

产生超对称态的几种可能途径

厉光烈 沈建平
(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

在以前工作^[2]的基础上,计算了飞行 K^- 奇异交换反应 ${}^9\text{Be}(K^-, \pi^-){}_4^9\text{Be}^*$ 和 ${}^{13}\text{C}(K^-, \pi^-){}_4^{13}\text{C}^*$ 的角分布。在平面波冲量近似下,计算了协同产生反应到达超核 ${}^9\text{Be}$ 、 ${}^{13}\text{C}$ 的奇异相似态和超对称态的微分截面的相对比,并且估算了这些微分截面绝对值。根据这些计算,讨论了通过奇异交换反应和协同产生反应产生超对称态的可能性。

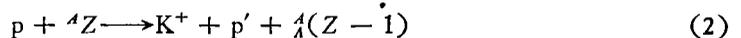
在前面的工作^[1,2]中,我们用 SU_3 群分类研究了超核激发态的对称性,指出:由于 Λ 超子与核子之间不存在泡利原理的限制,所以超核可以有空间对称性为 [5] 和 [6] 的超对称态。但是至今实验上还没有十分肯定的证据表明存在这样的超核激发态。因此,如何从实验上验证超对称态的存在,显然是超核物理中一个令人感兴趣的课题。

目前产生超核激发态主要通过以下两种途径:

1. 奇异交换反应



2. 协同产生反应



本文将讨论是否有可能通过对这两种途径产生超对称态。

一、奇异交换反应

在前一个工作^[2]中,我们用平面波冲量近似计算了奇异交换反应(1)到达奇异相似态和超对称态的相对几率。计算结果表明:飞行 K^- 奇异交换反应主要到达奇异相似态,到达超对称态的几率很小;静止 K^- 奇异交换反应,当 K^- 在 $3D$ 轨道被吸收时,生成奇异相似态的几率只比生成超对称态的几率大 20—30 倍,因此,当实验测量的精确度有所提高时,便有可能通过静止 K^- 奇异交换反应观测到超对称态。但在前一个工作中对飞行 K^- 奇异交换反应我们只计算了 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta=0^\circ}$ 的相对值。本文进一步计算了飞行 K^- 奇异交换反应 ${}^9\text{Be}(K^-, \pi^-){}_4^9\text{Be}$ 和 ${}^{13}\text{C}(K^-, \pi^-){}_4^{13}\text{C}$ 的角分布。在计算中,我们考虑了由实验定

出的基本过程 $K^- + n \rightarrow \pi^- + A$ 的跃迁矩阵元 $|t|^{[3]}$ 随散射角的变化, 尽管这种变化很小. 我们的计算结果表明 (见表 1): 当散射角 $\theta = 10^\circ - 15^\circ$ 时, 飞行 K^- 奇异交换反应到达奇异相似态的几率也总比到达超对称态的几率大几十倍. 因此, 如果能将 K^- 束流强度提高 1—2 数量级, 或提高实验测量的精确度, 便有可能通过测量飞行 K^- 的角分布在散射角偏离 0° 的地方观测到超对称态.

表 1 反应 (A) ${}^9_4\text{Be}(K^-, \pi^-){}^9_4\text{Be}$ 和 (B) ${}^{13}_6\text{C}(K^-, \pi^-){}^{13}_6\text{C}$ 的微分截面相对值
(径向波函数采用谐振子波函数: $\alpha = 110\text{MeV}/c$)

	$[f_i](\lambda_i \mu_i) S_i L_i J_i N_i T_i$	$[f_j](\lambda_j \mu_j) S_j L_j J_j N_j T_j$	飞行 K^-				静止 K^- 生成率 相对值 3D	
			$(d\sigma/d\Omega)_\theta$ 的相对值					
			$\theta = 0^\circ$	5°	10°	15°		
A	a	$[41](12)\frac{1}{2} 1 \frac{3}{2}, \frac{5}{3} \frac{1}{2}$	$[5](01)\frac{1}{2} 1 \frac{3}{2}, \frac{2}{3} 0$	1.0×10^{-4}	1.3×10^{-3}	0.51×10^{-2}	0.87×10^{-2}	0.045
	b		$[5](01)\frac{1}{2} 1 \frac{1}{2}, \frac{2}{3} 0$	1.0×10^{-4}	1.3×10^{-3}	0.51×10^{-2}	0.87×10^{-2}	0.045
	c		$[41](12)\frac{1}{2} 1 \frac{3}{2}, \frac{2}{3} 0$	1	0.71	0.27	0.035	1
	d		$[41](12)\frac{1}{2} 1 \frac{1}{2}, \frac{2}{3} 0$	1.2×10^{-4}	0.63×10^{-3}	0.25×10^{-2}	0.43×10^{-2}	0.022
	e		$[41](12)\frac{1}{2} 1 \frac{3}{2}, \frac{2}{3} 1$	0.50	0.36	0.13	0.018	0.50
	f		$[41](12)\frac{1}{2} 1 \frac{1}{2}, \frac{2}{3} 1$	0.85×10^{-4}	0.46×10^{-3}	0.18×10^{-2}	0.31×10^{-2}	0.016
B	a'	$[441](14)\frac{1}{2} 1 \frac{1}{2}, 3 \frac{1}{2}$	$[54](03)\frac{1}{2} 1 \frac{1}{2}, 20$	0	0	0	0	0
	b'		$[54](03)\frac{1}{2} 1 \frac{3}{2}, 20$	2.9×10^{-4}	1.6×10^{-3}	0.73×10^{-2}	0.011	0.051
	c'		$[441](14)\frac{1}{2} 1 \frac{1}{2}, 20$	1	0.67	0.22	0.019	1
	d'		$[441](14)\frac{1}{2} 1 \frac{3}{2}, 20$	0	0	0	0	0
	e'		$[441](14)\frac{1}{2} 1 \frac{1}{2}, 21$	0.67	0.45	0.15	0.013	0.67
	f'		$[441](14)\frac{1}{2} 1 \frac{3}{2}, 21$	2.5×10^{-4}	0.98×10^{-3}	0.31×10^{-2}	0.46×10^{-2}	0.044

1) 这里的结果与文献[2]稍有出入, 原因是所用的 q 值的计算公式不同. 在[2]中用的是文献[7]中的公式, 而本文用的是 $\mathbf{q} = \mathbf{k}_k - \mathbf{k}_\pi$. 我们认为后者更合理些.

二、协同产生反应

由于在协同产生反应中转移到 A 粒子上的动量比较大, 所以, 与奇异交换反应不同, 协同产生反应生成的超核态没有很强的选择性, 它特别适合于研究超核的基态和包括超对称态在内的低激发态. 但是, 在前面的工作中我们已经指出: 要使超对称态的特性突出地显现出来, 最好研究 ${}^9_4\text{Be}$ 和 ${}^{13}_6\text{C}$ 等超核的超对称态. 但要经由反应(2)产生这些超核, 就要用 ${}^9_4\text{B}$ 和 ${}^{13}_6\text{N}$ 作靶. 然而这些核的寿命太短, 无法用来作靶. 当然, 可以考虑反应(2)的一个特例:

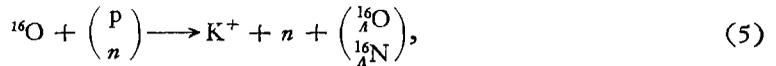


即反应(2)中的 p' 和 Λ 的相对动量很小,二者都留在核内。但是 V. N. Fetisov 等人^[4]的理论估计和 T. Bowen 等人^[5]的实验工作都表明: 反应(3)的截面太小, 因此, 无法用来研究超核 ${}^{13}\text{C}$ 的能谱。

我们感兴趣的是另一类协同产生反应



它所产生的超核与靶核是同位素, 因而没有反应(2)所具有的上述缺点。虽然目前实验上还没有观测到这类反应, 但是 K. J. Nield 等人^[6]用 2.1 GeV/c 的 ${}^{16}\text{O}$ 离子轰击聚乙烯靶



得到了超核 ${}^{16}\text{O}$ 和 ${}^{16}\text{N}$, 从而间接地表明了有可能存在这类反应。在本文中我们首先讨论了这类协同产生反应是否有利于生成超对称态。为此, 我们采用平面波冲量近似计算了反应(4)到达超核 ${}^A\text{Be}$ 、 ${}^A\text{C}$ 的一些态的微分截面的相对比。然后, 为了进一步看看实验能否通过反应(4)观测到 ${}^A\text{Be}$ 、 ${}^A\text{C}$ 等超核态, 我们又估算了反应(4)到达 ${}^A\text{Be}$ 、 ${}^A\text{C}$ 的一些态的微分截面的绝对值。现将计算结果和讨论介绍如下:

采用一次散射、平面波冲量近似, 在不考虑离壳效应的情况下, 反应(4)从初态 $[f_i]$ ($\lambda_i \mu_i$) $S_i L_i J_i N_i T_i$ 到末态 $[f_f]$ ($\lambda_f \mu_f$) $S_f L_f J_f N_f T_f$ 生成超核的微分截面公式为:

$$\frac{d\sigma}{dE_K d\Omega_K d\Omega_n} = \left(\frac{d\sigma}{dE_K d\Omega_K d\Omega_n} \right)_0 \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{M_i M_f} \left| \mathcal{F}_{fi}(\mathbf{Q}) \right|^2. \quad (6)$$

其中 $\left(\frac{d\sigma}{dE_K d\Omega_K d\Omega_n} \right)_0$ 是基本过程



的微分截面。 $\mathcal{F}_{fi}(\mathbf{Q})$ 是形状因子, 其形式与奇异交换反应的形状因子^[2]完全一样, 只是其中动量转移 \mathbf{Q} 的定义不同, 在此 $\mathbf{Q} = \mathbf{P}_p - \mathbf{P}_n - \mathbf{P}_K$, 而 \mathbf{P}_p 、 \mathbf{P}_n 和 \mathbf{P}_K 分别是入射质子、出射中子和 K^+ 介子的实验室系动量。

利用公式(6), 以 T_p (入射质子的实验室系动能) = 2、3、5、10 GeV 为例, 我们计算了在转移动量 \mathbf{Q} 最小的情况下反应(4)到达 ${}^A\text{Be}$ 、 ${}^A\text{C}$ 的一些态的微分截面的相对比。计算结果列于表 2 中。在此我们选取到达奇异相似态 ($J_f = J_i$, $T_f = 0$) 的几率为 1, 并且计算仅限于自旋不打翻项的贡献。从所得到的结果来看, 到达超对称态的几率与到达奇异相似态的几率差不多在同一数量级, 而且入射质子的动能越高, 到达超对称态的相对几率越大。这表示, 从相对比上来看, 反应(4)确实有利于生成超对称态。但是实验上能否通过反应(4)观测到超对称态, 还必须回答微分截面绝对值的问题。为此, 我们进一步以 $T_p = 2.00$ 、2.85 GeV 为例¹⁾估算了反应(4)到达超核 ${}^A\text{Be}$ 、 ${}^A\text{C}$ 的一些态的微分截面值。由于到目前为止我们还未见到有关 $\left(\frac{d\sigma}{dE_K d\Omega_K d\Omega_n} \right)$ 的实验数据, 因此我们只能从理论上

1) 在这些能量下, 有关截面的实验数据比较全。

表 2 反应 (A) ${}^9\text{Be}(p, \text{K}^+n){}_4^9\text{Be}$ 和 (B) ${}^{13}\text{C}(p, \text{K}^+n){}_6^{13}\text{C}$ 的微分截面的相对值
(径向波函数采用谐振子波函数, $\alpha = 110\text{MeV}/c$, $a - f, a' - f'$ 的含义见表 1)

(A) (B)

T_p (GeV)	P_n (GeV/c)	P_K (GeV/c)	Q_{\min} (GeV/c)	$d\sigma/d\Omega_K d\Omega_n dE_K$ 的相对值									
				a	b	c	d	e	f				
2	1.54	0.802	0.442	0.36	0.36								
	1.53	0.804	0.450		1	0.13	0.53	0.09					
3	2.27	1.20	0.359	0.48	0.48								
	2.27	1.19	0.367		1	0.24	0.55	0.17					
5	3.65	1.92	0.292	1.3	1.3								
	3.65	1.91	0.299		1	0.67	0.65	0.48					
10	6.99	3.67	0.239	1.1	1.1								
	6.98	3.67	0.246		1	0.52	0.61	0.38					

表 3 在 $T_p = 2.00, 2.85 \text{ GeV}$ 时反应 (A) ${}^9\text{Be}(p, \text{K}^+n){}_4^9\text{Be}$ 和 (B) ${}^{13}\text{C}(p, \text{K}^+n){}_6^{13}\text{C}$ 的微分截面

(A) (B)

T_p (GeV)	P_n (GeV/c)	P_K (GeV/c)	Q_{\min} (GeV/c)	R_3 (GeV ²)	$d\sigma/dE_K d\Omega_K d\Omega_n$ ($\text{cm}^2/\text{MeV}\cdot\text{Sr}^2$)								
					a	b	c	d	e	f			
2.00	1.54	0.802	0.442		1.3×10^{-36}	1.3×10^{-36}							
	1.53	0.804	0.450	0.0605			3.6×10^{-36}	0.48×10^{-36}	1.9×10^{-36}	0.34×10^{-36}			
2.85	2.16	1.14	0.368		4.8×10^{-36}	4.8×10^{-36}							
	2.16	1.13	0.376	0.482			8.8×10^{-36}	1.9×10^{-36}	4.8×10^{-36}	1.4×10^{-36}			

T_p (GeV)	P_n (GeV/c)	P_K (GeV/c)	Q_{\min} (GeV/c)	R_3 (GeV ²)	$d\sigma/dE_K d\Omega_K d\Omega_n$ ($\text{cm}^2/\text{MeV}\cdot\text{Sr}^2$)								
					a'	b'	c'	d'	e'	f'			
2.00	1.54	0.804	0.440		0	2.2×10^{-36}							
	1.53	0.805	0.450	0.0605			4.8×10^{-36}	0	3.2×10^{-36}	1.4×10^{-36}			
2.85	2.16	1.14	0.367		0	8.0×10^{-36}							
	2.16	1.13	0.376	0.482			10.0×10^{-36}	0	7.0×10^{-36}	5.4×10^{-36}			

进行估算。我们知道,基本过程(7)的特性粗略地可用终态粒子的洛仑兹不变相空间体积 R_3 来描述^[4,8],即:

$$\left(\frac{d\sigma}{dE_K d\Omega_K d\Omega_n}\right)_0 \simeq \frac{P_K P_n}{8E_A R_3} \sigma_{pn' \rightarrow K^+ nA}, \quad (8)$$

其中 $\sigma_{pn' \rightarrow K^+ nA}$ 是基本过程(7)的总截面。又黄涛和何祚庠^[9]在一定近似下曾得到

$$\frac{\sigma_{pn' \rightarrow K^+ nA}}{\sigma_{pp \rightarrow K^+ p'A}} \simeq \frac{\sigma_{pn \rightarrow pn}}{\sigma_{pp \rightarrow pp}}. \quad (9)$$

其中 $\sigma_{pp \rightarrow K^+ p'A}$ 是反应 $p + p \rightarrow K^+ + p' + A$ 的总截面, $\sigma_{pn \rightarrow pn}$ 和 $\sigma_{pp \rightarrow pp}$ 分别是弹性散射 $p + n \rightarrow p + n$ 和 $p + p \rightarrow p + p$ 的总截面。于是

$$\left(\frac{d\sigma}{dE_K d\Omega_K d\Omega_n}\right)_0 = \frac{P_K P_n}{8E_A R_3} \frac{\sigma_{pn \rightarrow pn}}{\sigma_{pp \rightarrow pp}} \sigma_{pp \rightarrow K^+ p'A}. \quad (10)$$

由 $\sigma_{pn \rightarrow pn}$ 、 $\sigma_{pp \rightarrow pp}$ 及 $\sigma_{pp \rightarrow K^+ p'A}$ 的实验数据,便可估算出 $\left(\frac{d\sigma}{dE_K d\Omega_K d\Omega_n}\right)_0$ 的值。再将它代入(6)式,即可算出反应(4)的微分截面。在 $T_p = 2.00, 2.85$ GeV 的情况下, $\sigma_{pn \rightarrow pn}$ 、 $\sigma_{pp \rightarrow pp}$ 、 $\sigma_{pp \rightarrow K^+ p'A}$ 的实验值^[10]、 R_3 的计算值以及计算得到的反应(4)到达超核 ${}^9_A\text{Be}$ 和 ${}^{13}_A\text{C}$ 的一些态的微分截面都列在表 3 中。从计算结果可以看到:反应(4)到达奇异相似态和超对称态的几率都太小,以致在目前的实验条件下很难观察到这些超核态。但是,按照以上粗略的估计,如果能进一步提高入射质子的束流强度,那么通过反应(4)观测到这些超核态还是有可能的。

概括上面的讨论,我们得到的定性结论是:

1. 虽然奇异交换反应优先到达奇异相似态,但是,飞行 K^- 奇异交换反应,当在散射角偏离 0° 的地方观测 π^- 时,生成奇异相似态的几率只比生成超对称态的几率大几十倍;静止 K^- 奇异交换反应,当 K^- 在 $3D$ 轨道被吸收时,生成奇异相似态的几率只比生成超对称态的几率大 20—30 倍。因此,如果能将 K^- 束流强度提高 1—2 数量级,或提高实验测量的精确度,那么便有可能通过奇异交换反应观测到超对称态。

2. 协同产生反应没有优先到达奇异相似态的问题。但是协同产生反应(4)到达奇异相似态和超对称态的几率都太小,以致于在目前的实验条件下很难通过它观察到这些超核态。如果能进一步提高入射质子的束流强度,那么通过它观测到这些超核的超对称态还是有可能的。

最后,在我们的工作中,张宗焯、何祚庠、黄涛等同志曾与我们作了多次有益的讨论,在此谨表感谢。

参 考 文 献

- [1] 张宗焯、厉光烈, 物理学报, **25** (1976), 172; **26** (1977), 467.
- [2] 厉光烈、沈建平、张宗焯, 高能物理与核物理, **2** (1978), 168.
- [3] R. Armenteros et al., *Nucl. Phys.*, **B8** (1968), 183.
- [4] V. N. Fetisov et al., *Phys. Lett.*, **38B** (1972), 129.
- [5] T. Bowen et al., *Phys. Rev.*, **C14** (1976), 195.
- [6] K. J. Nield et al., *Phys. Rev.*, **C13** (1976), 1262.
- [7] R. J. Esch, *Can. J., Phys.*, **51** (1973), 1524.
- [8] E. Byckling and K. Kajantie, "Particle Kinematics".
- [9] 何祚庠、黄涛, 高能物理与核物理, **2** (1978), 471.

- [10] E. Bracci, et al., Compilation of cross sections: III P and \bar{P} Induced Reaction, CERN-HERA 73-1, 1973.

SOME PROBABLE APPROACHES TO THE PRODUCTION OF HYPERSYMMETRY STATES

LI GUANG-LIE SHEN JIAN-PING

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

ABSTRACT

The angular distributions of the strangeness exchange reactions ${}^9\text{Be}(\text{K}^-, \pi^-) {}^9_\Lambda\text{Be}^*$ and ${}^{13}\text{C}(\text{K}^-, \pi^-) {}^{13}_\Lambda\text{C}$ with K^- in flight have been calculated on the basis of our previous work^[2]. In the framework of the plane-wave impulse approximation we have calculated the relative ratios of the differential cross-sections of the associated production reactions leading to the strangeness analogue states and the supersymmetric states of ${}^9_\Lambda\text{Be}$ and ${}^{13}_\Lambda\text{C}$, and have estimated the absolute values of these differential cross-sections. The possibility of producing supersymmetric states by strangeness exchange reactions and associated production reactions have been discussed on the basis of these calculations.