

文章编号: 1007-4627(2017)02-0129-09

轻奇特核结构中的核心激发——以 ^{11}Be 为例

楼建玲¹, 陈洁¹, 庞丹阳², 张允¹, 叶沿林¹

1. 北京大学物理学院, 核物理与核技术国家重点实验室, 北京 100871;
2. 北京航空航天大学物理科学与核能工程学院, 北京 100191;

摘要: 近年来, 越来越多的实验表明, 很多轻奇特核结构中都有核心激发成分。本研究以丰中子晕核 ^{11}Be 为例, 介绍核心激发成分的实验和理论研究进展, 重点阐述核心激发成分对直接核反应微分截面的影响。实验上, $1n$ 移除反应及 $^{11}\text{Be}(p, d)$ 和 $^{10}\text{Be}(d, p)$ 转移反应是测量 ^{11}Be 核心激发成分比例的典型实验类型。理论上, 发展了能够包括 ^{11}Be 核心激发成分的Faddeev AGS方法, XDWBA方法以及XCDC方法。加入核心激发成分后, 这些模型的计算结果可以更加合理地描述 ^{11}Be 在各种靶上的弹性散射和碎裂微分截面。通过对比是否包含核心激发成分的计算结果, 发现其影响主要体现在弹散微分截面的大质心系角度, 以及 (p, d) 转移反应角分布的小质心系角度。另外, 对 $E_x = 0.5 \sim 3$ MeV的激发能区的碎裂反应, 核心激发的影响不可忽略; 对 $E_x = 3 \sim 5.5$ MeV的碎裂反应, 核心激发的贡献非常重要。

关键词: 核心激发; 晕核 ^{11}Be ; 微分截面; 奇特核

中图分类号: O571.1 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.34.02.129

1 引言

近年来, 随着加速器技术和核物理探测技术的发展, 滴线附近弱束缚核的奇特性质被越来越多的实验所研究。在理论模型中, 弱束缚核通常被看成是由一个比较稳定的核心和一个或几个价核子构成的, 例如, $^6\text{He} = ^4\text{He} + n + n$ 。核心和价核子的不同状态构成了原子核的不同组态, 多种组态混合是大多数弱束缚核基态的一个重要性质, 其中核心处于激发态的组态称之为核心激发成分。实验上证实, 拥有核心激发成分的典型原子核(或共振态)有: $^8\text{He}^{[1-4]}$, $^{10}\text{He}^{[4, 5]}$, $^{11}\text{Be}^{[6, 7]}$ 和 $^{31}\text{Ne}^{[8]}$ 等。本文以 ^{11}Be 为例, 重点阐述核心激发成分的实验和理论两方面的研究进展。

^{11}Be 是一个丰中子晕核^[9]。它有很多奇异的特性, 例如, 单中子分离能很小, 仅为 $S_n = 0.504 \pm 0.006$ MeV^[10]; 基态的字称自旋值为 $1/2^+$ ^[11, 12], 不同于传统壳模型预言的 $1/2^-$ 。它只有一个字称自旋值为 $1/2^-$ 的束缚激发态, 激发能为320 keV; 有几个比较重要的非束缚激发态, 激发能(字称自旋值)分别为: $1.78(5/2^+)$, $2.64(3/2^-)$, $3.40(3/2^-, 3/2^+)$, $3.89(5/2^-)$, $3.94(3/2^-)$ MeV。 ^{11}Be 通常被描述为一个 ^{10}Be 核心加一个价中子, 即 $^{10}\text{Be} \otimes n$ 。多个实验表明^[6, 7], ^{11}Be 的

基态是由 s 和 d 轨道共同闯入 p 轨道而形成的, 组态为 $^{10}\text{Be}(0^+) \otimes n(2s_{1/2})$ 和 $^{10}\text{Be}(2^+) \otimes n(1d_{5/2})$ 的混合。前种组态, 价中子处于 s 轨道; 后种组态, 核心 ^{10}Be 处在 2^+ 的激发态, 价中子处于 d 轨道, 称为核心激发成分, 约占20%左右^[6, 7]。

^{11}Be 诱发的比较典型的直接核反应实验有: 63.7 A MeV的 $^{11}\text{Be} + p^{[14]}$, 26.9 A MeV的 $^{11}\text{Be} + p^{[15, 16]}$ 和 $^{11}\text{Be} + d$, 库仑位垒附近的 $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}^{[18, 19]}$ 的弹性散射和破裂反应, 以及70 A MeV的 ^{11}Be 在 $^{12}\text{C}^{[17]}$ 和 $^{208}\text{Pb}^{[17, 20, 21]}$ 靶上的碎裂反应。利用传统的理论模型, 例如: DWBA(Distorted Wave Born Approximation)和考虑破裂道耦合的CDCC(Continuum Discretized Coupled Channels)方法, 可以解释大多数弹性散射角分布, 但是对于破裂反应, 计算的截面往往低于实验结果。为了改进对实验结果的描述, 理论家改进了传统的模型——在模型中加入 ^{11}Be 核心激发成分。计算结果表明, 对直接核反应来说, 约占20%左右的核心激发成分的影响不容忽视。

本文在第二部分重点讨论 ^{11}Be 基态研究的相关实验及结果; 在第三部分讲述能够包含核心激发成分的理论模型研究进展, 以及核心激发成分对 ^{11}Be 诱发的直接核反应微分截面的影响; 在第四部分结合其他核的核

收稿日期: 2016-08-14; 修改日期: 2016-09-30

基金项目: 国家重点基础研究计划973项目(2013CB834402); 国家自然科学基金资助项目(11275001, 11275011, 11275018)

作者简介: 楼建玲(1981-), 女, 山东济南人, 讲师, 博士, 从事放射性核束物理实验研究; E-mail: jllou@pku.edu.cn.

心激发研究的实验和理论现状，总结核心激发研究的典型实验方法和理论模型，以便于进一步研究该问题。

2 ^{11}Be 的基态结构

直接核反应是奇特核结构研究的有力探针。为研究 ^{11}Be 基态中各个组态成分的比例，先后完成了 ^{11}Be 的 $1n$ 移除反应^[7]， $^{11}\text{Be}(p, d)$ 转移反应^[6]和 $^{10}\text{Be}(d, p)$ 转移反应^[13] 三种不同类型的直接核反应实验。前两个实验可以同时得到基态中 s 波和 d 波的信息，最后一个实验只能抽取 ^{11}Be 基态的 s 波谱因子，得不到 d 波谱因子，即得不到核心激发成分的信息。但是，最后这个实验^[13]得到了不同能量下统一的、比较精确的 s 波谱因子，即 ^{11}Be 基态中核心处于基态的精确信息，结束了几十年的争议。

2000 年，Aumann 等^[7]利用 60 AMeV 的 ^{11}Be 束和 $1n$ 移除反应 $^{11}\text{Be}(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be}+\gamma)X$ ，研究了晕核 ^{11}Be 的基态结构。该实验采用色散匹配模式 (Dispersion Matched Mode)，测量了 ^{11}Be 移除 $1n$ 后碎片 ^{10}Be 的纵向动量分布。该分布与核内费米运动造成的动量分布展宽有关，反映了 ^{11}Be 基态的内部结构信息。通过对比实验截面和壳模型计算结果，得到如下结论： ^{11}Be 的基态中，价中子主要处于 $2s_{1/2}$ 轨道 (如图 1 所示)，另外还有小部分的价中子 (近似 22%) 处于 $1d_{5/2}$ 轨道。

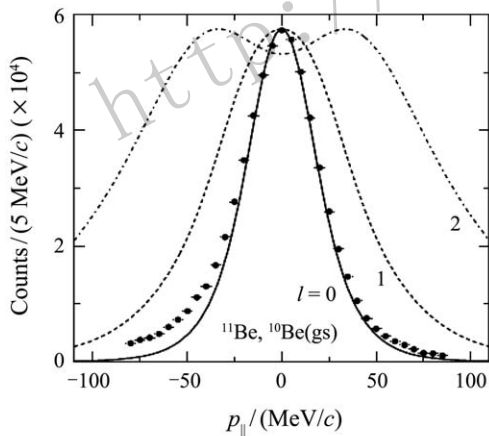


图 1 ^{11}Be 移除 $1n$ 后碎片 ^{10}Be (基态) 的纵向动量分布 (点) 和理论计算 (线) 的对比图^[7]

Winfield 等^[6]在 2001 年发表了第一个 $^{11}\text{Be}(p, d)$ ^{10}Be 转移反应实验的结果。该实验采用 35 AMeV 的 ^{11}Be 束，实验装置如图 2 所示，采用色散匹配模式的磁谱仪测量 ^{10}Be ，最大角度可以到达质心系 16° ；采用硅探测阵列测量氘，和 ^{10}Be 符合后可以极大地降低本底，更加清晰地分辨 ^{10}Be 的基态和各个低激发态。该实验测量得到了 ^{11}Be 发生单中子转移后，到 ^{10}Be

的 0^+ 基态，3.368 MeV 的 2^+ 态，以及 6 MeV 左右的四重态的微分截面，结果如图 3 所示。为了调查 ^{11}Be 基态中核心激发成分的比例，采用了 DWBA 方法和考虑其他反应道影响的耦合反应道 (Coupled Reaction

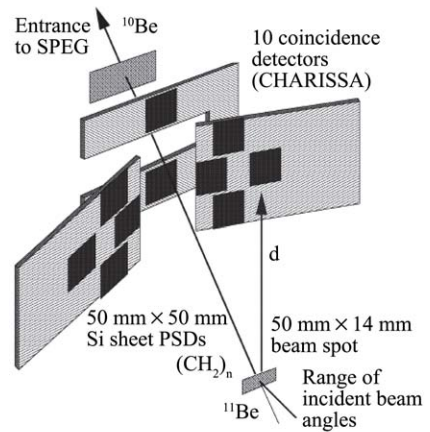


图 2 $^{11}\text{Be}(p, d)$ 转移反应的实验装置图^[6]

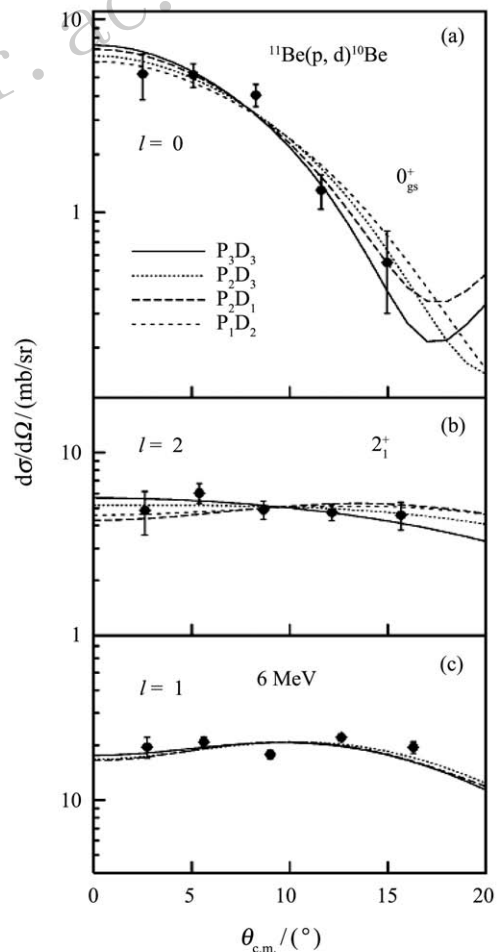


图 3 $^{11}\text{Be}(p, d)$ 转移反应后到 ^{10}Be 的基态 (a)，3.368 MeV 的第一激发态 (b)，6 MeV 左右的混合态 (c) 的微分截面 (点) 和 DWBA 计算 (线) 的对比图^[6]

Channel, CRC)方法抽取了谱因子。计算中采用了“真实的” ^{11}Be 波函数,利用Particle-vibration耦合方程计算得到束缚态形状因子。理论计算结果能很好地描述实验测量的微分截面。抽取的谱因子结合壳模型的计算表明, ^{11}Be 基态是由 $^{10}\text{Be}(0^+) \otimes n(2s_{1/2})$ 和 $^{10}\text{Be}(2^+) \otimes n(1d_{5/2})$ 两种成分混合构成的。前者占主要成分,后者,即核心激发成分约占16%。

利用 $^{10}\text{Be}(d, p)$ 转移反应研究单中子晕核 ^{11}Be 结构的历史已经超过40年,但在2012年以前,抽取的 ^{11}Be 两个束缚态谱因子仍然存在巨大争议。2012年, Schmitt等^[13],利用逆运动学和 $^{10}\text{Be}(d, p)$ 转移反应研究了 ^{11}Be 的基态和第一激发态的结构。入射束 ^{10}Be 采用4种不同的能量,分别为6.0, 7.5, 9.0和10.7 AMeV。利用有限力程,考虑了氦核破裂

效应的FR-ADWA(Finite-Range Adiabatic Distorted Wave Approximation)方法和普通的DWBA方法,抽取了 $^{10}\text{Be}(d, p)$ 转移反应的谱因子,结果如图4所示。其中,图4(a)和(b)分别代表采用不同的氦的光学势(入射道)和不同质子光学势(出射道)时,利用DWBA方法抽取的谱因子。可以明显地看出,利用这种方法抽取的谱因子在不同的入射能量下是不同的,而且随着光学势的变化而变化,即敏感于入射道和出射道的光学势。图4(c)是采用FR-DWBA方法,抽取的四种不同入射能量下的谱因子,结果表明谱因子基本一致,且对所用的光学势不敏感。结论为:对于 ^{11}Be 基态,中子的 s 波谱因子为0.71(5);对于第一激发态, p 波谱因子为0.62(4)。

综上所述,实验上发现 ^{11}Be 的基态以 s 和 d 波闯入

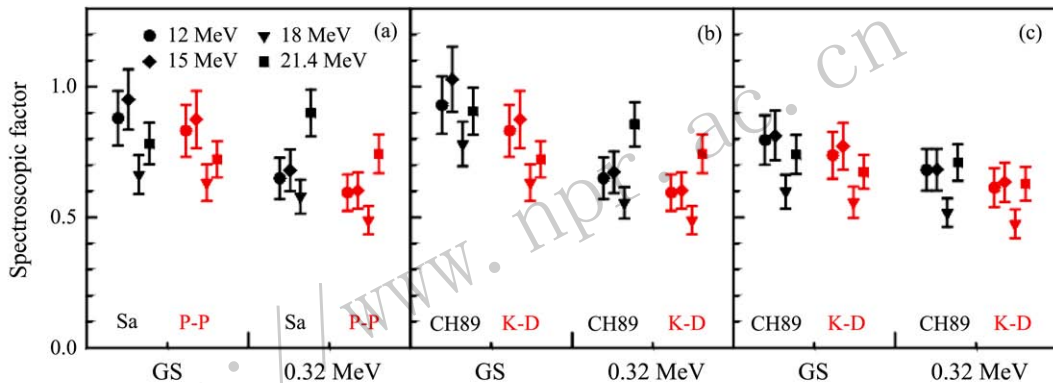


图 4 (在线彩图) DWBA方法和FR-ADWA方法抽取的 $^{10}\text{Be}(d, p)$ 转移反应后到 ^{11}Be 基态(黑点)和第一激发态(红点)的谱因子
(a) DWBA方法,抽取的谱因子对氦光学势敏感;(b) DWBA方法,抽取的谱因子对质子光学势敏感;(c) FR-ADWA方法,抽取的谱因子在不同的入射能量下基本一致,且不敏感于所用的光学势^[13]。

态为主,其中 s 波的闯入约占70%, d 波的闯入占20%左右,即核心 ^{10}Be 处于激发态的成分约占20%左右。

3 包含核心激发成分的理论模型

理论上,传统的Faddeev AGS(Alt, Grassberger, and Sandhas), DWBA CDCC计算方法中都不包含 ^{10}Be 的核心激发机制,都没有办法解释 ^{11}Be 在质子^[14, 15]、氦和 ^{64}Zn 靶^[18, 19]上的破碎数据。因此,基于上述传统模型,理论家发展构建了新的Faddeev AGS, XDWBA(eXtended Distorted Wave Born Approximation)和XCDCC(eXtended Continuum Discretized Coupled Channel)模型,采用不同方法包含 ^{10}Be 的核心激发机制后,计算了20%左右的核心激发成分,对弹性散射、非弹性散射、以及 $1n$ 转移反应微分截面的贡献。不管是哪种理论模型,通常采用

两体模型描述 ^{11}Be ,即把 ^{11}Be 看成是 ^{10}Be 核心加一个价中子。在两体模型的框架下, $^{11}\text{Be}+\text{target}$ 的相互作用可以看成是 $^{10}\text{Be}+\text{target}$ 和 $n+\text{target}$ 的势。本文主要以 $^{11}\text{Be}+p$ 反应体系为例,介绍各种模型的发展及计算结果。

3.1 问题的提出

2004年, Shrivastava等^[14]发表了63.7 AMeV的 ^{11}Be 在质子靶上(实际是 CH_2 靶)的弹性和非弹性散射实验数据。实验采用了逆运动学,对于非弹数据, ^{11}Be 的激发能最高测量到7 MeV左右。文献[14]中试图采用CDCC的计算方法来解释实验数据。该计算中只包括inert的核心,即只包括核心的基态,不包括其激发态。结果发现,计算结果和弹性散射角分布的实验数据符合得很好;但是,对于 ^{11}Be 被激发到 $E_x = 0.5 \sim 3$

MeV 和 $E_x = 3 \sim 5.5$ MeV 的非弹(弹性碎裂或者共振碎裂)数据, CDCC 的计算结果远低于实验数据。这可能表明, 由于形变引起的核心激发对这些非弹数据是有贡献的。

随后, Cravo 等^[22, 23]详细对比了 Faddeev AGS 方法和 CDCC 方法在描述¹¹Be+p 非弹数据时的异同, 结果如图 5 所示。Faddeev AGS 方法也是采用两体模型描述¹¹Be, 并且只包括¹⁰Be 核心的基态, 不包含其 2^+ 激发态。利用有效的 NN 及 N-Core 势, 计算结果可以

描述 $E_x = 0.5 \sim 3$ MeV 的非弹数据(如图 5(a, b) 所示), 但是依然不能解释 $E_x = 3 \sim 5.5$ MeV 的非弹角分布(如图 5(c, d) 所示)。 $E_x = 3 \sim 5.5$ MeV 的激发能区间包含¹¹Be 的 $3/2^+$ ($E_x = 3.41$ MeV) 的共振态, 这个态的组态为¹⁰Be(2^+) \otimes n($2s_{1/2}$), 即核心¹⁰Be 主要处于 $E_x = 3.368$ MeV 的 2^+ 态上。因此, 原则上, 理论模型中只有包含核心¹⁰Be 的激发机制, 计算结果才有可能解释 $E_x = 3 \sim 5.5$ MeV 的实验数据。这个区间的其他共振态, 核心¹⁰Be 都处于基态。

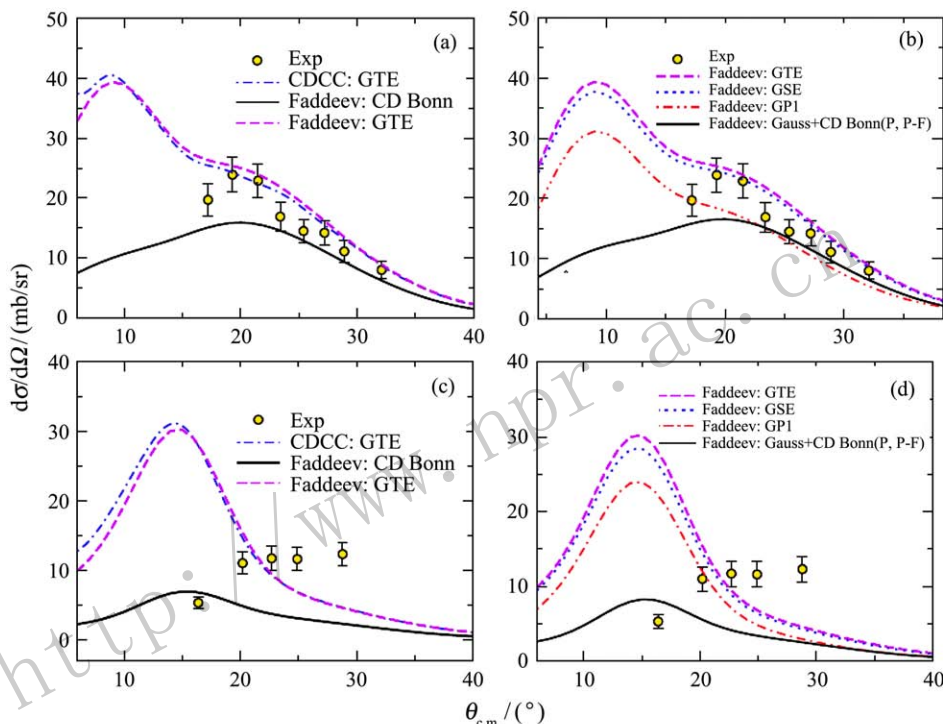


图 5 (在线彩图) 63.7 A MeV 的¹¹Be+p 非弹性散射微分截面(点)与 Faddeev AGS 方法、CDCC 方法计算结果(线)的对比图^[22] (a)(b): $E_x = 0.5 \sim 3$ MeV; (c)(d): $E_x = 3 \sim 5.5$ MeV^[23]。

3.2 改进的 Faddeev AGS 方法

Crespo 等^[24]采用起源于 20 世纪 60 年代的核心激发模型 (C-exc)^[25]和改进的 Faddeev AGS 方程计算了晕核¹¹Be 的共振碎裂角分布。在传统的 Faddeev 方法的计算中, 通常假设核心、价核子和靶核这三个核拥有固定的质量和自旋。Crespo 等^[24]在计算跃迁幅度时, 采用了 SST (Single-Scattering Term) 近似, 并且采用了可以包含核心¹⁰Be 激发成分的核心+靶核 (core+target) 势。以 63.7 A MeV 的¹¹Be+p 的共振破裂数据为例, 作者计算了核心激发成分¹⁰Be(2^+) 为主的 $E_x = 3 \sim 5.5$ MeV 区间的破裂截面角分布, 结果如图 6 所示。只考虑¹⁰Be 基态的单粒子模型计算结果(虚线), 也就是 Cravo^[22]的计算结果, 明显地低于实验数据; 不管是核

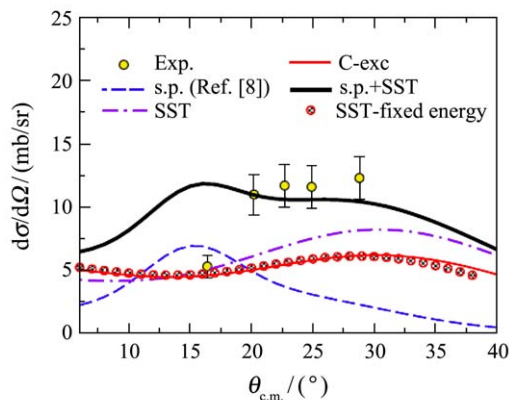


图 6 (在线彩图) 63.7 A MeV 的¹¹Be 在 p 靶上的共振破裂角分布 ($E_x = 3 \sim 5.5$ MeV, 点) 与改进的 Faddeev AGS 方法计算结果(线)的对比图^[24]

心激发模型(C-exc, 细实线), 还是 SST 近似(细点划线)的计算结果都表明: 核心激发部分的贡献和单粒子的贡献相当。因此, 核心激发部分的贡献对这个区间碎裂截面的描述是很重要的。当单粒子和核心激发的贡献相加和后, 理论计算截面(粗实线)和实验数据符合得很好。

Deltuva 等^[26]利用 Faddeev AGS 框架模型, 在动量空间下求解了核心激发对直接核反应观测量的影响。长程的库仑相互作用是通过 screening 和 renormalization 方法包括进来的。作者计算了核心为 ^{10}Be 和 ^{24}Mg 的核在质子靶上的弹性散射、非弹性散射和转移反应角分布, 发现核心激发在改善实验数据描述方面发挥了重要作用。以 $^{11}\text{Be}(p, d)$ 转移反应为例(如图 7 所示), 考虑核心激发后, 计算的截面(图 7(a)中的点划线和实线)在小质心系的截面会降低, 并且随着入射能量的增加, 核心激发的作用会越来越明显。这种降低会对谱因子的抽取产生极大的影响。另外, 作者还发现对于 $1n$ 转移反应, 核心激发的效果, 不能用简单的谱因子的降低(reduction)来解释。这意味着, 广泛应用的谱因子的提取方法, 即计算实验和理论截面比例的方法, 是不可靠的。后来, Deltuva 等^[27]又改进了 nA , pA 相互作用势, 得到了类似的结果, 如图 7 中实线所示。

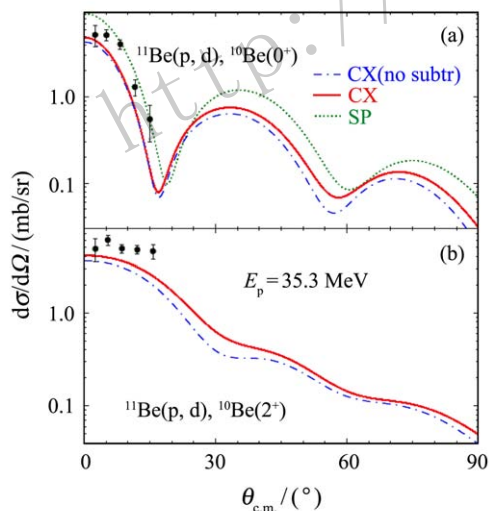


图 7 (在线彩图) $^{11}\text{Be}(p, d)$ 转移反应角分布(点)与改进的 Faddeev AGS 方法计算结果(线)的对比图^[27]

3.3 XDWBA 方法

基于 DWBA 方法, Moro 等^[28]发展了一种可以包含 ^{11}Be 核心激发的模型, 模型中没有考虑核心的反冲效应, 所以称之为 no-recoil XDWBA。该模型考虑了晕核结构中的核心形变效应, 以及碰撞过程中的动力学核

心激发成分。作为模型的一个应用实例, Moro 等^[28]计算了 63.7 A MeV 的 ^{11}Be 在质子靶上的碎裂数据。初态和末态采用 particle-rotor 模型处理, 因此它们可以看成是几种组态的叠加, 可以包括核心 ^{10}Be 处于基态的组态, 也可以包括其处于激发态的组态。动力学核心激发项, 主要体现在 $^{10}\text{Be}+p$ 的相互作用势中, 其非中心部分是通过形变 $^{10}\text{Be}+p$ 的势而得到的。结果如图 8 所示, 加入核心激发成分后, 计算结果(蓝色实线)可以更加合理地描述碎裂的实验数据。随着激发能的增加, 动力学核心激发(黑色虚线)的贡献变得越来越重要。实际上, 对于 $E_x = 3 \sim 5.5$ MeV 区间的碎裂数据, 核心激发的贡献可以和价中子的贡献(红色点划线)相当。这个结论和改进的 Faddeev AGS 方法^[26, 27]的结论一致。利用该模型, Moro 等^[29]还成功描述了 70 A MeV 的 ^{11}Be 在碳靶上的共振碎裂数据; Gomez-Ramos 等^[30]研究了核心激发对 $^{10}\text{Be}(d, p)$ 和 $^{30}\text{Ne}(d, p)^{31}\text{Ne}$ 转移反应的影响。结果发现: 核心激发对 ^{10}Be 转移反应的影响小于 3%, 是可以忽略的; 但是其影响的大小依赖于核心的激发能, 激发能越低影响越大。对于 $^{30}\text{Ne}(d, p)$ 转移反应, ^{30}Ne 的第一激发态的激发能较低, 为 $E_x = 0.8$ MeV, 所以核心激发的贡献可以达到 10%。

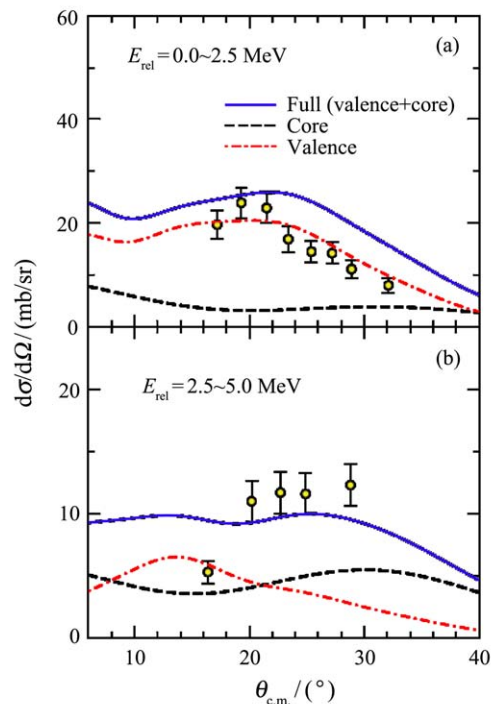


图 8 (在线彩图) 63.7 A MeV 的 ^{11}Be 在质子靶上的共振碎裂角分布(点)与 XDWBA 模型计算结果(线)的对比图^[28]

3.4 XCDCC 方法

如上所述, no-recoil XDWBA 模型没有考虑核心

的反冲效应，并且忽略了高阶项的影响，不适用于描述碎裂道对弹性散射道的影响^[33]。早在 2007 年，Summers 等^[31]就建立了克服上述问题的 XCDCC 模型，但是其公式推导存在错误，得到了错误的结论。2014 年，Summers 等^[32]找到并且更正了错误，更正后，得到了和 XDWBA 一致的结论，即核心激发对弹性散射和碎裂数据有很重要的影响。2014 年，Diego 等^[33]也发展了 XCDCC 模型，该模型可以同时描述核心激发对弹性散射和共振碎裂的实验结果。利用该模型，作者计算得到了 $^{11}\text{Be}+p$ ^[14]， $^{11}\text{Be}+^{64}\text{Zn}$ ^[18]， $^{11}\text{B}+^{208}\text{Pb}$ ^[17, 20, 21] 等体系的弹性散射和共振碎裂截面。结果表明，除了库仑位垒附近的 $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ 的碎裂实验数据外，XCDCC 模型可以很好地描述实验数据。

基于 ^{11}Be 是晕核的事实，So 等^[35, 36]考虑了长程核力 (LRN) 后，计算结果可以很好地描述 ^{11}Be 在 ^{64}Zn 靶上碎裂后 ^{10}Be 的角分布，结果如图 9 所示。很明显，只考虑核心激发成分 (CDE) 的计算结果 (点线)，要低于实验数据点。实线和虚线都代表同时考虑核心激发成分和长程核力 (LRN) 后的计算结果，明显地改善了对实验数据的描述。实线和虚线的区别在于 LRN 的几何参数不同，前者为 3.3, 2.0 fm，后者为 1.5, 3.2 fm。实线可以更好地描述实验数据，体现了 ^{11}Be 晕核的特性^[35, 36]。

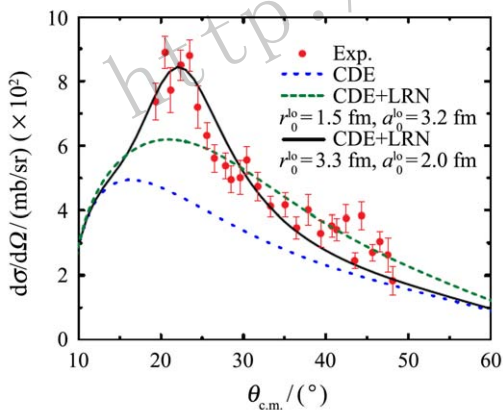


图 9 (在线彩图) ^{11}Be 在 ^{64}Zn 靶上碎裂后 ^{10}Be 的角分布与考虑长程核力 (LRN) 后计算结果的对比如^[35]

最近，北京大学核物理实验组在日本大阪大学的核物理研究中心 (RCNP) 完成了 26.9 A MeV 的 ^{11}Be 在质子靶和氘靶上的弹性散射和碎裂反应的实验^[15, 16]。在如此低的入射能下，核心激发成分对微分截面是否还有贡献？Chen 等^[15]在 Moro 的指导下，利用 XCDCC 模型，计算了核心激发成分对 26.9 A MeV 的 $^{11}\text{Be}+p$ 弹性散射和碎裂角分布 ($E_x = 0.5 \sim 3.0$ MeV) 的影响，结果

如图 10 所示。考虑核心激发成分后，计算的弹性散射截面会降低，且在大质心系角度时，降低的效果更明显。核心激发成分对 $E_x = 0.5 \sim 3.0$ MeV 碎裂角分布的影响依然不可以忽略。由于实验设置和统计的原因，实验上没有得到 $E_x = 3 \sim 5.5$ MeV 区间的碎裂角分布。

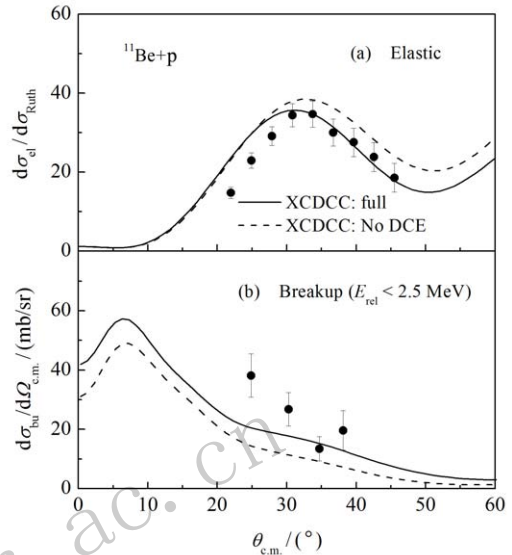


图 10 26.9 A MeV 的 ^{11}Be 在质子靶上的弹性散射和碎裂角分布 (点) 与 XCDCC 计算结果 (线) 的对比如^[15]

对于 $^{11}\text{Be}+d$ 的反应，同时测量了 $E_x = 0.5 \sim 3$ MeV 和 $E_x = 3 \sim 5.5$ MeV 区间的破裂数据。在 XCDCC 的模型框架下，我们采用新拟合的氘的系统学光学势 DA1p^[37]，计算了 ^{11}Be 在氘靶上的碎裂角分布，计算结果可以很好地解释实验数据，结果如图 11 所示。图 11 中的点代表实验数据，实线代表包含核心

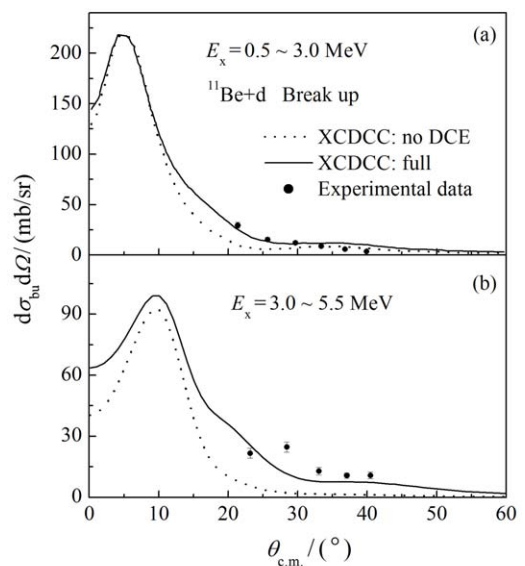


图 11 (在线彩图) 26.9 A MeV 的 $^{11}\text{Be}+d$ 的碎裂截面角分布 (点) 与 XCDCC 计算结果 (线) 的对比如

激发的XCDCC的计算结果, 点线代表不包含核心激发的CDCC的计算结果。通过实线和点线的对比, 可以明显看出核心激发的重要性。DA1p是专门针对氦在1p壳层核上的弹性散射角分布而拟合的系统学光学势^[37], 相比于Daehnick势^[38], DA1p势可以更好地描述 $^{11}\text{Be}+d$ 的弹性散射和碎裂角分布的数据。图12给出了破裂截面随 $n-^{10}\text{Be}$ 相对能($E_{\text{rel}} = E_x - S_n$)的变化曲线, 虚线代表没有考虑动力学核心激发的计算结果, 实线代表考虑核心激发后的计算结果。可以明显地看出, 对 $E_{\text{rel}} = 2.5 \sim 5.0$ MeV区间的破裂数据, 核心激发占主要贡献; 对 $E_{\text{rel}} = 0.0 \sim 2.5$ MeV的数据, 核心激发的贡献也很重要, 尤其是在 $E_{\text{rel}} = 1.28$ MeV的共振态附近, 核心激发的贡献和单粒子的相当。

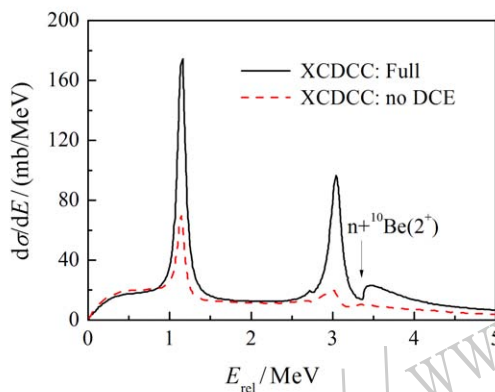


图12 (在线彩图) 26.9 AMeV的 $^{11}\text{Be}+d$ 的破裂截面随 $n-^{10}\text{Be}$ 相对能的变化曲线

总之, 不管是采用哪种方法, 理论模型中只要考虑了 ^{11}Be 的核心激发成分, 计算结果基本都能合理地描述 ^{11}Be 在各种靶上的弹性散射和碎裂微分截面。以 $^{11}\text{Be}+p$ 的反应体系为例, 对弹性散射角分布, 核心激发的影响主要集中在大质心系角度; 对转移反应, 影响主要集中在小质心系角度。对 ^{11}Be 的 $E_x = 0.5 \sim 3$ MeV的激发能区的碎裂反应, 核心激发的影响不可忽略; 对其 $E_x = 3 \sim 5.5$ MeV的碎裂反应, 核心激发有很重要的贡献。

4 总结及展望

在本节中, 我们将结合其他核的核心激发研究现状, 总结核心激发研究的典型实验方法和理论模型, 进一步研究这个问题。

实验上, ^{11}Be 的核心激发研究主要有1n移除实验, $^{11}\text{Be}(p, d)$ 转移反应, 以及 $^{10}\text{Be}(d, p)$ 转移反应三种典型的实验类型, 这些也是研究单价核子核的核心激发成分的主要实验类型。例如, 利用1n移除实验,

Nakamura等^[8]发现 ^{31}Ne 基态构成的几种组态中包含核心 ^{30}Ne 处于 2^+ 激发态($E_x = 800$ keV)的组态, 但是不同的理论模型计算得到的核心激发成分的比例不同。目前, ^{31}Ne 的最大流强为5 pps, 因此只能完成截面相对较高的1n移除实验; 未来, 随着加速器技术的发展和 $^{30,31}\text{Ne}$ 束流强的提高, 我们可以完成截面较低的 $^{31}\text{Ne}(p, d)$, $^{30}\text{Ne}(d, p)$ 等1n转移反应实验, 来进一步研究 ^{31}Ne 中核心激发成分的比例。不同于 ^{11}Be 和 ^{31}Ne , 对于 ^8He 这种拥有双价核子的核来说, 要研究其核心激发成分, 2n敲出、及(p, t)和(t, p)等2n转移反应是比较好的选择。利用几十AMeV的 ^8He 束, 几个不同的实验中都测到了 $p(^8\text{He}, t)^6\text{He}_{\text{ex}}$ 反应的微分截面^[1-3], 充分说明了 ^8He 的基态中有核心 ^6He 处于激发态的这种成分, 但仍没有得到 ^8He 基态结构中核心激发成分的确切比例。另外, 对于非束缚的共振态, 还可以用其他类型的实验来研究。例如: Matta等^[5]利用 $^{11}\text{Li}(d, ^3\text{He})$ 反应布局了 ^{10}He 的共振态, 第一次从实验上揭示了 ^{10}He 共振态中核心激发的重要性。

理论上, 发展了能够包括 ^{11}Be 核心激发成分的Faddeev AGS、XDWBA以及XCDCC方法, 计算结果基本能合理地描述 ^{11}Be 在各种靶上的弹性散射和碎裂微分截面。将来, 这些理论模型都可以用于描述类似于 ^{11}Be 的单价核子核, 例如 ^{31}Ne 。对于类似于 ^8He 的两价核子核来说, 如果忽略2n之间的关联, 将2n看成一个整体, 上述模型也可以用来描述其在各种靶上的弹散、转移和碎裂等直接核反应过程; 如果考虑2n之间的关联, 三体模型是理论家广泛采用的结构计算模型。Kamada等^[4]采用三体模型计算得到了 ^8He 和 ^{10}He 的基态和低激发态信息。计算中包含了核心激发成分, 预言的 ^{10}He 基态共振的能量和宽度, 与 $^{11}\text{Li}(d, ^3\text{He})$ 反应的实验结果^[5]一致。Nunes等^[39]利用三体模型, $^{10}\text{Be}+n+n$, 计算了 ^{12}Be 的性质, 计算结果表明: 当模型中包含核心 ^{10}Be 的 2^+ 激发态时, 可以同时描述 ^{12}Be 的双中子分离能、半径、以及其基态的s波及p波谱因子等实验测量值。后来的三体模型计算还表明^[40, 41], ^{12}Be 中两个价中子之间的对关联以及核心的激发(或者形变)阻止了 ^{12}Be 形成晕。但是, ^{12}Be 是否拥有核心激发成分, 目前还没有实验结果, 建议将来利用2n敲出反应, 或者2n转移反应 $^{12}\text{Be}(p, t)^{10}\text{Be}_{\text{gs}}$ 和 $^{12}\text{Be}(p, t)^{10}\text{Be}_{\text{ex}}$ 来研究这个问题。现在, 日本理化研究所的加速器可以产生 10^5 pps的 ^{12}Be 束流^[42], 可以利用几天的束流时间完成上述实验。另外, Lay等^[43]用三体模型 $^{16}\text{O}+p+p$ 计算了 ^{18}Ne 的能级, 发现2p衰变阈值以上的几个负宇称共振态拥有核心激发成分, 但是目

前还没有实验证据。计算中, 假定核心 ^{16}O 处于 3^- 的第一激发态, 激发能为 $6.049\text{ MeV}^{[43]}$ 。实验上, 我们可以通过库仑激发或者核激发 ^{18}Ne , 然后测量三体碎片 $^{16}\text{O}+p+p$, 并且与 6.049 MeV 的 γ 符合来验证这个预言。但是, 多重符合的效率较低, 实验有一定的难度。

总之, 在轻奇特核区, 利用不同的反应类型, 实验上发现很多核有核心激发成分。本文以 ^{11}Be 为例, 介绍了核心激发成分研究的各种实验方法和理论模型, 并且展望了该类型研究的未来。随着加速器技术和核探测技术的发展, 未来会完成越来越多的核心激发成分研究的实验。随着计算机技术的不断更新, 理论家会发展出更多包含这个成分的、更完善的模型, 以便更好地解释实验数据。

参考文献:

- [1] KORSHENINNIKOV A A, NIKOLSKII E YU, KUZMIN E A, *et al.* Phys Rev Lett, 2003, **90**: 082501.
- [2] KEELEY N, SKAZA F, LAPOUX V, *et al.* Phys Lett B, 2007, **646**: 222.
- [3] LOU J L, YE Y L, PANG D Y, *et al.* Jour Phys G, 2013, **420**: 012076.
- [4] KAMADA H, YAMAGUCHI M, UZU E. Phys Rev C, 2013, **88**: 014005.
- [5] MATTA A, BEAUMEL D, OTSU H, *et al.* Phys Rev C, 2015, **92**: 041302(R).
- [6] WINFIELD J S, FORTIER S, CATFORD W N, *et al.* Nucl Phys A, 2001, **683**: 48.
- [7] AUMANN T, NAVIN A, BALAMUTH D P, *et al.* Phys Rev Lett, 2000, **84**: 35.
- [8] NAKAMURA T, KOBAYASHI N, KONDO Y, *et al.* Phys Rev Lett, 2014, **112**: 142501.
- [9] FUKUDA M, ICHIHARA T, INABE N, *et al.* Phys Lett B, 1991, **268**: 339.
- [10] WANG M, AUDI G, WAPSTRA A H, *et al.* Chin Phys C, 2012, **36**: 1603.
- [11] TALMI I, UNNA I, Phys Rev Lett, 1960, **4**: 469.
- [12] ALBURGER D E, CHASMAN C, JONES K W, *et al.* Phys Rev, 1964, **136**: B916.
- [13] SCHMITT K T, JONES K L, BEY A, *et al.* Phys Rev Lett, 2012, **108**: 192701.
- [14] SHRIVASTAVA A, BLUMENFELD Y, KEELEY N, *et al.* Phys. Lett. B, 2004, **596**: 54.
- [15] CHEN J, LOU J L, YE Y L, *et al.* Phys Rev C, 2016, **93**: 054613.
- [16] CHEN J, LOU J L, PANG D Y, *et al.* Sci China-Phys Mech Astron, 2016, **59**: 632003.
- [17] FUKUDA N, NAKAMURA T, AOI N, *et al.* Phys Rev C, 2004, **70**: 054606.
- [18] DI PIETRO A, RANDISI G, SCUDERI V, *et al.* Phys Rev Lett, 2010, **105**: 022701.
- [19] DI PIETRO A, SCUDERI V, MORO A M, *et al.* Phys Rev C, 2012, **85**: 054607.
- [20] NAKAMURA T, SHIMOURA S, KOBAYASHI T, *et al.* Phys Lett B, 1994, **331**: 296.
- [21] PALIT R, ADRICH P, AUMANN T, *et al.* Phys Rev C, 2003, **68**: 034318.
- [22] CRAVO E, CRESPO R, DELTUVA A, *et al.* Phys Rev C, 2009, **79**: 064610.
- [23] CRAVO E, CRESPO R, MORO A M, *et al.* Phys Rev C, 2010, **81**: 031601(R).
- [24] CRESPO R, DELTUVA A, MORO A M. Phys Rev C, 2011, **83**: 044622.
- [25] NIEWODNICZANSKI H, NURZYNSKI J, STRZALKOWSKI A, *et al.* Nucl Phys, 1964, **5**: 386.
- [26] DELTUVA A. Phys Rev C, 2013, **88**: 011601(R).
- [27] DELTUVA A. Phys Rev C, 2015, **91**: 024607.
- [28] MORO A M, CRESPO R. Phys Rev C, 2012, **85**: 054613.
- [29] MORO A M, LAY J A. Phys Rev Lett, 2012, **109**: 232502.
- [30] G'OMEZ-RAMOS M, MORO A M, G'OMEZ-CAMACHO J, *et al.* Phys Rev C, 2015, **92**: 014613.
- [31] SUMMERS N C, NUNES F M. Phys Rev C, 2007, **76**: 014611.
- [32] SUMMERS N C, NUNES F M, THOMPSON I J. Phys Rev C, 2014, **89**: 069901(E).
- [33] DIEGO R DE, ARIAS J M, LAY J A, *et al.* Phys Rev C, 2014, **89**: 064609.
- [34] NUNES F M, DELTUVA A. Phys Rev C, 2011, **84**: 034607.
- [35] SO W Y, KIM K S, CHOI K S, *et al.* Phys Rev C, 2015, **92**: 014627.
- [36] SO W Y, KIM K S, CHEOUN MYUNG-KI, *et al.* Phys Rev C, 2016, **93**: 054624.
- [37] ZHANG Y, PANG D Y, LOU J L. Phys Rev C, 2016, **94**: 014619.
- [38] DAEHNICK W W, CHILDS J D, VRCELJ Z, *et al.* Phys Rev C, 1980, **21**: 2253.
- [39] NUNES F M, CHRISTLEY J A, THOMPSON I J, *et al.* Nucl Phys A, 1996, **609**: 43.
- [40] NUNES F M. Nucl Phys A, 2005, **757**: 349.
- [41] BENNACEUR K, DOBACZEWSKI J, PLOSZAJCZAK M. Phys Lett B, 2000, **496**: 154.
- [42] KORSHENINNIKOV A A, NIKOLSKII E YU, KOBAYASHI T, *et al.* Phys Lett B, 1995, **343**: 53.
- [43] LAY J A, FEDOROV D V, JENSEN A S, *et al.* Eur Phys J A, 2010, **44**: 261.

Core Excitation in Light Exotic Nuclear Structure —— Taking ^{11}Be for Example

LOU Jianling^{1,1)}, CHEN Jie¹, PANG Danyang², ZHANG Yun¹, YE Yanlin¹

(1. State Key Laboratory of Nuclear Physics and Technology, School of Physics,
Peking University, Beijing 100871, China;

2. School of Physics and Nuclear Energy Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China)

Abstract: It was found that many light exotic nuclei have the core-excitation components. In this paper, taking one-neutron halo nucleus ^{11}Be for example, the experimental and theoretical research progress, as well as the influences on the direct nuclear reaction differential cross sections of this exotic component were reviewed. The 1n removal, $^{11}\text{Be}(p, d)$ and $^{10}\text{Be}(d, p)$ transfer reactions are typical experimental methods to investigate this component. The Faddeev AGS, the XDWBA, and the XCDCC methods are developed to include this constituent in various theoretical models. With the core-excitation component, the calculated results can more reasonably describe the elastic scattering and breakup differential cross sections of ^{11}Be impinging on various targets. Comparing the full XCDCC calculation with that omitting core-excitation effect, we found that this component mainly affects the elastic scattering differential cross sections at large center-of-mass angles, and the (p, d) transfer reaction angular distributions at small center-of-mass angles. In addition, its effect is non-negligible for the breakup reaction within the excitation energy interval of $E_x = 0.5 \sim 3$ MeV, and is remarkable for $E_x = 3 \sim 5.5$ MeV.

Key words: core excitation; halo-nucleus ^{11}Be ; differential cross section; exotic nuclei

Received date: 14 Aug. 2016; **Revised date:** 30 Sep. 2016

Foundation item: National Basic Research Program of China(973 Program)(2013CB834402); National Natural Science Foundation of China(11275001, 11275011, 11275018)

1) E-mail: jllou@pku.edu.cn.