

格林函数协变密度泛函理论研究 Ca 同位素链的正则单粒子能量

1 引言

1.1 奇特原子核

目前科学界已经证实的同位素有大约 3000 个, 但是稳定存在或者与太阳系存在时间相差不远的同位素仅有约 300 个。这 300 个原子核都处在核素图的一条被称为 β 稳定线的曲线上, 或是分布在两侧[1]。继续增加质子和中子形成的原子核逐渐偏离稳定核区, 会出现寿命极短且不稳定的放射性原子核直到滴线。奇特原子核是远离 β 稳定线极端中质 (N/Z) 的原子核。当前阶段, 原子核密度泛函理论存在的原子序数在 2 到 120 间的束缚原子核约 7000 个。考虑连续谱贡献, 相对论连续谱 Hartree-Bogoliubov 模型预言的束缚原子核已多达 9035 个($8 \leq Z \leq 120$)。奇特原子核研究过程中已观测到大量的新奇现象, 比如质子或中子晕、反转岛以及矮偶极共振等现象。与此相关联的理论研究也预言了很多的相关奇特核的新奇现象, 比如说巨晕、核芯和晕间的形状退耦等[2]。

在二十世纪八十年代中期, Tanihata 等人以测量相互作用截面的方式发现了第一例中子晕核[2]。在实验中看到这个原子核方均根半径和 ^9Li 相比约增大 30%, 和较重的原子核 ^{208}Pb 的半径相当。与 ^9Li 核芯相比, ^{11}Li 最外层的两个弱束缚价中子, 类似晕一样笼罩于核芯的周围, 因此密度的分布特别弥散。接下来又在其他的一部分奇特原子核当中同样出现了晕存在的证据。在实验中判断该晕核现象的一般依据是, 异常增加的相互作用截面以及价核子很窄的动量分布。与稳定原子核的单核子分离能 6 ~8 MeV 相比, 晕核中的一个或者两个价核子的分离能几乎接近零, 中子或者质子密度分布是非常弥散的, 呈现出一条长长的尾巴。即使晕的密度很低, 也会对反应截面的影响很明显, 且表现出许多新特性。晕核研究当下主要聚集于中子晕核的结构和激发模式、反应机制等方面[2]。

晕核的发现对基于稳定原子核性质来建立的传统原子核理论产生了动摇。另一个是动摇人们对于传统原子核理论认知的现象是传统幻数的消失以及新壳层结构的出现, 这同样是奇特原子核中新奇的现象之一。在稳定原子核中, 发现在中子或质子数 2, 8, 20, 28, 50, 82, 和中子数 126 的原子核类似于球形, 而且于邻近的原子核相比更稳定。1949 年由 Mayer 和 Jensen 等人经过在壳模型中引入特别强的自旋-轨道互相作用, 给这些幻数做出了满意的解释。然而实验中通过测量非常丰中子的 Na 和 Mg 同位素链发现, $N=20$ 的壳层结构消失。2000 年, A. Ozawa 等人指出, 在轻核区域滴线附近出现 $N=16$ 的幻数, 并且认为新幻数形成和中子晕形成机制相关密切而且在滴线区域存在普遍[3]

。这些新奇现象对核物理理论有了新的挑战，与此同时吸引了世界范围内很多国家注入大量资金，建设升级放射性核束装置以及探测设备，并开展对远离 β 稳定线的奇特原子核的相关研究。此外，关于奇特原子核相关研究也会推进一些学科的发展，就像核天体物理是研究微观与宏观世界天体物理融合所形成的一些交叉学科，为研究自然界元素的起源和宇宙演化提供了重要依据[4-6]。

1.2 共振态

散射实验过程中最引人注目的现象是共振，共振是原子、原子核以及粒子物理中最常见的现象之一。在实验当中，共振常常表现出以能量为函数的核反应总截面出现的峰结构。理论上来看，反应截面于共振能量 E_R 处快速变化，与弹靶系统在 E_R 近束缚态有关，当炮弹的能量是 E_R 时，它就会被暂时的俘获，并且变成亚稳态[7]。

单粒子共振，一种极其简单、清晰的长寿命状态，通常出现在还没有激发的靶对入射粒子的散射，或是简易的局域势场对粒子的散射当中。入射粒子能量低于或者近似等于位垒的高度，入射粒子通过势垒贯穿，被靶核捕获到强吸引的相互作用的区域，进而形成较长寿命的状态。

一段时间之后，粒子再一次通过了势垒贯穿，离开同靶核的作用区域。这就是共振态的物理图像。有必要解释清楚的是，是不存在绝对离散的共振态的，但是却存在大量长寿命的共振态。在波动的观点来看，它其实上是一系列稳定态叠加形成的波包。一定时间以内，其波函数主要是聚集在核内，即势阱内区域。核内波包的振幅随着时间呈指数衰减，衰减系数为 $\Gamma/\hbar$ ，寿命 $\tau \sim \hbar/\Gamma$ ，通过势阱衰变几率 W_{if} 正比于 Γ ，有 $\Gamma \sim W_{if} = 2\pi \left| \langle \Phi_i | V | \Psi_f \rangle \right|^2 \rho(E)$ ， $\rho(E)$ 为势垒贯穿因子， $\rho(E)$ 为衰变粒子的态密度。因此 $\tau \sim \hbar/\Gamma$ 。

1.3 Bogoliubov 理论

三十多年以来，已经有少体模型、反对称分子动力学模型、壳模型和多体理论等理论模型用来研究奇特原子核。人们在多体理论中，关于密度泛函理论在描述奇特原子核的特性方面已经取得了很大成功，这里面有非相对论的能量密度泛函和协变密度泛函理论。一般的 Hartree-Fock 理论可以给予不错的描述。然而这仅含盖着中长程的粒子-空穴的相互作用相关原理，对短程的粒子-粒子相互之间的作用缺乏描述。

奇特原子核的外层价核子通常情况下是弱束缚的，因为存在对关联的作用，导致弱束缚核子易通过散射的方式散射到连续谱当中，然后就会与连续谱发生耦合现象[8-9]。与此同时，在原

子核集中在一起激发过程中，原子核的巨共振也存在着即为重要的贡献。由此可见恰如其分的处理连续谱和其中的对关联问题，以及对于相隔很远的 β

稳定线奇特原子核的激发态与基态两者都存在着极其重要研究意义。在研究中 BCS 方法也有一定的不适用问题，由于连续态的占据会导致体系的密度在渐近区域出现非物理的振荡，导致对滴线原子核的计算已不再适用了，甚至发散。

广义层面上的 Bogoliubov 变换可以用来处理对关联[10]，而且它可以说是理想候选理论之一。和 BCS 方法相比而言，这个理论还可解决平均场以及对关联。与此同时，这个理论给出单粒子的能级，此外还有占据几率。与此有别的是，BCS 方法仅仅给予了占据几率。

Hatree-Fock-Bogoliubov 理论分为非相对论的 HFB 理论和相对论的 HFB 理论，相对论 Hatree-Bogoliubov (RHB)[11]，在坐标空间中，这个理论对于描述原子核性质出很体现出很大的优势，它不仅仅一统了平均场及对关联，对于连续谱以及束缚态和其耦合也提供了较合理的描述。

1.4 格林函数 Bogoliubov 理论

数学科学的表述上，一个非线性的微分算符的格林函数可以被定义在一个具有特殊边界条件或者束缚边界条件的区域上，它是线性响应函数。格林函数方法可以简单且有效地考虑连续谱波函数正确的渐近方式。在流体力学、电动力学、量子力学、固体物理以及凝聚态物理中，格林函数的含义是各种类型，不同类型的关联函数。

在 1987 年，Belyaev 等人首先提出在 HFB 理论下的格林函数，人类历史上第一次建立了具有连续谱渐近的单准粒子波函数[12, 13]。核物理中将格林函数引入到相对论和非相对论没有规则的相位近似中 (RPA)，然后把有连续谱的正确的有渐近行为的单粒子波函数，这样所构成的格林函数用来计算包含有连续谱相应的函数，与此同时还研究了原子核的集体激发。

格林函数具有很多研究优势，其中一个比较重要的优势之一便是可以集合地对束缚态和共振态的处理。格林函数得到的态密度，能获得共振态的能量以及宽度。这里可用连续谱散射边界条件的波函数来构建能量复平面上的格林函数。文献通过计算得到了薛定谔方程的单粒子格林函数。从另一个方面来看，态密度能直接通过格林函数的计算得到，用来对相对论平均场的理论框架下的单粒子共振的研究，和超核中单粒子共振态的研究，并且给出了共振能量以及宽度。最近，人们把格林函数与 CMR 和 CSM 相结合，先是研究了非相对论框架下单粒子的共振，然后将其发展到相对论框架下来研究球形核 ^{120}Sn 以及形变核 ^{45}Sn 中的单粒子共振等等。

以上内容仅为本文档的试下载部分，为可阅读页数的一半内容。如要下载或阅读全文，请访问：

<https://d.book118.com/766153042140010230>