

王淦昌全集

3

王淦昌全集

3

学术论文(二)

河北教育出版社

图书在版编目 (C I P) 数据

王淦昌全集. 第3卷, 学术论文. 2/ 王淦昌著. — 石家庄: 河北教育出版社, 2004. 7

ISBN 7-5434-5435-1

I. 王... II. 王... III. ①王淦昌 (1907 ~ 1998)
- 全集②核物理学-文集 IV. 0571-53

中国版本图书馆CIP数据核字 (2004) 第041384号

目 录

奇异粒子的强相互作用(1962)	(1)
多点起爆平面波发生器初步研究(1963)	(82)
利用大能量大功率的光激射器产生中子的建 议(1964)	(90)
激光引爆炸药的热机理(1972)	(100)
爆炸磁通量压缩装置的实验研究(1972)	(107)
相对论性电子束的集体离子加速研究 (1980)	(112)
闪光-I 强流脉冲电子束加速器(1987)	(119)
80 GW 相对论电子束加速器(1983)	(134)
惯性约束核聚变研究的进展(1984)	(143)
6J KrF 激光的产生(1984)	(165)

12.5J 电子束泵浦 KrF 激光器(1985)	(173)
中国原子能科学研究所的脉冲功率技术研究 (1986)	(182)
强流相对论性电子束在真空漂移管中的传输 (1986)	(195)
强流相对论性电子束在低压中性气体中传输 的研究(1986)	(202)
强流相对论性电子束(IREB)泵浦 KrF 激光 研究(1986)	(214)
IREB 在低压中性气体中传输的电荷中和过 程的计算机模拟(1986)	(219)
准分子 KrF 和 XeF 强激光(1987)	(229)
电子束泵浦 XeF 准分子激光(1987)	(245)
强流相对论性电子束在中性气体中传输时电 流中和过程的研究(1988)	(250)
高功率粒子束及其应用(1989)	(261)
强流电子束泵浦百焦耳级氟化氪激光 (1991)	(299)
KrF 激光泵浦 H ₂ 受激拉曼放大(1991)	(316)
百焦耳级 KrF 准分子激光装置设计与调试 (1992)	(326)
“天光 I 号”KrF 准分子激光装置研制进展 (1998)	(345)

奇异粒子的强相互作用^{*}

(1962)

摘 要 这篇总结性文章论述了由 $\pi-p$ 、 $p-p$ 、 $\bar{p}-p$ 、 $\gamma-N$ 作用产生奇异粒子及奇异粒子与核子相互作用实验方面目前的情况.它是上一篇文章《能量在 10GeV 以下的 $\pi-N$ 、 $p-N$ 和 $\bar{p}-N$ 相互作用》^[1] 的继续和补充.本文概括了最新的关于奇异粒子产生及作用的实验结果,并特别着重于讨论 $\pi-p$ 作用产生奇异粒子及奇异粒子与核子相互作用的材料.对 $\pi-p$ 作用,区分了近阈能区及高能区的现象,讨论了截面与角分布随能量变化的情况及产生过程中的极化现象,进行了振幅分析,同时列出了稀有事例的最新成果.对于实验数据比较少的 $p-p$ 、 $\bar{p}-p$ 及 $\gamma-N$ 产生奇异粒子的作用做了简单的归纳.对奇异粒子与核子相互作用,叙述了 $K-N$ 作用的总截面、弹性散射、非弹性散射及不同的共振态.在弹性散射方面,研究了微分截面的角分布.在非弹性散射方面,我们看

^{*} 本文为作者与丁大钊、王祝翔合作.原载《物理学报》,1962,18(7): 334~378.

了各种非弹性过程及分支比.对 Λ 与 π 的共振态这一极为重要的现象所提出的两种解释做了叙述.最后还提出了一些问题,特别是对 $KK\pi\pi$ 作用的想法,我们认为这也许是奇异粒子产生及作用中主要的过程.

引 言

我们在上一篇文章里^[1]曾叙述和讨论了近年来 $\pi-N$ 、 $p-N$ 和 $\bar{p}-N$ 强相互作用的实验结果,但那里没有述及由此种作用产生奇异粒子的情况;本篇的任务主要是填补这个缺,并且为了完整起见,还加添了由 $\gamma-N$ 作用产生奇异粒子和奇异粒子与核子的相互作用.这样,我们认为这两篇文章(即本篇和文献[1])大致上是包括了基本粒子强相互作用(还加了一点电磁作用)目前阶段的情况^①.

奇异粒子绝大部分是 1948 年以后在宇宙射线的研究中发现的.但对于它们性质的研究只是在 1952 年利用高能加速器产生奇异粒子以后才迅速地展开了.此后,在理论和实验方面都已有一些总结性报道^[4,9,84].本篇专门叙述奇异粒子的产生和它们与核子的强相互作用目前的实验工作情况.

在一般宇宙线的能量和目前高能加速器所达到的能量下,奇异粒子的产生截面是很小的.例如,入射 π 介子的能量在 1GeV 至 10GeV 之间, $\pi^- + p \longrightarrow \Lambda^0 + K^0$ 作用的截面为 1mb 左右或者更

① 最近几个月来在实验上出现了不少超子和介子共振现象的结果.因为此稿于去年写成,故未能全部包括进去,希读者注意.

小,这只占 $\pi^- + p$ 总截面的几十分之一.这也就是为什么奇异粒子的被发现比普通粒子,例如 π 、 μ 介子等来得迟.目前,我们对于奇异粒子的性质和它们相互间的关系虽然已逐渐有所了解,但是对于它们的“结构”,与普通粒子的关系和在全部基本粒子体系中所处的位置等许多重要的问题仍很不清楚.为了阐明这些问题,惟一的方法是全面地研究它们的强相互作用.为此目的,本文按照作用的类型做了系统的论述.第一部分是介绍在 $\pi-p$ 作用下奇异粒子的产生;第二部分叙述在 $p-p$ 作用下奇异粒子的产生;第三部分是 $\bar{p}-p$ 作用产生奇异粒子的情况;第四部分是 $\gamma-N$ 作用产生奇异粒子;第五部分叙述 $K-N$ 及 $Y-N$ 的强相互作用;第六部分则是提出了在上述各种相互作用中的几个比较重要的问题,这些问题仍然是与工作[1]中所讨论的问题相联系的.在以上各部分中,二、三两部分的结果比较少,因此不做讨论了.

一、在 π 介子与质子作用下奇异粒子的产生

在研究奇异粒子产生的实验工作中,数据积累较多的是在 π 介子与质子相互作用下的成对产生现象.在工作[2]中首先从实验上确立了奇异粒子成对产生的规律,此后在工作[3]中初步指出了一些奇异粒子产生现象的特征.随着加速器及气泡室技术的发展,展开了一系列对这一问题的研究^[4~7].这些工作所涉及的能量区域从阈能起一直到 $E_\pi = 16\text{GeV}$,其中在近阈能区的研究工作进行得较多,但数据的精确度及完整性仍不足以进行精细的定量分析.至于高能区域,由于现象更加复杂,同时所做的工作也很少,所以数据的精确度与完整性更差.下面为了叙述方便起见,将分成两部分来讨论:①“近阈”现象—— π 分子能量约为 1GeV 左右,此时作

用的特点是超子与 K 介子成对产生,且不附带产生别的粒子;
 ② “高能区”现象—— π 介子的能量大于 $\pi + p \rightarrow K + \bar{K} + N$ 反应的阈能(1.5GeV),此时作用特点是反应生成物为三体以上.

这一部分我们只限于讨论 π 介子与质子相互作用时的情况.但在高能区内因数据较少,为了做定性的比较,在个别地方也引用了一些 π 介子与核相互作用的数据.

(一) 近阈能区现象

1. 基本实验事实

E_π 从 $\Delta^0 K^0$ 对产生的阈能(0.88GeV)到 1.3GeV 左右有不少工作,研究了下列 4 个反应:



对于反应(4),由于纯的 π^+ 粒子束较难得到,所以至今还未能做详细的研究.

实验研究的第一个特性是截面与能量的关系,实验上有如下的结果.在图 1 上作出了反应(1)的截面与能量的关系曲线.明显地看到这一激发曲线在 $p_\pi = 1.03\text{GeV}/c$ 处有一共振峰,峰值截面为 1.2mb .在以上的能量范围内在质心系中 Λ^0 及 K^0 的动量约为 $260\text{MeV}/c$,可以认为只有 S 波及 P 波起作用.若假定这一共振是 $J=3/2$ 的状态(P 波),再利用 $\pi^- + p$ 散射中定出的 $I=1/2$ 状态的截面曲线^[8]乘以 p^{*3} (p^* 为在质心系中 Λ^0 或 K^0 的动量),则得到与实验点基本符合的截面曲线^[9].这样也许可以认为这个共振的状态是 $I=1/2, J=3/2$,但是这种推论并不是十分充分的.

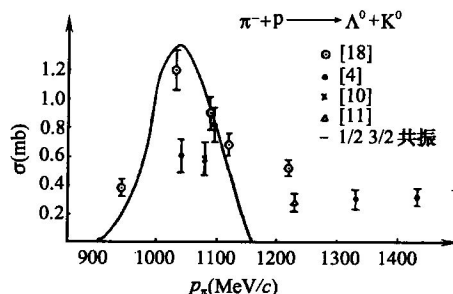


图 1 $\pi^- + p \longrightarrow \Lambda^0 + K^0$ 截面与能量的关系

图 2、图 3 是反应(2)、(3)的截面随能量的变化. 在误差范围内看不出有峰的存在, 而且在某些能量上(如 $1.09 \text{ GeV}/c$, $1.22 \text{ GeV}/c$ 处)不同组得出的截面值也有所出入(在图 1 上亦有这样的情况). 这种情况多数是由于工作[10]、[11]的统计数较少所引起的.

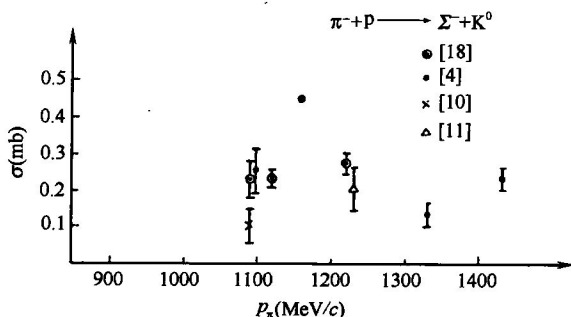


图 2 $\pi^- + p \longrightarrow \Sigma^- + K^+$ 截面与能量的关系

最近工作[12]利用 180cm 的大氢气泡室研究了 Σ^- 在阈能附近的激发曲线. 入射粒子在气泡室中心处的平均动量为 $(1035.7 \pm$

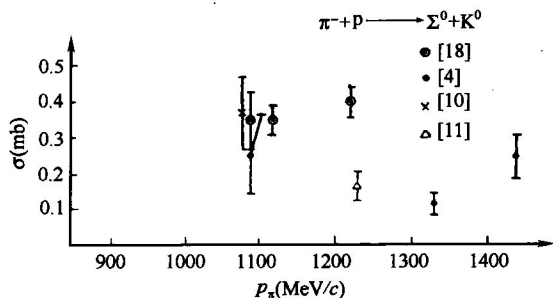


图3 $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^0 + K^0$ 截面与能量的关系

3.6) MeV/c, 正好近于 Σ^- 的产生阈能 (相应的动量为 1034 MeV/c). 在此能量下, 氢气泡室内的 π 每走 10cm 相应于能量损耗的动量减少值为 2.3 MeV/c. 因此取前半个气泡室内所产生的 Σ^- 按其产生点沿入射 π 方向的位置来进行分析, 可以得到相应于不同入射能量时 Σ^- 的产生截面. 图 4 是在两个能区内 ($p_\pi = 1034 \sim$

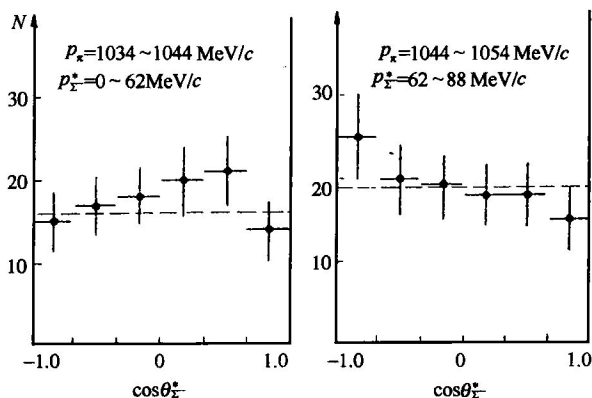


图4 在阈能附近 $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+$ 作用 Σ^- 的角分布

1044 MeV/c 及 1044~1054 MeV/c, 此时相应 Σ^- 在质心系中的动量为 0~62 MeV/c 及 62~88 MeV/c Σ^- 的角分布. 从图 4 明显地看到, 在阈能时 Σ^- 的产生是在 S 态上, 因为角分布是各向同性的. 如确是这样, 则可以预期截面应与 Σ^- 在质心系中的动量 $p_{\Sigma^-}^*$ 成线性关系, 即 $\sigma \propto (\Delta E)^{1/2}$ (可以证明 $p_{\Sigma^-}^* \propto \sqrt{\Delta E}$, ΔE 是在实验室系中超出阈能的能量值). 图 5 即是 σ 与 ΔE 的关系, 其中曲线考虑了入射粒子能量的 $\pm 0.36\%$ 起伏, 实验大致满足 $\sigma = 0.15(\Delta E)^{1/2}$ mb 的关系.

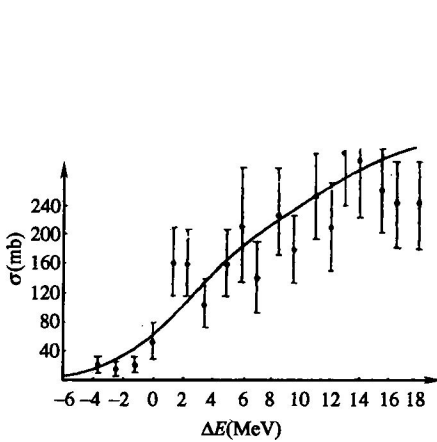


图 5 在阈能附近 $\pi^- + p \longrightarrow \Sigma^- + K^+$
 截面与能量的关系

曲线为 $\sigma = 0.149(\Delta E)^{1/2}$ mb, 这说明
 此时 Σ^- 在 S 态上

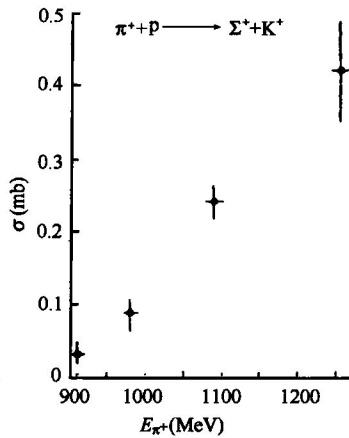


图 6 $\pi^+ + p \longrightarrow \Sigma^+ + K^+$
 截面与能量的关系

图 6 表示 Σ^+ 的产生截面. 这方面的数据只是初步的, 因为 Σ^+ 的统计很少, 如工作 [13]、[14] 中都只观察到 7 个事例, 因此所得

的截面值起伏很大.最近工作[15]给出了当 $p_{\pi} = (1.150 \pm 0.025)$ GeV/c 时 $\sigma = (0.26 \pm 0.05)$ mb 的较精确的结果.工作[16]利用分离的 π^+ 束研究了不同入射能量时 Σ^+ 产生的截面及角分布,其截面值见表 1.

表 1

E_{π^+} (MeV)	事 例 数	截 面(mb)
910	7	$0.33^{+0.018}_{-0.012}$
980	16	0.088 ± 0.026
1090	326.6	0.25 ± 0.02
1260	51.1	0.42 ± 0.07

角分布是产生过程中的所研究的第二个特性.在图 7~图 10 中列出了上列 4 个反应在不同能量时的角分布.从图 7 看到,对 Λ^0 来讲,在研究的能量区域内都有向后突起的峰,即 Λ^0 在质心系中主要是向后飞行的.这种角分布的特性至少应该用 S 波及 P 波两部分的叠加及干涉来解释.在工作[17]中提到正在开始研究 $E_{\pi} = 770 \sim 870$ MeV 间 Λ^0 产生的截面.其目的是研究截面在这能区内变化的特征.可以设想这一研究工作的结果将会给我们更多的关于 Λ^0 的角分布的知识,这就能了解有没有在某些能区内只有 S 波起作用或者主要是 P 波起作用.只有详细地研究了角分布之后才有可能比较肯定地回答截面上共振特性的问题.对于 Σ^- 的角分布,结合图 4 看到当能量从阈能上升到 1000 MeV 以上后, P 波才渐渐地开始起作用;在这能量以下,可以认为主要是 S 波的作用. Σ^0 的角分布同样也是随能量升高而渐渐呈现出向后突起的特征.至于 Σ^+ 的角分布,在早期的工作中^[13,14,18],由于统计很少,结果并不可

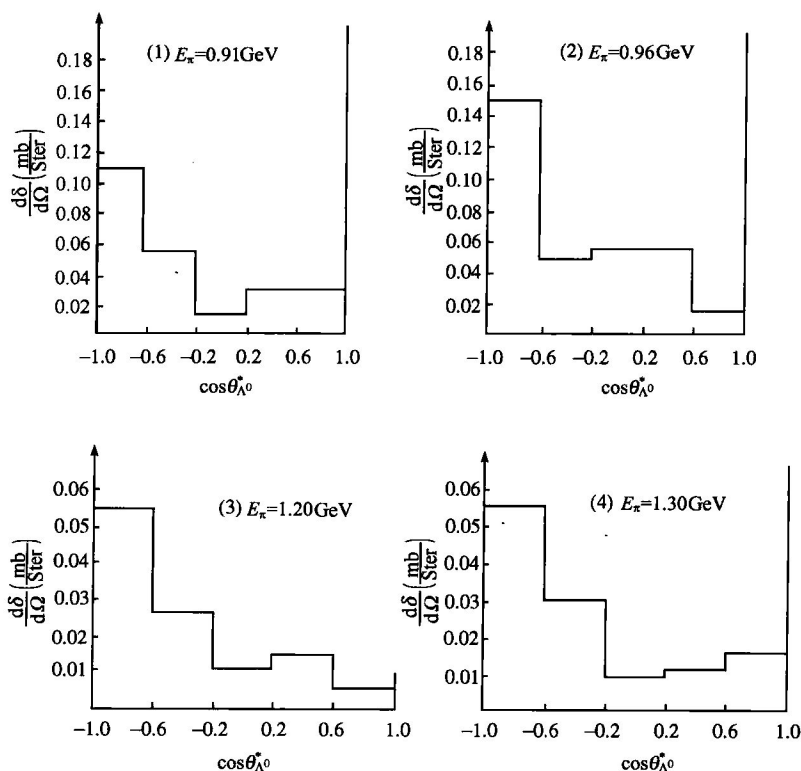


图7 在不同能量下 $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$ 作用 Λ^0 的角分布

靠.最近工作[15]、[16]中数据较多,我们列出了它们的结果.可以看到, Σ^+ 的角分布有明显的向前突起趋势.

超子产生过程中的第三个特性是超子在产生平面的法线方向的极化现象(或称横向极化).因为超子在衰变过程中宇称是不守

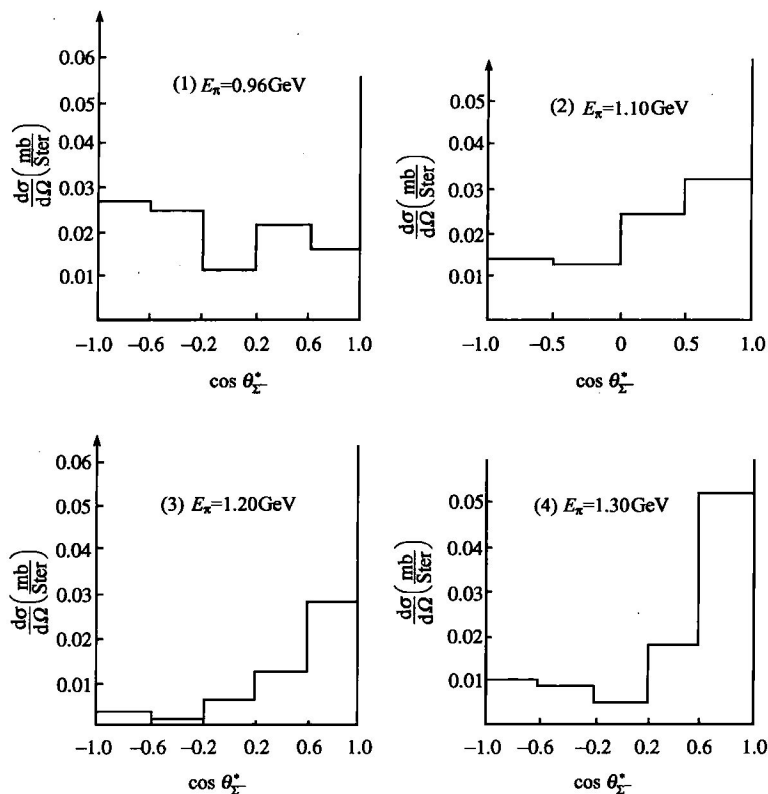


图 8 在不同能量下 $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+$ 作用 Σ^- 的角分布

恒的,所以衰变产物在沿超子极化方向的角分布应有前后不对称的情况.其不对称因子与超子极化程度及宇称不守恒程度有关,最大可达到 1.如果已知由宇称不守恒程度所决定的因数 α ,并在实验上观察这一角分布,求出不对称因子,即可求出超子的极化

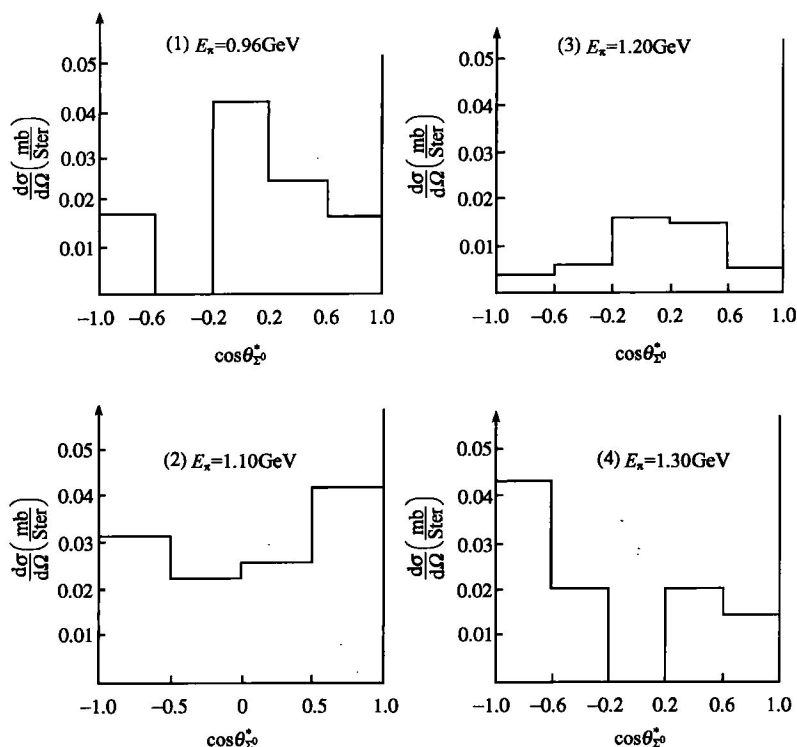


图9 在不同能量下 $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^0 + K^0$ 作用 Σ^0 的角分布

$P(\theta)$.

设入射 π 的动量为 p_π , 超子动量为 p_Y , 超子衰变产物(通常分析时用 π 介子)在超子静止系统中的动量为 p_π^* , 则所研究的角分布具有

$$W(\theta, \xi) \propto 1 + \alpha P(\theta) \xi$$

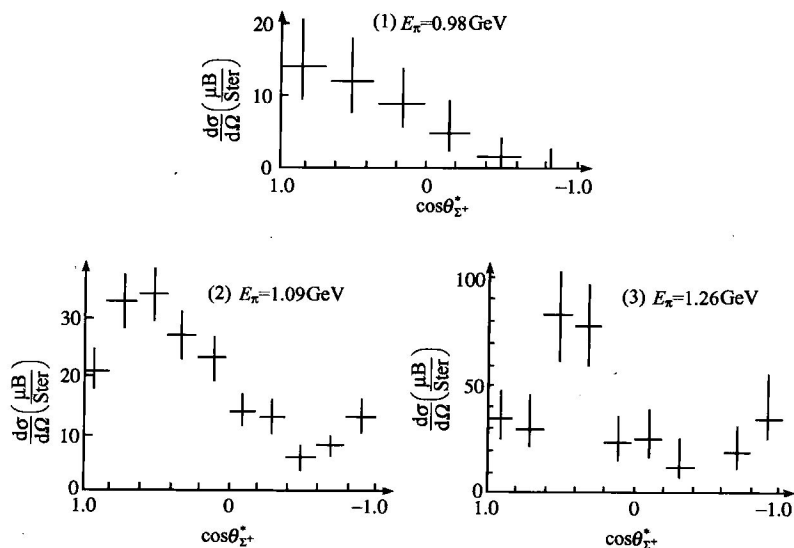


图 10 在不同能量下 $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^+ + K^+$ 作用 Σ^+ 的角分布

的形式(衰变生成物处在 S 、 P 态上),其中

$$\xi = \frac{\mathbf{p}_{\pi}^* \cdot [\mathbf{p}_{\pi} \times \mathbf{p}_Y]}{|\mathbf{p}_{\pi}^* \cdot [\mathbf{p}_{\pi} \times \mathbf{p}_Y]|},$$

$P(\theta)$ 为超子在产生角度为 θ 处的横向极化. α 是由宇称不守恒程度所决定的因数.

图 11 给出了当 π 介子在两种不同入射能量下 Λ^0 超子的极化^[19,20].

关于 Σ^+ 超子极化的研究得到了很有趣的结果. 工作[21]中指出 $\Sigma^- \rightarrow \pi^- + n$ 的过程, $\alpha\bar{P} = -0.07 \pm 0.14$, 这里 $\bar{P}$ 为对所有 Σ^- 的产生角度进行平均后的值. 其后工作[22]用契连科夫及闪烁