

p-A 和 A-A 碰撞中重夸克 偶素的产生和吸收机制*

姚晓霞^{1,2,3} 张晓飞^{1,2} 乔从丰² 赵维勤^{1,2,1)}

1(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

2(中国高等科学技术中心 北京 100080)

3(河北师范大学物理系 石家庄 050016)

摘要 考虑了色单态和色八重态的贡献后,我们计算了固定靶情况下 J/ψ 和 ψ' 的产生截面. 并把结果用来研究 p-A 碰撞中 J/ψ 压低和 ψ'/ψ 的产额比值问题. 当 $(c\bar{c})$ -核子相互作用的截面对 $(c\bar{c})_s$ 取为 $\sigma_{\text{abs}}^s \approx 10\text{mb}$, 对 $(c\bar{c})_8$ 取为 $\sigma_{\text{abs}}^8 \approx 0\text{mb}$ 时,计算结果和实验数据符合得很好. 推广此模型,考虑同行粒子对 J/ψ 的吸收,并用它来讨论 A-A 碰撞的情况,计算结果表明,在相同的条件下,这个模型不能同时解释 S-U 和 Pb-Pb 碰撞的实验结果. 最后讨论了 S-U 和 Pb-Pb 碰撞中 QGP 形成的可能性.

关键词 J/ψ 压低 色单态 色八重态 同行粒子 QGP

1 引言

Matsui 和 Satz 在 1986 年提出,相对论重离子碰撞中的 J/ψ 产额压低可以作为夸克-胶子等离子体 (QGP) 形成与否的一个可能信号^[1]. 后来 NA38 合作组确实观测到了这种压低^[2]. 但是在不可能形成 QGP 的 p-A 碰撞中也存在 J/ψ 压低现象^[3]. 此后,有许多理论工作^[4]也指出,在强子物质中就存在 J/ψ 产额的压低,必须首先进行认真的分析. 最近 NA50 合作组公布了在 Pb-Pb 碰撞中观测的反常 J/ψ 压低^[5,6],已经有人试图用各种机制来解释这一现象,例如,退禁闭的发生,同行粒子的吸收,能量损失效应^[7-9]等. 为了正确地解释这些实验数据,必须仔细地研究 J/ψ 的产生和吸收机制.

人们原来一般用色单态模型来描述夸克偶素的形成过程. 现在已意识到,色单态模型不能对所有的产生 J/ψ 的过程提供理论的和唯象的解释,所以有必要考虑色八重态的

1998-01-16收稿

* 国家自然科学基金,河北省自然科学基金和华润博士后科学基金资助

1) 理论物理研究所客座人员

产生通道. 原则上, J/ψ 态可以在 Fock 态空间分解为

$$\begin{aligned} |J/\psi\rangle = & O(1) |c\bar{c}({}^3S_1^{(1)})\rangle + O(v) |c\bar{c}({}^3P_J^{(8)})g\rangle + O(v^2) |c\bar{c}({}^1S_0^{(8)})g\rangle \\ & + O(v^2) |c\bar{c}({}^3S_1^{(1,8)})gg\rangle + O(v^3) |c\bar{c}({}^3D_J^{(1,8)})gg\rangle + \dots, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 ${}^{2S+1}L_J^{(1,8)}$ 表示色单态和色八重态中的量子态. 上述表示在非相对论 QCD 的框架内是正确的, 每一个组分的系数依赖于重夸克的相对速度 $|v|$. $|v|$ 趋于零时, 即 c 和 \bar{c} 相对静止时, 方程 (1) 回到 J/ψ 的色单态表示, 即 $O(1) \equiv 1$.

为了解释费米实验室的 CDF 探测器观测到的数据, 考虑色八重态组分 $(c\bar{c})_8$ 的贡献是非常重要的^[16]. 进一步的研究表明 $(c\bar{c})_8$ 的贡献也对在其他探测器上观测到的夸克偶素的形成有很大影响^[11-13]. 对固定靶能量下的夸克偶素的强产生的研究^[14] 表明色八重态的贡献对于夸克偶素的产生截面是非常重要的. 加入色八重态的产生通道后, 大大减少了实验得到的夸克偶素的产生截面和理论预言的差别. 这些都表明了相对论重离子碰撞中, 必须考虑色八重态的贡献^[17]. 基于以上讨论, 我们将采用下面的物理图像描述重夸克偶素的产生. 重夸克偶素的产生可以分成两个阶段: 第一阶段是 $c\bar{c}$ 对的形成过程. 产生的 $c\bar{c}$ 对既可以是色单态 $(c\bar{c})_1$, 也可以是色八重态 $(c\bar{c})_8$. 这个过程是在瞬间发生的, 在 $c\bar{c}$ 静止系中, $c\bar{c}$ 对的形成时间是 $\tau_f \approx (2m_c)^{-1} \approx 0.07\text{fm}$. 第二步是 J/ψ 的物理态的形成. 相对而言, 这个过程需要更长的时间. 目前人们认为在强子物质中 J/ψ 的压低是由预共振吸收引起的. Satz 首先提出了预共振吸收的模型, 并用它解释核-核碰撞的实验数据, 得到了令人满意的结果^[17]. 但是, 他们认为 $(c\bar{c})$ 的预共振态只存在色八重态的组分, 没有考虑色单态组分的影响. 在这篇文章中, 将计算相应能量下到领头阶的 $(c\bar{c})_1$ 和 $(c\bar{c})_8$ 的产生截面, 并用所得的结果研究相对论重离子碰撞中重夸克偶素产额的压低.

正如大家所知, 在强子-强子碰撞中产生的初始的 $(c\bar{c})$ 几乎是类点的. 它既可以是色单态也可以是色八重态. 色八重态 $(c\bar{c})_8$ 和强子环境的相互作用远大于色单态 $(c\bar{c})_1$. 这意味着 $(c\bar{c})_8$ 被分解的时间远小于 $(c\bar{c})_1$. 基于以上情况, 本文假设 $(c\bar{c})_1$ 和 $(c\bar{c})_8$ 的核吸收截面 $\sigma_{\text{abs}}^1, \sigma_{\text{abs}}^8$ 满足 $\sigma_{\text{abs}}^1 \sim 0 \ll \sigma_{\text{abs}}^8$. 根据上面的假设, 可以很好地解释 p-A 碰撞中 J/ψ 压低和 ψ'/ψ 产额比值的实验数据. 在 A-A 碰撞中, 虽然另外考虑了同行粒子的贡献, 所得的结果仍不能同时解释 S-U 和 Pb-Pb 碰撞中 J/ψ 压低和 ψ'/ψ 产额比值的实验数据. 最后讨论了 QGP 形成的可能性.

本文分为四部分. 第二部分将描述从 p-p 碰撞中引入色八重态的方法, 并且在同时考虑色单态和色八重态的贡献后, 计算了重夸克偶素的产生截面. 第三部分介绍了 $(c\bar{c})_1$ 和 $(c\bar{c})_8$ 的预共振的核吸收模型. 然后用它来讨论 p-A 碰撞中 J/ψ 和 ψ' 的压低. 在第四部分研究了同行粒子对 J/ψ 的吸收. 最后对上述工作做了进一步的讨论.

2 重夸克偶素的产生

根据 NRQCD 的因子化形式, 在部分子层次的重夸克偶素 H 单举产生截面可以表示为

$$\sigma(ij \rightarrow H) = \sum_n \hat{\sigma}(ij \rightarrow Q\bar{Q}[n]) \langle O^H[n] \rangle. \quad (2)$$

其中, $\delta(ij \rightarrow Q\bar{Q}[n])$ 表示色, 自旋, 角动量态为 n 的 $Q\bar{Q}$ 的短距离产生. 它可以用费曼图来计算. $\langle O^H[n] \rangle$ 是 NRQCD 中四费米子算符的真空期望值^[10], 用来描述 $Q\bar{Q}$ 对强子化为夸克偶素态 H 的非微扰转化. 在方程 (2) 中, 不同态 n 对 $Q\bar{Q}$ 的贡献的重要性可以由 NRQCD 的速度标度原则来估计. 公式 (2) 的一个重要特征就是色八重态的 $Q\bar{Q}$ 对可以通过释放软胶子来产生色单态的夸克偶素态 H . 相应地, 在强子化过程

$$A + B \rightarrow H + X \quad (3)$$

中, 夸克偶素态的产生截面可以写成

$$\sigma_H = \sum_{i,j} \int_0^1 dx_1 dx_2 f_{i/A}(x_1) f_{j/B}(x_2) \sigma(ij \rightarrow H), \quad (4)$$

其中部分子的散射截面与部分子的分布函数 $f_{i/A}$ 和 $f_{j/B}$ 卷积后, 再对参加碰撞的强子中所有的部分子求和.

取 α_s 的领头阶和 leading twist, 色单态的 $Q\bar{Q}$ 的 $^{2S+1}L_J$ 态产生的子过程是,

$$gg \rightarrow ^1S_0, ^3P_{0,2}, \quad (5)$$

$$gg \rightarrow ^3S_1 + g, ^3P_1 + g, \quad (6)$$

$$gq \rightarrow ^3P_1 + q, \quad (7)$$

$$q\bar{q} \rightarrow ^3P_1 + g. \quad (8)$$

以上过程的相应公式可以在参考文献 [14] 和 [15] 中找到. 另外, 辐射衰变 $\chi_{1,2} \rightarrow J/\psi + \gamma$ 到 J/ψ 的分支比很大, $\psi' \rightarrow J/\psi$ 的衰变也很重要, 所以当计算固定靶的 J/ψ 产生截面时, 也包括了这些贡献.

为了计算重夸克偶素的产生截面, 在 NRQCD 的因子化中有两重展开: 短距离产生振幅按强耦合常数 α_s 微扰展开, 而非微扰的长距离强子化振幅按重夸克偶素中重夸克的相对速度进行展开. 到微扰展开的领头阶和速度展开的次领头阶, 经过色八重态中间态的 leading twist J/ψ 产生子过程包括

$$q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}[\underline{8}, ^3S_1] \rightarrow J/\psi + X, \quad (9)$$

$$gg \rightarrow c\bar{c}[\underline{8}, ^1S_0] \rightarrow J/\psi + X, \quad (10)$$

$$gg \rightarrow c\bar{c}[\underline{8}, ^3P_J] \rightarrow J/\psi + X, \quad (11)$$

$$q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}[\underline{8}, ^3P_J] \rightarrow \chi_J + X \rightarrow J/\psi + \gamma + X. \quad (12)$$

以上过程的产生截面正比于 NRQCD 的矩阵元

$$\langle 0 | O_8^{J/\psi}(^3S_1) | 0 \rangle \sim m_c^3 v^7, \quad (13)$$

$$\langle 0 | O_8^{J/\psi}(^1S_0) | 0 \rangle \sim m_c^3 v^7, \quad (14)$$

$$\langle 0 | O_8^{J/\psi}({}^3P_J) | 0 \rangle \sim m_c^3 v^7, \quad (15)$$

$$\langle 0 | O_8^{XJ}({}^3S_1) | 0 \rangle \sim m_c^3 v^5. \quad (16)$$

以上色八重态矩阵元的 v^2 阶数都高于领头阶的色单态矩阵元. 但是, 这些矩阵元的短距离过程的 α_s 阶数则低于色单态过程. 因此, 为了符合固定靶的实验数据, 色八重态的贡献是不能忽略的.

九重夸克偶素态的辐射衰变对 ψ' 的产生截面没有贡献. 用 $\sigma(\psi')$ 代替 $\sigma(J/\psi)_{\text{dir}}$ (直接的 J/ψ 的产生截面) 就可以得到 ψ' 的矩阵元.

计算截面前, 需要先确定计算中的参数. $\langle 0 | O_8^{J/\psi(\psi')}({}^3S_1) | 0 \rangle$ 的值可以通过符合 CDF 合作组在大 p_T 的实验数据来确定. 自旋对称关系可以减少独立矩阵元的数目, 取到 v^2 阶, 可得到如下关系:

$$\langle 0 | O_1^{XJ}({}^3P_J) | 0 \rangle = (2J+1) \langle 0 | O_1^{X0}({}^3P_0) | 0 \rangle, \quad (17)$$

$$\langle 0 | O_8^{J/\psi}({}^3P_J) | 0 \rangle = (2J+1) \langle 0 | O_8^{J/\psi}({}^3P_0) | 0 \rangle, \quad (18)$$

$$\langle 0 | O_8^{XJ}({}^3S_1) | 0 \rangle = (2J+1) \langle 0 | O_1^{X0}({}^3S_1) | 0 \rangle. \quad (19)$$

由此, 矩阵元 $\langle 0 | O_8^H({}^1S_0) | 0 \rangle$ 和 $\langle 0 | O_8^H({}^1P_0) | 0 \rangle$ 对 J/ψ 和 ψ' 的产生截面的贡献为以下组合

$$\Delta_8(H) \equiv \langle 0 | O_8^H({}^1S_0) | 0 \rangle + \frac{7}{m_Q^2} \langle 0 | O_8^H({}^3P_0) | 0 \rangle. \quad (20)$$

到 v^2 阶的色单态产生的矩阵元由原点的径向波函数及它们的导数来确定:

$$\langle 0 | O_1^H({}^3S_1) | 0 \rangle = \frac{9}{2\pi} |R(0)|^2, \quad \langle 0 | O_1^H({}^3P_0) | 0 \rangle = \frac{9}{2\pi} |R'(0)|^2. \quad (21)$$

它们可以由势模型或夸克偶素的轻子衰变决定.

用到的参数值分别是^[14],

$$\langle 0 | O_1^{J/\psi}({}^3S_1) | 0 \rangle = 1.16 \text{GeV}^3, \quad \langle 0 | O_8^{J/\psi}({}^3S_1) | 0 \rangle = 6.6 \times 10^{-3} \text{GeV}^3, \quad (22)$$

$$\langle 0 | O_1^{\psi'}({}^3S_1) | 0 \rangle = 0.76 \text{GeV}^3, \quad \langle 0 | O_8^{\psi'}({}^3S_1) | 0 \rangle = 4.6 \times 10^{-3} \text{GeV}^3, \quad (23)$$

$$\langle 0 | O_1^{X0}({}^3P_0) | 0 \rangle / m_c^2 = 4.4 \times 10^{-2} \text{GeV}^3,$$

$$\langle 0 | O_8^{X0}({}^3S_1) | 0 \rangle = 3.2 \times 10^{-3} \text{GeV}^3, \quad (24)$$

$$\Delta_8(J/\psi) = 3.0 \times 10^{-2} \text{GeV}^3, \quad \Delta_8(\psi') = 5.2 \times 10^{-3} \text{GeV}^3. \quad (25)$$

质子的部分子分布函数用 Glück-Reya-Vogt (GRV) 领头阶 (LO)^[18] 的参数化形式. c 夸克的质量取为 $m_c = 1.5 \text{GeV}$, 强耦合常数 $\alpha_s \approx 0.26$. 在不同能量下的色单态和色八重态的积分截面的结果列在表 1 中.

基于对夸克偶素产生的理解, 假设色单态和色八重态在相对论重离子碰撞的初级阶段产生, 然后在不同环境中演化.

表1 (c \bar{c})色单态和色八重态产生过程的积分截面

	$E=450\text{GeV}$	$E=200\text{GeV}$	$E=158\text{GeV}$
σ_1	49.64nb	24.56nb	19.54nb
σ_8	95.66nb	55.48nb	45.94nb
σ'_1	7.76nb	3.72nb	2.86nb
σ'_8	20.04nb	12.11nb	11.06nb

3 在 p-A 碰撞中的预共振吸收

一般认为,在 p-A 碰撞中产生的 J / ψ 的存活几率可表示为,

$$S_A = \frac{1}{A} \frac{\sigma_{pA}}{\sigma_{pp}} = \int d^2bdz\rho_A(b,z)\exp\left\{- (A-1) \int_z^\infty dz' \rho_A(b,z')\sigma_{\text{abs}}\right\} = \exp(-L_A\rho_0\sigma_{\text{abs}}), \quad (26)$$

其中 σ_{pp} , σ_{pA} 分别是质子-质子碰撞,质子-核碰撞中 J / ψ 的产生截面, ρ_A 是核内单核子密度分布. L 是产生的 J / ψ 的轨迹的有效长度,它可以被表示为^[19],

$$L = \frac{3}{4} \frac{A-1}{A} r_0 A^{1/3}, \quad \text{对重核而言}, \quad (27)$$

$$L = \frac{1}{2} \frac{A-1}{A} r_0 A^{1/3} \frac{r_0^2}{r'^2_0}, \quad \text{对轻核而言}, \quad (28)$$

其中 $\rho_0 = 0.14\text{fm}^{-3}$, $r_0 = 1.2\text{fm}$, $r'_0 = 1.05\text{fm}$.

因为 $c\bar{c}$ 对是在瞬间产生的,而物理态 J / ψ 或 ψ' 的形成需要一个更长的时间,所以人们普遍认为在 p-A 碰撞中 J / ψ 或 ψ' 的压低是由于对预共振态 $c\bar{c}$ 对的吸收引起的. 正如前面的讨论, $(c\bar{c})$ 对包括 $(c\bar{c})_1$ 对和 $(c\bar{c})_8$ 对. 和色单态相比,色八重态和胶子的相互作用要强得多,因此会更快地被分解为 D 和 \bar{D} . 所以色单态和色八重态 $(c\bar{c})$ 对与核子的吸收截面是不同的. 考虑到以上情况, (26) 式重新写为,

$$S_A = \frac{1}{A} \frac{\sigma_{pA}}{\sigma_{pp}} = f_1 \int d^2bdz\rho_A(b,z)\exp\left\{- (A-1) \int_z^\infty dz' \rho_A(b,z')\sigma_{\text{abs}}^1\right\} + f_8 \int d^2bdz\rho_A(b,z)\exp\left\{- (A-1) \int_z^\infty dz' \rho_A(b,z')\sigma_{\text{abs}}^8\right\}, \quad (29)$$

其中 f_1 , f_8 分别是 $(c\bar{c})_1$, $(c\bar{c})_8$ 所占的份额. σ_{abs}^1 , σ_{abs}^8 分别是 $(c\bar{c})_1$ -核子, $(c\bar{c})_8$ -核子的吸收截面.

(29) 式中有两个参数, σ_{abs}^1 和 σ_{abs}^8 . 因为产生的 $(c\bar{c})_1$ 是色单态,并且几乎是类点的,所

以 σ_{abs}^1 非常小, 因此取 $\sigma_{\text{abs}}^1 = 0$. 在我们的模型中 σ_{abs}^8 是可调参数, 根据实验数据来确定它. 从图 1 可以看到, 当 $\sigma_{\text{abs}}^8 = 10\text{mb}$ 时计算结果和 p-A 碰撞的实验数据符合很好.

下面来讨论 p-A 碰撞中 ψ' / ψ 的值. 因为在 p-A 碰撞中 J / ψ 和 ψ' 的压低被认为是对预共振态的吸收, 所以在 p-A 碰撞中对 J / ψ 和 ψ' 压低的考虑没有区别. 它们的色单态与色八重态分量有相同的核子吸收截面 σ_{abs}^1 和 σ_{abs}^8 , 但是, 它们的产生截面不相同. p-A 碰撞中 ψ' / ψ 的产额比值可以表示为

$$R_A = \frac{B(\psi' \rightarrow \mu^+ \mu^-) \sigma_{\text{p-A} \rightarrow \psi'}}{B(\text{J} / \psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) \sigma_{\text{p-A} \rightarrow \text{J} / \psi}} = \frac{B(\psi' \rightarrow \mu^+ \mu^-) [\sigma_1' \exp(-L_A \rho_0 \sigma_{\text{abs}}^1) + \sigma_8' \exp(-L_A \rho_0 \sigma_{\text{abs}}^8)]}{B(\text{J} / \psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) [\sigma_1 \exp(-L_A \rho_0 \sigma_{\text{abs}}^1) + \sigma_8 \exp(-L_A \rho_0 \sigma_{\text{abs}}^8)]}, \quad (30)$$

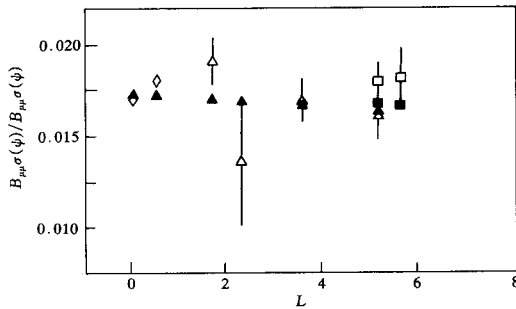


图 2 ψ' / ψ 产额比值

\triangle 450GeV p-Cu p-W p-Al p-C; \square 200GeV p-W p-U;
 \diamond 450GeV p-Hz p-Dz; \blacktriangle 450GeV 本文结果; \blacksquare 200GeV
 本文结果.

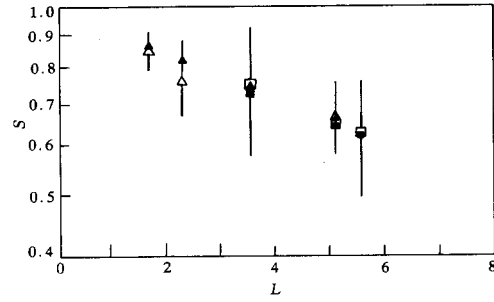


图 1 J / ψ 的存活几率

\triangle 450GeV p-Cu p-W p-Al p-C; \blacktriangle 450GeV 本文结果;
 \square 200GeV p-Cu p-W p-U; \blacksquare 200GeV 本文结果.

其中 B 是相应的分支比, σ_1, σ_8 是 p-p 碰撞中色单态和色八重态的 J / ψ 的产生截面. σ_1', σ_8' 是 p-p 碰撞中色单态和色八重态的 ψ' 的产生截面.

采用图 1 中同样的参数, 用 (30) 式计算了 ψ' / ψ 的值. 计算结果如图 2 所示. 从图中可以看到, 模型计算的 ψ' / ψ 的值和碰撞过程的质心系能量基本上是无关系的, 并且和实验数据符合很好. 这一结果说明, 把色单态和色八重态的贡献都包含进来并不引起 ψ' / ψ 的产额比值的 A 依赖性.

4 A-A 碰撞中同行粒子的吸收机制

在 A-A 碰撞中, 除了核子对 ($c\bar{c}$) 的吸收外, 当碰撞产生的次级粒子和重夸克偶素一起飞行时, 它们也会发生相互作用. 由于同行粒子对 J / ψ 的吸收, 相应的 J / ψ 的存活几率可表示为,

$$S^{\text{co}} = \exp \left\{ - \int d\tau \sigma_{\text{co}} n_{\text{co}}(\tau, b) \right\}, \quad (31)$$

其中 σ_{co} 是 J / ψ 同行粒子的吸收截面, $n_{\text{co}}(\tau, b)$ 是在时间 τ , 碰撞参数为 b 时同行粒子的密

度. J/ψ 和同行粒子的相对速度包含在吸收截面的定义中.

假设同行粒子的分布纵向均匀膨胀, 对 τ 积分后, (31) 式可以表示成

$$S^{\text{co}} = \exp\left\{-\sigma_{\text{co}} n_0 \tau_0 \ln \frac{n_0}{n_f}\right\}, \quad (32)$$

或

$$S^{\text{co}} = \exp\left\{-\sigma_{\text{co}} n_0 \tau_0 \ln \frac{\tau_\psi}{\tau_0}\right\}, \quad (33)$$

其中 τ_0 是同行粒子产生的时间, τ_ψ 是同行粒子和 J/ψ 待在一起的时间. n_0 和 n_f 分别是初始时刻和系统中的粒子停止碰撞时同行粒子的密度. 当 τ_ψ 小于同行粒子的存活时间 t_ψ 时, 用 (33) 式来描述同行粒子的存活几率. 否则, 用 (32) 式来表示同行粒子的存活几率. 对于 ψ' 而言, 其存活几率的表达式和 J/ψ 是类似的. 不同之处仅在于用 σ'_{co} 代替 σ_{co} (σ'_{co} 是 ψ' -同行粒子的吸收截面). 因为 ψ' 的质量更接近产生 $D\bar{D}$ 的阈值, 大约只需要 50 MeV 的能量 ψ' 就会被分解. 而对于 J/ψ , 则需要 650 MeV 的能量才能超过 $D\bar{D}$ 的阈值. 所以 σ'_{co} 应远远大于 σ_{co} .

考虑了 $(c\bar{c})$ -核子和 J/ψ -同行粒子的相互作用后, A-B 碰撞中 J/ψ 的存活几率可表示为

$$S = S^{\text{co}} \times S^{\text{nuc}}, \quad (34)$$

其中 S^{nuc} 是考虑了 $(c\bar{c})$ -核子的相互作用后, 在 A-B 碰撞中 J/ψ 的存活几率. 它的形式和 (29) 式类似, 可以被表示成

$$S^{\text{nuc}} = f_1 \exp(- (L_A + L_B) \rho_0 \sigma_{\text{abs}}^1) + f_8 \exp(- (L_A + L_B) \rho_0 \sigma_{\text{abs}}^8), \quad (35)$$

其中 L_A, L_B 分别是 J/ψ 在 A 核和 B 核中轨迹的有效长度.

从上面的公式中可以看到, 在同行粒子对 J/ψ 的吸收模型中存在一些参数. (32) 式的参数分别是: $n_0, \sigma_{\text{co}}, \tau_0, n_f$. 在 (33) 式中的参数是: $n_0, \sigma_{\text{co}}, \tau_0, \tau_\psi$. 首先讨论不同横能区间的情况, 分析参数对横能的依赖性. 在这篇文章中, 调整这些参数的原则是: 这些参数在 S-U 和 Pb-Pb 碰撞中是一致的. 根据 Bjorken 的假设^[20], 在一个特定的时空点的同行粒子的密度和横能有关, 可以被表示成

$$n_0 \sim \frac{E_T}{\Delta V} \sim \frac{E_T}{S(b) \Delta y \tau_0}, \quad (36)$$

其中 ΔV 是相应的体积, $S(b)$ 表示两个核的重叠区域. Δy 指在中心快度区域的相应的快度区间. 在 S-U 碰撞中 $\Delta y = 2.4$, 在 Pb-Pb 碰撞中 $\Delta y = 1.2$.

根据 (36) 式, 考虑碰撞的几何图像, 在 S-U 和 Pb-Pb 碰撞中, 同行粒子密度的 E_T 依赖性可以被统一地描述. 下面将用 (34) 式和 (32) 式来符合 S-U 和 Pb-Pb 碰撞中的实验数据. 在 A-B 碰撞中, $(c\bar{c})$ -核子的吸收截面 σ_{abs}^1 和 σ_{abs}^8 和符合 p-A 碰撞中实验数据所得的 σ_{abs}^1 和 σ_{abs}^8 是一致的. 我们认为在 S-U 碰撞中的第一个横能区间中同行粒子的密度是可调参数. 调整 $n_0, n_f, \sigma_{\text{co}}$ 来符合 S-U 碰撞中的 J/ψ 压低. 然后选取 σ'_{co} 来符合 S-U 和 Pb-Pb 碰撞中 ψ'/ψ 的实验数据. 所计算的 S-U 和 Pb-Pb 碰撞中的结果如图 3 和图 4 所

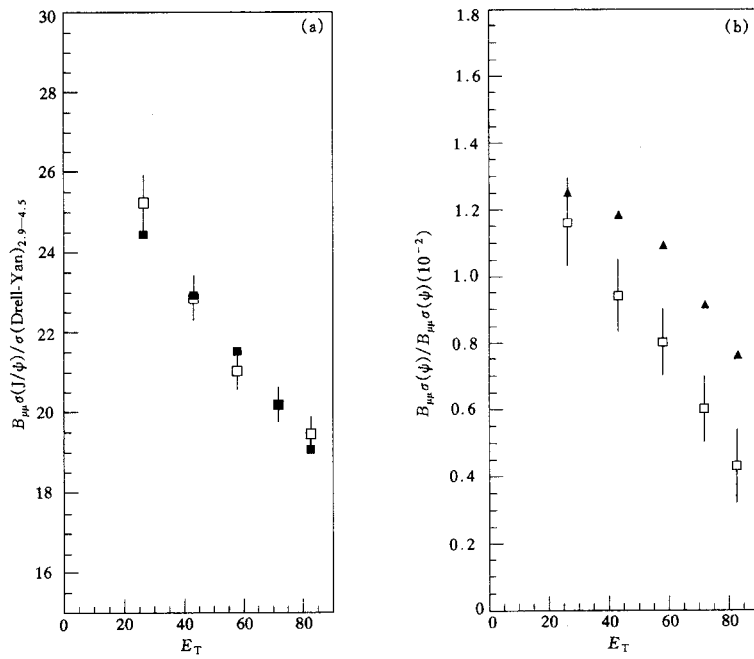


图 3 (a)S-U碰撞中 J / ψ 和 DY 的比值和横能 E_T 的关系; (b)在 S-U碰撞中 ψ' / ψ 产额比值和 E_T 的关系

□ 200GeV S-U; ■ 本文结果; ▲ 本文结果.

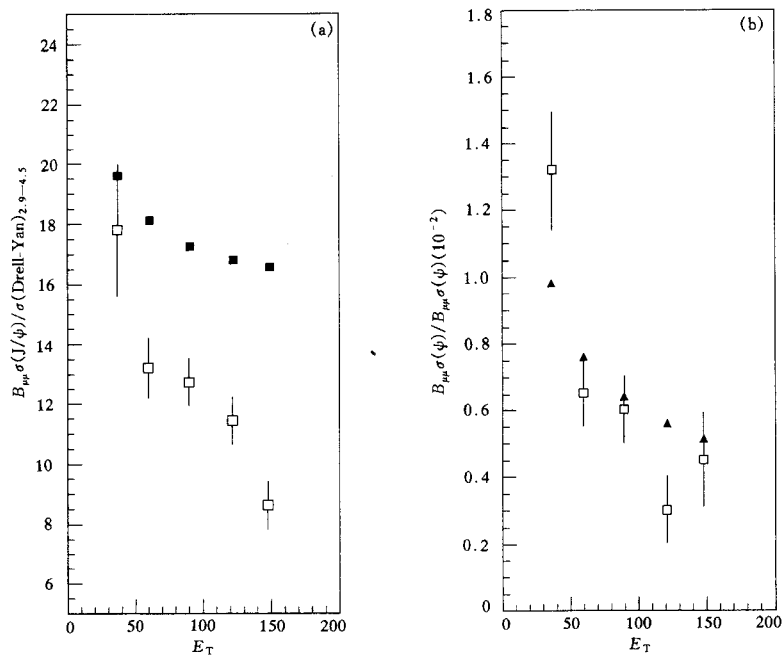


图4 Pb-Pb碰撞的结果

□ 158GeV Pb-Pb; ■ 本文结果; ▲ 本文结果.

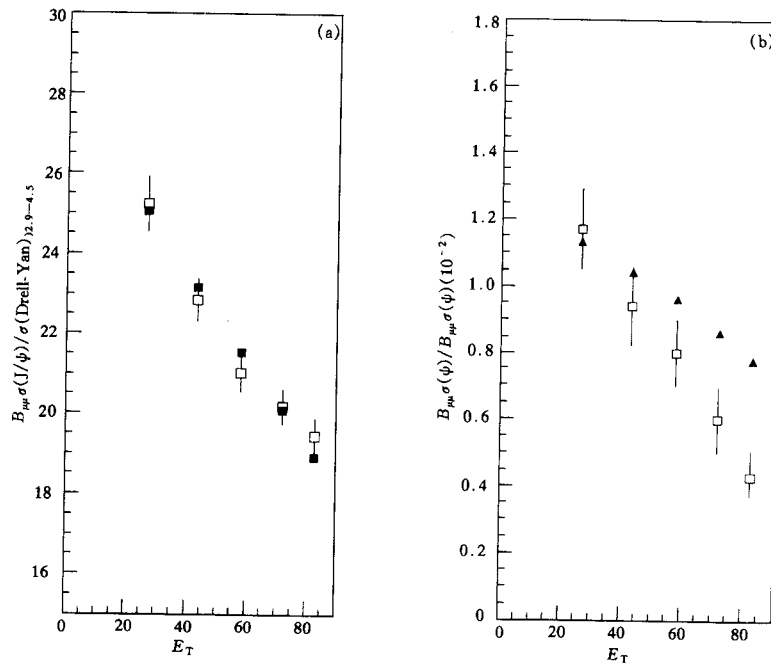


图 5 (a)S-U 碰撞中 J/ψ 和 DY 的比值和横能 E_T 的关系; (b) 在 S-U 碰撞中 ψ'/ψ 产额比值和 E_T 的关系
 □ 200GeV S-U; ■ 本文结果; ▲ 本文结果.

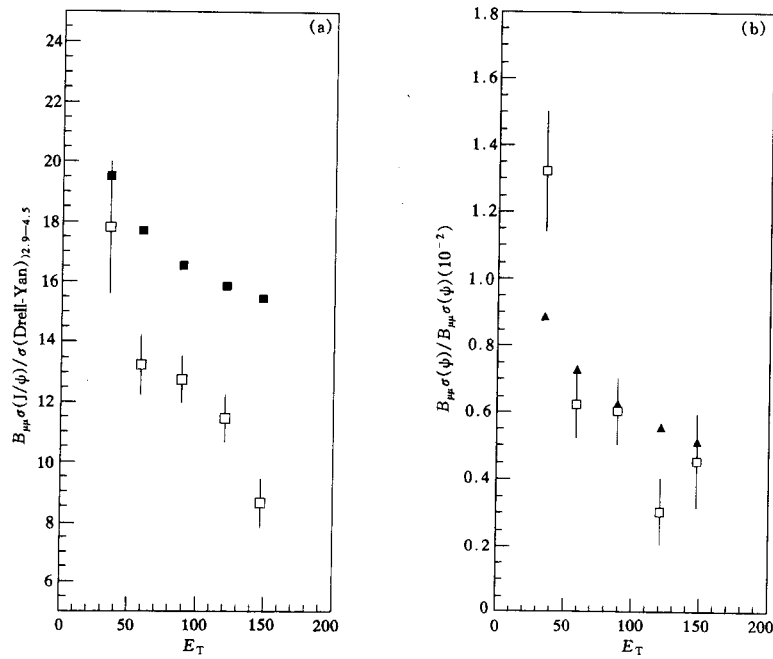


图 6 Pb-Pb 碰撞的结果

□ 158GeV Pb-Pb; ■ 本文结果; ▲ 本文结果.

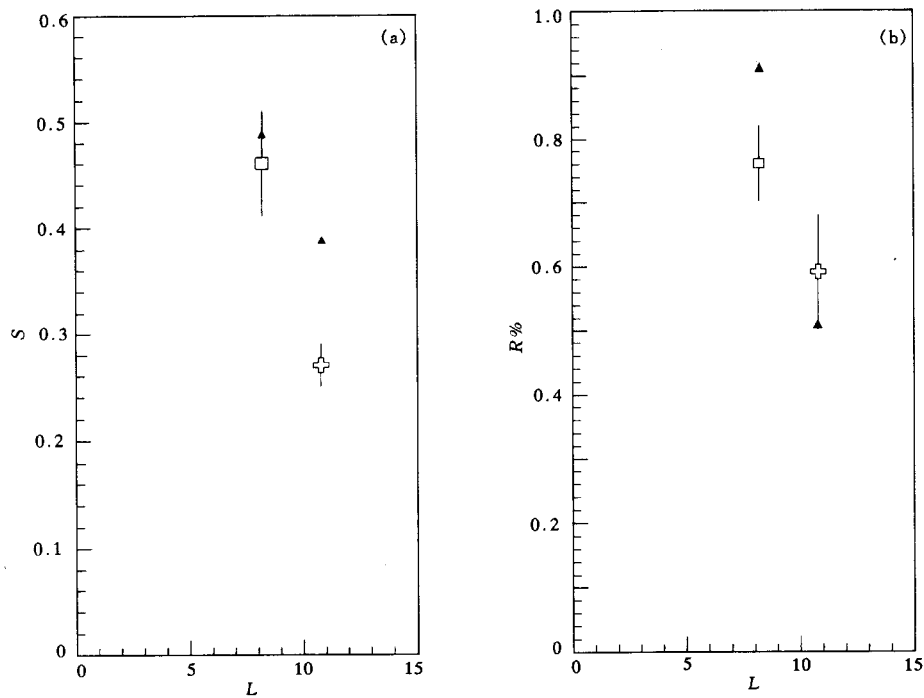


图7 对无偏数据的计算结果

□ S-U数据; ○ Pb-Pb数据; ▲ 本文结果.

示. 其中所用的参数是 $n_0^1 = 0.2\text{fm}^{-3}$, $\sigma_{\text{co}} = 3\text{mb}$, $\sigma'_{\text{co}} = 23\text{mb}$, 和 $n_f = 0.1\text{fm}^{-3}$.

当 $\tau_\psi < t_\psi$ 时, 用 (33) 式来描述同行粒子的吸收. 假定 τ_ψ 正比于两个核横向重叠区域的均方根,

$$\tau_\psi \sim \sqrt{S(b)}. \quad (37)$$

当参数 $n_0^1 = 0.2\text{fm}^{-3}$, $\sigma_{\text{co}} = 3\text{mb}$, $\sigma'_{\text{co}} = 13\text{mb}$, $\tau_\psi^1 = 6.5\text{fm}$ (τ_ψ 是符合 S-U 碰撞的第一个横能区间的结果得到的), 根据公式 (36), (37), (33) 和 (34) 计算的结果如图 5 和图 6 所示.

从图 3—6 中可以看到, 考虑了同行粒子的吸收后, 表示 ψ' 和 J/ψ 存活几率的两个表达式 (32) 和 (33) 均不能自洽地解释 S-U 和 Pb-Pb 碰撞中 ψ' 和 J/ψ 的压低. 从图 3(a) 可以看到, 根据所选取的参数, 利用 (32) 式计算的结果可以很好地解释 S-U 碰撞中 J/ψ 的压低. 但是由图 3(b) 可知, 用相同的参数却不能符合 S-U 碰撞中 ψ'/ψ 的值. 计算结果显示, S-U 碰撞中从第二个横能区间开始有反常的 ψ' 压低. 图 4(a) 中的计算结果显示可以解释 S-U 碰撞中 J/ψ 压低的同行粒子的吸收机制却无法解释 Pb-Pb 碰撞中 J/ψ 的压低. Pb-Pb 碰撞中从第二个横能区间开始具有反常的 J/ψ 压低. 这些都预示着反常的 ψ' 压低从 S-U 的碰撞中已经开始了, 虽然此时的能量密度低于 Pb-Pb 碰撞中反常 J/ψ 压低的能量密度. 这一现象似乎显示, 如果 QGP 已经形成了, 在 QGP 中 J/ψ 被分解的能量密度高于 ψ' 被分解的能量密度^[21]. 从图 4(b) 中还发现用相同的同行粒子的吸收参数可以符合 Pb-Pb 碰撞中 ψ'/ψ 的值. 这可能是由于在 Pb-Pb 碰撞中反常的 J/ψ 和 ψ' 的压低在 ψ'/ψ 产额比值的数据中互相抵销造成的. 图 5 和图 6 是用 (33) 式计算同行粒子吸收

得到的结果,它们与图 3 和图 4 类似.

下面来讨论无偏 (minimum biased) 的数据. 此时所用的参数和图 3, 4 中所用的相同. 在 S-U 和 Pb-Pb 碰撞中同行粒子的密度分别是 $\bar{n}_{\text{SU}} = 0.28$ 和 $\bar{n}_{\text{Pb}} = 0.4$. 把用 (34) 式和 (32) 式得到的无偏数据的计算结果标在图 7 中. 从图中可以看到, 根据上面的参数, 利用 (32) 式的同行粒子的吸收机制, 计算结果可以很好地解释 S-U 碰撞中 J/ψ 的压低. 但是它却不能解释 S-U 碰撞中 ψ' 的压低和 Pb-Pb 碰撞中 J/ψ 的压低. 不过计算的结果却能符合 Pb-Pb 碰撞中 ψ'/ψ 的值, 这些结果与分横能区间时的结果是一致的. 用 (34) 式和 (33) 式计算无偏数据所得的结果和图 7 类似.

5 结果和讨论

本文在考虑了色单态的和色八重态的贡献后, 计算了 J/ψ 和 ψ' 的产生截面, 并推广了重夸克偶素的预共振吸收模型. 用这个模型, 可以很好地解释 p-A 碰撞中 J/ψ 和 ψ' 的压低的实验数据. 根据上面的计算, 又引入同行粒子的吸收机制, 讨论了 A-A 碰撞的结果. 发现这个机制不能自洽地解释 S-U 和 Pb-Pb 碰撞中 J/ψ 和 ψ'/ψ 的值. 这说明了重夸克偶素的压低也许还存在其它的原因.

这种情况和目前讨论的奇异粒子产生的情况是类似的. 为了解释奇异粒子产额的增加, 需要考虑在激发的核子态之间的集体效应, 例如, RQMD 模型中的“colour ropes”^[22], VENUS 模型中的多夸克集团 (multi-quark clusters)^[23], LUCIAE 模型中的“firecracker”^[24] 等. 有人已经根据奇异粒子的这些反常行为讨论了在 CERN 的 SPS 能量 QCP 形成的可能性^[25]. 到目前为止, 还没有一个严格的方法来区分这些集体行为和 QGP 的形成.

现在根据上面的讨论来考虑 QCP 形成的可能性. 在 QGP 中色禁闭的解除导致了重夸克偶素的碎裂. 因为 ψ' 的半径远大于 J/ψ 的半径, 一旦形成了 QGP, ψ' 被分解的临界温度 T_c' 将低于 J/ψ 被分解的临界温度 T_c ^[21], 因此 ψ' 的碎裂将早于 ψ . 由上面的讨论可知, 图 3 (b) 和图 5 (b) 中的计算结果说明了在 S-U 碰撞中, 从第二个横能区间 (或第三个横能区间) 开始有反常的 ψ' 压低, 这也许预示着 QGP 在 S-U 碰撞中已经形成. 图 4 (a) 和图 6 (a) 显示反常的 J/ψ 压低开始于 Pb-Pb 碰撞的第二个横能区间. 这是因为 J/ψ 的碎裂需要一个更高的临界温度. 在 Pb-Pb 碰撞中当 J/ψ 的产生由于 Debye 屏蔽效应开始受到压低时, ψ' 的产生早已因为 Debye 屏蔽效应被压低. 因此在 Pb-Pb 碰撞中, QGP 相引起的这两个反常的压在 ψ'/ψ 的产额比值中也许可以互相抵销. 看起来就好象 Pb-Pb 碰撞中 ψ'/ψ 的值可以由同行粒子的吸收机制来解释一样. 但实际上, 无论 J/ψ 的反常压低还是 ψ' 的反常压低都不能利用同行粒子的吸收机制来解释. 图 4 (b) 和图 6 (b) 的结果和上面描述的 QGP 中 J/ψ 和 ψ' 的压低情况是一致的.

虽然我们讨论了在 S-U 和 Pb-Pb 碰撞中 QCP 形成的可能性, 并且在解释奇异粒子产额增加时也需要引入集体效应, 但是要最终判断在 S-U 和 Pb-Pb 碰撞中 QGP 是否形成, 尚需要进一步的数据和理论分析.

参 考 文 献

- 1 Matsui T, Satz H. Phys. Lett., 1986, **B178**:416; Matsui T. Z. Phys., 1988, **C38**:245
- 2 NA38 Collaboration. Z. Phys., 1988, **C38**: 17; Phys. Lett., 1988, **B220**:471; Phys. Lett., 1991, **B255**:255; Nucl. Phys., 1992, **A544**:209c
- 3 Morel C et al. Phys. Lett., 1990, **B252**:505; Aldel D M et al. Phys. Rev. Lett., 1991, **66**:133
- 4 Cappella A, Merino C, Tran Thanh Van J. Phys. Lett., 1990, **B243**:243; Koch P, Heinz U, Pisut J. Phys. Lett., 1990, **B243**: 149; Gao S et al. Phys. Rev., 1997, **C55**:828
- 5 Gonin M et al (NA50 Collaboration). Report at Quark Matter 1996, Heidelberg, Germany
- 6 Fleuret F (NA50 Collaboration). In: Proceedings of the 32nd Rencontres de Moriond, QCD and High Energy Hadronic Interactions, France: Les Arcs, 1997
- 7 Blaizot J P, Ollitrault J Y. Phys. Rev. Lett., 1996, **77**:1703
- 8 Gavin S, Vogt R. Phys. Rev. Lett., 1997, **78**:1006
- 9 Tai A, Chao W Q, Yao X X. hep-ph/9701207
- 10 Bodwin G T, Braaten B, Lepage G P. Phys. Rev., 1995, **D51**:1125
- 11 Cho P, Leibovich A K. Phys. Rev., 1996, **D53**:150; Cho P, Leibovich A K. Phys. Rev., 1996, **D53**:6023
- 12 Ko P, Lee J, Song H S. Phys. Rev., 1996, **D54**:4312; Cacciari M, Krammer M. Phys. Rev. Lett, 1996, **76**: 4128; Kim P, Lee J, Song H S. Phys. Rev., 1997, **D55**:5429
- 13 Braaten E, Chen Y Q. Phys. Rev. Lett., 1996, **76**:730; Cheung K, Keung W Y, Yuan T C. Phys. Rev. Lett., 1996, **76**:877; Yuan F, Qiao C F, Chao K T. Phys. Rev., 1997, **D56**:321
- 14 Beneke M, Rothstein T Z. Phys. Rev., 1996, **D54**:2005; Gupta S, Sridhar K. Phys. Rev., 1996, **D54**:5545
- 15 Schuler G A. CERN-TH/7170(1994), hep-ph/9403387, to appear in Phys. Rep.
- 16 Braaten E, Fleming S. Phys. Rev. Lett., 1995, **74**:3327
- 17 Kharzeev D, Satz H. Phys. Lett., 1996, **B366**:316; Kharzeev D, Lourenco C, Nardi M, Satz H. hep-ph/9612217
- 18 Glück M, Reya E, Vogt A. Z. Phys., 1992, **C53**:651
- 19 Wong C Y. Introduction to High-Energy Heavy-Ion collision, Singapore: World Scientific, 1994, 368
- 20 Bjorken J D. Phys. Rev., 1980, **D27**:140
- 21 Karsch F, Mehr M T, Satz H. Z. Phys., 1988, **C37**:617
- 22 Sorge H. Phys. Rev., 1995, **C52**:3291; Z. Phys., 1995, **C67**:479
- 23 Werner K. Phys. Rep., 1993, **232**:87
- 24 Andersson B, Tai A, Sa B H. Z. Phys., 1996, **C70**:499; Tai A, Sa B H. Phys. Rev. C, in press
- 25 Gazdzicki M, Rohich D. Z. Phys., 1995, **C64**:215

Charmonium Production and Absorption in p-A and A-A Collision*

Yao Xiaoxia^{1,2,3} Zhang Xiaofei^{1,2} Qiao Congfeng² Zhao Weiqin^{1,2,1)}

1(*Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039*)

2(*CCAST (World Laboratory), Beijing 100080*)

3(*Department of Physics, Hebei Teacher's University, Shijiazhuang 050016*)

Abstract J/ψ and ψ' production cross sections in fixed-target experiment is calculated, considering the contributions from both color-singlet and color-octet mechanisms. The results are applied to the investigations of the J/ψ suppression and the ψ'/ψ ratio problems in p-A collisions. The results agree with the experimental data as the $(c\bar{c})$ -nucleon absorption cross sections $\sigma_{\text{abs}}^8 \approx 10\text{mb}$ for $(c\bar{c})_8$ and $\sigma_{\text{abs}}^1 \approx 0\text{mb}$ for $(c\bar{c})_1$. The model is further used to investigate A-A collisions when comover absorption mechanism is also considered. It is found that the observed experiment data of J/ψ and ψ'/ψ ratio in S-U collisions and Pb-Pb collisions can not be explained consistently within this model. The possibility of QGP formation in S-U and Pb-Pb collisions is also discussed.

Key words J/ψ suppression, color singlet, color octet, comover, QGP

Received 16 January 1998

* Supported by the National Natural Science Foundation of China, Hebei Natural Science Foundation and the Hua Run Postdoctoral Science Foundation of China

1) guest professor of Institute of Theoretical Physics, Academia Sinica, P. R. China