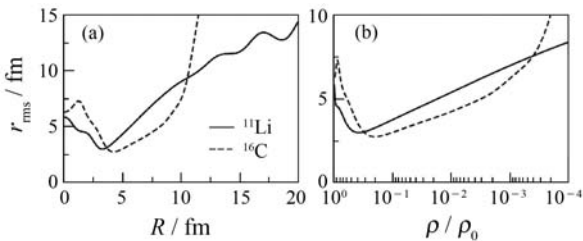


图 2 ¹¹Li 的两个价中子间的平均距离 r 与它们到核芯的距离 R 以及与背景核物质密度 ρ 的关系^[18]
 ρ_0 是饱和核物质密度。

采用类似的相互作用, Hagino 等^[19]又研究了⁸He 和¹⁸C 等 4 个价中子的情况。此时,系统由五体构成,不再能采用三体模型严格计算,因此改用 HFB 近似(Hartree-Fock-Bogoliubov approximation)。在验证了对⁶He 的计算结果与严格的三体解基本一致的基础上,作者计算了⁸He 和¹⁸C 的 4 个价中子的结构。结果表明,核子对相互作用会造成很强的单粒子组态混合。例如,传统认为⁸He 的 4 个价核子都处在 $p_{3/2}$ 态上,即具有 $[(1p_{3/2})^4]$ 组态。但 HFB 计算的结果,是 34.9% 的 $[(1p_{3/2})^4]$, 23.7% 的 $[(1p_{3/2})^2(p_{1/2})^2]$, 10.7% 的 $[(p_{3/2})^2(d_{5/2})^2]$ 和 7.8% 的 $[(p_{3/2})^2(s_{1/2})^2]$ 等。¹⁸C 的结果也类似。将双中子分布的 $S = 0$ 成分的概率密度画出,得到与图 1 相似的结果(只是两个中子的相对距离改用相对夹角表示),即有很强的 2n 集团成分。由于这里有两个双中子集团,所以也分析了两

个集团之间的关系,发现两个集团到核芯的距离基本相同,但集团之间的相对角度都较大,即基本没有 4 中子组合。HFB 方法也被应用到中等质量核^[20]、重原子核^[21]以及形变核^[22]。发现在偶偶核表面出现 2~3 fm 尺度的 2n 集团是普遍现象,与同位旋的大小(丰中子的程度)关系不大,也与对力的强度关系不明显,而主要是由于有限核中单粒子态的性质,特别是不同宇称态的混合造成的。后续进一步的分析^[7]表明,2n 集团在轻丰中子晕核表面的形成机制与在较重核表面的形成机制是很不一样的,前者主要依靠低密度(弱束缚)下加强的对相互作用,而后者主要由于多种单粒子态的混合,也就是所谓尺度效应(size effect)。为了对形成 2n 集团的物理根源有更深入的认识,Hagino 等^[23]参考原子物理学里所采用的研究方法,发展了一个时间相关的一维模型,从而更清楚地分析和展示了 2n 集团形成以及从核中分离(破碎反应)的过程。文献^[24]则采用简化的谐振子模型去考察核表面 2n 集团尺度特别小的原因,发现当声子能量 $\hbar\omega$ 远大于对能隙 Δ 时(类似有限核的情况),2n 集团的尺度与对作用强度基本无关,集团的大小主要由尺度效应决定。反之,当 $\hbar\omega$ 远小于 Δ 时(类似核物质的情况和晕核表面情况),集团尺度近似反比于 Δ 。总之,在核表面形成尺度很小的 2n 集团看来是一个相当普遍的现象,这是与传统的 BCS 对的观念很不一样的^[25, 21]。这可能也是普遍观察到的双中子转移截面反常增大的原因^[7]。这个观点还需要更多实验,特别是晕核表面核子关联实验来证实。

Matsuo^[26]采用 BCS 近似,研究了均匀无限核物质中的中子对关联,包括对称核物质和中子物质。计算表明,在低物质密度区($\rho/\rho_0 \approx 10^{-3} \sim 0.5$),出现对能隙扩大,中子对的均方根半径显著减小的现象(图 3 和图 4)。在 $\rho/\rho_0 \approx 0.1$ 时,中子对的均方根半径达到最小(~ 5 fm)。文献^[27]采用更为复杂的密度和同位旋相关的零程对相互作用,并考虑了相互作用的介质屏蔽效应(screening),研究了中子物质里库伯对的波函数。通过与对称($N = Z$)核和中子物质($Z \sim 0$)中的对能隙比较,给出了比较合理的密度和同位旋相关的对力表达式以及介质屏蔽因子(screened-II 参数组),并推广应用到连续变化的非对称核物质。发现在低密度区,对关联很强,可以出现 BCS 到 BEC 态的转化(crossover)。

特别是对于对称核物质, 对关联最强, 在费米动量 $k_{F,n} \sim 0.2 \text{ fm}^{-1}$ (对应 $\rho_n / \rho_0 \sim 0.002$) 时, 甚至可以达到完全的 BES 态(库伯对的均方根半径远小于核子间的平均距离(见文献[27]中的图 8)。非对称核物质中, 对关联相对减弱, 而在中子物质中最弱。计算表明, 对关联受介质效应影响很大。以上研究缺少非对称核物质的实验支持。显然丰中子核表面价核子结构的实验观测, 可以为低密度非对称核物质的对关联研究提供重要的样本。在以上研究基础上, 文献[5]提出了更严格的 BCS-BEC 转化的评判标准。而文献[28]则采用简化的二维模型, 更具体地讨论了核物质中的双中子关联行为和 BCS-BEC 转化。以上研究发现核物质中可以出现的 2n 集团尺寸最小为 4~5 fm(见后), 而在轻晕核和有限核表面可以出现小得多的 2n 集团(2~3 fm)。这个差异的原因已经有一些初步的分析[28], 但还很不清楚, 需要进一步的研究。

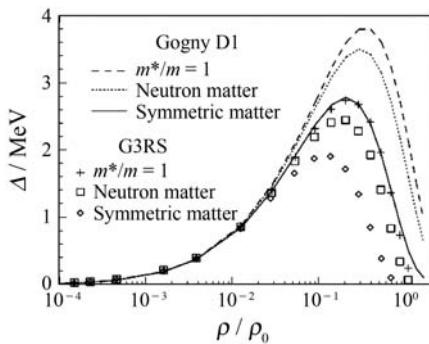


图 3 采用 BCS 理论计算的对能隙 Δ 对核物质密度 ρ 的依赖关系[26]
 ρ_0 为饱和核密度。

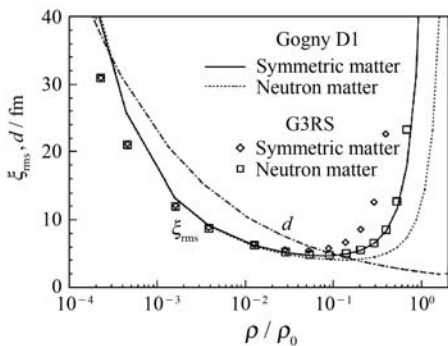


图 4 中子对的均方根半径对核物质密度的依赖关系[26]

上述计算中, 泡利不相容原理的处理是半微观的, 即将价核子与核芯中的核子区分开来, 对价核子能够占取的量子态加以限制(阻塞), 但对价核子

与核芯中核子的交换性未予考虑。实际上, 价核子不应与核芯中核子区别开来, 需要考虑完全的费米子交换反对称。按照这种思想, 两个价核子之间的夹角和相对动量等表达没有确定的意义, 而两核子密度分布才是可观测量。最近, Kanada-En'yo 等[29-30]采用著名的反对称分子动力学模型(AMD)来计算分析价核子关联问题, 包含了所有核子的交换反对称性。计算得到的两核子密度分布同样显示了在 ${}^6\text{He}$ 和 ${}^8\text{He}$ 表面形成 2n 集团的情况(1S_0 态)。对于基态(0_1^+), ${}^6\text{He}$ 比 ${}^8\text{He}$ 的双中子结构更加显著, 但 ${}^8\text{He}$ 的激发态(0_2^+)具有很显著的 2n 集团结构, 与此前预言的 ${}^8\text{He}$ 的三玻色子激发态(${}^4\text{He} + 2n + 2n$)是一致的[29]。文献[31]将 AMD 模型的费米子波函数与 ${}^4\text{He} + 2n + 2n$ 玻色子集团波函数(THSR)叠加, 计算了 ${}^8\text{He}$ 中单粒子态和 2n 集团态混合的情况, 结果支持集团态的存在。这个方法用到 ${}^7\text{H}$ 共振态, 发现 $t + 2n + 2n$ 集团结构比 ${}^8\text{He}$ 中的多集团结构更显著[32]。

3 实验研究进展

与二十年来活跃的理论研究相比较, 双中子关联的实验研究进展比较缓慢, 主要困难在于寻找合适的反应机制、发展双中子关联探测及必要的束流条件等。

双中子转移反应截面的反常增大, 被认为是 2n 集团结构的一个重要实验信号[33-34]。但由于转移反应可能包含直接-间接、一步-多步等复杂过程, 理论分析又往往涉及入射-出射众多反应道的参数, 因而从转移反应中很难得到 2n 集团结构的直接信息。另外, 转移反应通常截面很小, 对于流强较弱的放射性束而言, 实验比较困难。

从总反应截面或相互作用截面对核的奇偶性的依赖也可以大体看出对关联的强弱[35], 但同样难以给出价核子结构信息。

我们在这里主要关心能量较高的破碎和敲出反应。这类反应机制相对简单, 理论描写比较成熟, 原则上可以利用这类反应提取价核子具体结构信息。但由于涉及多中子关联测量, 对实验探测要求很高。

3.1 利用破碎反应研究双中子结构

非稳定核在重靶(Pb 靶或 Au 靶)上的库仑激

发破碎反应有很大的截面, 曾经在这种反应中发现了晕核的软巨共振^[36]。

1993 年, 美国密歇根州立大学(MSU)国家超导回旋加速器实验室(NSCL)开展了 28 MeV/u 的 ^{11}Li 在 Pb 靶上的破碎反应实验, 关联测量了核芯碎片 ^9Li 和前向发射的两个中子^[37]。在没有去除中子信号串扰(CT: cross talk)的情况下, 根据测量的中子关联函数(HBT 方法^[38])

$$C(q) = \frac{\sum \sigma(q)}{\sum \sigma(\mathbf{p}_1)\sigma(\mathbf{p}_2)}, \quad q = \frac{1}{2} |\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2| \quad (3)$$

推出中子源的空间分布很宽, 均方根半径达到 9.2 fm。经比较仔细的中子 CT 信号排除之后^[39], 双中子相对动量(q)谱仍然比较宽, 得不到 2n 集团的明确信息。而从中子和碎片的动量分布中推出的两个中子的相对张角 $\theta_{12} > 90^\circ$, 也就是基本没有观察到 2n 集团结构。但这里测量的, 实际上只是 ^{11}Li 激发态的价中子分布状态, 甚至可能是级联发射的中子造成的假关联, 并不反映 ^{11}Li 基态的价中子结构。随后(1995 年), 日本理化学研究所(RIKEN)重复了上述实验^[40], ^{11}Li 束流能量提高到 43 MeV/u, 采用五排塑料闪烁体中子墙, 中子接收范围比较大, 探测效率比较高, 但未经中子 CT 信号排除。通过完全运动学测量重建了两个中子相对能量(E_{nn})谱和 ^{11}Li 激发能谱。分析表明, 破碎主要是直接过程, 两个中子空间分布的均方根半径达到约 7 fm, 它们相对于核芯的夹角也是 90° 左右。

1997 年, 德国重离子研究中心(GSI)开展了 280 MeV/u 的 ^{11}Li 在 C 靶和 Pb 靶上的破碎反应实验, 发现中子-中子相对能量(T_{nn})谱基本体现无关联的态空间分布, 没有明显的 2n 集团效应^[41]。随后开展的 240 MeV/u 的 ^6He 破碎反应实验, 也只观察到很弱的中子-中子关联^[42]。2002 年, 在 NSCL 用 23.9 MeV/u 的 ^6He 束流在从 C 到 Pb 的一系列靶上开展了破碎反应实验^[43], 中子测量采用两排液闪中子墙, 未经中子 CT 信号排除。通过对中子和核芯碎片(α 粒子)的动量分布宽度分析和两个中子之间的相对角度余弦 $\cos\theta_{\text{nn}}$ 分析, 得出两个中子之间基本没有空间关联的结论。同一时期, 法国重离子大加速器国家实验室(GANIL)开展了 30 ~ 50 MeV/u 的 ^6He , ^{11}Li 和 ^{14}Be 在 Pb 靶上的破碎反应实验^[44], 利用 99 个分立的液闪中子探测器测

量双中子关联函数(公式 3)。发现分开摆放探测器, 有利于中子 CT 信号的排除。同时他们还采用反复迭代方法排除非正常符合的影响, 得到了比较可靠的关联函数结果, 并推出 ^6He , ^{11}Li 和 ^{14}Be 中双中子分布的均方根半径分别是 5.9, 6.6 和 5.4 fm。

2006 年, 日本 RIKEN 再次开展了 ^{11}Li 库仑激发破碎的实验。利用磁铁偏转的办法取代了零度望远镜对核芯碎片的测量, 从而避免了望远镜对中子测量的干扰, 并对中子 CT 信号做了细致的处理^[45]。通过重建的 ^{11}Li 激发谱, 可以直接提取库仑激发强度函数 $\text{dB}(E1)/\text{d}E_{\text{rel}}$, 并与理论计算进行了比较。按照三体模型, 激发强度函数与中子集团到核芯距离平方的平均值 $\langle r_{c-2n}^2 \rangle$ 成正比, 因此可以从测量到的强度函数提取出 $\sqrt{\langle r_{c-2n}^2 \rangle} \approx 5.01$ fm。如果还能独立地知道两个中子之间的平均间距 $\sqrt{\langle r_{\text{nn}}^2 \rangle}$ 或者单个中子到核芯的距离 $\sqrt{\langle r_{c\text{n}}^2 \rangle}$, 就可以推出两个价中子之间的夹角 θ_{nn} 。文献[45]从中子不相干时理论计算的强度函数确定 $\sqrt{\langle r_{c\text{n}}^2 \rangle}$, 结合测量的强度函数, 推出了 θ_{nn} 约为 48° , 比随机分布的平均 90° 小了很多, 说明晕核 ^{11}Li 的两个价中子之间有很强的空间关联。这是第一次从实验上定量地给出 2n 集团的结构形态, 引起很大反响。文献[46]认为, 上述 $\sqrt{\langle r_{c\text{n}}^2 \rangle}$ 的假定有不妥之处, 改为利用实验测量的中子相关函数(见公式 3)变换得到 $\sqrt{\langle r_{\text{nn}}^2 \rangle}$, 再结合上述的实验强度函数, 推出两个中子的夹角为约 66° , 也还是有比较明显的空间相干性。Hagino 等^[47]认为, 上面采用的强度函数与 $\langle r_{c-2n}^2 \rangle$ 之间的正比关系包含了不恰当的激发成分, 他们用更完全的理论计算给出修正, 得到 $\sqrt{\langle r_{c-2n}^2 \rangle} \approx 5.15$ fm^[47]。然后利用母核平均半径与核芯、2n 集团以及 $\langle r_{c-2n}^2 \rangle$ 之间的叠加关系, 导出 $\sqrt{\langle r_{\text{nn}}^2 \rangle} \approx 5.5$ fm。或者, 利用双中子关联函数转换成 $\sqrt{\langle r_{\text{nn}}^2 \rangle} \approx 6.6$ fm。这样就可以计算出对应的 ^{11}Li 中两个价中子的夹角 θ_{nn} 为约 56.2° 或 65.2° 。同样的方法给出 ^6He 两个价中子的夹角为约 51.6° 或 74.5° 。显然, 利用库仑激发强度函数提取 $\langle r_{c-2n}^2 \rangle$ 比较可靠, 但用各种方法抽取 $\sqrt{\langle r_{\text{nn}}^2 \rangle}$ (或 $\sqrt{\langle r_{c\text{n}}^2 \rangle}$) 差异很大, 从而导致推出的 θ_{nn} 不准。为了进一步了解观测的 $\sqrt{\langle r_{\text{nn}}^2 \rangle}$ 含义, Hagino 等^[17, 48]利用此前发展的采用密度相关接触势的三体模型, 具体考察了库仑激发之后晕中子的行为。

结果发现，一个中子直接破碎而另一个中子经过共振态(比如 ^{10}Li 或 ^5He)或其他虚粒子态衰变的比重很大，因此很难在库仑激发之后保留原来基态两中子关联的信息。也就是说，库仑激发之后测量的中子关联函数(和从中提取的 $\sqrt{\langle r_{nn}^2 \rangle}$)意义不大。文献[49]在考虑了张量力的情况下具体分析了晕核 ^6He 的库仑激发过程和强度函数，也指出各观测量主要受末态相互作用(FSI)的影响，也就是 ^5He 共振态和n-n虚粒子散射态的影响，很多中子发射经过了两步过程，因而基本不反映基态2n集团结构。

需要指出的是，对于在较轻靶(C或Be靶)上的衍射破碎反应实验，如果观察相对动量或相对能量等，中子-中子关联测量的结果与采用重靶的结果基本一致，即没有明显的2n集团关联效应[41-43]。但GANIL实验采用迭代的方法研究 ^{14}Be 内的双中子关联函数(见公式3)，在C靶上得到的双中子分布均方根半径是7.6 fm[50]，比之前在Pb靶上得到的5.4 fm大了很多[44]。对 ^6He 中的双中子分布得到类似结果，就是用C靶或Pb靶数据抽取的双中子分布均方根半径差异很大[51]。进一步分析体现末态三体运动学关系的Dalitz图(图5)，发

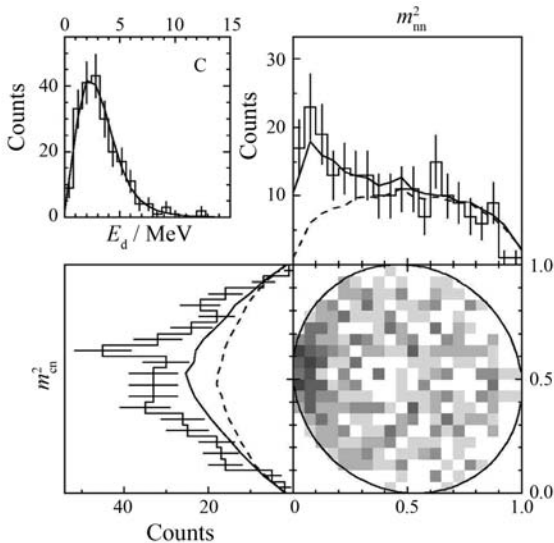


图5 ^{14}Be 在C靶上的破碎反应的三体运动学关联分布(Dalitz图)及其投影[50]

投影中的实线(虚线)是在考虑(不考虑)n-n末态相互作用情况下模拟的态空间分布。

现在采用C靶时，核芯和一个价核子的末态相互作用(FSI_{c-n})，也就是类似 ^7He ， ^{10}Li 和 ^{13}Be 等中间共振态，在C靶破碎过程中起到很大作用。而用Pb

靶时，库仑激发更多是作用到核芯碎片上，造成整体共同激发。由此可见，采用核破碎(C靶或Be靶)提取 $\sqrt{\langle r_{nn}^2 \rangle}$ 更加不可靠[51]。

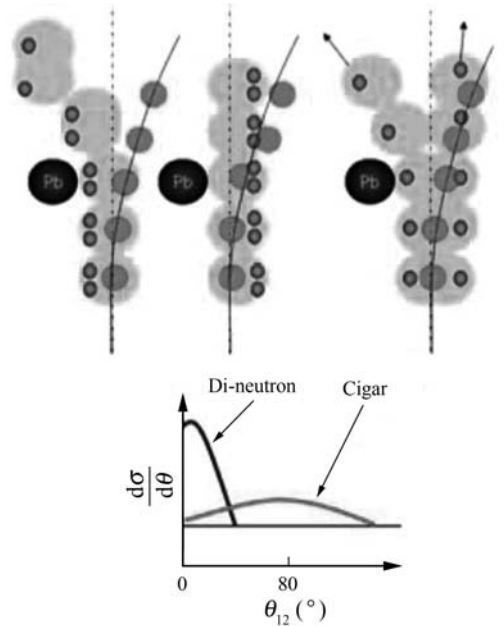


图6 ^6He 的“拖出”反应示意图
图下部为对应的中子相对角度关联谱。

采用较轻靶时，除衍射破碎外，还有几乎同等概率的敲出(knockout或stripping)反应过程。为了避免复杂过程的干扰，目前倾向于更多采用H靶来做敲出反应实验[52]。北京大学研究组新近发展了反冲质子标记的敲出反应方法，通过测量反冲质子与弹核的核芯碎片的角度关联，可以有效地区分价核子敲出机制和核芯碎片敲出机制[53]。前一种机制可以用来研究单粒子量子态，而后一种机制则能够用来直接观察基态集团结构，包括带电碎片集团和中子集团。例如，对 ^6He (或 ^{11}Li)入射的情况，在选择“干净地”敲出核芯 ^4He (或 ^9Li)之后，作为旁观者的两个价中子有可能直接发射出来，而较少受到上述库仑激发或核激发造成的末态相互作用的干扰。这个思路是否正确，特别是n-n末态相互作用在这种情况下下的效应，需要实验检验。目前正在对 ^8He 开展这项研究[54]，困难在于四重符合(反冲质子、敲出碎片、两个中子)的事件数目会大大减少，对实验测量要求很高。

3.2 利用“拖出”反应研究双中子结构

破碎和敲出反应适合较高能区(一般大于50 MeV/u)，而转移反应适合较低能区(一般小于30

MeV/u)。在过渡能区(30~50 MeV/u), GANIL 实验组通过重离子碰撞实验发现了(实际是可从 missing mass 运动学谱里挑选出了)一种“拖出(to-wing)”反应机制^[55]。这种机制的特征是母核和探针核在反应过程中均基本处于基态(missing mass 很小), 但有一个粒子或一个集团被从母核内“拖”出来, 发射到探针核一侧较大的角度(几十度)。整个过程仍然可被视为直接核反应, 但被“拖出”粒子与两个核的作用时间比较长, 偏转角度比较大, 介于激发核滞后发射和突然(sudden)敲出之间。理论描写采用时间相关的薛定谔方程(TDSE), 被拖出粒子(或集团)在母核核芯和探针核提供的双中心势场中运动, 方程可用格点方法求解^[56]。如果这个机制成立, 则通过实验观测的拖出粒子微分截面与理论计算比较, 就可以提取拖出粒子(集团)在母核中初始的状态。这个方法已经用到非稳定的单粒子结构^[57]和 α 集团结构^[58]的谱学研究。最近, 这个方法也被应用到晕核 $2n$ 集团结构的研究^[59-60], 理论上就是计算两个中子在双中心势场中运动(图 6 示意), 中子之间采用密度相关的零程相互作用势。实验的双中子关联函数与理论比较, 明确支持 ^6He 的两个价中子形成紧密集团(di-neutron)的结论, 而不支持雪茄型结构^[60]。

4 双中子关联测量设备与 CT 信号的排除

4.1 多排中子墙装置及 CT 信号排除

双中子测量的一种常用的方法, 是将长条形塑料闪烁体叠成若干排, 放到离开物理靶几米远的地方, 利用飞行时间测量中子动量并排除 γ 光子, 利用每个闪烁体两端信号时间之差确定一维位置(另一维由闪烁体宽度决定)。采用多排是为了提高探测效率。入射的两个中子只要打在不同条上, 原则上就可以区分出来。这类装置包括 GSI 的 LAND^[61, 41] 和 RIKEN 的中子墙^[40, 45] 等。这类装置的优点在于结构简单, 容易覆盖较大立体角和叠加多排, 从而提高探测效率, 缺点是排除 CT 信号比较困难。

中子与材料之间没有电磁相互作用, 因此不容易被阻止。探测介质信号的产生主要依靠中子散射或核反应之后其他带电粒子的运动或激发能释放。在第一个信号产生之后, 中子一般还会继续运动,

从而可能其他位置引起后续信号。一个中子引起多个信号的现象, 就叫做中子信号 CT。在探测双中子或多中子时, CT 会造成无法识别真假入射中子, 使得双中子测量不真实。因此排除 CT 对于双中子测量特别重要, 同时也非常困难, 这是至今双(多)中子关联实验开展很不够的主要原因之一。

GSI 的 LAND 是量能器式的中子墙装置, 其灵敏探测介质层和吸收层交替排列。LAND 的单中子探测效率非常高, 高能下也能达到 85% 以上。但是从双中探测的角度来看, 有明显的缺陷。在这种设置下, 中子及其所致的 CT 会很多地出现在第一个打火点附近(类似簇射)而难以区分。文献[41]中采用的办法是将第一个信号周围 $\phi 29\text{ cm} \times 50\text{ cm}$ 圆柱范围内的其它信号均视为 CT 信号。显然, 如果两个真实中子信号的空间距离接近, 将会被认为是 CT 事件, 这样会使得相对动量很小的双中子事件丢失。这对晕核中 $2n$ 集团的研究特别不利。RIKEN 的实验(文献[45]中的图 1)对此作了重要改进。他们将多排中子墙间隔 1 m 以上摆放, 通过比较测量到的飞行速度排除 CT, 这样就能保留一部分相对动量很小的双中子事件, 从而得到了更可靠的重建激发能谱。对于多排中子墙的设置, 文献[62]详细讨论了中子在探测介质中的反应过程、闪烁光输出、CT 信号的运动学关系及可以采用的 CT 排除方法及其效果(见后面 4.2 节讨论)。

4.2 多单元中子探头装置及 CT 信号排除

另外一种方法是采用很多个分开摆放的圆柱形的探头, 位置分辨由每个探头的大小决定。通常采用液体闪烁体, 可通过快慢信号成分甄别中子和 γ 光子, 因此可摆放在离靶比较近的地方。这类装置包括 MSU 早期使用的 54 个单元(每个的灵敏体积 $\phi 12.5\text{ cm} \times 7.4\text{ cm}$)^[39], GANIL 的 DEMON 系统(99 单元, 每个的灵敏体积 $\phi 16\text{ cm} \times 20\text{ cm}$)^[63], 以及 GANIL 的 EDEN 系统(39 单元, 每个的灵敏体积 $\phi 20\text{ cm} \times 5\text{ cm}$)^[64]。这类装置的缺点是难以大面积覆盖、整体支撑结构复杂以及相互间死区较大等, 优点是摆放灵活、便于处理 CT 事件。

对于探头分散摆放的情况, 可以采用 $n+p$ 散射的运动学关系有效排除 CT 事件^[65]。测量中, 每个信号直接测量为 $(t; dE; x; y; z)$, t 为飞行时间, dE 为能损, $(x; y; z)$ 为信号产生的位置。CT

中有两个信号($t_1; dE_1; x_1; y_1; z_1$), ($t_2; dE_2; x_2; y_2; z_2$), ($t_1 < t_2$)。测量过程就是中子从靶点($0; 0; 0$)飞行 t_1 时间至($x_1; y_1; z_1$)并沉积能量 dE_1 产生第一个信号; 然后从($x_1; y_1; z_1$) 飞行($t_2 - t_1$) 时间至($x_2; y_2; z_2$)并沉积能量 dE_2 产生第二个信号。由这些量可以计算出入射中子能量 E_1 、散射后中子能量 E_{12} 和中子散射角 θ_{12} 等。中子在塑料闪烁体中产生信号的主要反应是 $n + p$ 弹散^[62]。这样 CT 中的观测量之间就满足相应的运动学关系: $dE_1 = E_1 \sin^2(\theta_{12})$, $E_{12} = E_1 \cos^2(\theta_{12})$, $dE_2 \leq E_{12}$ 。以上关系中假定了弹散后质子能量完全沉积, 实际上在测量能量较高的中子时这一点通常不能满足, 质子可能从探测介质中逃逸, 相应的关系还要做修正: $dE_1 \leq E_1 \sin^2(\theta_{12})$ 。这种方法被应用到 GANIL 实验^[44], 可以排除 98% 的 CT 事件, 而真实的双中子事件(轻晕核破碎)只损失约 37%。类似的方法也被用到双中子“拖出”实验^[59]和早年的 MSU 实验^[39]。更复杂的双中子和三中子探测系统, 如 EURO-BALL 的中子墙系统, 也用类似的方法优化设计^[66]。

当两个探测器非常靠近(同一排中子墙的相邻闪烁体也类似)并出现 CT 信号时, 不使用上述运动学关系。这时可以考虑一定空间范围的双信号直接作为 CT 信号排除, 或者考虑只保留两个都是大幅度信号的事件^[39]。另外需要注意, 对任何 CT 排除方法, 除了要通过实验和模拟给出 CT 排除效率和好事件损失率之外, 还需要检查是否造成物理观测量(如双中子关联函数或重建的激发能谱等)的畸变(bias)。这通常可通过在蒙特卡洛模拟中加相应的排除过滤来比较分析^[39]。

从上面看出, 多排中子墙和多个单体探测器各有优劣。最近, 北京大学研究组设计建造了多中子关联谱仪, 采取分隔交错摆放中子墙的办法, 来结合上述两类系统的优点。模拟计算表明效果良好, 但还需要在进一步在物理实验中检验和应用^[67]。

5 结语

双中子(borromean)晕核的发现, 表明在滴线附近奇特原子核价核子的对关联很强, 这与传统的认识很不一样。二十多年来系统的理论研究表明, 在原子核的表面和低密度核物质(如中子星外壳)

中, 空间紧密关联的 $2n$ 集团的出现是一个普遍的现象。但在较重原子核表面出现 $2n$ 集团的机制与核物质或轻晕核中的机制很不一样, 前者是有限核的平均场造成的尺度效应(size effect), 而后者主要是低密度下对相互作用(或对能隙)的增强造成的。另外, 在轻晕核或有限核表面, $2n$ 集团的均方根半径与它们到核芯的距离(或背景密度)有关, 最小值普遍可以达到 $2 \sim 3$ fm, 然而在低密核物质中 $2n$ 集团最小只能到 ~ 5 fm, 这个差别的物理原因尚不清楚。

相对于理论进展, 实验研究还很不足, 其中最急需的是对双中子晕核的研究。在重靶上的库仑激发强度, 能够比较准确地给出 $2n$ 系统到核芯的平均距离($\langle r_{c-2n}^2 \rangle$), 但到目前为止尚没有有效的实验办法给出基态中两个中子之间的间距($\sqrt{\langle r_{nn}^2 \rangle}$)。主要原因是中子发射过程中末态相互作用(共振态或虚粒子态)造成的两步过程的干扰, 这个问题在库仑激发破碎(重靶)或核作用破碎(轻靶)中都会出现。为此, 需要寻找新的反应机制, “拖出”反应和敲出核芯反应是未来可以考虑的路径。另一个比较大的困难是双中子的关联测量, 通常效率比较低, 尤其是需要有效排除中子 CT 事件。为此, 需要发展特殊设计的中子关联测量装置, 在提高探测效率的同时, 能够通过运动学关系等有效排除中子 CT 信号。在数据处理阶段, 通过反复迭代给出的双中子关联函数, 经验证明是比较有效的关联状态表达方式, 从中可以直接提取出双中子分布均方根半径。

研究 $2n$ 集团, 还可以通过间接的方法, 如转移反应、反应总截面测量和滴线区核的质量奇偶性测量等, 从中也能得到双中子结构的重要信息, 特别是可以发现 $2n$ 集团在各种过程中产生的奇特效应。

参考文献 (References):

- [1] MAYER M G. Phys Rev, 1949, **75**: 1969.
- [2] BARDEEN J, COOPER L N, SCHIEFFER J R, Phys Rev, 1957, **108**: 1175.
- [3] BRINK D M, Broglia R A. Nuclear Super-fluidity[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2005, 52–90.
- [4] FETTER A L, WALECK J D. Quantum Theory of Many-particle Systems[M]. New York: McGraw-Hill, 1971, 413–478.
- [5] ISAYEV A A. Phys Rev C, 2008, **78**: 014306.

- [6] TANIAHATA I, HAMAGAKI H, HASHIMOTO O, *et al.* Phys Lett B, 1985, **160**: 380; TANIAHATA I, HAMAGAKI H, HASHIMOTO O, *et al.* Phys Rev Lett, 1985, **55**: 2676.
- [7] HAGINO K, SAGAWA H, SCHUCK P. J Phys G, 2010, **37**: 064040.
- [8] LEMASSON A, NAVIN A, KEELEY N, *et al.* Phys Rev C, 2010, **82**: 044617.
- [9] KHAN E, MARGUERON J, COLÒG, *et al.* Phys Rev C, 2010, **82**: 024322.
- [10] JENSEN A S, HANSEN P G, JONSON B. Nucl Phys A, 1984, **431**: 393.
- [11] POUGHHEON F, GUILLEMAUD-MUELLER D, QUINUOU E, *et al.* Europhys Lett, 1986, **2**: 505.
- [12] HANSEN P G, JONSON B. Europhys Lett, 1987, **4**: 409.
- [13] ZHUKOV M V, CHULKOV L V, DANILIN B V, *et al.* Nucl Phys A, 1991, **533**: 428; ZHUKOV M V, DANILIN B V, FEDOROV D V, *et al.* Phys Rep, 1993, **231**: 151.
- [14] PIEPER S C, PANDHARIPANDE V R, WIRINGA R B, *et al.* Phys Rev C, 2001, **64**: 014001.
- [15] BERTSCH G F, ESBENSEN H. Ann Phys, 1991, **209**: 327; ESBENSEN H, BERTSCH G F, HENCHEN K. Phys Rev C, 1997, **56**: 3054.
- [16] ZAWISCHA D, REGGE U, STAPEL R. Phys Lett B, 1987, **185**: 299.
- [17] HAGINO K, SAGAWA H. Phys Rev C, 2005, **72**: 044321.
- [18] HAGINO K, SAGAWA H, CARBONELL J, *et al.* Phys Rev Lett, 2007, **99**: 022506.
- [19] HAGINO K, TAKAHASHI N, SAGAWA H. Phys Rev C, 2008, **77**: 054317.
- [20] MATSUO M, MIZUYAMA K, SERIZAWA Y. Phys Rev C, 2005, **71**: 064326.
- [21] PILLET N, SANDULESCU N, SCHUCK P. Phys Rev C, 2007, **76**: 024310.
- [22] PILLET N. Phys Rev C, 2010, **81**: 034307.
- [23] HAGINO K, VITTURI A, PÉREZ-BERNAL F, *et al.* J Phys G, 2011, **38**: 015105.
- [24] VINAS X, SCHUCK P, PILLET N. Phys Rev C, 2010, **82**: 034314.
- [25] BOHR A, MOTTELSON B R. Nuclear Structure [M]. New York: Benjamin, 1975, **2**: 641—653.
- [26] MATSUO M. Phys Rev C, 2006, **73**: 044309.
- [27] MARGUERON J, SAGAWA H, HAGINO K. Phys Rev C, 2007, **76**: 064316.
- [28] KABADA-EN'YO Y, HINOHARA N. Phys Rev C, 2009, **79**: 054305.
- [29] KABADA-EN'YO Y. Phys Rev C, 2007, **76**: 044323.
- [30] KABADA-EN'YO Y, FELDMIEIER H, SUHARA T. Phys Rev C, 2011, **84**: 054301.
- [31] ITAGAKI N, ITO M, ARAI K, *et al.* Phys Rev C, 2008, **78**: 017306.
- [32] AOYAMA S, ITAGAKI N. Phys Rev C, 2009, **80**: 021304 (R).
- [33] YE Y, PANG D Y, ZHANG G L, *et al.* J Phys G, 2005, **31**: S1647.
- [34] LEMASSON A, NAVIN A, REJMUND M, *et al.* Phys Lett B, 2011, **697**: 454.
- [35] HAGINO K, SAGAWA H. Phys Rev C, 2012, **85**: 014303.
- [36] KOBAYASHI T. Phys Lett B, 1989, **232**: 51.
- [37] IEKI K, SACKETT D, GALONSKY A, *et al.* Phys Rev Lett, 1993, **70**: 730.
- [38] BOAL D H, GELBKE C, JENNINGS B K, *et al.* Rev Mod Phys, 1990, **62**: 553.
- [39] SACKETT D, IEKI K, GALONSKY A, *et al.* Phys Rev C, 1993, **48**: 118.
- [40] SHIMOURA S. Phys Lett B, 1995, **348**: 29.
- [41] ZINSER M, HUMBERT F, NILSSON T, *et al.* Nucl Phys A, 1997, **619**: 151.
- [42] AUMANN T, ALEKSANDROV D, AXELSSON L, *et al.* Phys Rev C, 1999, **59**: 1252.
- [43] WANG J, GALONSKY A, KRUSE J J, *et al.* Phys Rev C, 2002, **65**: 034306.
- [44] MARQUÉS F M, LABICHE M, ORR N A, *et al.* Phys Lett B, 2000, **476**: 219.
- [45] NAKAMURA T, VINODKUMAR A M, SUGIMOTO T, *et al.* Phys Rev Lett, 2006, **96**: 252502.
- [46] BERTULANI C A, HUSSEIN M S. Phys Rev C, 2007, **76**: 051602(R).
- [47] HAGINO K, SAGAWA H. Phys Rev C, 2007, **76**: 047302.
- [48] HAGINO K, SAGAWA H, NAKANURA T, *et al.* Phys Rev C, 2009, **80**: 031301(R).
- [49] KIKUCHI Y, KATÔK, MYO T, *et al.* Phys Rev C, 2010, **81**: 044308.
- [50] MARQUÉS F M, LABICHE M, ORR N A, *et al.* Phys Rev C, 2001, **64**: 061301(R).
- [51] ORR N. Mod Phys Lett A, 2006, **21**: 31.
- [52] AKSYUTINA Y, JOHANSSON H T, AUMANN T, *et al.* Phys Lett B, 2009, **679**: 191.
- [53] CAO Z X, YE Y L, XIAO J, *et al.* Phys Lett B, 2012, **707**: 46.
- [54] XIAO J, YE Y, YOU H, *et al.* Plasma Sci Tech, 2012, **14**: 539.
- [55] SCARPACI J A, BEAUMEL D, BLUMENFELD Y, *et al.* Phys Lett B, 1998, **428**: 241.
- [56] LACROIX D, SCARPACI J A, CHOMAZ P. Nucl Phys A, 1999, **658**: 273.
- [57] LIMA V, SCARPACI J A, LACROIX D, *et al.* Nucl Phys A, 2007, **795**: 1.

- [58] SCARPACI J A, FALLOT M, LACROIX D, *et al.* Phys Rev C, 2010, **82**: 031301.
- [59] ASSIE M, LACROIX D. Phys Rev Lett, 2009, **102**: 202501.
- [60] ASSIE M, SCARPACI J A, LACROIX D, *et al.* Eur Phys J A, 2009, **42**: 441.
- [61] BLAICH T, ELZE T W, EMLING H, *et al.* Nucl Instr and Meth A, 1992, **314**: 136.
- [62] WANG J, GALONSKY A, KRUSE J J, *et al.* Nucl Instr and Meth A, 1997, **397**: 380.
- [63] TILQUIN I, MASRIA Y E, PARLOG M, *et al.* Nucl Instr and Meth A, 1995, **365**: 446.
- [64] LAURENT H, LEFORT H, BEAUMEL D, *et al.* Nucl Instr and Meth A, 1993, **326**: 517.
- [65] MARQUÉS F M, LABICHE M, ORR N A, *et al.* Nucl Instr and Meth A, 2000, **450**: 109.
- [66] LJUNGVALLA J, PALACZB M, NYBERG J. Nucl Instr and Meth A, 2004, **528**: 741.
- [67] YOU H, SONG Y S, XIAO J, *et al.* Plasma Sci Tech, 2012, **14**: 473.

Progress in Study of Di-neutron Cluster Structure

XIAO Jun, YE Yan-lin, YOU Hai-bo, YANG Zai-hong, SUN Ye-lei

(*School of Physics and State Key Laboratory of Nuclear Physics and Technology,
Peking University, Beijing 100871, China*)

Abstract: This article outlines the progress in the study of the di-neutron structure in various systems. Systematic theoretical investigations reveal that di-neutron structure is a general phenomenon appeared at nucleus surface and in low density nuclear matter. But the underline mechanism of forming di-neutron clusters at the surface of heavier nuclei is quite different to that for light halo nuclei or at the low density nuclear matter, with the former being basically due to the so called “size effect” and the latter due to the enhanced pairing interaction. It is also realized that the RMS radii of the di-neutron cluster at the surface of light halo nuclei or heavier finite nuclei varies with the distance from the center of nuclei (or background density) and may attain a minimum of about 2~3 fm, whereas that in the low density nuclear matter may only attain about 5 fm. From experimental side, Coulomb excitation caused by heavy targets provides a good way to extract the mean distance from the center of the neutron pair to the center of nucleus. But up to now it is still difficult to experimentally determine the distance between the two valence neutrons, due primarily to the final state interactions which lead to two step emission of neutrons via resonances or virtual intermediate states. This problem happens in both Coulomb and nuclear breakup processes. Possible ways to avoid this problem might come from experiments based on “towing mode” or core knockout reactions. Detection of two neutrons in coincidence often suffers from low efficiencies and the need to reject the cross talk events. Therefore it is important to develop specially designed multi-neutron detection array to achieve high efficiency as well as good cross talk rejection performance using kinematics conditions. For data analysis, it was found that two neutron correlation function generated by iteration method is a good expression of the correlation situation, from which the RMS radii of the two neutron distribution may be deduced.

Key words: di-neutron; pairing correlation; direct nuclear reaction; neutron cross talk

Received date: 12 Feb. 2012; **Revised date:** 27 Mar. 2012

Foundation item: National Basic Research Program of China (973 Program)(2013CB834402); National Natural Science Foundation of China(11035001, 10775003, J1103206)

Corresponding author: YE Yan-lin, yeyl@pku.edu.cn