

## 研究简报

# 深度非弹中的介子与双夸克态 对 $R(\sigma_L/\sigma_T)$ 的贡献

曾保生 黄庆 官学惠

(兰州大学现代物理系) (辽宁大学物理系)

### 摘 要

本文讨论深度非弹中  $R(\sigma_L/\sigma_T)$  值问题。文中考虑了夸克束缚态自旋为零的介子与双夸克态效应对  $R(\sigma_L/\sigma_T)$  的贡献, 即  $R_b$

### 一、引 言

近年来, 核子深度非弹性结构函数的 Bjorken 标度性, 证明了类点部分子(夸克)的存在。若忽略了夸克的横向动量, 且认为对  $R(\sigma_L/\sigma_T)$  值的贡献全部来自自旋为  $\frac{1}{2}$  的夸克, 那么虚光子的纵向截面与横向截面之比值, 即  $R = (\sigma_L/\sigma_T) = 0$ 。尽管实验误差相当之大, 然而实验上得到的  $R$  值并不为零<sup>[1]</sup>。有许多作者从不同角度出发研究和分析这个问题。有的认为不可忽略的夸克横向动量以及夸克质量本身, 有可能引起非零的  $R$  值<sup>[2]</sup>。有的认为根据 QCD 中所谓“高挠度”的存在, 可以说明标度性的轻微破坏和非零的  $R$  值<sup>[3]</sup>。以上这些都属于纯场论的分析。

另外, 在唯象研究强子-强子弹性和非弹性散射中, 发现在夸克-夸克基本散射过程之外, 尚存在着与介子-夸克散射相联系的束缚自旋为零的效应, 即标量介子效应 [4], 且它占有非常重要的地位。本文的目的是试图以简单模型唯象地分析核子中出现的标量介子态与玻色型双夸克态, 对  $R$  值的贡献。我们知道这些粒子态, 只对  $\sigma_L$  有贡献, 而对  $\sigma_T$  无贡献。标量介子态与双夸克态对质子结构函数  $F_2^p(x, Q^2)$  的贡献各为

$$\begin{aligned} F_2^M(x, Q^2) &= \sum_M e_M^2 x G_{M/p}(x) F_M^2(Q^2) \\ F_2^D(x, Q^2) &= \sum_d e_d^2 x G_{d/p}(x) F_d^2(Q^2) \end{aligned} \quad (1)$$

这里  $e_M, e_d$  各为介子态与双夸克态的电荷。  $G_{M/p}(x), G_{d/p}(x)$  各为质子中的标量介子态与双夸克态的分布函数。而  $F_M(Q^2), F_d(Q^2)$  各为标量介子态与双夸克态的形式因子。

质子结构函数  $F_2^p(x, Q^2), F_1^p(x, Q^2)$  与  $\sigma_L, \sigma_T$  的关系如下

$$F_2^P(x, Q^2) = \frac{\nu K}{4\pi^2\alpha} \frac{Q^2}{Q^2 + \nu^2} (\sigma_T + \sigma_L)$$

$$F_1^P(x, Q^2) = \frac{2mK}{4\pi^2\alpha} \sigma_T \quad (2)$$

其中  $\nu$  为实验室坐标系内的虚光子能量,  $m$  为质子质量, 而  $K$  的定义如下

$$K \equiv \nu - Q^2/2m \quad (3)$$

由于标量介子态及双夸克态对  $\sigma_T$  无贡献, 因此有

$$\begin{cases} F_2^M(x, Q^2) = \frac{\nu K}{4\pi^2\alpha} \frac{Q^2}{Q^2 + \nu^2} \sigma_L^M \\ F_1^M(x, Q^2) = 0 \end{cases} \quad (4)$$

以及

$$\begin{cases} F_2^D(x, Q^2) = \frac{\nu K}{4\pi^2\alpha} \frac{Q^2}{Q^2 + \nu^2} \sigma_L^D \\ F_1^D(x, Q^2) = 0 \end{cases} \quad (5)$$

标量介子态与双夸克态对  $R$  值的贡献, 由 (2), (5) 式得到

$$R_B = \frac{\sigma_L^B}{\sigma_T} = \frac{2m}{\nu} \frac{Q^2 + \nu^2}{Q^2} \frac{F_2^M(x, Q^2) + F_2^D(x, Q^2)}{F_1^P(x, Q^2)} \quad (6)$$

其次, 忽略核子结构函数的轻微标度性破坏, 利用 Callan-Gross 关系式

$$F_2^P(x, Q^2) - 2xF_1^P(x, Q^2) = 0, \quad \text{即} \quad F_1^P(x, Q^2) = 0 \quad (7)$$

近似地把 (6) 式改写成

$$R_B \approx \frac{4m}{\nu} \frac{Q^2 + \nu^2}{Q^2} \frac{x[F_2^M(x, Q^2) + F_2^D(x, Q^2)]}{F_2^P(x, Q^2)} \quad (8)$$

这里

$$F_2^P(x, Q^2) \approx F_2^P(x) + F_2^M(x, Q^2) + F_2^D(x, Q^2) \quad (9)$$

标度性部分为  $F_2^P(x)$ 。这里采用在忽略轻微标度性破坏的情况下, 基本上能说明轻子深度非弹截面行为和  $\int xf^{ep}(x) \approx 0.16 \pm 0.02$  实验值的 G. Miller 经验公式<sup>[5]</sup>。而且给出质子中的夸克携带总动量为 48%。

$$F_2^P(x) = xf^{ep}(x) = 1.274(1-x)^3 + 0.5989(1-x)^4 - 1.675(1-x)^5 \quad (10)$$

## 二、唯象模型

关于质子中的标量介子分布函数  $G_{M/p}(x)$ , 在质子中夸克层次上, 我们只考虑价夸克与海夸克对之间通过  $P \rightarrow \left\{ \begin{smallmatrix} N \\ \Delta \end{smallmatrix} \right\} + \pi(K)$  的基本机制, 以及可能出现的  $\pi^\pm, \pi^0, K^+, K^0$  介子态。对质子而言, 出现  $K^-, \bar{K}^0$  态的几率比较小, 暂时忽略相对于  $P \rightarrow \left\{ \begin{smallmatrix} N \\ \Delta \end{smallmatrix} \right\} + \pi(K)$

的机制. 根据通常的夸克计数规律, 当  $x \rightarrow 1$  时,  $G_{M/p}(x)$  的渐近行为:  $G_{M/p}(x) \rightarrow (1-x)^5$ . 由 G. Miller 经验公式不难看出, 当  $x \rightarrow 0$  时, 质子结构函数  $f^{ep}(x)$  的渐近行为:  $f^{ep}(x) \rightarrow x^{-1}$ . 根据费曼观点, 这意味着质子中的夸克与海夸克分布函数, 在小  $x$  区域内都有类似于  $x^{-1}$  的行为, 因此  $G_{M/p}(x) \xrightarrow{x \rightarrow 0} \frac{1}{x}$ . 这样  $G_{M/p}(x)$  唯象地可写为

$$G_{M/p}(x) = C_{M/p} \frac{(1-x)^5}{x} \quad (11)$$

标量介子所贡献的结构函数有

$$F_2^M(x, Q^2) = \sum_M e_M^2 C_{M/p} (1-x)^5 F_M^2(Q^2) \quad (12)$$

其次关于双夸克态的分布函数  $G_{d/p}(x)$ , 我们只考虑最大的可能性, 在质子中的三个价夸克之间可能形成  $(uu)$  双夸克态, 电荷为  $\frac{4}{3}$  和  $(ud)$  双夸克态, 电荷为  $\frac{1}{3}$ . 同样地根据夸克计数规律, 当  $x \rightarrow 1$  时的渐近行为:  $G_{d/p}(x) \rightarrow (1-x)$ ; 而在小  $x$  区域内的渐近行为; 取相同的  $G_{d/p}(x) \xrightarrow{x \rightarrow 0} \frac{1}{x}$ . 这样  $G_{d/p}(x)$  唯象地写成

$$G_{d/p}(x) = C_{d/p} \frac{(1-x)}{x} \quad (13)$$

双夸克态所贡献的结构函数有

$$F_2^D(x, Q^2) = \sum_d e_d^2 C_{d/p} (1-x) F_d^2(Q^2) \quad (14)$$

质子结构函数有

$$F_2^p(x, Q^2) \approx [1.274(1-x)^3 + 0.5989(1-x)^4 - 1.675(1-x)^5] \\ + \sum_M e_M^2 C_{M/p} (1-x)^5 F_M^2(Q^2) + \sum_d e_d^2 C_{d/p} (1-x) F_d^2(Q^2) \quad (15)$$

这里试取  $C_{M/p} \approx \frac{1}{3}$ ,  $C_{d/p} \approx \frac{1}{10}$ , 在这种情况下, 标量介子态携带总动量约为 28%, 而双夸克态携带总动量为 10%. 于是

$$F_2^p(x, Q^2) \approx [1.274(1-x)^3 + 0.5989(1-x)^4 - 1.675(1-x)^5] \\ + (1-x)^5 F_M^2(Q^2) + 0.19(1-x) F_d^2(Q^2) \quad (16)$$

已有人根据  $SO(3)$  的对称性, 证明了在同一多重态表示中, 所有强子的形式因子完全相等<sup>[6]</sup>. 对标量介子有

$$F_M(Q^2) = (1 + Q^2/0.471 \text{ GeV}^2)^{-1} \quad (17)$$

关于双夸克态的形式因子知识, 目前尚不明确, 但根据夸克二体结构, 这里近似取

$$F_d^2(Q^2) \approx F_M^2(Q^2) = (1 + Q^2/0.471 \text{ GeV}^2)^{-2} \quad (18)$$

在这种情况下, 则有

$$\int_0^1 F_2^p(x, Q^2) dx \approx 0.159 + 0.261(1 + Q^2/0.471)^{-2} \quad (19)$$

把  $F_2^p(x, Q^2)$  的数值计算列表 2, 并如图 1. 与标度性的 G. Miller 的经验公式相比, 由标

量介子与双夸克态所引起的标度性破坏部分, 最大不超过 8%。关于标度性的轻微破坏问题, 在 QCD 里或根据某些唯象模型观点, 已有较多的讨论, 这里无需深涉。

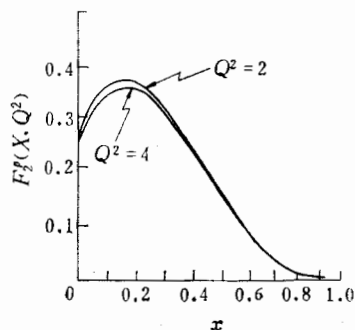


图 1

表 1

$Q^2$	$\int_0^1 F_2^F(x, Q^2) dx$	实验值
2	0.168	0.16 ± 0.02
4	0.162	
8	0.60	

表 2

$F_2^F(x, Q^2)$ \ $x$	0.1	0.15	0.25	0.35	0.45	0.6	0.7
$Q^2$							
2	0.360	0.374	0.344	0.270	0.189	0.083	0.037
4	0.340	0.36	0.334	0.264	0.185	0.081	0.036

### 三、 $R_B$ 值的数值计算

$$R_B \approx 2 \frac{4m^2 + Q^2}{Q^2} \times \frac{[(1-x)^4 + 0.19] F_M^2(Q^2)}{[1.274(1-x)^2 + 0.5989(1-x)^3 - 1.675(1-x)^4] + [(1-x)^4 + 0.19] F_M^2(Q^2)}$$

$$m^2 \approx 1 \text{ GeV}^2 \quad (20)$$

$$F_M^2(Q^2) = (1 + Q^2/0.471)^{-2}$$

表 3 列出它的数值计算结果:

表 3

$R_B$ \ $x$	0.15	0.25	0.35	0.45	0.6	0.7
$Q^2$						
2	0.122	0.09	0.08	0.083	0.130	0.21
3	0.06	0.05	0.040	0.040	0.06	0.1
4	0.038	0.027	0.023	0.022	0.035	0.06

把  $Q^2 = 2\text{GeV}^2$ ,  $0.15 \lesssim x \lesssim 0.7$  的本唯象模型的理论结果与实验相比较, 绘于图 2.

当  $x$  取不同的值时,  $R_B$  随  $Q^2$  的变化如表 4 (a) (b) (c) (d) 所示.

随  $Q^2$  的增加比较缓慢地减少, 这与实验相符 (见图 3). 考虑到实验误差范围较大, 加上靶质量修正<sup>[7]</sup> 之后, 可与实验值的下限接近.

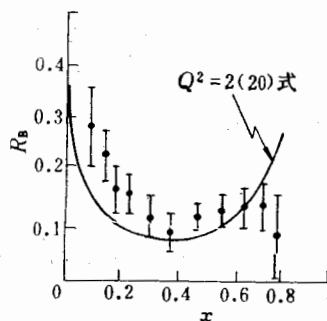


图 2

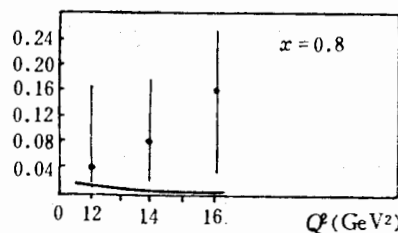
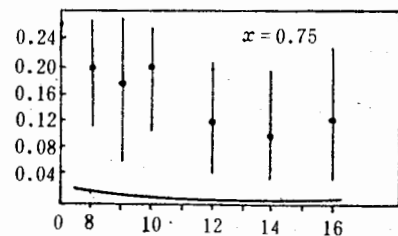
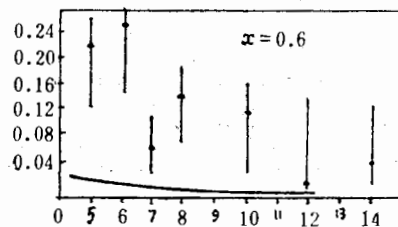
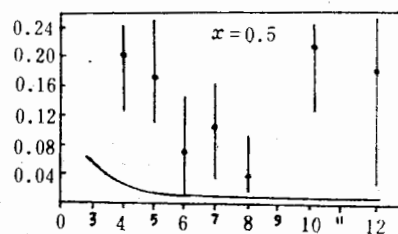


图 3

表 4

		(a)					
$x = 0.5$	$Q^2$	3	4	6	8	12	
	$R_B$	0.043	0.024	0.011	0.006	0.004	
		(b)					
$x = 0.6$	$Q^2$	5	6	7	8	10	12
	$R_B$	0.021	0.014	0.011	0.008	0.005	0.003
		(c)					
$x = 0.75$	$Q^2$	8	10	12	14	16	
	$R_B$	0.02	0.015	0.008	0.006	0.005	
		(d)					
$x = 0.8$	$Q^2$	12	14	16			
	$R_B$	0.013	0.009	0.007			

## 四、结 论

本唯象模型结果与实验相比较, 由于标量介子态及双夸克态的形式因子以及本模型的唯一分布函数  $G_{M/p}(x)$ ,  $G_{d/p}(x)$ , 在  $0 \leq x \leq 0.35$  的小  $x$  区域内, 夸克束缚态的标量介子效应对  $R$  值的贡献是主要的. 但在  $0.35 < x$  的大  $x$  区域内, 双夸克态效应却占优势, 而且随  $Q^2$  增加而  $R_B$  值较缓慢地减少, 这与实验相符, 加之  $Q^2 \approx 2 \text{ GeV}^2$  时与实验相符较好. 这些都说明, 尽管由于实验条件限制, 很难确切地定出部分子的分布函数, 但在定性上, 可以说介子效应与双夸克效应对  $R$  值的贡献非常重要.

感谢辽宁大学物理系辛宗政, 周源海, 周建玫等三位同志给与某些数值计算.

## 参 考 文 献

- [1] B. A. Gordon, et al., *Phys. Rev.*, **D20**(1975), 3645.
- [2] M. Okumura, et al., *Progr. Theor. Phys.*, **59**(1978), 102.
- [3] I. Schmidt, et al., *Phys. Rev.*, **D16**(1977), 1318.
- [4] J. F. Gunion, et al., *Phys. Rev.*, **D8**(1973), 287; T. Kanki, et al., *Progr. Theor. Phys.*, **58**(1977), 1830; T. Kanki, *Progr. Theor. Phys.*, **57**(1977), 1641.
- [5] G. Miller, et al., *Phys. Rev.*, **179**(1972), 528; J. Cleymans, et al., *Nucl. Phys.*, **B61**(1973), 479.
- [6] Eve. Kovacs, et al., *Phys. Rev.*, **D16**(1977), 2251; S. J. Brodsky, et al., *Phys. Rev.*, **D14**(1976), 3008.
- [7] A. J. Buras et al., *Nucl. Phys.*, **B132**(1978), 249; **B131**(1977), 308.

## MESON AND DI-QUARK CONTRIBUTION TO $R(\sigma_L/\sigma_T)$ IN DEEP INELASTIC SCATTERING

ZENG BAO-SHENG HUANG QING

(Lanzhou University)

GONG XUE-HUI

(Liaoning University)

### ABSTRACT

Both spin-0 meson and diguark contributions to the ratio  $R = \sigma_L/\sigma_T$  in deep inelastic scattering processes are discussed. The calculated results are quite reasonable in comparison with the experimental values of  $R$ .