

重离子碰撞的反常大横动量 和核内的夸克分布*

刘连寿 白希祥 彭宏安
(华中师范学院) (原子能所) (北京大学)

摘 要

本文分析了 $800\text{MeV}/A$ $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 碰撞中观察到的反常大横动量,指出它可以自然地解释为核内存在多夸克系统。根据这一图象作的初步计算和实验符合得很好,从而从另一侧面印证了由轻子深度非弹中的 EMC 效应所得到的结论。

在 μ 子和电子对核的深度非弹性散射实验^[1,2]中测得的“单核子”结构函数和自由核子的结构函数有显著的偏离。对这一事实的简单解释是:核并不完全由单个核子(3夸克系统)组成,而是有相当大的几率(譬如说30%)包含6夸克系统、9夸克系统等多夸克系统^[3,4]。这种解释如果成立,就应该也会在核所参预的其它过程中反映出来。在这篇短文里,我们将指出,在核-核碰撞(重离子碰撞)中,的确存在这样的证据。

近年来,在 BEVALAC 上进行了一系列重离子碰撞的单举实验^[5,6]。入射离子能量为每核子 800MeV ,所用的离子从 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 直到 $^{139}\text{La} + ^{139}\text{La}$ 。引人注目的是,在质心系 90° 观察到的质子动能远远超过了自由的质子-质子对撞的运动学极限,而且这种反常大横动量也无法用核子在核内的费米运动解释。以 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 为例,质心系自由质子碰撞所能提供的最大动能只有 182MeV ,即使加上 $220\text{MeV}/c$ 的费米运动^[7],也只能得到大约 400MeV 的能量,而目前实验中观察到的质子动能已经高达 1100MeV ^[6]。

Pirner 和 Schürmann^[8] 曾经考虑过核子在核内的费米运动和多次碰撞,进行了具体的计算。其结果,在谱的高动量尾部下降太快,与实验不符。实质性的原因就在于运动学限制。为了更清楚地看到运动学限制对横动量分布的影响,我们采用一种简化图象。假定在不加运动学限制情况下,只经过核子-核子的一次基元碰撞就产生实验观察到的指数型横能量分布^[5]

$$\exp(-E_K/E_0), \quad (1)$$

其中 $E_0 = 68\text{MeV}$, 然后看运动学限制会使分布发生怎样的改变。

根据

* 本文 1983 年 12 月 19 日收到。
本工作部分地得到中国科学院科学基金的资助。

自
平
其
从
由
得
考
份
己
比

$$E_K = E - m = \sqrt{m^2 + p_{\perp}^2} \cosh y - m, \quad (2)$$

其中 $m = m_N$ 是核子质量, p_{\perp} 和 y 分别是质心系中末态核子的横动量和快度, 可以改写(1)式, 得到横动量和快度的联合分布:

$$f_0(p_{\perp}, y) = A g(y) \exp(-\sqrt{m^2 + p_{\perp}^2} \cosh y / E_0), \quad (3)$$

其中 $g(y)$ 是反映末态核子分布的非各向同性^[5]的一个函数, 满足条件 $g(0) = 1$. 我们要讨论的是运动学限制对这一分布会产生怎样的影响.

用 p_0 表示质心系中入射核的每核子动量, 相应的快度是 y_0 . 如果不考虑费米运动, 则两个核子碰撞前的质心系能量平方是

$$S_i = 2m^2 + 2m^2 \cosh 2y_0. \quad (4a)$$

用 M 表示碰撞后除观测核子以外的其余粒子的不变质量. 它可以取由 m 到 $M_{\max} = \sqrt{S_i} - m$ 之间的值. 为了简单起见, 假定 M 的这些可能值有等几率. 在碰撞以后, 质心系能量的平方是

$$S_f = m^2 + M^2 + 2(m_{\perp} \cosh y \sqrt{M_{\perp}^2 + m_{\perp}^2 \sinh^2 y} + m_{\perp}^2 \sinh^2 y + p_{\perp}^2), \quad (4b)$$

其中

$$m_{\perp} = \sqrt{m^2 + p_{\perp}^2}, \quad M_{\perp} = \sqrt{M^2 + p_{\perp}^2}. \quad (4c)$$

在写出(4)式时, 已经考虑了动量守恒, 而能量守恒条件是

$$S_i = S_f. \quad (5)$$

满足这一条件的快度值依赖于 p_{\perp} 和 M , 写为

$$y = \bar{y}_M(p_{\perp}). \quad (6)$$

于是, 考虑了能量-动量守恒以后, 末态核子的分布成为

$$f_{\delta}(p_{\perp}, y) = A' \int_m^{M_{\max}} dM \delta[y - \bar{y}_M(p_{\perp})] g(y) \exp(-\sqrt{m^2 + p_{\perp}^2} \cosh y / E_0). \quad (7)$$

还需要考虑核子在核内的费米运动. 这一运动的效果使得能量-动量守恒条件不再能表示为(4), (5)式的形式; 或者换个说法, 满足能量-动量守恒的 p_{\perp}, y 对(4), (5)式的解 $\bar{p}_{\perp}, \bar{y} = \bar{y}_M(\bar{p}_{\perp})$ 有偏离. 这一偏离可以用如下的函数表达^[8]

$$d_M(p_{\perp}, y; \bar{p}_{\perp}) \propto \exp\{-[y - \bar{y}_M(\bar{p}_{\perp})]^2 / (2\sigma^2 / m^2)\} \times \exp\{-(p_{\perp} - \bar{p}_{\perp})^2 / 2\sigma^2\}. \quad (8)$$

其中, $\sigma^2 = p_F^2 / 5$, 而 p_F 是费米动量. 对于 ^{12}C 核, $p_F = 220 \text{ MeV} / c$ ^[7].

用 d_M 代替(7)式中的 δ 函数, 得到末态核子分布

$$f(p_{\perp}, y) = N \int_m^{M_{\max}} dM \int_0^{\bar{p}_{\perp}^{\max}} d\bar{p}_{\perp} d_M(p_{\perp}, y; \bar{p}_{\perp}) g(y) \exp(-\sqrt{m^2 + p_{\perp}^2} \cosh y / E_0). \quad (9)$$

由此得到的质心系 90° 动能分布如图 1 中的点划线. 它清楚地表明, 正是运动学限制使得谱的高动量尾部被压低.

在以上的讨论中没有考虑多次碰撞. 如果每次都只是一个核子和一个核子碰, 即使考虑多次碰撞, 也同样会因运动学限制而得不到实验观察到的大横动量^[8].

为了说明这种反常的大横动量, 一种合理的假定是, 在核内存在比核子重的基本组份. 这些基本组份在碰撞时不是表现为单个核子的集合, 而是呈现为一个整体, 贡献出自己的全部能量. 我们把它们称为 6 夸克系统, 9 夸克系统, …… 这些多夸克系统的质量比单个核子大, 因而动能也大. 它们之间进行的基元碰撞使得运动学限制放宽, 从而能得

到更大的横动量.

例如考虑6夸克系统与6夸克系统之间的碰撞. 在这种碰撞中产生的末态核子分布, 在不加运动学限制的时候, 仍然假设为具有(3)式的形式. 能量-动量守恒条件也和原来一样, 只是(4a)式中的 $m = 2m_N$. 这样得到的质心系 90° 动能分布如图1中的虚线.

类似地可以计算9夸克系统与9夸克系统碰撞, 3夸克系统与6夸克系统碰撞, ……的贡献. 用 $\alpha_3, \alpha_6, \alpha_9, \dots$ 分别表示3夸克系统, 6夸克系统, 9夸克系统, ……在核中存在的几率:

$$\sum_i \alpha_i = 1. \quad (10)$$

α_i 的值可以通过符合深度非弹的实验结果来确定. 不同的作者定出的 α_i 值略有不同^[3,4,9]. 我们取

$$\alpha_3 = 0.70, \alpha_6 = 0.30, \alpha_i = 0 \quad (i \geq 9). \quad (11)$$

对此, 可以给以简单的几何图象. 假定核内的核子一旦和其它核子接触就转化为6夸克态, 则核子转化为6夸克态的几率为

$$\beta_6 = \left(\frac{R_N}{1.12A^{1/3}} \right)^3 \cdot A = \frac{R_N^3}{1.405}, \quad (12)$$

其中 R_N 为核子的半径(以 fm 为单位). β_6 与 α_6 的关系是

$$\alpha_6 = \frac{\beta_6/2}{1 - \beta_6/2}. \quad (13)$$

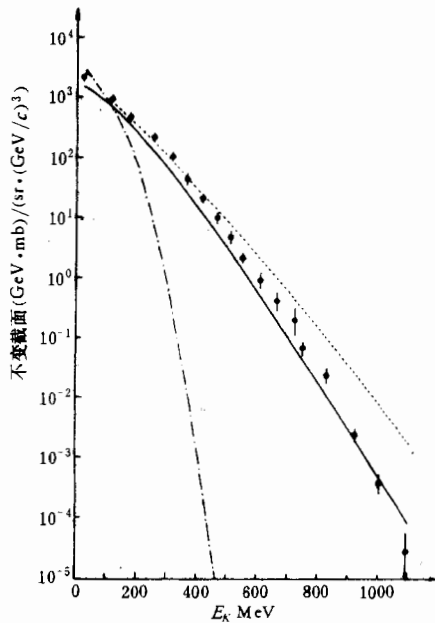


图 1

在原始 MIT 口袋模型中, $R_N \approx 0.98\text{fm}$ ^[10]. 这一数值偏大. 如果取 $R_N = 0.866\text{fm}$, 就有 $\alpha_6 = 0.30$ ^[2]. 当然, 这样的几何讨论, 完全不涉及动力学效应, 是过份简单了. 它只不过说明, 取 $\alpha_6 = 0.30$ 是一个合理的数值.

将各种基元碰撞 [3-3, 3-6, 6-6] 的不变截面按(11)式的权重相加, 得到图1中的实线. 由图可见, 即使是在以上这种粗糙的近似之下, 也得到了与实验基本相符的结果.

值得注意的是, 实验^[6]得到的横动量(横能量)分布的尾部 ($E_K \geq 800\text{MeV}$ 处)显著地比单纯的指数型分布(1)式向下掉得更快. 这表明, 运动学限制虽然比单个核子-核子碰撞的情况为宽, 但仍然对横动量分布有影响. 我们用核内存在3夸克和6夸克系统的模

- 1) 这里, 和前面一样, 没有考虑多次碰撞, 对于费米运动, 仍然用(8)式来处理. 注意, 由于6夸克系统和3夸克系统在核内可以通过碰撞而相互转化, 所以它和3夸克系统(即核子)有相近的动量分布.
- 2) 在文献[3]中, Jaffe 等人作过一种略为不同的几何考虑. 他们利用核密度函数计算重叠积分, 对不同的核得到不同的 β_6 (即文献[3]中的 V_A/A). 在忽略二核子关联情况下, 对于 ^{12}C 得到 $\beta_6 = 0.477$, 相当于 $\alpha_6 = 0.31$.

型计算的结果和实验得到的横动量分布的尾部符合得很好, 说明这一模型较好地复现了基元碰撞所产生的运动学限制。

我们看到, 重离子碰撞中的反常大横动量是又一种实验信息, 说明核内很可能存在多夸克系统。这就从另一个侧面印证了轻子深度非弹实验所得到的结论^[1-4]。

参 考 文 献

- [1] J. J. Aubert et al. (European Muon Collaboration), *Phys. Lett.*, 105B (1981), 322.
- [2] A. Bodek et al., *Phys. Rev. Lett.*, 50(1983) 1431; 51(1983) 534.
- [3] R. L. Jaffe, *Phys. Rev. Lett.*, 50(1983) 228;
R. L. Jaffe, F. E. Close, R. G. Roberts and G. G. Ross, *Phys. Lett.*, 134B(1984) 449.
- [4] C. E. Carlson and T. J. Havens, *Phys. Rev. Lett.*, 51(1983), 261.
- [5] S. Nagamiya et al., *Phys. Rev.*, C24(1981), 971.
- [6] X. Bai et al., Production of Light Fragments with High pT at c.m. 90 Degree in 800 MeV/Nucleon $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ Collisions, 待发表.
- [7] E. J. Moniz et al., *Phys. Rev. Lett.*, 26(1971), 445.
- [8] H. J. Pirner and B. Schürmann, *Nucl. Phys.*, A316(1979), 461.
- [9] H. J. Pirner and J. P. Varry, *Phys. Rev. Lett.*, 46(1981), 1376.
- [10] T. DeGrand, R. L. Jaffe, K. Johnson and J. Kiskis, *Phys. Rev.*, D12(1975) 2060.

ANOMALOUS HIGH TRANSVERSE MOMENTUM IN HEAVY ION COLLISIONS AND QUARK DISTRIBUTION IN NUCLEI*

LIU LIAN-SOU

(Hua-Zhong Normal University)

BAI XI-XIANG

(Institute of Atomic Energy)

PENG HUNG-AN

(Peking University)

ABSTRACT

The anomalous high transverse momentum observed in 800 MeV/nucleon $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ collisions is analysed. It is pointed out that this phenomenon can be naturally interpreted as evidence for the existence of multi-quark systems in nuclei. The results of preliminary calculation based on this picture fit the experimental data quite well. Thereby the conclusion drawn from the EMC effect in lepton deep inelastic scattering is further verified.

* Work supported in part by the Science Fund of Academia Sinica.