

核物质新形态的探索

廖继志

(四川大学)

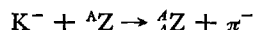
自1896年发现放射性,揭开了研究原子核的序幕以来,核物理学已有了八十八年的历史。这八十八年可以粗略地分成两个阶段。第一阶段,用了三十多年的时间研究放射性现象和解决原子核的组成问题,证明原子核是由质子和中子组成的。第二阶段,利用各种带电粒子加速器、各种探测器和电子学设备,结合量子力学的理论分析,探索核力和核结构的基本问题。这一阶段一直延续到现在。在这一阶段中,高能粒子物理和核天体物理从传统的核物理学中分离出去,形成两门新的学科。与此同时,作为传统核物理和高能物理之间的边缘学科的中高能核物理也逐步形成并发展起来。本文介绍这一领域中的一个方面,即核物质新形态探索方面的成果。

从传统的观点看,核物质是由质子和中子组成的。但是,自从1953年在宇宙线中发现了 Λ 超核 ${}^4_\Lambda\text{He}$,六十年代又在加速器上人工制造了更多的 Λ 超核以后,人们意识到核物质不仅包含质子和中子,还可以包含某些超子,从而打开了研究核物质新形态的大门。同时,高能核物理实验还揭示了很多核子共振态的存在,发现了一些不能用传统理论解释的新现象。于是,产生了一系列问题:是否存在由 Σ 或 Ξ 超子构成的超核?能否得到包含核子共振态的原子核? π 介子的自由度对核的性质有影响吗?核子与反核子能否组成束缚态?显然,这些问题的解决将会使我们对原子核的认识大大前进一步。下面就这方面的进展情况作简单介绍。

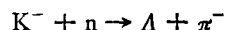
一、超核

包含一个或几个超子的原子核称为超核。

例如 Λ 超核系指核内包含一个 Λ 超子的原子核,常用符号 ${}^A_\Lambda Z$ 表示。类似地, Σ 超核记为 ${}^A_\Sigma Z$ 。这里 A 是质量数,等于质子、中子与超子数之和, Z 是电荷数,左下角的 Λ 或 Σ 表示核内有一个 Λ 或 Σ 超子,奇异数为-1。首先讨论 Λ 超核。 Λ 超子是奇异粒子,奇异数等于-1,自旋为1/2,电荷为0,同位旋为0,宇称是偶的,质量为1115.6MeV,寿命为 2.63×10^{-10} s。实验室内主要通过下列奇异交换反应产生 Λ 超核:



这实质上是 K^- 介子把奇异数交给核内一个中子,使其变成 Λ 超子的过程:



如果 K^- 介子的动量在300—1000MeV/c之间,则生成的 Λ 超子的动量小于核内核子的费米动量,因而停留在核内形成超核^[1]。当生成的 Λ 超子在核内占据原来中子所占轨道时,这过程就称为“无反冲” Λ 产生,其结果恰如 Λ 粒子在核内起了“标记中子”的作用。这样形成的超核态称为反应前核态的奇异相似态。如果奇异交换反应生成的 Λ 超子跳入一个新的轨道,而其余中子的轨道不变,则此过程称为“准自由” Λ 产生。图1形象地表示出这两种 Λ 产生机制。

七十年代中期以来,通过奇异交换反应得到了一系列 Λ 超核和它们的高激发态^[2,3],从而开始了超核能谱学的研究。图2是一个例子。图中横坐标是 Λ 超子的结合能,其定义是

$$B_\Lambda = M_c + M_\Lambda - M_b,$$

这里 M_b 是超核 ${}^A_\Lambda Z$ 的质量, M_c 是原子核 ${}^{A-1}Z$ 的质量, M_Λ 是 Λ 超子的质量。对于激发态, M_b 应理解为包括激发能在内的质量。 $B_\Lambda = 0$ 表示 Λ 粒子与核心 ${}^{A-1}Z$ 的相对能量是零。图上还

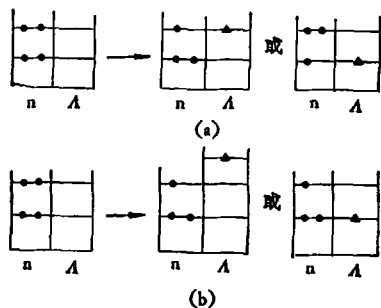


图1 两种 Λ 产生过程

(a) “无反冲” Λ 产生; (b) “准自由” Λ 产生

标出了超核质量与靶核质量之差 $M_h - M_A$, 它代表反应的能量转移。由于单步奇异交换反应发生在核的表面上, 所以最外面壳层上的中子发生无反冲 Λ 产生的几率最大。在 ^{16}O 的产生谱中, 最高的峰是 $1P_{3/2}$ 轨道的 Λ 无反冲产生造成的。

有趣的是来自最外壳层的无反冲峰几乎都出现在能量转移 $M_h - M_A \approx 194 \text{ MeV}$ 处, 而与靶核无关。这是因为作用于中子和 Λ 粒子的势场与靶核半径几乎无关, 使得它们的结合能差 $\Delta B_{n\Lambda} = B_n - B_\Lambda$ 近似为常数^[2]:

$$M_h - M_A = \Delta B_{n\Lambda} + (M_\Lambda - M_n).$$

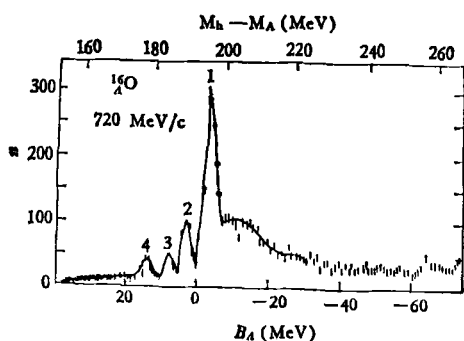


图2 ^{16}O 的 Λ 产生谱^[3]

[图中 n 代表(计数/1MeV)]

从图2还可以得到有关 Λ 核相互作用中自旋-轨道耦合强度的知识。对于 ^{16}O , 峰2相应于 $1P_{1/2}$ 轨道无反冲 Λ 产生; 峰3和峰4分别对应于 $1P_{3/2}$ 到 $1S_{1/2}$ 和 $1P_{1/2}$ 到 $1S_{1/2}$ 的准自由 Λ 产生。峰1与2的能量差和峰3与4的能量差都是 6 MeV , 这个值就是 $1P$ 轨道的自旋-轨道分裂

的大小。

超核研究中的另一成就是观测到了超核退激发时放出的 γ 射线。这对于研究 ΛN 相互作用和包含 Λ 的核物质运动形态有重要意义 (这里 N 代表核子)。图3是 ^3H 和 ^3He 这一对镜像超核的 1^+ 态到 0^+ 态的 γ 跃迁^[4]。这两个超核的基态都是 0^+ 自旋单态, 1^+ 态是自旋三重态。两个配对核子, 即 ^3H 中的两个中子或 ^3He 中的两个质子在跃迁中状态不变, 犹如旁观者。三重态到单态的跃迁只是 Λ 超子倒转自己的自旋方向。 ^3H 中涉及 Λ - n 对, ^3He 中涉及 Λ - p 对, 两者的三重态-单态分裂有大约 10% 的差异。同时, ^3H 的基态结合能是 2.09 MeV ; ^3He 的基态结合能是 2.39 MeV , 它的一对质子的库仑能是 0.8 MeV 。此库仑能不等于 ^3H 与 ^3He 的结合能差。由此可见, ΛN 相互作用与核子的电荷状态有关。

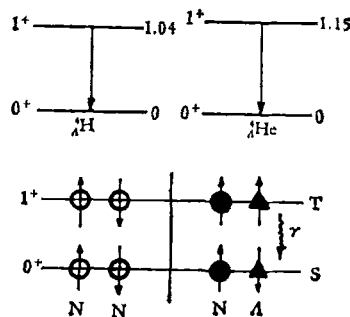
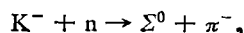


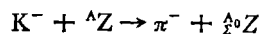
图3 ^3H 和 ^3He 的自旋倒转跃迁

T——三重态; S——单态。

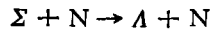
现在讨论 Σ 超核, 即包含一个 Σ 超子的原子核。 Σ 超子也是奇异数等于 -1 的奇异粒子, 它有三个电荷态: $\Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+$ 。它们的同位旋都是 1 , 自旋都是 $1/2$, 宇称都是偶的, 质量分别是 1197 MeV , 1193 MeV 和 1189 MeV , 寿命分别是 $1.5 \times 10^{-10} \text{ s}$, $< 6 \times 10^{-20} \text{ s}$ 和 $0.8 \times 10^{-10} \text{ s}$ 。当 K^- 介子与核内中子相互作用时, 除产生 Λ 超子外, 还可发生下列奇异交换反应:



对应于



实验室内就是利用这种反应制造 Σ 超核的。上述反应的几率大约是产生 Λ 超核的几率的 1/4。当然，还可以发生形成 Σ^+ 或 Σ^- 超核的过程，但几率要小得多。同时， Σ 超核在核物质中可以发生下列反应：



反应 Q 值为 80 MeV。所以 Σ 超核的寿命比 Λ 超核更短。由于上述原因，直到进入八十年代才制成 Σ 超核^[3,5] (${}^2_{\Sigma}\text{Be}$ 和 ${}^2_{\Sigma}\text{C}$)。图 4 是 ${}^9\text{Be}$ (K^- , π^-) 和 ${}^{12}\text{C}$ (K^- , π^-) 反应的实验结果。对此结果的理论分析表明，在动量转移 $q \approx 57 \text{ MeV}/c$ 附近的两个峰是 ${}^9\text{Be}$ 和 ${}^{12}\text{C}$ 的奇异相似态；在 $q \approx 130 \text{ MeV}/c$ 附近的明显的峰则是 ${}^2_{\Sigma}\text{Be}$ 和 ${}^2_{\Sigma}\text{C}$ 存在的证据。由于 $B_{\Sigma} \approx B_{\Lambda} + 77 \text{ MeV}$ ，若将 $B_{\Lambda} \approx 0$ 附近的谱移到 $B_{\Sigma} = 0$ 处，则可更清楚地看出两个谱的类似性。同时， $B_{\Sigma} = 0$ 邻近的峰的宽度与 $B_{\Lambda} = 0$ 附近峰的宽度大体上是相同的。 Σ 超核的存在已是确定无疑的了。前不久，人们又制成了 ${}^2_{\Sigma}\text{H}$ 和 ${}^2_{\Sigma}\text{C}$ ^[6]。它们是在



型反应中产生的，式中 $Z' = Z - 2$ ，例如 ${}^6\text{Li}$ (K^- , π^+) ${}^6\text{H}$ 。

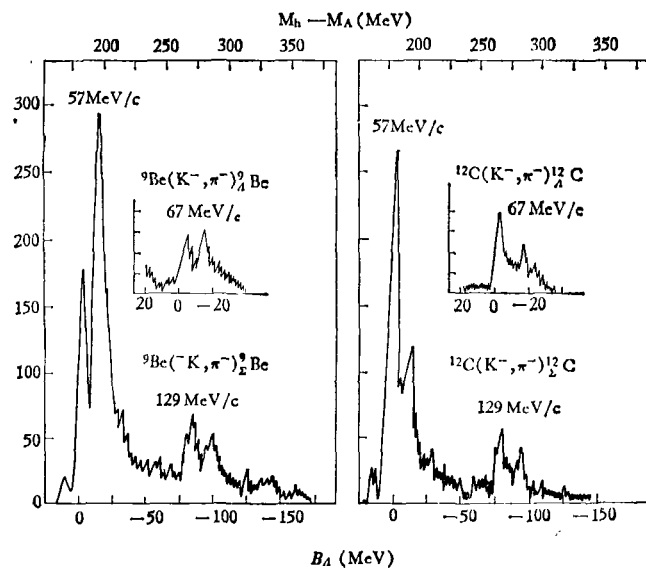


图 4 ${}^9\text{Be}$ 和 ${}^{12}\text{C}$ 上 $\text{K}^- \rightarrow \pi^-$ 反应在 0° 方向的谱中显示的 ${}^2_{\Sigma}\text{Z}$ 的激发^[3] (n 为计数/2 MeV)

关于 Σ 超核，目前还没有直接的实验证据。由于 Σ 超核在核物质中会发生反应：



因此如果 Σ 超核存在，应该能观察到它的衰变产物双 Λ 超核。现在已观察到两个双 Λ 超核： ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ ^[7] 和 ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ ^[8]。人们正计划通过 (K^- , K^+) 反应制造 Σ 超核。

还有一个有趣的问题，即是否能够制造带粲数的超核？带粲超核是由一个 c 夸克取代一个 s 夸克而形成的超核。包含一个带粲超核的核称为带粲超核，例如 ${}^9_c\text{Be}$, ${}^9_c\text{He}$ 等。最近人们已开始探讨这个问题了^[9]。

二、反核子-核子和核子-核子共振态

从七十年代初期开始，反质子束被用于散射实验^[10]。首先在 $\bar{p}p$ 弹性散射和 $\bar{p}p$ 带电介子湮没激发函数测量中，观察到在质心系能量 $E = 1936 \pm 3 \text{ MeV}$ 处有一宽度 $\Gamma < 4 \text{ MeV}$ 的窄共振，共振能量比阈能 ($M_{\bar{p}} + M_p = 1877 \text{ MeV}$) 稍高。根据 1977 年以前的报道，在 $\bar{p}p$ 体系中可能存在五个窄共振和三个束缚态^[11]。这引起了人们的极大兴趣，人们试图从不同角度加以检验。不幸的是，1978 年以后的大多数实验结果却是否定的^[12]。

例如，对 1936 MeV 窄共振，1981 年以前有 21 家报道，其中八家肯定，13 家否定。对于 2020 MeV 和 2200 MeV 两个窄共振，1979 年以后的 13 家报道中，12 家没有观测到，一家对 2020 MeV 有肯定和否定两种结果，对 2200 MeV 共振未作观测。西欧核研究中心 1977 年报道的 $\bar{p}p$ 体系的三个束缚态，在布鲁克海文国家实验室^[13] 和西欧中心后来的实验中没有再出现。然而，根据新近的报道^[14]，在 $\bar{p}p \rightarrow \pi + (\bar{p}p) + X$ 反应中，在 \bar{p} 的动量为 $9 \text{ GeV}/c$ 时，又看到了 2020 MeV 共振，具有七个标准偏差的显著性。面对这些相互矛盾的结果，人们拟开始新一轮更系统的

探索。如果 $\bar{p}p$ 体系的共振能被实验确证并解释为重子素态, 则可为核力短程性研究提供丰富的资料, 这对从夸克结构来了解核力也是重要的, 故人们对此紧迫不舍。

另一方面, 很多实验观测表明, 在 $\bar{p}p$ 体系、 $\bar{\Lambda}p$ 体系和 $\Lambda\bar{p}$ 体系中, 存在着宽度为几十到几百 MeV 的宽共振。例如, 在 $\bar{p}p \rightarrow X$ 过程中出现的 1940 MeV ($\Gamma = 23$ MeV) 共振, 在 $\pi^- p \rightarrow (\bar{p}p)n$ 过程中看到的 2110 MeV ($\Gamma = 190$ MeV), 2180 MeV ($\Gamma = 270$ MeV), 2380 MeV ($\Gamma = 380$ MeV) 和 2450 MeV ($\Gamma = 280$ MeV) 等宽共振^[15]。同时, 在高能 pp, pn, pd 散射过程和 $pp \rightarrow pn\pi^+, np \rightarrow \pi^+ nn$ 等过程的研究中, 也发现了类似的宽共振, 即所谓双重子共振 (如 pp 体系中的 2140, $\Gamma = 200$ MeV 共振和 2200, $\Gamma = 150$ MeV 共振等)^[16]。

对宽共振的研究, 目前还处于开始阶段。宽共振是什么性质的共振, 这个问题并未解决。人们推测, 它们可能是 $NN\pi$ 态, 或 $N\Delta$ 态, 或 6 夸克口袋态或其它什么。需要进一步作实验研究和理论分析才能弄清宽共振的本质。

三、原子核内的 π 介子自由度和 $\Delta(1232)$ 自由度

传统的核结构理论是以下述认识为基础的: 原子核由具有四个内秉自由度 (同位旋第三分量 $t_3 = \pm 1/2$ 和自旋 $s_z = \pm 1/2$) 的核子组成。这种理论在解释近代从 (p, n) 反应得到的伽莫夫-泰勒跃迁 (以下简称 GT 跃迁) 强度, 以及电子在原子核上的非弹性散射实验得到的 $M1$ 和 $M2$ 约化跃迁几率 $B(M1)$ 和 $B(M2)$ 值时, 出现了严重的困难^[17,18]。同时, 有关似 π 态 (pion-like state) 的研究进一步揭示了核内可能存在新的自由度, 主要是 π 介子自由度和 $\Delta(1232)$ 自由度。所谓似 π 态指的是由 $\Delta T = 1$ 的跃迁达到的非自然宇称激发态 (unnatural parity excitation state): $J^\pi = 0^-, 1^+, 2^-, \dots$ (这里 T 是同位旋, J^π 代表自旋和宇称)。似 π 态本质上是一种粒子-空穴激发态, 但与带

有 π 介子量子数的核场直接耦合。由于 π 介子强烈耦合核子到它的第一激发态, 即 $\Delta(1232)$, 所以 Δ -空穴成分在似 π 态的研究中将起重要的作用。

首先讨论 GT 跃迁强度问题。对于一个包含 Z 个质子和 N 个中子的原子核, GT 型 β 跃迁的约化跃迁几率 $B(GT)$ 满足求和规则^[19]:

$$\Sigma B(GT) \geq 3(N - Z),$$

Σ 表示对所有终态求和。 β 衰变只能达到少数低能核态, 因而不能作为广泛研究 GT 强度分布的方法。 (p, n) 反应则没有这种限制。原子核经 (p, n) 反应以后变成少一个中子多一个质子的同量异位素原子核。其效果与 β^- 衰变相当, 不过是从基态向激发态跃迁。因此 (p, n) 反应的微分截面与 β 跃迁几率有确定的联系。这启发人们可以从 (p, n) 截面数据抽取 $B(GT)$ 。结果表明, GT 总强度只是求和规则要求的值的 30—60%。这就是所谓 GT 跃迁强度减弱问题。传统理论难以解释为什么跃迁会遭到抑制。但是, 如果引入 $\Delta(1232)$ 自由度, 即考虑 Δ -空穴激发态, 问题就可以找到解答。这时, “丢失了” 的强度相应于激发 Δ 自由度所需要的部分, 由此算得的减弱因子与实验值大体符合。定量研究正在进行中。

其次讨论非弹性电子散射 (e, e')。研究 (e, e') 过程对寻找新自由度的重要性, 在于它能使偶偶核从 0^+ 基态通过磁偶极 ($M1$) 激发, 磁四极 ($M2$) 激发, 磁八极 ($M3$) 激发……等过程跃迁到 $1^+, 2^-, 3^+ \dots$ 等非自然宇称激发态。这些态的性质与粒子-空穴等效相互作用的自旋-自旋部分的强度 g_0 , 自旋-同位旋部分的强度 g'_0 以及 π 介子和 ρ 介子交换项的大小密切相关。电子在原子核上的非弹性散射实验结果表明, 原子核的磁偶极跃迁强度和磁四极跃迁强度都比传统核结构理论的计算值小。这就是所谓磁跃迁强度减弱问题。观测到的减弱因子大约是 0.7。与 GT 强度问题一样, 引入新自由度 $\Delta(1232)$ 也可以解释这种减弱。下面举一实例来说明这个问题。

电子在 ^{46}Ca 上的非弹性散射实验表明, 当

电子能量为 39MeV 时,在 165° 方向测得的 ^{46}Ca (e, e') $^{46}\text{Ca}^*$ 激发函数显示一个明显的峰。此峰对应于经 M1 跃迁强烈激发的 $J^\pi = 1^+$, 激发能为 10.23 MeV 的非自然宇称态。测得的约化跃迁几率 $B(M1) = (3.9 \pm 0.3)\mu_N^2$ [若加上附近几个弱激发的 1^+ 态强度, 则得 $B(M1) = (5.3 \pm 0.6)\mu_N^2$]^[19]。这里 μ_N 是核磁子。 ^{46}Ca 的 1^+ 激发态是 ($f_{7/2}f_{7/2}^{-1}$) 中子-空穴激发态。据此, 并使用自由中子的 g 因子可算出 $B(M1) = 12\mu_N^2$, 此值约为实验值的 3 倍。若把组态空间扩大到整个 fp 壳层, 则得到 $B(M1) \approx 7.3\mu_N^2$, 约为实验值的 1.4 倍。但是, 若在 ($f_{7/2}f_{7/2}^{-1}$) 组态基础上再引入 $\Delta(1232)$ -空穴激发, 则能得到正确的减弱因子, 如图 5 所示^[17]。图中 $B(M1)$ 被作为 g_0' 的函数, 阴影代表实验值及其误差。

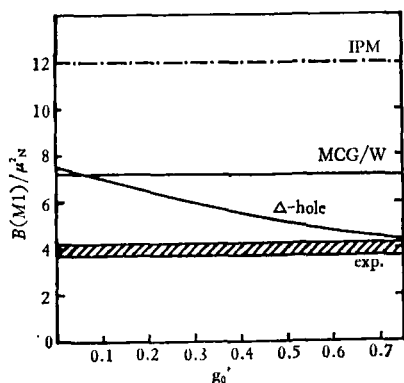


图 5 ^{46}Ca 的 $0^+ \rightarrow 1^+$ (10.23 MeV) 跃迁的 $B(M1)$ 值^[16]
 IPM 表示 ($f_{7/2}f_{7/2}^{-1}$) 壳模型计算值; MCG/W 表示 fp 壳模型计算值; Δ -hole 表示引入 Δ 自由度后的计算值

关于似 π 态, 一个被广泛研究的例子是 ^{12}C 的 $J^\pi = 1^+, T = 1, E_x = 15.1\text{MeV}$ 激发态。这个态已在 (e, e'), (p, p') 和 (π, π') 等过程中被观测到了。人们曾用 1p 壳层多粒子-多空穴组态方法、一阶核心激发方法和 $6\hbar\omega$ 无规位近似方法去计算过这个态的 (e, e') 形状因子, 结果都与实验数据不符。但是使用带有 π 介子、 ρ 介子交换和双 π 介子交换, 且 $g_0' = 0.55$ 的势计算的形状因子与实验结果符合得相当好^[17]。前述 $^{46}\text{Ca}(e, e')^{46}\text{Ca}^*$ 的 10.23MeV (1^+) 激发态的形状因子, 也只在考虑了 Δ -空穴激发后才能

较好地解释。

必须指出, 在核物质中引入 π 介子自由度, 不可避免地要产生所谓 π 凝聚问题。即在一定的条件下, π 介子在核物质中的结合能比它的静质量还大, 因而在核物质中产生 π 介子不需要附加能量。然而, 在有限核中, 迄今未观测到 π 凝聚的出现。

四、小 结

在核物质新形态的探索工作中, 关于超核的研究比较成熟。人们已制成了直到 ^{209}Bi ^[2] 的大量 Λ 超核, 并研究了一些超核的激发态, 初步确定了 ΛN 相互作用。这方面的工作正向深度和广度发展。人们正计划通过 ($K^-, \pi^- \gamma$) 过程研究超核的能谱, 通过 (π, K) 反应研究超核的高自旋态, 通过 (K^-, K^+) 反应制造 Ξ 超核或者双 Λ 超核等。关于 $\bar{N}N$ 和 NN 共振态的研究刚刚开始, 实验结果前后矛盾, 发生了从研究窄共振到宽共振的转变。人们打算对更大的能区和更多的反应道进行有关共振态的系统探索。关于核内新自由度, 主要是 π 介子和 $\Delta(1232)$ 自由度的研究目前十分活跃。人们试图通过各种方法去检验它们是否存在, 特别是深入研究更多的似 π 态。把实验结果作为这两种新自由度真正存在的证据之前, 需要作进一步的工作, 排除其它机制存在的可能性。无论如何, 我们关于核物质形态的认识, 与十几年前相比, 的确是前进了一步。

参 考 文 献

- [1] B. Povh, *Rep. Prog. Phys.*, **39**(1976), 823.
- [2] B. Povh, *Nucl. Phys.*, **A335**(1980), 233.
- [3] R. H. Dalitz, *Nucl. Phys.*, **A354**(1981), 101.
- [4] M. Bedjidian et al., *Phys. Lett.*, **83B**(1979), 252.
- [5] R. Bertini et al., *Phys. Lett.*, **90B**(1980), 375.
- [6] H. S. Piekarczyk, *Phys. Lett.*, **110B**(1982), 428.
- [7] D. J. Prowse, *Phys. Rev. Lett.*, **17**(1966), 782.
- [8] M. Danyasz et al., *Nucl. Phys.*, **49**(1963), 121.
- [9] H. Bando et al., *Phys. Lett.*, **109B**(1982), 164.
- [10] A. S. Carroll et al., *Phys. Rev. Lett.*, **32**(1974), 247.
- [11] M. Suffert et al., *Proc. Inter. Conf. Nucl. Phys.*, (下转第 748 页)