关于 $J/\psi \rightarrow G_b + \gamma$ 和 $J/\psi \rightarrow e + \overline{e}$ 过程 *

彭宏安¹) 段春贵^{2,8}) 阎占元⁴)

¹(北京大学物理学院,北京 100871)
 ²(河北师范大学物理系,石家庄 050016)
 ³(中国科学院高能物理研究所,北京 100039)
 ⁴(华北电力大学应用物理系,保定 071003)
 (2003 年 7月 24 日收到,2003 年 11 月 11 日收到修改稿)

基于 J/ψ 辐射产生胶球态 G_b 和湮没为 e e对两过程的中间态和末态都不涉及任何夸克强子而只与强作用的真 空性质密切相关这一特性,从另一种角度讨论了这两个过程.利用高能强作用软过程中修改后的 pomeron 场论模型 和相关的最大非微扰强作用反应假定,并考虑到轻的和重的组分夸克在结构上的差异而在模型参数中作出相应的 变更后,提出了这两个过程的另一种物理机制,计算了它们的衰变宽度,定出了胶球态与非微扰胶子间的耦合数 值,并就此进行了简单的讨论.

关键词:J/ψ衰变, pomeron,非微扰 PACC:1240M,1240H,1320G

1.引 言

关于 J/ ψ 辐射衰变产生胶球态 G_b 过程

 $J/\psi \rightarrow G_b + \gamma$, (1) 在已有的讨论^[1]中采用的机制如图 1 所示 :J/ ψ 先 分解为粲组分夸克对 QQ(其中的耦合常数 A_J 可由 J/ψ 湮没为电子对过程确定),通过量子色动力学 (QCD)的微扰作用,它们湮没为光子 γ 和两个胶子, 后者经非微扰的强子化过程再形成胶球态 G_b .至于 J/ψ 湮没为正负电子对过程

$$J/\psi \rightarrow e + \overline{e}$$
, (2)

至今都沿用量子力学方法处理,即先给定 Q 与 \bar{Q} 间 的作用位势 V(r)后,由非相对论性 Schrödinger 方程 求出相应的束缚态波函数和能谱.利用实验上测量 较准的能级作为输入确定位势中的参数后,可定出 J/ ψ 径向波函数的零点值 $R_{J}(0)$,再将量子电动力学 中正负电子偶素湮没为电子对的公式稍加修改,就 可以用来计算过程(2)²¹,见图 2.利用色单态近 $Q\bar{Q}$ 对组成 J/ ψ 时的结合能,因而 $M_{J} = 2m_{Q}$)得出关系式 $A_{J}^{2} = \frac{1}{8\pi M_{J}} | R_{J}(0)|^{2}$.这样就得到 了 Γ_{Ι/υ→ee}中反映强作用长程部分所贡献的 Born 项,

$$\Gamma^{\rm B}_{J/\psi \to e\overline{e}} = \frac{A_{\rm J}^2 e_{\rm Q}^2 e^2}{2\pi M_{\rm J}^2}.$$
 (3)

短程部分的贡献则由微扰 QCD 算出,由因子化定律 知是将它们乘到 Bom 项上,准确到 $O(\alpha_s)$ 时,

$$\Gamma_{J/\psi \rightarrow e\overline{e}} = \Gamma^{B}_{J/\psi \rightarrow e\overline{e}} \left(1 - \frac{16\alpha_{s}}{3\pi}\right) , \qquad (4)$$

其中 $\alpha_s(q^2)$ 为 QCD 有效作用强度^[4].





我们知道, J/ ψ 粒子质量 M_{J} 大而寿命 τ_{J} ($=\frac{1}{\Gamma_{J,\psi \to al}}$)长,决定了在讨论他们时有许多不同于 轻夸克强子态的做法.但是对于过程(1)和(2)而言, 还有与 J/ ψ 其他衰变过程不同的地方.从强作用角

^{*}国家自然科学基金(批准号:10175074),河北省自然科学基金(批准号:103143)和华北电力大学青年科研基金资助的课题。



图 2 传统的 J/↓→e+ e机制图

度看 它们的中间过程和末态都不涉及任何夸克强 子态,而是与强作用的真空性质密切相关.就胶球态 产生的(1)式而言,由于胶球态是由纯胶子场组成 的 其量子数等同于真空态的' 特殊 '强子态 ;它们的 质量谱都在 1.5—2.5Gev 区间 ;Gh 产生后又很快衰 变为一些更轻的夸克强子态,使得它们从产生到衰 变的全过程都只能在非微扰的强作用环境中实现. 但在通常的方案[1]中 胶球态是由两个微扰胶子产 生的 我们认为图 1 代表的机制没有反映出这个过 程的真实物理内涵,再看 J/u 湮没为电子对过程,引 入0与 $\overline{0}$ 之间的位势后求解 Schrödinger 方程束缚 态 如果注意到方程中的哈密顿量 H 需满足厄密性 $H = H^+$ (对应量子场论中 S 矩阵的幺正性) 就意 识到这种求解本征态问题的方法体现了最完备的真 空强作用,本文提出的方案中也会充分注意到这一 点 但将用量子场论的形式表达它,

要在量子场论框架内讨论这种非微扰过程,得 充分利用强作用物理中的有关知识.在高能强子-强 子散射软过程唯象学中积累了许多非微扰作用的知 识,特别是关于强作用物理中真空作用的知识,因 此,下面先扼要介绍与本文有关的高强软过程中的 某些内容.主要是关于真空量子数实体 pomeron(IP) 的特性和结构以及相关的最大非微扰强作用反应的 假定.同时说明由于轻组分夸克和重组分夸克在结 构上的差异而导致唯象分析中要在哪些点上作出相 应变更.在此物理基础上,本文提出了另一种关于 $J/\psi \rightarrow G_b + \gamma n J/\psi \rightarrow e + e i 过程的机制,它们凸显了强$ 作用真空在这里的非微扰作用.通过对这两个过程的具体计算,求出了胶球态与非微扰胶子间的耦合常数.

IP 结构的场论模型与最大非微扰强 作用反应假定

在讨论高能强子-强子(h-h')散射总截面 $\sigma_{T}^{h-h'}(s)$ 的行为时,最适合的程式就是用散射振幅的 Regge 极点表象^[s]和幺正性条件导出的光学定理,在 \sqrt{s} 大 于 60 GeV 直到当今强子对撞机的最大能量 ,从测量 到的 π^{t} -p 和 p-p(\bar{p})的总截面随 s 的变化发现了两 条重要的实验规律⁶¹ ,即

$$\sigma_{\rm T}^{\rm h-h'}(s) \approx \sigma_{\rm T}^{\rm h-h'}(s) \approx C^{\rm h-h'}(\log s)^{2}, \quad (5)$$

$$\frac{\sigma_{\rm T}^{\pi^{-}\rm P}(s)}{\sigma_{\rm T}^{\rm P-P}(s)} \approx \frac{\sigma_{\rm T}^{\pi^{-}\rm P}(s)}{\sigma_{\rm T}^{\rm P-P}(s)} \approx \frac{\sigma_{\rm T}^{\pi^{+}\rm P}(s)}{\sigma_{\rm T}^{\rm P-P}(s)}$$

$$\approx \frac{\sigma_{\rm T}^{\pi^{+}\rm P}(s)}{\sigma_{\rm T}^{\rm P-P}(s)} \approx \frac{13.63}{21.70}. \quad (6)$$

(5)式是从实验上证实了早在 20 世纪 50 年代由色 散关系导出的 Pomeronchuk 定理. 它说明 s 很大时在 所有的 h-h'的高强软过程中,只要允许存在真空量 子数客体的交换,那么在 Regge 表象中只考虑 IP 这 个非微扰的带真空量子数实体的交换,就可以饱和 幺正性条件,而其他的 Regge 极点项的贡献这时都 已趋于零.换言之,这时的 IP 交换承担着全部有效 势的作用,它囊括了所有高强软作用的要素,无需任 何其他非微扰的幺正修正项.

(6) 武表明(在8% 误差范围内)实验证实了 *s* 大时所有总截面的比值都十分接近 $\frac{2}{3}$ (或 $\frac{6}{9}$),这正 是 π^{\pm} 和 μ (\bar{p})中组分夸克数之比.这说明 IP 与强子 的耦合实际上是 IP 与强子中单个组分夸克的耦合, 因而称为总截面的相加夸克律.

下面简要介绍 Landshoff-Nachtmann(L-N)的 IP 场论模型^[7].

1)从 QCD 严格讨论 IP 的结构太困难,故采用 Abel 型夸克-胶子规范场论,而将色禁闭效应和胶子 真空凝聚等 QCD 特征作为对其中胶子场非微扰部 分应满足的条件附加到此 Abel 场论中.

2)胶子场有自作用 $V(G^2)$ 而夸克场则只有与 胶子场的作用项 – $g\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi G_{\mu}$ 因而这个模型中组分 夸克场不可能发生改变.

3)由 $\sigma_{r}(s)$ 相加夸克律,只需要考虑 IP 与强子 中单个组分夸克的作用,论证了 IP 与组分夸克间作 用力程 a 比强子半径 R_h 小得多,证明了 IP 同时与强 子中 2 个(或 3 个)组分夸克耦合项的贡献至少小一 个数量级.

4)因已知 IP 的 Regge 极点轨迹 $\alpha_{IP}(t) \approx 1.086$ + 0.25*t* GeV⁻² ,即 $\alpha_{IP}(t)$ 在 *t* = 0 时截距 $\alpha_{IP}(0)$ = 1.086 非常接近矢量粒子的自旋值 1 ,故在场论计算 中将 IP 视为同位旋标量的" 光子 " ,即它以 γ_{μ} 型点 作用与组分夸克 $q(\bar{q})$ 耦合. 2480

用这个模型,L-N 论证了高强软散射 q-q(q)间 IP 的交换可等效为两个各含有一对非微扰胶子 g 交 换的方块图,即图 3 的第一个等式.当 s 大而略去组 分夸克质量 m_q 后,他们由振幅的解析性证明了这 两个方块图(分别来自 s 道和u 道)贡献之和等于第 一个方块图的虚部,即图3的第二个等式.图3中被 切割的夸克线都满足质壳条件.而交换 IP 就饱和了 么正性的特性也就必然地保留在图3(c)的切割 图中.

Donnachic和Landshoff(D-L)利用L-N的IP场论



图 3 L-N 模型中的 pomeron 交换 (a)q-q(q)散射(b)与 IP 等效的方块图(c)等效的 s 道切割图

模型很好地解释了许多高强软过程的结果并发展出 一套适合唯象学应用的程式^[8],特别是给出了非微 扰胶子g的传播子 D(q²)的表达式,

 $g_{DL}^{2}D(q^{2}) = A_{DL}\exp(q^{2}/\mu_{DL}^{2}),$ (7) 其中 g_{DL} 是 $g = q(\bar{q})$ 的耦合常数,他们通过 $\pi^{\pm} - p$ 和 $pp(\bar{p})$ 实验数据,拟合出 $\mu_{DL} = 1.1$ GeV $,A_{DL} = 27.1$ GeV⁻².

Bialas 等⁹¹用它们讨论了高能 p-p(p)中经双 IP 交换产生 Higgs 粒子的问题,此后我们也用这套程 式讨论了高能 p-p(p)经双衍过程产生胶球态的问 题^[10].

虽然 L-N 的 IP 场论模型在高能唯象学应用上 很成功,但这里提到的几个过程都是将 IP 所对应的 两个胶子作为一个整体来运算 因而都没有遇到一 个需要认真考虑的问题:即图3的方块图中处在两 个胶子之间的中间传播子究竟应该是什么?由于图 ℑ c)中被切割的传播子都满足质壳条件(即自由粒) 子)因此可将此图因子化.即可沿切割线分拆成左 右两个独立反应式 这一问题就变得有现实意义了. 由 L-N 的 IP 场论模型内容简介的第二点清楚得知, 中间传播子只能是组分夸克,即正如图3本身所示 的那样.但我们认为用图 3 来解释 q-q(q)间的 IP 交 换显得太' 平庸 " ,而未能反映出其中的深刻物理内 涵,因为实验已显示 IP 交换饱和了幺正性条件无需 任何其他幺正修正,这点就表明了在 q-q(q)散射中 IP 交换反映了最大非微扰强作用反应,但图 3 未能 凸显出这一特征.另外组分夸克 q(q)本身也是有 结构的,而文献[7]中在讨论强子总截面 ($\sigma_{T} \propto$

 $\frac{1}{s}$ Imf(s, 0)) 这种最强的有效作用过程时,始终将 $q(\bar{q})$ 当作点粒子处理也是不合适的.

为此在讨论对图 3 的修改中,我们建议^[11]用 Altarelli 和 Parisi(A-P)提出的组分夸克图像^[12],即 $q(\bar{q})$ 是由点状核心价夸克和包在它周围的非微扰胶 子云团组成.初步近似可将价夸克等同为 QCD 拉式 量 \mathscr{D}_{QCD} 中的流夸克 $q_{(\bar{q},c)}$.这样在 $q-\bar{q}(q)$ 散射交换 IP 时,可想象初态组分夸克 $q(\bar{q})$ 在发射(或吸收)价 夸克周围的全部非微扰胶子云团 g 后跃迁为中间态 $q_{e}(\bar{q}_{e})$,再经过逆向反应回到 $q(\bar{q})$ 末态.这即是用图 4 来代替图 3.那么(7)式中的 g_{LD} 应理解为 qq_{e} g 的 耦合常数.平行于 L-N 的推演^[7],得知在略去所有夸 克质量后,图 4 中第二等式也成立.

图 4 中的顶点反应式为

 $q \rightarrow q_e + g$, $\bar{q} \rightarrow \bar{q}_e + \bar{g}$. (8) 从上述的组分夸克图像得知 对单个组分夸克 $q(\bar{q})$ 而言 (8)式确是名符其实的最大非微扰强作用反 应.值得注意 图4切割图中的 $q_e(\bar{q}_e)$ 线也应满足质 壳条件 ,即也可以将它沿切割线分拆成两个独立的 反应式 ,其中左半边是

 $q + \overline{q}(q) \rightarrow q_c + \overline{q}_c(q_c).$ (9)

它是由最大非微扰强作用反应导出的新型反应式, 表明两个组分夸克之间在交换(组成 IP 的)非微扰 胶子g后蜕变为两个流夸克.我们强调,由于在这种 反应中相当于交换了"半边"IP,因而也应具有交换 IP 的特性.特别是涉及到这种反应的强作用过程中 也不需要任何其他非微扰幺正修正项.



图 4 修改后的 pomeron 交换 (a) 同图 3(a) (b) 修改后的等效方块图 (c) 修改后的等效 s 道切割图

J/ψ→G_b + γ 和 J/ψ→e + ē过程的另
 一种机制

与通常方案不同,在用到由最大非微扰强作用 反应得出的(8)(9)式后本文提出了另一种方案,它 具体体现在图 5 和图 6 中. 先看 J/ $\psi \rightarrow G_b + \gamma$ 过程, 由色单态近似($M_J = 2m_e$)将 J/ ψ 分成一对粲组分夸 克 Q+Q.通过(8)式 Q 和 Q 各自发射出 g 的同时分 别蜕变为粲流夸克 Q_e 和 Q_e. 发射的两个非微扰胶 子 g 熔合成胶球 G_b, 而 Q_e + Q_e 对则湮没为光子 γ . 对 J/ $\psi \rightarrow e + \overline{e}$ 过程,由色单态近似变为 Q + Q 对后, 通过(9)式交换非微扰胶子传播子后蜕变为 Q_e + Q_e 对,再湮没为正负电子对,值得指出的是,本方案中 湮没为光子 γ 或 $e\overline{e}$ 对的都是流夸克,这与标准模型 中电磁的和弱作用的顶点只应与流夸克耦合的要求 相一致,而在引言中提到的通常方案中所有顶点都 是组分夸克的耦合,但经常又不予明显指出.



图 5 本文提出的 $J/\psi \rightarrow G_b + \gamma$ 机制图

面对本文这种机制,人们往往会问:为何能将高 强软过程(\sqrt{s} 可达 10^4 GeV 以上)中得出的一些结果 用到只有几个 GeV 的衰变过程中?将轻夸克强子 的 π^{\pm} -p,p-式p)的结果用到 J/ ψ 重夸克偶素时,哪些 基本量应改动?下面将从有关动力学要素的理解和 强子态中组分夸克的结构两方面来回答这些问题.

熟知讨论任何高能过程都应将其中的纵向效应



图 6 本文提出的 J/ψ→e+ ē机制图

和横向效应区分开.当系统能量🗸 增加或减少时, 纵向物理量的改变是直接而迅速的,而横向物理量 则是间接而缓慢的,动力学效应多是用横向物理量 表出 因为它是 Lorentz 不变的, 如高能强作用中区 分它是硬过程还是软过程主要取决于其中的典型动 量转移 |t| 或横向动量平方 q^2 值的大小. QCD 中有 效作用 $\alpha_s(q^2)$ 只与 q^2 有关就是很好的说明. 不论是 √s 多么大的 Drell-Yan 过程 ,还是" 低能 "的 J/J 衰 变,只要其中的 $|_t|$ 或 q^2 值相同,就有相同作用强 度.再考察高强软过程中所用的 L-N 的 IP 场论模 型 会看出其中 q-q(q)散射所交换的非微扰胶子 g 的传播子起着有效势的作用,是过程中重要的动力 学要素 因而也应区分(7)式中的纵向和横向效应. 易见其中的系数 And 是纵向效应的结果.因为它是 通过光学定理 $\left(\sigma_{\tau}(s) \propto \frac{1}{s} \operatorname{Im}(s \Omega) \right)$ 而与 t无关 $\right)$ 拟合得到 是一个数值很大的量 (严格而言 (7)式 中的 $\mu_{\rm pl}$ 和 $A_{\rm pl}$ 都应是随 \sqrt{s} 改变的量.只是由于在 Regge 极点表象中的散射振幅总含有 $s^{\alpha_{II}(\iota)}$ 型 Regge 行为因子,它随 \sqrt{s} 的变化太剧烈而将 $\mu_{\rm DI}$ 和 $A_{\rm DI}$ 的 改变全部掩盖了 故经常将它们看作常数.)显然不 能将它用到J/↓衰变过程中.而(7)式中的指数因子 $\exp(q^2/\mu_{\rm DL}^2)$ 明显地反映了横向效应.下面将看到, 图 5 和图 6 中的 q² 值与高强软过程截断值 | t | ≤ 2GeV² 范围基本重合.因此单从动力学作用考虑,似

物理学报

53 卷

乎指数因子不作大的改动就能用到这两个 J/U 衰变 过程中.其实不然 (7) 武中 µ_{DL}值是由(u,d) 轻夸克 的强子态实验拟合得到的,不能用到(c_c)重夸克偶 素衰变,从最大非微扰强作用反应假定和 Altarelli-Parisi 的组分夸克图像考察就会看出轻夸克时的 μ 值要比重夸克的小得多.因为对(u,d)夸克而言,其 组分夸克质量 m 和流夸克质量 m' 分别为 $m_{u} \approx m_{d}$ ≈ 320 MeV 和 $m'_{\mu} \approx m'_{d} \approx 3$ —5 MeV .前者比后者大 两个数量级 这样可将组分夸克想象为在核心流夸 克周围包裹上又厚又浓的胶子云团;而对 c 夸克, $m_c = 1.5$ GeV 和 $m'_c \approx 1.2$ —1.4 GeV.前者比后者大 10%左右,这时组分夸克就是在核心流夸克周围包 裹上又薄又稀的胶子云团(有时经常忽略这层薄胶 子云团,即不去区分是组分还是流夸克).从衍射的 图像看(高强软过程中 IP 交换正好对应衍射散射), 如果说轻夸克给出的有效势对应实验上观测到的是 尖而窄的朝前衍射峰 ,那么重夸克对应的将是宽而 低的"衍射峰"了.这种明显的差异反映在(7)式中就 是轻夸克对的 µ 值要比重夸克的小得多(例如小一 个数量级).

另外由图 5 和图 6 描述的这两个 J/ ψ 衰变过程 也具备了高强软过程的强作用时-空环境.除开 $\Gamma_{J\to all}$ 小因而寿命 τ_J 长以外,这里的 q^2 都是小数值. 而 q^2 的 Fourier 对应量是 Q 与 Q 间的典型横向距离 $|b|^2$,其值与强子半径 R_h^2 接近.表明这两个衰变过 程都是在持续时间长、空间尺度大(约为 R_h)有效 作用 $\alpha_s(q^2)$ 强的环境内完成的.它正是类似于高强 软过程中的强作用环境.

对应图 5 代表的 J/ ϕ → G_b + γ 过程的衰变振幅 是

$$\begin{split} M_{\rm J^{\rm b}}^{\rm G_{\rm b}} &= e_{\rm Q} F_{\rm c} \sqrt{\frac{1}{8m_{\rm c}^2}} \sqrt{\frac{1}{8m_{\rm c}^2}} g_{\rm c} \\ &\times D(q_{\rm 1}^2) g_{\rm c} D(q_{\rm 2}^2) M_{\rm J}^2 g^{\mu\mu'} B \cdot (-1) \\ &\times {\rm Tr} \Big\{ \left(\frac{-\hat{p}_{\rm J}}{2} + m_{\rm c} \right) \hat{\epsilon}_{\rm J} \left(\frac{\hat{p}_{\rm J}}{2} + m_{\rm c} \right) \gamma_{\mu} \\ &\times \left(\frac{\hat{p}_{\rm J}}{2} - \hat{q}_{\rm 1} + m_{\rm c}' \right) \hat{\epsilon}_{\gamma} \left(\frac{-\hat{p}_{\rm J}}{2} + \hat{q}_{\rm 2} + m_{\rm c}' \right) \gamma_{\mu'} \Big\} . \end{split}$$

$$(10)$$

为了简单,这里假定 G_b 为 0⁺⁺ 胶球态.式中 $e_q = \frac{2}{3}e_{,}F_e = \sqrt{3}$ 为色因子. m_e 和 m'_e 分别是粲组分夸克 和粲流夸克质量 e_J 和 e_γ 分别为 J/ψ 和 γ 的极化矢 量 ,B 为带量纲 GeV] 的 G_bgg 耦合常数. g_e 为 QQ_eg 顶点耦合常数. $g_e D(q^2)$ 是乘上 g_e 的胶子传播子, 其函数形式由(7)式表示,但系数A和μ则需另行确 定.(10)式中采用了文献 3]说明的归一化约定.在 图 5 中,由于对 J/ψ采用色单态近似 Q和 Q 线的 4 动 量也满足质壳条件 $\left(\frac{P_J}{2}\right)^2 = m_e^2$;由于嵌入(9)式后 无需再考虑其他的非微扰作用 Q_e 和 \overline{Q}_e 线的 4 动量 也满足质壳条件 $\left(\frac{P_J}{2} - q_1\right)^2 = m'_e^2$ 和 $\left(\frac{-P_J}{2} + q_2\right)^2$ $= m'_e^2$.(本文只限于非微扰 QCD 贡献的讨论,它们 也是来自强作用长程部分,是 Born 项.其短程部分 则来自对图 5 的微扰 QCD 修正.与(4)式说明相同, 由于因子化定律,这些项将乘到 Born 项上去.)这样 (10)式就不存在对内线动量的积分从而大大简化 了计算量.由图 5 得知 $q_1^2 = q_2^2 = m'_e^2 + \frac{1}{4}m_c^2 = q^2$. (10)式中 γ 矩阵求迹式的结果是

$$Tr\left\{\left(\frac{-\hat{p}_{J}}{2} + m_{c}\right)\hat{\varepsilon}_{J}\left(\frac{\hat{p}_{J}}{2} + m_{c}\right)\gamma_{\mu} \\ \times \left(\frac{\hat{p}_{J}}{2} - \hat{q} + m_{c}'\right)\hat{\varepsilon}_{\gamma} \\ \times \left(\frac{-\hat{p}_{J}}{2} + \hat{q} + m_{c}'\right)\gamma_{\mu'}\right\} \cdot g^{\mu\mu'} \\ = -8m_{c}^{2}\left(4m_{c}^{2} + 4m_{c}'^{2} + m_{G}^{2}\right)\varepsilon_{J} \cdot \varepsilon_{\gamma}.$$

J/ψ 粒子和 γ 光子的极化求和公式是

$$\sum_{\alpha=1}^{3} \varepsilon_{J}^{\mu} \varepsilon_{J}^{*\nu} = -g_{\mu\nu} + \frac{P_{J}^{\mu} P_{J}^{\nu}}{M_{J}^{2}}$$
$$\sum_{\alpha=1}^{4} \varepsilon_{\gamma}^{\mu} \varepsilon_{\gamma}^{*\nu} = -g_{\mu\nu}.$$

算出 $M_{J\psi}^{C_{h}}$ 模的平方再对 J/ψ 极化求平均和对 γ 极化 求和后得

$$\overline{\sum} |M_{J\psi}^{G_{\rm b}}|^2 = 16e_{\rm Q}^2 F_{\rm c}^2 [g_{\rm c} D(q^2)]^2 B^2 m_{\rm c}^4 \left(\frac{m_{\rm c}}{m_{\rm c}'}\right)^2 \times (4m_{\rm c}^2 + 4m_{\rm c}'^2 + m_{\rm G}^2)^2.$$

代入它的衰变宽度公式

$$\begin{split} \Gamma_{J/\psi \to G_{b} + \gamma} &= \frac{1}{2M_{J}} \int \overline{\sum} |M_{J\psi}^{G_{b}}|^{2} (2\pi)^{3} \delta^{(4)} \\ &\times (P_{J} - P_{G} - q_{\gamma}) \frac{d^{3} P_{G}}{(2\pi)^{3} 2E_{G}} \frac{d^{3} q_{\gamma}}{(2\pi)^{3} 2E_{\gamma}} , \end{split}$$

将 $e_{Q} = \frac{2}{3}e$, $F_{c} = \sqrt{3}$ 代入,简化后得到对应图 5 的 J/ $\psi \rightarrow G_{b} + \gamma$ 的分宽度为

$$\Gamma_{J/\psi \rightarrow G_{b}+\gamma} = \frac{2}{3} \alpha_{em} \left[g_{c} D(q^{2}) \right]^{4} B^{2} m_{c} \left(\frac{m_{c}}{m_{c}'} \right)^{2}$$

×
$$(4m_c^2 + 4m_c^{'2} + m_G^2)'(4m_c^2 - m_G^2)'$$
,
(11)

其中 $q^2 = m'_c + \frac{1}{4}m_G^2$.

对应图 6 的 $J/\phi \rightarrow e + \overline{e}$ 过程 其衰变振幅是

$$M_{J} = e_{Q} eF_{c} \sqrt{\frac{1}{8m_{c}^{2}}} \sqrt{\frac{1}{8m_{c}^{2}}} g_{c}^{2} D(q^{2}) M_{J}^{2}(-1)$$

$$\times \operatorname{Tr}\left\{\left(\frac{-\hat{p}_{J}}{2} + m_{c}\right) \hat{\epsilon}_{J}\left(\frac{\hat{p}_{J}}{2} + m_{c}\right) \gamma^{\rho} \\
\times \left(\frac{\hat{p}_{J}}{2} - \hat{q} + m_{c}^{\prime}\right) \gamma^{\nu} \left(\frac{-\hat{p}_{J}}{2} - \hat{q} + m_{c}^{\prime}\right) \gamma_{\rho}\right\}$$

$$\times \frac{1}{q_{\gamma}^{2} - i\epsilon} \overline{u}(l_{1}) \gamma_{\nu} u(-l_{2}), \qquad (12)$$

式中符号的意义与(10)式相同.由图 6 得知 (12)式 中的 $q^2 = m_c^{\prime 2} - m_c^2$ 经过计算得出

$$\begin{split} M_{J\psi} &= e_{Q} e F_{c} g_{c}^{2} D (q^{2}) M_{J}^{2} \Big[\varepsilon_{J}^{\nu} + 12 \frac{\varepsilon_{J} \cdot q}{M_{J}^{2}} q^{\nu} \Big] \\ &\times \overline{u} (l_{1}) \gamma_{\nu} u (-l_{2}). \end{split}$$

算出 $M_{J/\phi}$ 模的平方,并对 J/ϕ 的极化和 $e\overline{e}$ 的自旋分别求平均求和后得到 $\overline{\sum} |M_{J/\phi}|^2$,代入衰变宽度公式

$$\Gamma_{J/\psi \to e+\overline{e}} = \frac{1}{2M_{J}} \int \overline{\sum} |M_{J/\psi}|^{2} (2\pi)^{4} \delta^{(4)}$$

$$\times (P_{J} - l_{1} - l_{2}) \frac{d^{3}l_{1}}{(2\pi)^{3}2l_{10}} \frac{d^{3}l_{2}}{(2\pi)^{3}2l_{20}},$$

得出新方案中 Г_{」/↓→e+ च}的 Born 项

$$\Gamma^{B}_{J/\psi \to e+\bar{e}} = \frac{256}{27} \pi \alpha^{2}_{em} \left[g^{2}_{c} D(q^{2}) \right]^{2} 2m^{3}_{c} m'^{2}_{c} \times \left[1 + 2 \left(\frac{m_{c}}{m'_{c}} \right)^{4} \right].$$
(13)

(13)式已将 $e_{Q} = \frac{2}{3}e_{s}F_{e} = \sqrt{3}$ 值代入,对应图 6 得 知这里的 q^{2} 值等于 $m'_{e}^{2} - m_{e}^{2}$.和(4)式一样,乘以微 扰 QCD O(a(s))的修正项后,得出可直接与实验值 对比的分宽度式,

$$\Gamma_{J/\psi \to e+\overline{e}} = \Gamma^{B}_{J/\psi \to e+\overline{e}} \left(1 - \frac{16}{3} \frac{\alpha_{s}}{\pi} \right). \quad (14)$$

4. 结果及讨论

对于 J/ ψ →G_b + γ 和 J/ ψ →e + \overline{e} 过程.图 5 和图 6 所示机制的演算结果分别由(11)和(13)式表示.进 一步作数值估算前要确定其中的各个参数.首先参 照文献中常用的取值,让粲组分和粲流夸克质量分 別为 $m_e = 1.5$ GeV $m'_e = 1.4$ GeV.和文献 10]中 一样 μ 0⁺⁺ 胶球态质量取为 $m_c = 1.5$ GeV.对于 (11)(13)式中 $D(q^2)$ 指数上的 μ 而言,第3节分析 中已指出,它至少要比(7)式由 π^{\pm} -p ρ - π p)高强软 实验拟合得到的 μ_{DL} 值大一个数量级.本文取 $\mu = 10\mu_{DL} = 11$ GeV.这种估算与文献 8]中对比 e-p 深 度非弹性散射小 x 处 $\left(x = \frac{Q^2}{2M\nu}\right)$ 估算夸克分布函 数 $\rho_{u,d}(x,Q^2)$ 和 $\rho_e(x,Q^2)$ 的差异时对粲夸克应作 出的幂次修正量相适应。

由 J/ ψ → e + ē 实验值 $\Gamma_{J/\psi \rightarrow e+\overline{e}}^{ep} \approx 5.26$ keV ,代入 (14)式得出 $\Gamma_{J/\psi \rightarrow e+\overline{e}}^{B} \approx 9.14$ keV 再代入(13)式等号 左端就得出对应(8)式(或图 5、图 6)粲组分发射非 微扰胶子 g 而蜕变为粲流夸克时的耦合常数 g_e ,

$$g_{\rm c} \approx 0.59$$
.

将 g_e 值代入(11)式等号右端.目前还没有关于胶球态的确切实验数据,一些文献推测 f_0 (1500)可能为 0⁺⁺ 胶球态,如将实验值 $\Gamma_{J\psi \to f_0(1500)+\gamma}^{exp} \approx 4.46 \times 10^{-2}$ keV^[13]代入(11)式等号左端,最终得出胶球态与非微扰胶子间的耦合常数值

$$B = 1.28 \times 10^{-4} \,\text{GeV}.$$

这比文献 10]中用微扰 QCD 估算的值 $B = 1.95 \times 10^{-3}$ GeV 要小一个数量级.作者尚未见到其他对 B 值的估算.我们倾向认为,由非微扰方法得出的 B 值可能比微扰论算出的可靠些.不过由于有关的实验知识既少又不确定,很难就此作出确切的判断.

下面将结合一些物理问题的说明进一步讨论可 能对 B 值产生影响的一些因素.综合以上各节可以 看出本文的机制是依据以下几点.

1)我们再次强调 J/↓ 的这两个衰变过程都不涉及到其他夸克强子态而只与强作用真空性质有关.
 这是能提出此机制的先决条件.当中间态或末态中出现夸克强子态时,振幅中必然会有其他 Regge 极点交换项的贡献,从而破坏了机制的有效性.

2)高强软过程实验结果、修改后的 IP 模型和相 关的最大非微扰强作用假定.这些内容是将'胶球态 只能在非微扰环境下产生"的认识具体化为图像和 程式.我们认为其中的假定和推测都具有物理依据, 因而是合理的.

3)将高强软过程中的 IP 模型的相关结论用到 只有若干 GeV 的 J/φ过程.这在计算结果的准确性上 可能有点问题,主要是将图 3 和图 4 的结论用到 J/φ 时没有计及交换 IP 振幅中实部的贡献.由色散关系 易证,当 *s* ≫ *m*²_N 时,由图 (b) 图 (b) (图 (b))得出图 (c) 图 (c))是正确的.表明 *s* 道和 *u* 道贡献之和 等于 *s* 道的虚部,即二者的实部完全对消.但当 *s* = *m*_J ≈ 10 GeV² 时,实部肯定有贡献.图 7 是文献 5] 给出的 p-p朝前(*t* = 0)散射时振幅的实部与虚部之 比随 *s* 的变化.当 *s* ≥ 400 GeV² 就可以取实部贡献 为零.但当 *s* ≈ 10 GeV² ,实部值几乎达到了虚部的 一半,因而在计算截面层次时,实部将有 20% — 30% 的贡献,将导致拟合出的 B^2 值有同样大小的不准 确性.



图 7 p-p 散射中 Re{A(s 0)}/Im{A(s 0)}的数据与由 Regge 极 点表象拟合曲线的比较

4) 轻的组分夸克与粲的组分夸克在 QCD 结构 上的差异. 如果文献 12] 中关于组分夸克结构的设 想反映的是真实情况,由于不同味道的夸克间组分 的和流的夸克质量有巨大差异,就要求(7)式指数 因子上的 μ 值在用到J/ ϕ 衰变时作大的改动.但没有 其他实验知识启发应将 μ 值改为多大本文取 $\mu =$ $10\mu_{\rm DL}$.由计算得知,*B*值是随 μ 值变动的.当 μ 变小 *B*也随之很快减少.例如取 $\mu = \mu_{\rm DL}$ 时,*B*小到只有 2 keV 左右,而当 $\mu > 10\mu_{\rm DL}$ 后并继续上升时,*B*的 增大却十分缓慢.因而本文得出的 *B* = 1.28 × 10^{-4} GeV 值接近 *B* 可取值的上限.

最后,简述一下用本文的方案所能作出的预言 及应用.

1 / 依据图 4 和 9)式 ,在文献 11]中我们讨论了 高能 h-h'弹性散射振幅中 ,*t* 道 IP 交换的贡献与相 应 (和 *u*) 道全部胶球态贡献之和等价 . 换言之 ,它 们在对能量积分后的意义上具有二元对偶关系 .

2 冲文献 14 叶,利用最大非微扰强作用反应 假说导出的顶角项(8)式,我们计算了高能 h-h'软散 射中,由于两个非微扰胶子的熔合而导致的 inclusive 胶球产生 $h + h' \rightarrow G_b + X$ 过程.

3)在 J/ψ,γ 族粒子态的衰变中,凡中间态和末 态均不涉及夸克强子态的过程,都可以照本文方法 计算相应的胶球产生过程.但这时在图 5 的 QQ_{eg} 顶 点的耦合常数 g_e 值要用类似图 6 过程作相应的换 算,这一步正对应通常求解夸克偶素束缚态波函数 时相应的能量本征值.

- [1] Close F E , Farrar G , Li Z P 1997 Phys. Rev. D 55 5749 ;Close F E 1988 Rep. Prov. Phys. 51 837
- [2] Appelquist T, Politzer H D 1975 Phys. Rev. Lett. 34 43
- [3] Berger E L , Jones D 1981 Phys. Rev. D 32 151 ;Baier R , Rukel R 1983 Z. Phys. C 19 251
- [4] Fabians N, Pancheri G 2002 Eur. Phys. J. C 25 421
- [5] Collions P D B 1977 An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics (Cambridge : Cambridge University Press)
- [6] Forshaw J R, Ross D A 1997 Quantum Chromodynamics and the Pomeron (Cambridge :Cambridge University Press)

- [7] Landshoff P V, Nachtmann O 1987 Z. Phys. C 35 405
- [8] Donnachic A, Landsheff P V 1988 Nucl. Phys. B 303 634
- [9] Bialas A , Landshoff P V 1991 Phys. Lett. B 256 540
- [10] Peng H A , Xu J S 1999 Eur. Phys. J. C 7 87
- [11] Peng H A, Duan C G, Yan Z Y 2002 High Ener. Phys. Nucl. Phys. 26 658 (in Chinese] 彭宏安、段春贵、阎占元 2002 高能 物理与核物理 26 658]
- [12] Altarelli G , Parisi G 1974 Nucl. Phys. B 69 531
- [13] Groom D E et al 2000 Eur. Phys. J. C 15 1

On the mechanism of both the radiative production of glueball and the annihilation into electron-positron pair in J/ψ decays *

Peng Hong-An¹) Duan Chun-Gui²^(B) Yan Zhan-Yuan⁴)

¹⁾(School of Physics , Peking University , Beijing 100871 , China)

² (Department of Physics ,Hebei Normal University ,Shijiazhuang 050016 ,China)

³ (Institute of High Energy Physics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100039 , China)

⁴) (Department of Physics ,North China Electric Power University ,Baoding 071003 ,China)

(Received 24 July 2003; revised manuscript received 11 November 2003)

Abstract

Based on the character in which both the intermediate and final states are intimately related with the vacuum properties of strong-interactions , we have discussed from an alternative point of view the processes of both the radiative production of glueball and the annihilation into electron-positron pair in J/ψ decays. Using the modified field theory model of pomeron in high-energy soft strong processes and the consequent hypothesis of the maximum non-perturbative strong interaction as well as the relevant changes of parameters of the model connecting with the large inner-structure difference between light and heavy constituent quarks , we proposed another mechanism for these two decay processes and calculated their partial width. The coupling constant between the glueballs and the non-perturbative gluons has been estimated.

Keywords : J/ψ decay , pomeron , non-perturbative PACC : 1240M , 1240H , 1320G

8期

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10175074), the Natural Science Foundation of Hebei Province, China (Grant No. 103143), and the Youth Foundation of North China Electric Power University, China.