

高能质子与原子核的相互作用

——产生粒子多重性与原子核质量数 A 的关系

覃克宇

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

假定高能入射质子与原子核中的 m 个粒子的集团相互作用, 这相互作用与 pp 相互作用产生粒子的平均多重性服从相同的规律: $n = CS^k$. 用格劳贝尔理论计算出:

$$R(A) \equiv n_{pA}/n_{pp} = 1.26A^{1/3}(A^{1/3} + 1)^{-3}.$$

这个公式很好地反映了近来的实验结果.

无论在加速器能区(目前还在 10^4 GeV 以下), 还是在宇宙线能区, 近年来都十分关注高能粒子, (特别是质子)与原子核的相互作用. 这个相互作用不仅可以揭示基本粒子的性质, 还可揭示高能作用下原子核呈现的性质. 近年来, 实验精确度提高, 发现以前发展起来的原子核理论有不得当的地方^[1], 还值得进一步探索. 用加速器产生的高能粒子和宇宙线高能粒子轰击原子核, 做了不少实验. 目前, 正在从实验和理论两个方面探索高能粒子(特别是质子)与原子核相互作用的规律.

高能相互作用最明显的特征就是多重产生. 实验表明: 平均多重性不仅与入射粒子的能量 E 有关系, 而且还与靶粒子的质量数 A 有关系.

为了说明高能粒子与原子核相互作用的多重产生, 人们提出了核内级联产生的相干产生模型和不相干产生模型^[2]. 在不相干产生模型中, 认为入射粒子与原子核中一个核子相互作用产生多个粒子, 这多个粒子再与核中核子相互作用产生多个粒子. 如图 1 中示意的一样, 在原子核中形成级联相互作用. 在相干产生模型中, 入射粒子能量很高, 认为它穿过原子核与核中的核子相互作用, 多粒子尚未产生出来, 它就穿出原子核了. 相互作用的粒子皆处于激发状态, 尔后才衰变成多粒子终态(如图 2 所示).

实验^[3]表明: 不相干产生模型与实际情况不符, 而相干产生模型是比较符合实际情况的.

因为入射粒子能量很高, 它穿过原子核的时间 Δt 比产生次级粒子需要的时间 t_0 更短. 因此, 假定入射粒子与原子核中的 m 个粒子的集团相互作用是合理的. 另一方面, 由于在原子核中每个核子的平均结合能 $\epsilon \sim 0.008$ GeV, 与入射粒子的能量 ($E > 10$ GeV) 比较起来很小, 所以可略去原子核中核子之间的相互作用.

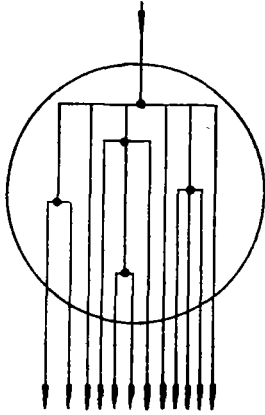


图 1 在原子核中,粒子不相干地级联产生的示意图

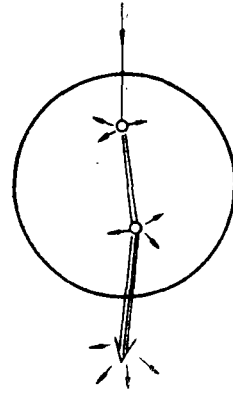


图 2 入射粒子与原子核中的核子相互作用的相干产生模型示意图

现在,我们考虑入射粒子为质子的情况. 质子质量用 μ 表示, 在实验室坐标系中, 它的人射能量为 E , 靶粒子处于静止状态.

当靶粒子是一个核子时, 在这碰撞系统的质心系中总能量平方 S 为:

$$S = 2\mu E + 2\mu^2 = 2\mu E \left(1 + \frac{\mu}{E} \right).$$

因为在高能相互作用中, $E > 10 \text{ GeV}$, 而 $\mu \simeq 0.938 \text{ GeV}$,

$$\therefore S \simeq 2\mu E. \tag{1}$$

同样是这个人射质子, 当靶粒子是 m 个核子的集团时, 在此碰撞系统的质心系中, 总能量平方 $S(\mu, m\mu)$ 为: $S(\mu, m\mu) = 2m\mu E \left(1 + \frac{m\mu}{2E} + \frac{\mu}{2mE} \right)$. 从下边的计算可看到,

当 $A = 14$ 时, $\langle m \rangle \sim 2.4$; 当 $A = 200$ 时, $\langle m \rangle \sim 8.5$. 对大 A , 要求 $\frac{m\mu}{2E} < \frac{1}{10}$, 则 $E > 5m\mu \simeq 40 \text{ GeV}$. 只要我们研究 $E > 40 \text{ GeV}$ 能区, 由 (1) 式有

$$S(\mu, m\mu) \simeq 2m\mu E = mS \tag{2}$$

是很好的近似.

高能加速器实验^[4]指出: 对强相互作用粒子 x 与 p 碰撞, 只要 S 相同, 平均多重性 n_{xp} 就相同. 假定质子与原子核相互作用在能区也遵从这个规律. 由 (2) 式可见

$$n_{pA}(S_{\mu, m\mu}) = n_{pp}(mS). \tag{3}$$

由加速器和宇宙线的高能 pp 相互作用实验给出 $n_{pp}(s)$ 如图 3 所示^[5]. 在一定能区中, 可用下式近似表示 $n_{pp}(s)$ 与 S 的关系:

$$n_{pp}(s) \simeq CS^K. \tag{4}$$

我们定义多重性比 $R(A, S)$ 为:

$$R(A, S) \equiv n_{pA}(S_{\mu, m\mu})/n_{pp}(s).$$

把 (3) 与 (4) 式代入上式得:

$$R(A, S) = m^K. \tag{5}$$

从图 3 可以看出: 在 $49 \leq S \leq 2816 \text{ GeV}^2$ (相应于 $25 \leq E \leq 1500 \text{ GeV}$) 区域中

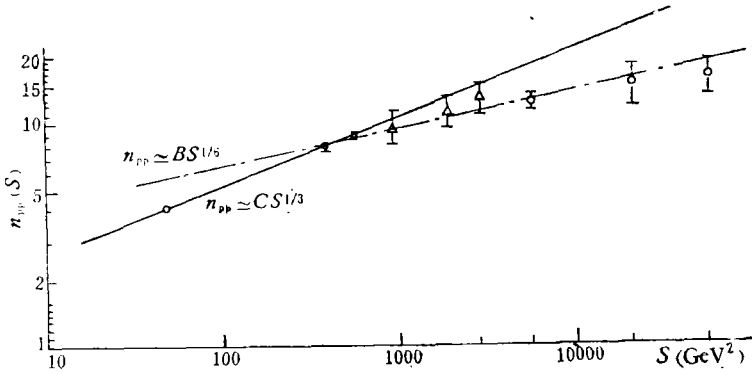


图3 pp碰撞产生的带电粒子的平均多重性随S的变化。

S = 49, 377, 565 的三点是质子流在氢泡室中的实验结果;
 S = 940, 1878, 2816 的三点是 CERN 对撞机上的实验结果;
 S = 5630, 20640, 56280 的三点是宇宙线实验结果

$K = \frac{1}{3}$ 与实验数据符合得很好。但在 $377 \leq S \leq 56280 \text{ GeV}^2$ (相应于 $200 \leq E \leq 30000 \text{ GeV}$) 区域中, $K \approx 1/6$ 。实际上,随着能量的增高, K 值慢慢变小。

现在的问题是如何计算参与相互作用的核子数 m 。

在高能相互作用下,格劳贝尔理论^[6]很合适。所以我们采用格劳贝尔方法计算 $\langle m(b) \rangle$, 其中 b 称为碰撞参数。如图4所示, b 是原子核中心 O 到入射粒子径迹 DB 的

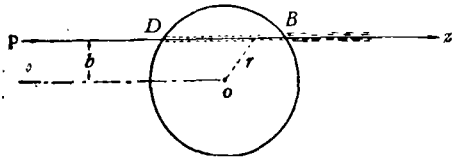


图4 入射质子与原子核相互作用示意图

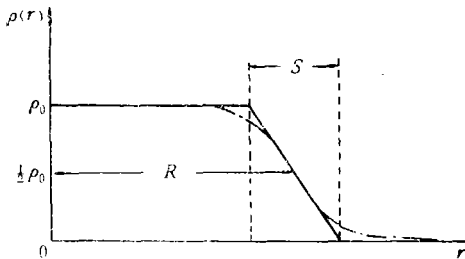


图5 中-重原子核中密度分布实际上如点画线所示。为了计算方便,我们取实线所示的近似分布

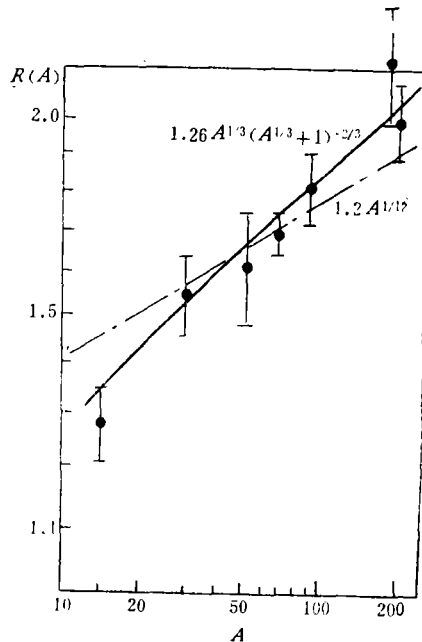


图6 $R(A)$ 与 A 的关系曲线。实线是这个工作的结果 虚线是瓦塔金 1977 年做出的结果^[7] 实验数据的来源参考表 1

距离。因为入射质子能量很高, 所以它穿进原子核与穿出原子核时形成管道的横截面 σ 可近似当作常数。

取质子 P 入射方向为 z 轴, 设 P 穿入原子核的点为 D, 穿出原子核的点为 B, 则 P 穿过原子核的核物质厚度 $x(b)$ 为:

$$x(b) = \int_D^B \rho(r) dz \quad (6)$$

这儿 $\rho(r)$ 表示核中核子的密度。所以,

$$m(b) = \sigma \cdot x(b) \quad (7)$$

正是 P 穿过原子核时与之相互作用的核子数。对所有可能的 b 值求平均, 由 (7) 式得:

$$\langle m \rangle = \sigma \langle x \rangle. \quad (8)$$

为了计算 $\langle x \rangle$, 我们采用如图 5 所示的、与实际情况较为接近的原子核密度分布:

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_0, & r \leq R - \frac{S}{2}, \\ \left(\frac{R-r}{S} + \frac{1}{2}\right) \rho_0, & R - \frac{S}{2} < r \leq R + \frac{S}{2}, \\ 0, & r > R + \frac{S}{2}. \end{cases} \quad (9)$$

实验指出: 对中-重原子核, $R \simeq 1.2A^{1/3}\text{fm}$, $S \simeq 2.4\text{fm}$. 因此, 按照格劳贝尔理论有

$$\langle x \rangle = \frac{\int_r x(b) d^{(2)}b}{\pi \left(R + \frac{S}{2}\right)^2} = \frac{2A}{\sigma(A^{1/3} + 1)^2} \quad (10)$$

将 (10) 式代入 (8) 式, 我们得:

$$\langle m \rangle = 2A(A^{1/3} + 1)^{-2}. \quad (11)$$

表 1 $R(A)$ 的实验结果和 (14) 式的计算结果

A	$R(A)$ 的实验结果					本文计算结果
	贝尔格莱德小组 ^[3]	文献 [9]	杜布纳小组 ^[10]	文献 [11]	平均	
14	1.20±0.15	1.40±0.12	1.26±0.06	—	1.28±0.07	1.34
30	—	1.55±0.10	—	—	1.55±0.10	1.53
52	—	—	—	1.62±0.14	1.62±0.14	1.67
68	1.70±0.10	1.70±0.05	—	—	1.70±0.05	1.74
92	2.00±0.20	—	1.76±0.10	1.81±0.13	1.81±0.10	1.82
184	—	—	—	2.18±0.18	2.18±0.18	2.02
200	2.00±0.20	1.95±0.10	—	—	1.97±0.10	2.04

再将 (11) 式代入 (5) 式, 得:

$$R(A, S) = [2A(A^{1/3} + 1)^{-2}]^K. \quad (12)$$

按表 1 列出的实验数据的能量范围, 我们认为取

$$K = \frac{1}{3}$$

最合适。于是, 由 (12) 式得:

$$R(A) \simeq 1.26A^{1/3}(A^{1/3} + 1)^{-2/3}. \quad (13)$$

在表1中同时列出了公式(13)计算的结果。在图6中把 $R(A)$ 作为 A 的函数画出。为了比较,在图上也画出了瓦塔金1977年指出的结果^[7]。

从图6可以看出实验数据与(13)式符合得很好。公式(12)是否在更高能区适用,还需实验事实检验。

参 考 文 献

- [1] 吴健雄, *Phys. Today*, **29**(1976), 23.
- [2] P. M. Fishbane and J. S. Trefil, *Phys. Rev. Lett.*, **31**(1973), 734; *Phys. Rev.*, **D8**(1973), 1467; *Phys. Rev.*, **D9**(1973), 168.
- [3] R. E. Gibbs et al., *Phys. Rev.*, **D10**(1974), 783.
- [4] Y. Eisenberg et al., *Phys. Lett.*, **60B**(1976), 305.
- [5] C. B. A. McClusker, *Phys. Reports*, **20C**(1975), No. 4.
- [6] R. J. Glauber, *Lectures in Theoretical Physics*, Vol. 1, (Boulder, Colo, 1958).
- [7] A. Wataghin, *Lett. al Nuovo Cimento*, **20**(1977), 198.
- [8] S. Bechovic et al., *Fisika*, **9**(1977), 65.
- [9] G. Bertad et al., *Phys. Rev.*, **D13**(1976), 161.
- [10] K. M. Abdo et al., *J. I. N. R. Report* E1--8021 (1974).
- [11] P. S. Young et al., *Lett. al Nuovo Cimento*, **22**(1978), 29.

THE INTERACTION OF A HIGH ENERGETIC PROTON WITH A NUCLEUS — THE RELATION OF THE PRODUCED PARTICLES WITH THE NUCLEAR MASS NUMBER A

QIN KE-YU

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

Suppose that a high energetic proton interacts with a cluster of m particles in a nucleus the mean multiplicity of this interaction and that of pp interaction follow the same law: $n = CS^k$. Using the Glauber theory we get $R(A) \equiv n_{pA}/n_{pp} \simeq 1.26 A^{1/3}(A^{1/3} + 1)^{-2/3}$. This formula explains the current experimental result quite well.