

# 反核子与原子核的相互作用

余友文

(中国科学院高能物理研究所)

## 摘 要

用复平均场和复剩余相互作用的壳模型理论, 定性地讨论了反核子与原子核相互作用体系出现窄宽度结构的可能性. 一个反核子与一个核子空穴相互作用体系可能存在一种排斥相干的能级. 它的位置比零级组态的能量更高, 有时甚至大于系统的阈能, 它的宽度比零级组态的宽度更窄. 在实验上有可能发现一些窄宽度的共振态和束缚态结构.

## 一、引 言

近几年来进行了一系列  $\bar{p}p$  (反质子-质子) 和  $\bar{p}d$  散射实验,  $\bar{p}p$  湮灭为带电粒子和质子素到重子素  $\gamma$  线的测量, 发现在阈能附近有十几条窄宽度共振峰和束缚态结构<sup>[1]</sup>. 这一现象引起了不少基本粒子和核物理工作者的兴趣. 为什么  $\bar{p}p$  系统有这么多窄宽度的结构呢? 从势作用的观点来看它可能是  $\bar{p}p$  被核势束缚形成的束缚态和共振态<sup>[2]</sup>. 因为从基本粒子理论中知道反核子与核子的作用势  $V_{\bar{N}N}(r)$  与核子-核子作用势  $V_{NN}(r)$  之间的关系是

$$V_{\bar{N}N}(r) = \sum_i (-1)^{G_i} V_{iNN}(r), \quad V_{NN}(r) = \sum_i V_{iNN}(r)$$

在此  $i$  代表交换的各种介子,  $V_{iNN}$  是交换  $i$  介子对核子-核子作用势的贡献,  $G_i$  为  $i$  介子的  $G$  宇称. 由于  $G$  宇称的缘故使得  $V_{\bar{N}N}(r)$  有一个很强的吸引力. 因此可以想像到  $\bar{p}p$  系统的束缚态有相当大的结合能, 并且具有比氦核多得多的束缚态和共振态. 但是要定量地来解释能级的位置和宽度是很困难的.  $\bar{p}$  与  $p$  结合在一起时有一定的几率会发生湮灭, 因此表现为每条能级有一定的宽度. 但是怎样来处理湮灭效应在理论上还没有一个很好的方法. 一个比较简单的方法就是用吸收位来描述湮灭. 如在参考文献 [2] 中就是用吸收位做微扰来计算宽度的, 但这样算出来的宽度比实验值大. 到目前为止实验能谱的位置和宽度都还没有得到满意的解释. 但是用势模型已得到一些定性的结果, 这表示势模型描述有一定的合理性. 在这篇文章中我们试图用势作用的观点来讨论当反质子进入更复杂的原子核后, 是否也有类似于  $\bar{p}p$  中那样的窄宽度结构(我们称这种情况为形

成了反质子奇特核或反质子核)。在下面的讨论中将指出反质子核是可能存在的。

## 二、反质子核存在的可能性

$\bar{p}p$  体系发生湮灭的几率是较大的, 但当反质子进入原子核后并不一定会由于多体关联效应使它更易于湮灭而根本观察不到反质子核。因为当  $\bar{p}$  进入核后, 对于  $\bar{p}$  相对于核心的角动量比较高的状态,  $\bar{p}$  与核内核子不是靠得很近的, 因此湮灭几率比较小, 在实验上有可能易于观察到这种高角动量的状态。另一方面, 对于  $\bar{p}$  与核内核子有强关联的状态也是可能观察到的。我们知道, 在低能核物理中有二种不同性质的关联效应。一类是使核子靠得很近的吸引相干的关联效应, 例如超导对作用的相干和简化  $\delta$  力的相干<sup>[3]</sup> 就是吸引的相干结构。这一类相干使核子结合得更紧密而能量更低。另一类是使两个集团不能靠得很近的排斥相干的关联效应, 例如巨偶极共振的结构就是这类相干<sup>[4]</sup>。这时被束缚在平均场中的核子和空穴由于剩余作用是排斥作用而保持一定的距离, 在平均位置附近振动的结果表现为巨偶极共振的现象。而在反质子与原子核相互作用体系中, 也是可能存在这类排斥相干的关联状态的。

反质子与原子核复合体系是一个既有散射又有束缚态和湮灭这样三类道耦合的体系。我们现在着重考虑束缚态空间与湮灭道的耦合效应, 那么也是一个有二类道耦合的问题。利用熟知的投影算符技术立即可以得到一个下列形式的耦合方程。

$$\begin{aligned} [E - H_{QQ} - W_{QQ}]Q\Psi &= 0 \\ W_{QQ} &= H_{QA} \frac{1}{E^+ - H_{AA}} H_{AQ} \\ &= H_{QA} \frac{p}{E - H_{AA}} H_{AQ} - i\pi H_{QA} \delta(E - H_{AA}) H_{AQ} \end{aligned}$$

这儿  $H$  是系统的哈密顿量,  $Q, A$  分别为束缚态空间和湮灭道空间的投影算符,  $H_{QQ} = QHQ$ ,  $H_{QA} = QHA$ ,  $H_{AQ} = AHQ$ ,  $H_{AA} = AHA$ ,  $p$  表示积分取主值。从这个形式中可以看到, 束缚态与湮灭道的耦合相当于使作用势是一个复作用势, 本征能量  $E$  也将是复的。与湮灭道的耦合既改变了只有束缚态空间本征解的能级位置, 也使得每条能级有一个宽度。虽然我们还称结合能大于零的解为束缚态, 但它已不是实位势的定态解, 而是一个具有一定寿命的波包态。宽度的大小决定于束缚态与湮灭道相互作用的大小, 它反映了湮灭几率的大小。但是  $\bar{p}$  与原子核相互作用体系是一个极其复杂的体系, 一方面是由于我们对与湮灭有关的势还不清楚, 另一方面由于多体问题的处理很复杂, 很难直接求解上述方程。因此我们提出用复壳模型的方法来处理这问题。

所谓复壳模型就是把壳模型中平均场及剩余相互作用的概念用于反核子-核系统, 即把  $\bar{p}$  与核子极其复杂的湮灭效应用一个吸引的吸收位来表示, 把  $\bar{p}$  在核内的运动看作  $\bar{p}$  在其它核子贡献的复平均场中运动, 并且再引进一个复的剩余相互作用。与一般壳模型的方法是一样的, 在这儿只不过把平均场和剩余作用换为复位势而已。在这模型的考虑下, 系统的哈密顿量  $H$  可以写为

$$\begin{aligned} H &= H_0 + H_A + \bar{V}, \\ H_0 &= T + U(r), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\bar{V} = - \sum_j [V(r_{\bar{p}j}) + iW(r_{\bar{p}j})].$$

这儿  $H_0$  表示反核子的哈密顿量,  $U$  是它的复平均场,  $H_A$  是原子核部分的哈密顿量,  $\bar{V}$  是反核子与核子之间的复剩余相互作用. 第一步要求解一个复平均场的薛定格方程, 即求解  $H_0\varphi = \varepsilon\varphi$ , 原则上讲  $H_0$  的求解就得到  $\bar{p}$  的单粒子解, 能量本征值是复的, 一般形式是  $\varepsilon = -\varepsilon_1 - i\varepsilon_2$ , 实部  $-\varepsilon_1$  表示单粒子能级的位置, 虚部  $\varepsilon_2$  表示单粒子能级的宽度, 它的大小反映了湮灭的几率. 不论对正能解还是负能解, 对于物理解来说  $\varepsilon_2$  总是大于零的. 第二步把剩余作用对角化以求得系统的能谱. 令  $\phi_j$  表示  $\bar{p}$  与核耦合成一定量子数的零级波函数, 令  $\Psi = \sum_{j=1}^N A_j \phi_j$  表示系统的波函数, 其中  $N$  相当于有效零级组态的数目. 由  $H\Psi = E\Psi$  立即可以得到一组  $A_j$  所满足的久期方程:

$$(-\varepsilon_{1k} - i\varepsilon_{2k} - E)A_k + \sum_j \bar{V}_{kj} A_j = 0, \quad (2)$$

$$\bar{V}_{kj} = -\langle \phi_k^{(A)} | \sum_{j'} [V(r_{\bar{p}j'}) + iW(r_{\bar{p}j'})] | \phi_j \rangle,$$

其中  $-\varepsilon_{1k}$  和  $-i\varepsilon_{2k}$  分别表示第  $k$  个基零级能量的实部和虚部, 对于束缚态  $\varepsilon_{1k}$  和  $\varepsilon_{2k}$  都是正的,  $\phi_k^{(A)}$  是  $H^+$  的解. 由于缺乏实验资料, 还不能把平均场和剩余作用确定下来, 我们只是与核子-核子体系作类比, 根据它们都是短程吸引势的特点, 在一定的假设下进行一些定性的分析. 我们假定剩余作用  $V$  和  $W$  的两体矩阵元像核子-核子体系中剩余作用两体矩阵元类似, 具有对力或简化  $\delta$  力的形式<sup>[3]</sup>. 以  $a^+$ ,  $a$  分别表示核子的产生算符和消灭算符, 以  $b^+$ ,  $b$  分别表示反核子的产生算符和消灭算符. 以简化  $\delta$  力为例两体矩阵元为:

$$\begin{aligned} \bar{V}_{ki} &= -\langle b_{i'_k}^+ a_{i_k}; LST | V + iW | a_{i'_j}^+ b_{i_j}^+; LST \rangle \\ &= -(V_1 + iV_2) A_{i'_k i'_k L} A_{i_j i'_j L}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$A_{i_j i'_j L} = \sqrt{\frac{(2l_j + 1)(2l'_j + 1)}{2L + 1}} C_{i_j i'_j}^{L_0}.$$

为了便于看出解的特点, 取零级能退化的近似, 即把(2)式中的  $\varepsilon_{1k}$  和  $\varepsilon_{2k}$  分别取为常数  $\varepsilon_1$  和  $\varepsilon_2$ , 因此  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$ ,  $V_1$ ,  $V_2$  都是与具体组态无关的常数. 以一个反核子和一个核子的体系为例, 由(2), (3)式立即可解出体系相干解的本征能量是:

$$\begin{aligned} E &= -E_1 - iE_2, \\ E_1 &= \varepsilon_1 + V_1 \sum_j A_{i_j i'_j L}^2, \\ E_2 &= \varepsilon_2 + V_2 \sum_j A_{i_j i'_j L}^2. \end{aligned} \quad (4)$$

对于反核子和核子空穴体系, 相干解的性质是不一样的. 以  $h^+$ ,  $h$  分别表示核子空穴的产生和消灭算符, 只要对一个反核子和一个核子的矩阵元仍采用(3)的形式, 那么一个反核子和一个核子空穴的相互作用是排斥的.

$$\begin{aligned} &\langle h_{i'_k}^+ b_{i_k}; LST | \bar{V} | b_{i'_j}^+ h_{i_j}^+; LST \rangle \\ &= (V_1 + iV_2) (-1)^{i_j} A_{i_j i'_j L} (-1)^{i'_k} A_{i'_k i_k L}, \end{aligned} \quad (5)$$

在零级能退化的近似下, 立即可得到一个反核子与一个核子空穴体系相干解的本征能量是

$$E = -E_1 - iE_2, \quad (6)$$

$$E_1 = \epsilon_1 - V_1 \sum_j A_{i,j}^2, \quad E_2 = \epsilon_2 - V_2 \sum_j A_{i,j}^2.$$

由(4)式可看到, 在平均场中的反核子与核子体系相干解是吸引相干的, 宽度是相干加宽的. 由(6)式可看到反核子与核子空穴体系的相干是排斥相干. 由剩余作用提供的能移和宽度都是相干的, 但与零级组态提供的能级位置  $\epsilon_1$  和宽度  $\epsilon_2$  反号, 所以能级位置向高能端移动, 能级宽度比  $\epsilon_2$  更窄. 与核子在核中的平均场相似, 我们可以认为反质子在核中的复平均场是由反质子-核子的复相互作用在核内平均而得到, 所以它集中了反质子与核相互作用的主要部分, 而剩余作用却是一个较弱的势. 因此在(6)式中由单个零级基提供的宽度  $V_2 A_{i,j}^2$  是一个比  $\epsilon_2$  小的量, 由于各零级基的贡献是相干的, 所以各基贡献之和  $V_2 \sum_j A_{i,j}^2$  就有可能是一个能和  $\epsilon_2$  相比的量了. 由于两部分宽度相消, 因此有可能会出现窄宽度的结构. 需要指出, (6)式中的  $E_2$  总是正的, 否则给出的是非物理解. 但  $E_1$  中的  $V_1 \sum_j A_{i,j}^2$  却是有可能大于  $\epsilon_1$  而使得  $E_1$  是负的. 当  $E_1 > 0$  时是阈能以下的束缚态结构, 当  $E_1 < 0$  时是阈能以上的共振态.

排斥相干给出窄宽度的状态, 它的物理图象与低能巨偶极共振图象相似, 也是很清楚的. 在坐标表象看当反质子与核子接近到湮灭力程以内就会湮灭放出  $\pi$  介子等. 但排斥相干是使被束缚在平均场中的反核子和核子空穴(也就是指满壳层内的那些核子)不能靠得很近, 而位于湮灭力程以外. 因此这种状态不易于湮灭, 寿命较长, 在实验上可能以窄宽度的结构表现出来, 也就是说有可能存在反质子核.

排斥相干在一个反核子和核子空穴相互作用体系中表现得最明显, 因此很可能以  $^{15}\text{N}$  等具有核子空穴的核做靶(例如测量从质子素到重子素的  $\gamma$  跃迁)在实验上有利于观察到这种窄宽度的结构.

目前得到的仅是一些定性的结果, 模型是否正确有待于实验来检验. 对此问题进行进一步的研究, 弄清反质子核是否存在是有意义的.

### 参 考 文 献

- [1] K. Kilian and B. Peitryk, International Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure (VII), (1977).  
C. B. Dover and M. Goldhaber, *Phys. Rev.*, **D15**(1977), 1997.
- [2] M. Nagels et al., *Phys. Rev.*, **D12**(1975), 744.
- [3] 余友文、张宗焯、于敏, *物理学报*, **21** (1965), 542.
- [4] G. E. Brown et al., *Nucl. Phys.*, **22**(1961), 1.

## THE INTERACTION OF ANTINUCLEON WITH NUCLEUS

YU YOU-WEN

*(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)*

### ABSTRACT

The possible existence of the narrow width structures in the Antinucleon-Nucleus system is discussed qualitatively by using complex shell model theory. We conclude that the repulsive coherent energy levels exist for one Antinucleon-one nucleon hole system, its energy is quite high and some times higher than the threshold of the system. Its width is narrower than that of the zero order configuration. Experimentally it is possible to find out a number of narrow resonances and bound states.