第19卷第12期　　高能物理与核物理　　Vol.19, No.12
1995年12月　　HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS　　Dec., 1995

$q\bar{q}+ng$多部分子体系的色单态集*

王　群　谢去病[1)]

(山东大学物理系　济南　250100)

1994-09-14 收稿

摘　　要

从严格的 $SU_c(3)$对称，分析 $q\bar{q}+ng$ 多部分子体系的色单态集，研究了各类色单态中部分子间的色弦组态．计算发现随 n 的增加，与Lund CD模型中性质对应的单态色弦几率迅速减少，而与胶子球性质相似的单态集团的比例急速增多，它与 α_s 无关，直观表现为集体效应．

关键词　色单态，完备集，部分子，色弦组态．

1　引　　言

由于微扰量子色动力学(PQCD)预言的多胶子辐射在高能反应中被广泛证实，目前 e^+e^- 反应中最流行的Lund和Webber模型，都把最初适用于简单 $q-\bar{q}$ 色单态体系的碎裂模型，推广到经PQCD演化的多部分子体系(如 $q\bar{q}+ng$)内的各个色单态子系统上[1]．既然强子化前这些部分子的运动学状态是按PQCD给出，按理，它们之间的这种色结构也应从PQCD确定．然而，主要由于在文献[2]中所述的原因，一直未能对有多胶子的部分子体系，从PQCD出发，研究其色结构性质，而是从简单的传统色中性流模型去指派系统进行基元碎裂的色单态链．以Lund的弦模型或色偶极子模型为例，它把 $q-\bar{q}$ 间的色单态近似为一维色引力场(色弦或色偶极子)，以它作为碎裂的基本单元．对 $n=1$ 的 $q\bar{q}g$ 系统，把g处理为色与反色九重态，则q和g之间，g和 $\bar{q}$ 子间由色中性流联结，由于这种色中性流包含具有引力势的色单态弦，便可看作两段相互独立的色弦或色偶极子，把适用于 $q-\bar{q}$ 色单态弦的Lund碎裂模型(SF)，分别用于这两个子系统进行定域碎裂．$n=1$ 时，在文献[3]中从严格的PQCD计算发现，Lund的上述近似与PQCD的结果是接近的．对 $n=2$ 的 $q\bar{q}gg$ 系统，G. Gustafson早在文献[4]中根据PQCD作过分析，他发现从PQCD已不能简单给出部分子间的色弦结构，因此仍假定系统色弦结构可近似地由色中性流模型给定．

Lund弦模型或色偶极子模型中，多部分子体系的色弦结构是直接推广上述处理的唯象模型．它建立在把胶子作为色与反色9重态的色中性流模型基础上，不是严格地从

*　国家自然科学基金资助．

1）CCAST成员及中国科学院理论物理所客座研究人员．

1100—1107

PQCD 得出的. 这不仅与确定部分子动量的方法不自恰，而且将严重干扰对 PQCD 及强子化模型的检验.

为了摸索克服这一缺点的途径，必须知道在 PQCD 或严格的 $SU_c(3)$ 对称(胶子自然是色 8 重态)下，体系的色结构是怎样的，它们与 Lund 模型的差别是什么. 本文直接用我们在文献 [2,3] 中的 PQCD 方法和工具，系统研究 $q\bar{q}+ng$ 系统的色单态集，特别是其中能与 Lund 弦模型或色偶极子模型单态子弦链或色偶极子链相对应的色弦组态，计算了它们的比例，研究这些比例随强耦合常数α_s 及 n 的变化规律. 我们发现，随着 n 的增加 Lund 的色弦结构模型与本文的 PQCD 结果差别越来越大，而且后者有复杂的构成. 如果在强子化前，象目前这样，部分子体系运动学状态采用 PQCD 的结果，则本文从 PQCD 得到的色单态集的性质也应深入加以研究，以作为强子化过程更加可靠的起点.

2　$q\bar{q}g_1$ 及 $q\bar{q}g_1g_2$ 系统的各种色单态完备集

先以 $q\bar{q}g_1$ 和为 $q\bar{q}g_1g_2$ 例，说明多部分子系统色空间的约化，色单态构成以及其中出现的色弦组态.

部分子 $q\bar{q}g_1$ 的任一色组态都属于色空间

$$3_q\otimes 3^*_{\bar{q}}\otimes 3_1\otimes 3^*_1, \tag{1}$$

其色单态空间的构成方式与(1)的不同约化相对应. (1)式中，3_q 表示夸克的色三重态空间，$3^*_{\bar{q}}$ 表示反夸克的反色三重态空间. 3_1 和 3^*_1 分别表示胶子颜色所属的色与反色空间. 对于约化方式(a)，

$$(3_q\otimes 3^*_{\bar{q}})\otimes(3_1\otimes 3^*_1)=(1_Q\oplus 8_Q)\otimes(1_1\oplus 8_1), \tag{2}$$

式中 1_Q 和 8_Q 分别是这对夸克的色与反色构成的单态和八重态空间，它们的基写为

$$|1_Q\rangle=|\Psi^i_{\bar{q}}\Psi_{qi}\rangle,\ |8_Q\rangle=|\Psi^i_{\bar{q}}\Psi_{qj}\rangle-(1/3)\delta^i_j|S_Q\rangle\equiv|O_{Qj}^{\,i}\rangle, \tag{3}$$

$\Psi_{qi}(i=1,2,3)$是夸克的色空间 3_q 的 $SU_c(3)$协变张量(色三重态)，$\Psi^i_{\bar{q}}(i=1,2,3)$ 是反夸克的色空间 $3^*_{\bar{q}}$ 的$SU_c(3)$逆变张量(反色三重态)[2]; $O^{\,i}_{Qj}$ 表示属于空间 8_Q 的 8 维张量. 在(2)式中，1_1 和 8_1 分别是胶子的色与反色构成的单态和八重态空间，类似地，它们的基写为

$$|1_1\rangle=|\Psi^i_1\Psi_{1i}\rangle,\ |8_1\rangle=|\Psi^i_1\Psi_{ij}\rangle-(1/3)\delta^i_j|S_1\rangle\equiv|G^i_{1j}\rangle, \tag{4}$$

Ψ^i_1 和 Ψ_{1i} 的定义与前面相似[2]; G^i_{1j} 表示属于空间 8_1 的 8 维张量.

只有 $8_Q\times 8_1$ 可约化为有物理意义的单态空间，它的基是 $|8_Q\odot 8_1\rangle$，这里

$$|8_Q\odot 8_1\rangle\equiv|\mathrm{Tr}(O_QG_1\rangle=|O^{\,i}_{Qj}G^j_{1i}\rangle, \tag{5}$$

其中 $\odot$ 表示8 维张量的缩并运算.

另外由文献[2] 证明的 H_c矩阵元的性质(2),1_Q1_1 没有物理意义，因为$\langle 1_Q1_1|H_c|0\rangle=0$. 所以与约化方式(a)对应有一套系统色单态完备集$\{|8_Q\odot 8_1\rangle\}$，它只有一个元素. 对应约化方式(b)，

$$(3_q\otimes 3^*_1)\otimes(3^*_{\bar{q}}\otimes 3_1)=(1_{1q}1_{\bar{q}1})\oplus(8_{1q}\otimes 8_{\bar{q}1})\oplus\text{otherspace}, \tag{6}$$

上式中 1_{1q} 和 8_{1q} 分别是胶子的反色与夸克的色构成的单态和八重态空间，$1_{\bar{q}1}$ 和 $8_{\bar{q}1}$ 是

胶子的色与夸克的反色构成的单态和八重态空间. 相对应的系统色单态完备集为

$$\{|1_{1q}1_{\bar{q}1}\rangle, |8_{1q}\odot 8_{\bar{q}1}\rangle\}, \tag{7}$$

这里

$$|1_{1q}\rangle = |\Psi_1^i\Psi_{qi}\rangle, \ |8_{1q}\rangle = |\Psi_1^i\Psi_{qj}\rangle - (1/3)\delta_j^i|1_{1q}\rangle \equiv |O^i_{1qj}\rangle,$$

$$|1_{\bar{q}1}\rangle = |\Psi_{\bar{q}}^i\Psi_{1i}\rangle, \ |8_{\bar{q}1}\rangle = |\Psi_{\bar{q}}^i\Psi_{1j}\rangle - (1/3)\delta_j^i|1_{\bar{q}1}\rangle \equiv |O^i_{\bar{q}1j}\rangle,$$

$$|8_{1q}\odot 8_{\bar{q}1}\rangle \equiv |\mathrm{Tr}(O_{1q}O_{\bar{q}1})\rangle. \tag{8}$$

对约化方式(c),

$$(3_q\otimes 3_1)\otimes(3_{\bar{q}}^*\otimes 3_1^*) = (3_{q1}^*\otimes 3_{\bar{q}1})\oplus(6_{q1}\otimes 6_{\bar{q}1}^*)\oplus \text{otherspace}, \tag{9}$$

上式中3_{q1}^*，6_{q1}分别是夸克的色与胶子的色构成的三重态和六重态空间，$3_{\bar{q}1}$，$6_{\bar{q}1}^*$是夸克的反色与胶子的反色构成的三重态和六重态空间. 相对应的系统单态完备集

$$\{|3_{\bar{q}1}\odot 3_{q1}^*\rangle, |6_{q1}\odot 6_{\bar{q}1}^*\rangle\}, \tag{10}$$

这里

$$|3_{\bar{q}1}\odot 3_{q1}^*\rangle = \varepsilon_{ijk}\varepsilon^{ij'k'}|\Psi_{\bar{q}}^i\Psi_1^k\rangle|\Psi_{qj'}\Psi_{1k'}\rangle,$$

$$|6_{q1}\odot 6_{\bar{q}1}^*\rangle = |\Psi_{qi}\Psi_{1j}+\Psi_{qj}\Psi_{1i}\rangle|\Psi_{\bar{q}}^i\Psi_1^j+\Psi_{\bar{q}}^j\Psi_1^i\rangle, \tag{11}$$

这里，如果ijk为123的偶置换，$\varepsilon_{ijk}=1$，如果ijk为123的奇置换，$\varepsilon_{ijk}=-1$，对其它的ijk，$\varepsilon_{ijk}=0$.

类似得出四分部分子体系$q\bar{q}g_1g_2$的与四种约化方式相对应的系统色单态完备集：对约化方式(a)，系统色单态完备集是:

$$\{|1_Q(8_1\odot 8_2)\rangle, |\mathrm{Tr}(O_Q[G_1, G_2])\rangle, |\mathrm{Tr}(O_Q\{G_1, G_2\})\rangle\}, \tag{12}$$

它包括三种系统色单态，一个是胶子1和2缩并成色单态$|8_1\odot 8_2\rangle$和$q\bar{q}$构成的色单态$|1_Q\rangle$共同形成一个系统色单态，另外两个是胶子1和2构成对称和反对称的八重态$|[G_1, G_2]\rangle$和$|\{G_1, G_2\}\rangle$，然后与夸克的八重态$|O_Q\rangle$缩并成色单态，可记作$|8_Q\odot[8_1, 8_2]\rangle$和$|8_Q\odot\{8_1, 8_2\}\rangle$.

对约化方式(b)，系统色单态完备集是:

$$\{|1_{2q}1_{12}1_{\bar{q}1}\rangle, |1_{2q}(8_{12}\odot 8_{\bar{q}1})\rangle,$$

$$|1_{12}(8_{2q}\odot 8_{\bar{q}1})\rangle, |1_{\bar{q}1}(8_{2q}\odot 8_{12})\rangle,$$

$$|8_{\bar{q}1}\odot\{8_{12}, 8_{2q}\}\rangle, |8_{\bar{q}1}\odot[8_{12}, 8_{2q}]\rangle\}. \tag{13}$$

约化方式(c)为把约化方式(b)中胶子$1\rightleftharpoons 2$互换而成，其系统色单态完备集是把(13)式中胶子$1\rightleftharpoons 2$互换而得.

对约化方式(d)，系统色单态完备集是:

$$\{|1_{q12}1_{\bar{q}12}^*\rangle, |8_+\odot 8_+^*\rangle, |8_+\odot 8_-^*\rangle,$$

$$|8_-\odot 8_+^*\rangle, |8_-\odot 8_-^*\rangle, |10_{q12}\odot 10_{\bar{q}12}^*\rangle\}, \tag{14}$$

其中，8_+和8_-是三个色构成的混合对称和混合反对称的八重态，8_+^*和8_-^*是三个反色构成的混合对称和混合反对称的八重态，1_{q12}和$1_{\bar{q}12}^*$是三个色与三个反色构成的全反对称的单态，10_{q12}和$10_{\bar{q}12}^*$是三个色与三个反色构成的全对称的十重态；$|10_{q12}\odot 10_{\bar{q}12}^*\rangle$是两个十重态缩并成的系统色单态.

3　色弦、单态色弦与广义色弦组态

上面给出了与不同约化方式对应的系统色单态的构成，它们都处于各自的色单态完备集中，对这些系统色单态，感兴趣的是部分子的色荷怎样构成色弦. 如所周知，所谓色弦是对部分子色荷之间色引力场(即色禁闭场)的形象表述. 确定色弦结构是把碎裂模型(如 Lund SF 模型)应用到多部分子体系的基础，如前所述，Lund 模型从把胶子作为色与反色的九重态模型出发，并采纳一个基本假定：即一个部分子的色荷与另一部分子的对应反色荷(如红 – 反红)间，就可构成引力场(即色弦). 这种色与反色联结的色中性流图象就可给出系统的一种色弦结构[4]. 这时确定多部分子 $m(q\bar{q})+ng$ 的色流和动量是两个独立的手续，后者可用与不分辨颜色的部分子簇射模型(PS)给出. 在 Lund 组后来发展的 CD 模型中，只是通过色偶极子的级联产生把这两个独立手续并成一步进行.

但在 PQCD 中，胶子为 $SU_c(3)$的 8 重态，夸克和胶子体系的色相互作用势可写为[5]

$$V_{\rm int}=V_0\sum_{j=k}^{\beta}F_j(1)\cdot F_k(2)=(V_0/2)[C(1+2)-C(1)-C(2)], \tag{15}$$

这里 V_0 是一个正常数; $F_j(u)$是部分子 u 的 $SU_c(3)$多重态的生成元; β 是生成元的数目; 其中

$$C(u)=\sum_{j=1}^{\beta}[F_j(u)]^2,\ u=1,\ 2 \tag{16}$$

是这两个部分子的 Casimir 算符，而

$$C(1+2)=\sum_{j=1}^{\beta}[F_j(1)+F_j(2)]^2,\ u=1,\ 2 \tag{17}$$

是它们构成的复合体的 Casimir 算符. 文献[3] 中指出，对于色荷(3 重态)和反色荷(3* 重态)的相互作用，只有它们构成的复合体处于色单态时，$V_{\rm int}<0$，即它们之间是引力作用. 对于两个色荷(3 重态)或两个反色荷(3* 重态)，其复合体只有处于 3* 或 3 时才存在引力作用. 同样，把(15)用于两个色 8 重态，简单的计算表明，只有它们的复合体构成单态或八重态时才有引力作用[5]. 因此，只有两个处于一定 $SU_c(3)$对称状态的色复合体之间的引力作用或引力场称为色弦.

以 $e^+e^-\rightarrow q\bar{q}g_1$ 为例，在 q 与 g 和 $\bar{q}$ 与 g_1 的色与反色之间可构成色单态 $|1_{1q}\rangle$和 $|1_{\bar{q}1}\rangle$; 而 $q-g_1$ 和$\bar{q}-g_1$ 的色 – 色和反色 – 反色之间也可形成引力弦 $|3^*_{q1}\rangle$和 $|3_{\bar{q}1}\rangle$，但它们不能彼此独立，必须共同构成色单态 $|3_{\bar{q}1}\odot\ 3^*_{q1}\rangle$. 最简单并具有定域性质的单态只有 $|1_{1q}\rangle|1_{\bar{q}1}\rangle$或写为 $|1_{1q}\,1_{\bar{q}1}\rangle$. 这就是(6)式中的第一个色单态，我们把它叫作单态色弦. 该完备集中还有另外一个系统色单态 $|8_{1q}\odot\ 8_{\bar{q}1}\rangle$，它与胶子球有相似的色波函数，这时 $|8_{1q}\rangle$和 $|8_{\bar{q}1}\rangle$之间构成色弦. 因此我们上述得到的 $q\bar{q}g_1$ 和 $q\bar{q}g_1g_2$ 系统色单态完备集中的所有系统色单态都可以用引力色弦描写，它们都可以作为预禁闭态独立存在.

可以证明，对于一般的多部分子体系也是这样.

4 多部分子体系中单态色弦的比例

前面已经看到部分子系统的色单态完备集的构成不是唯一的，实际的物理选择需依据系统的动力学知识. 这与原子物理中JJ耦合和LS耦合的选择相似: 虽然按照JJ的本征态或LS的本征态展开都是允许的，但原子的实际物理态需要根据系统的相互作用哈密顿量来确定. 但现在，没有足够的动力学知识来确定系统物理的单态完备集. 在 $q\bar{q}g_1$ 中的完备集 $\{|8_Q \odot 8_1\rangle\}$ 和 $q\bar{q}g_1g_2$ 的完备集(12)式里的系统色单态与文献[5]中所讨论的胶子球相似，该文献把胶子球作为独立的单态集团进行定域强子化，相当于选择这样的完备集. 因为在CD模型中，每两个部分子间的色偶极子相互独立，与上面PQCD中色单态弦对应. 近来的应用又表明，它们都较好地解释高能反应的大量实验现象[1]，而在完备集(7)和(13)式中的单态色弦与Lund CD模型的色偶极子链相对应，虽然其它的单态在Lund模型里则没有对应，但在文献[3]中，我们计算了 $q\bar{q}g$ 体系构成单态色弦 $|1_{1q}1_{\bar{q}1}\rangle$ 的几率约为90%，与Lund CD模型把部分子态 $q\bar{q}g$ 处理成两个相互独立的色弦或色偶极子的假定很接近，为了进行比较，对于更多部分子体系，先选择有单态色弦的完备集用文献[2]得到的颜色等效哈密顿量计算它们的各种色弦组态包括单态色弦的截面或几率.

过程 $e^+e^- \to q\bar{q}g_1$ 的跃迁矩阵元平方为

$$|M(q,\ \bar{q},\ g_1)|^2 = M_{ij}^{a_1}(M_{ij}^{a_1})^* = 4|D|^2, \tag{18}$$

上式中已对 $q,\bar{q}$ 和 g_1 的色指标 $i,\ j,\ a_1$ 求和了; D 是 $q,\ \bar{q},\ g_1$ 的动量的函数. 则此过程在树图近似下的截面为

$$\sigma_0 \equiv \sigma_{\text{tree}}(e^+e^- \to q\bar{q}g_1) = 4\int |D|^2\, d\Omega, \tag{19}$$

这里 Ω 为相空间，根据文献[6]，色等效哈氏量为

$$H_c = (1/\sqrt{2})\,\mathrm{Tr}(Q^+G_1^+)D, \tag{20}$$

用 H_c 可以计算 $q\bar{q}g_1$ 的任何色单态的矩阵元，这里是在单态色弦的完备集里计算它的截面和几率. 对单态色弦 $|f\rangle = (1/3)|1_{\bar{q}1}1_{1q}\rangle$ (1/3是色波函数的归一化因子)有

$$\langle f|H_c|0\rangle = (1/3)\langle 1_{\bar{q}1}1_{1q}|0\rangle = (8/3\sqrt{2})D, \tag{21}$$

截面为

$$\sigma(1_{\bar{q}1}1_{1q}) = (8/9)\sigma_0, \tag{22}$$

由此得部分子态 $(q\bar{q}g_1)$ 构成单态色弦 $|1_{1q}1_{\bar{q}1}\rangle$ 的几率为

$$P_1 \equiv \sigma(1_{\bar{q}1}1_{1q})/\sigma_0 = 8/9. \tag{23}$$

此完备集的另外一个与单态色弦正交的单态为 $|f\rangle = (1/\sqrt{8})\,\mathrm{Tr}(O_{1q}^+O_{\bar{q}1}^{\pm})|0\rangle = (1/\sqrt{8})|8_{1q}\odot 8_{\bar{q}1}\rangle$，有

$$|\langle f|H_c|0\rangle|^2 = (4/9)|D|^2, \tag{24}$$

几率

$$P_8 \equiv \sigma(8_{1q} \odot 8_{\overline{q}1})/\sigma_0 = |\langle f | H_c | 0 \rangle|^2 / |M(q, \overline{q}, g_1)|^2 = 1/9. \tag{25}$$

由此可见，$q\overline{q}g_1$ 并不总能构成色单态弦，有 1/9 的几率为 8_{1q} 和 $8_{\overline{q}1}$，即 q 的色与 g_1 的反色及 $\overline{q}$ 的反色 g_1 的色分别构成的八重态，然后两者缩并成一个色单态，它反映一种集体行为. Lund SF 和 CD 的色弦结构相当于忽略这种集体效应. 另外注意到 P_1 和 P_8 与强耦合常数 α_s 无关.

过程 $e^+e^- \to q\overline{q}g_1g_2$ 的跃迁矩阵元为

$$M_{ij}^{a_1a_2} = (T^{a_1}T^{a_2})_{ij} \cdot D^{(12)} + (T^{a_2}T^{a_1})_{ij} \cdot D^{(21)}, \tag{26}$$

树图近似下的矩阵元平方和截面分别为

$$\begin{aligned}&|M(q, \overline{q}, g_1, g_2)|^2 \\ &= (16/3)|D^{(12)}|^2 + (16/3)|D^{(21)}|^2 - (4/3)\mathrm{Re}(D^{(12)} \cdot D^{(21)*}),\end{aligned} \tag{27}$$

$$\sigma_0 \equiv \sigma_{\text{tree}}(e^+e^- \to q\overline{q}g_1g_2) = \int |M(q, \overline{q}, g_1, g_2)|^2 \, d\Omega, \tag{28}$$

这里已对 q, $\overline{q}$, g_1, 和 g_2 的色指标 i, j, a_1 和 a_2 求和.

从文献 [2] 得到该过程的色等效哈密顿量为

$$H_c = (1/2)\mathrm{Tr}(Q^+G_1^+G_2^+) \cdot D^{(12)} + (1/2)\mathrm{Tr}(Q^+G_2^+G_1^+) \cdot D^{(21)}. \tag{29}$$

对包括单态色弦的正交完备集，其归一化形式写为

$$\begin{aligned}&\{|f_k\rangle, k=1, 2, \cdots 6\} \equiv \{(3\sqrt{3})^{-1}|1_{2q}1_{12}1_{\overline{q}1}\rangle, (2\sqrt{6})^{-1}|1_{2q}(8_{12} \odot 8_{\overline{q}1})\rangle, \\ &(2\sqrt{6})^{-1}|1_{12}(8_{2q} \odot 8_{\overline{q}1})\rangle, (2\sqrt{6})^{-1}|1_{\overline{q}1}(8_{2q} \odot 8_{12})\rangle, \\ &(3/80)^{1/2}|8_{\overline{q}1} \odot \{8_{12}, 8_{2q}\}\rangle, 48^{-1/2}|8_{\overline{q}1} \odot [8_{12}, 8_{2q}]\rangle\},\end{aligned} \tag{30}$$

这里

$$|\{8_{12}, 8_{2q}\}\rangle = |(O^i_{(12)j} O^j_{(2q)k}) - (2/3)\delta^i_k \mathrm{Tr}(O_{12}O_{2q})\rangle \tag{31}$$

和

$$|[8_{12}, 8_{2q}]\rangle = |(O^i_{(12)j}O^j_{(2q)k} - O^i_{(2q)j}O^j_{(12)k})\rangle. \tag{32}$$

由公式(29)和(30)得

$$\langle f_1|H_c|0\rangle = 32/(9\sqrt{3})D^{(12)} - 4/(9\sqrt{3})D^{(21)}; \tag{33a}$$

$$\langle f_2|H_c|0\rangle = -16/(9\sqrt{6})D^{(12)} + 2/(9\sqrt{6})D^{(21)}; \tag{33b}$$

$$\langle f_3|H_c|0\rangle = -16/(9\sqrt{6})D^{(12)} + 2/(9\sqrt{6})D^{(21)}; \tag{33c}$$

$$\langle f_4|H_c|0\rangle = 2/(9\sqrt{6})D^{(12)} + 20/(9\sqrt{6})D^{(21)}; \tag{33d}$$

$$\langle f_5|H_c|0\rangle = \sqrt{15}/27D^{(12)} + 10\sqrt{15}/27D^{(21)}; \tag{33e}$$

$$\langle f_6|H_c|0\rangle = 1/(3\sqrt{3})D^{(12)} - 8/(3\sqrt{3})D^{(21)}, \tag{33f}$$

上式表明

$$\begin{aligned}&\sum_k |\langle f_k|H_c|0\rangle|^2 \\ &= (16/3)|D^{(12)}|^2 + (16/3)|D^{(21)}|^2 - (4/3)\mathrm{Re}(D^{(12)} \cdot D^{(21)*}) \\ &= |M(q, \overline{q}, g_1, g_2)|^2,\end{aligned} \tag{34}$$

这说明幺正性自然得到满足.

忽略干涉项 $\mathrm{Re}(D^{(12)} \cdot D^{(21)*})$ 的贡献(实际上，它们的贡献远小于非干涉项)，不必做积分就可得单态色弦的几率

$$P_1=\int|\langle f_1|H_c|0\rangle|^2\mathrm{d}\Omega/\sigma_0\approx 40.1\%.$$

注意这个比例也与 α_s 无关，它大大小于 $q\bar{q}g_1$ 的 8/9，同样我们可得 $q\bar{q}g_1g_2g_3$ 形成单态色弦的几率约为 11.9%，可以看到单态色弦的几率随胶子数 n 的增长以接近指数的形式迅速减小，这是因为随着 n 的增加，系统单态的约化方式迅速增多，而在一个完备集里所有系统色单态的比例之和一定等于 1(幺正性的要求)，所以每种系统色单态的比例(都不依赖于 α_s)就会减小. 单态色弦结构 [1, 1⋯1] 是其中的一种约化方式的结果，自然其比例急速下降. 其余的色弦组态是一些分别与单态色弦正交的，但在 Lund 模型中没有对应的色单态集团. 这些色单态的色结构与胶子球相似，目前还没有对这两类系统色单态作统一处理的强子化模型.

5 小结与讨论

我们的计算表明，在上述色单态完备集中单态色弦的几率与强耦合常数 α_s 无关，且随着部分子数的增加而变小，与它正交的由等于或多于四个色荷组成的色单态集团的比例变大，说明在多部分子系统中集体效应越来越重要，此外，系统色单态完备集的构成不是唯一的，随着部分子数的增加，其构成方式或者说体系的色弦联结方式也急剧增多，目前没有足够的动力学知识来做出选择，因此确定多部分子系统的色弦结构仍是一个未解决的问题.

因为 PQCD 计算的多部分子运动学状态，迄今未发现与实验的明显矛盾，因此澄清它所提供的色弦组态，然后在此基础上了解 PQCD 非微扰效应，多部分子集体效应，胶子相干效应起什么作用，它们是否能使系统的色弦结构趋于 Lund CD 模型所假设的单态色弦链，会不会同时导致从 PQCD 计算得到的动量分布的改变，仍值得进一步研究.

参 考 文 献

[1] T. Sjostrand, *Inter. J. Mod. Phys.*, **A3** (1988) 751; in Z Physics at LEP1, CERN Report CERN-89-08, Vol. III, p. 143; G. Gustafson, *Phys. Lett.*, **B175** (1986) 453; G. Gustafson, U. Pettersson, *Nucl. Phys.*, **B306** (1988) 746.

[2] 王群、谢去病，高能物理与核物理，**19** (1995) 791.

[3] Lili Tian, Qubing Xie, Zongguo Si, *Phys, Rev.*, **D49** (1994) 4517.

[4] G. Gustafson, *Z. Phys.*, **C15** (1982) 155.

[5] Chao Weiqin et al., *Phys. Rev.*, **D41** (1990) 838; Chongshou Gao, Jicai Pan, *Z. Phys.*, **C55** (1992) 441.

Color Singlet Set of Multiparton System $q\bar{q}+ng$

Wang Qun　　Xie Qubing

(*Physics Department, Shandong University, Jinan* 250100)

Received 14 September 1994

Abstract

Color singlet set and color string configuration among partons for multiparton system are analyzed from exact $SU_c(3)$. The probability for singlet string, which corresponds to color dipole in Lund CD model, is found to decrease rapidly as the number of gluons increases, while for those singlet clusters whose color structure are similar to glueballs, their probability grows rather fast and is independent of strong coupling constant. This phenomenon is thought to be a kind of collective effect.

Key words　color singlet, complete set, parton, color string configuration.