

文章编号: 1007-4627(2012)01-0001-13

# 相对论重离子碰撞中的重味产生

刘云朋, 庄鹏飞

(清华大学物理系, 北京 100084)

**摘要:** 重味粒子是新的物质形态——夸克胶子等离子体的敏感探针。利用相对论流体力学描述夸克胶子等离子体的时空演化, 采用输运方程模拟重味粒子在夸克胶子等离子体中的运动, 既考虑重味粒子的热胶子离解, 也通过细致平衡原理包含重味粒子在热密媒质中的重产生。正是由于离解与重产生之间的竞争以及竞争对于碰撞能量、横动量和快度的依赖性, 自然解释了在 RHIC 能区的  $J/\psi$  疑难, 预言了在 LHC 能区由于重产生取得主导地位,  $J/\psi$  的核修正因子在中心和半中心碰撞中将随着参与反应核子数的增大而升高, 同时其平均横动量会受到强烈的压低。

**关键词:** 离子碰撞; QCD 相变; 重味压低

**中图分类号:** O571.6      **文献标志码:** A

## 1 相对论重离子碰撞与 $J/\psi$ 压低

色禁闭是量子色动力学 (Quantum Chromo Dynamics, 简称 QCD) 的一个基本属性, 也是当今物理学悬而未决的重要问题。研究禁闭的一个自然方法是试图打破这种禁闭。一种可能是让被禁闭的粒子获得足够高的能量而摆脱彼此的束缚, 已被证明是不可行的, 另一种是加大粒子数的密度, 使禁闭的界限消失。根据格点 QCD 的模拟结果<sup>[1-2]</sup>, 当核物质的重子数密度为零, 而温度达到  $T_c \approx 150 \sim 200$  MeV 时, 体系的基本自由度将由强子转变为部分子, 即夸克和胶子, 所形成的新的物质形态被称为夸克胶子等离子体 (Quark Gluon Plasma, 简称 QGP)。在地球上实现这样高温度的唯一方式是相对论重离子碰撞。低温度高密度的夸克物质可能存在于致密天体中, 这种情况不在本文的讨论范围内, 有兴趣的读者可参考文献[3]。相对论重离子碰撞的优点是可以进行大量的实验, 能够人为控制实验条件, 例如碰撞能量等, 又有大量的粒子产生, 可以获得丰富的实验结果。然而它所形成的火球只存在于以 10 fm 为特征尺度的空间区域内和以 10 fm/c 为特征尺度的时间里, 无法直接观测, 只能从未态不带色的粒子来推断 QGP 的存在及其性质。

Matsui 和 Satz 早在 1986 年就提出了  $J/\psi$  压低的观念<sup>[4]</sup>, 它是最早被提出也是最重要的用于探测是否产生了 QGP 的信号之一。 $J/\psi$  是由质量比质子还大的粲夸克与其反粒子构成的束缚态, 可以很好地用非相对论方法描述。与典型的轻强子相比,  $J/\psi$  的束缚能大得多, 半径也小得多。这使得  $J/\psi$  可以比普通强子承受更高的温度而有一定的几率从 QGP 中存活下来, 进而从禁闭解除的火球中携带出 QGP 的信息。这并不意味着  $J/\psi$  完全不受 QGP 的影响, 否则它也无法用来探测 QGP 的存在。按照 Satz 最初的理论, 当 QGP 的温度足够高和色屏蔽的半径小于  $J/\psi$  中两个粲夸克之间的距离时, 它们将无法感受到对方的存在, 从而不再形成束缚态, 也即  $J/\psi$  被 QGP 分解掉。可以预期, 在核-核碰撞中产生的  $J/\psi$  将比由核子-核子碰撞叠加所计算出的结果少, 这就是由于 QGP 的解离而引起的  $J/\psi$  压低。实验上用核修正因子

$$R_{AA} \equiv \frac{N_{\psi}^{AA}}{N_{\psi}^{pp} N_{\text{coll}}} \quad (1)$$

来描述  $J/\psi$  压低, 其中  $N_{\psi}^{AA}$  和  $N_{\psi}^{pp}$  分别是核-核 ( $A+A$ ) 碰撞和核子-核子 ( $p+p$ ) 碰撞中  $J/\psi$  的产额, 而  $N_{\text{coll}}$  是核-核碰撞中发生的核子-核子碰撞的次

收稿日期: 2011-03-22; 修改日期: 2011-05-13

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10575058, 10735040, 10975084, 11079024); 国家重点基础研究发展计划(973 计划)项目(2007CB815004)

作者简介: 刘云朋(1982-), 男, 辽宁人, 博士研究生, 从事高能核物理研究; E-mail: liuyun06@mails.tsinghua.edu.cn

数。当  $R_{AA} = 1$  时, 结果是平庸的, 没有核物质效应; 当出现  $J/\psi$  压低时,  $R_{AA} < 1$ 。然而, 即使在欧洲核子研究中心 (CERN) 的超级质子同步加速器 (the Super Proton Synchrotron, 简称 SPS) 的核子与核碰撞 ( $p+A$ ) 的实验中, 人们也观测到了  $J/\psi$  的压低, 并且发现这些压低可以很好地用形成中的  $J/\psi$  与原子核中核子的非弹性散射来描述, 被称为“正常压低”<sup>[5-6]</sup>。而在 SPS 的最高能量 ( $\sqrt{s} = 17.3$  AGeV) 的 Pb+Pb 的实验中观测到了比正常压低更强烈得多的  $J/\psi$  压低, 称为“反常压低”<sup>[7-9]</sup>。这被认为是相对论重离子碰撞中最重要的结果之一, 因为它意味着在 SPS 的 Pb+Pb 碰撞中很可能形成了我们寻找已久的 QGP。

继 SPS 观测到  $J/\psi$  的反常压低之后, 除最初提出的德拜屏蔽模型<sup>[4, 10]</sup>外, 人们又提出了解释  $J/\psi$  反常压低的很多其它模型, 包括次级强子散射引起压低的同行粒子吸收模型<sup>[11-13]</sup>, QGP 中胶子散射引起压低的微观层次的动力学模型<sup>[14]</sup>, 在正则系综下考虑热产生的统计强子化模型<sup>[15-16]</sup>等等, 各种模型都能较好地解释 SPS 观测到的  $J/\psi$  压低。到了相对论重离子对撞机 (Relativistic Heavy Ion Collider, 简称 RHIC) 的能量, 由于火球中的粲夸克比 SPS 的多了一个量级, 这为  $J/\psi$  的产生提供了另一个途径, 即由非关联的  $c$  和  $\bar{c}$  在 QGP 中通过动力学过程重新熔合成  $J/\psi$ <sup>[17-18]</sup>, 我们称之为重产生。统计强子化模型可以看作重产生过程与压低过程达到平衡的极端情况。在 RHIC 能量下重产生过程得到了更广泛的接受和更深入与广泛的讨论。例如, 对细致平衡原理的考虑<sup>[19]</sup>, 以及二流体模型<sup>[20]</sup>等。 $J/\psi$  的压低机制也有了进一步完善。例如, 提出了准自由过程 (quasifree process)<sup>[20]</sup>, 遮蔽效应 (shadowing effect)<sup>[21]</sup> 对  $J/\psi$  压低的影响等。理论发展的同时, RHIC 的实验也带给人们很多新的结果。例如, 实验发现 Cu+Cu 碰撞中高横动量的  $J/\psi$  压低很弱, 实验中心值甚至达到  $R_{AA} > 1$ <sup>[22-24]</sup>, Au+Au 碰撞中向前快度区的  $J/\psi$  压低比中心快度区要强烈得多<sup>[22]</sup>。对  $\Upsilon$  粒子的测量<sup>[25-26]</sup> 更把  $J/\psi$  压低推广到一般的重夸克偶素的实验研究, 根据目前的实验结果,  $\Upsilon$  在 RHIC 能量同样有强烈的压低<sup>[25]</sup>。时至今日, 重味夸克偶素在相对论重离子碰撞中的产生与压低已成为重离子物理的一个重要课题, 我们也期待着 RHIC 和 CERN 刚刚运行不久的

大型强子对撞机 (Large Hadron Collider, 简称 LHC) 在未来的实验中发现更多振奋人心的结果。

本文将采用输运模型讨论相对论重离子碰撞中的重味夸克偶素的产生与压低。内容安排如下: 第 2 部分是相对论重离子碰撞中火球演化的流体力学描述; 第 3 部分讨论重夸克偶素在相对论重离子碰撞中的输运方程; 第 4 部分讨论数值计算的结果及其物理意义; 第 5 部分是一个简短的总结。以下取自然单位  $c = \hbar = k_B = 1$ 。

## 2 流体力学

相对论重离子碰撞中产生的数以千计的粒子经历大约 10 fm 时间的强烈相互作用之后才开始退耦, 并最终被探测器捕获。而我们最为关心的正是碰撞后粒子间相互作用的状态, 为此需要描述火球从碰撞到退耦的过程。对这一过程有几种不同的描述方式。一种是以退耦时火球的温度和体积为参数, 认为各种粒子完全达到热平衡, 用统计力学来计算各种粒子的产额<sup>[25, 27]</sup>。这种方法最为简单, 各种粒子的产额与实验结果也符合得比较好, 但是没有把火球演化的动力学过程包括进去。另一种方式是把火球看作一个流体系统, 用流体力学的语言描述火球的演化<sup>[28-29]</sup>。这种方式主要适用于粒子之间有较强相互作用、平均自由程较短、粒子数较多的情形, 考虑了火球的动力学演化, 但不关心演化过程中各粒子间具体的相互作用, 而把各种粒子之间的相互作用统一归结为演化物质的状态方程。流体力学的方法在相对论重离子碰撞中取得了很大的成功, 特别是对于低横动量的粒子, 与实验结果符合得很好<sup>[30]</sup>。第 3 种方式采用分子动力学模型进行模拟<sup>[31-32]</sup>。这种方法跟踪火球中每个粒子的运动和相互作用过程, 需要输入的参数也最多, 包括各种粒子之间的反应截面和运动学参数, 不过对于强子化等不清楚的问题还只能采用一些模型依赖的方案, 三者之中以此最为细致和复杂。下面只讨论流体力学的理论和结果。

理想流体力学方程即守恒流方程

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0, \quad (2)$$

$$\partial_\mu j^\mu = 0, \quad (3)$$

其中:  $T^{\mu\nu}$  是能动量张量;  $j^\mu$  是其它守恒流。对于重子数守恒, 有

$$j_B^\mu = n_B u^\mu, \quad (4)$$

$u^\mu$  是流体的四维速度，而  $n_B$  是局域静止系的重子数密度。由于守恒定律只与拉氏量的对称性有关，是普适的，所以以上方程对任何流体系统都是成立的，不同系统的区别体现在初始条件、边界条件和构成流体的物质的状态方程。对于相对论重离子碰撞所研究的能区，粒子的分布在快度不太大时有一快度平台结构，这种现象在早期的 p+p 碰撞的实验中就已经被观测到<sup>[33]</sup>。在 RHIC 能量下，BRAHMS 组的结果也支持这一结论：在赝快度  $|\eta| < 2.2$  的范围内，带电粒子数的赝快度密度  $dN/d\eta$  几乎为常数<sup>[34]</sup>。这种快度标度行为表明，如果观察者沿束流方向作一个加速，看到的实验结果不变。基于这一结果，不妨假设流体力学演化的初始条件就具有这一不变性，从而可以只考虑快度  $y=0$  处的流体演化，并取哈勃近似  $v_z = z/t$ ，采用理想流体的能动量张量，并引入纵向推进(boost)不变的时间  $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$ ，以上流体力学方程可以被约化为如下形式：

$$\begin{aligned} \partial_\tau E + \nabla \cdot \mathbf{M} &= \frac{-(E+p)}{\tau}, \\ \partial_\tau M_x + \nabla \cdot (M_x \mathbf{v}) &= \frac{-M_x}{\tau} - \partial_x p, \\ \partial_\tau M_y + \nabla \cdot (M_y \mathbf{v}) &= \frac{-M_y}{\tau} - \partial_y p, \\ \partial_\tau R + \nabla \cdot (R\mathbf{v}) &= \frac{-R}{\tau}, \end{aligned} \quad (5)$$

其中： $E = (\epsilon + p)\gamma^2 - p$ ； $\mathbf{M} = (\epsilon + p)\gamma^2 \mathbf{v}$ ； $R = \gamma n$ ； $\gamma$  是洛伦兹收缩因子； $\epsilon$ 、 $p$  和  $\mathbf{v}$  分别是局域的能量密度、压强和 QGP 的流速。Rapp 和 Heinz 用此流体力学方程计算了 RHIC 的强子谱<sup>[29]</sup>，并通过拟合实验结果得到了 RHIC 中流体力学演化的初始条件。根据他们的结果，火球达到局域平衡并开始进行流体力学演化的时刻为  $\tau_0 = 0.6$  fm，火球熵密度的最大值为  $s_{\max} = 110$  fm<sup>-3</sup>，熵密度与重子数密度之比  $s/n_B = 250$ 。在关于 J/ψ 的计算中，采用了与之相同的初始条件。对于强子相和部分子相，采用了有质量的理想气体状态方程。在强子相中，考虑了质量在 2 GeV 以下的所有强子的贡献；在部分子相中，取 u、d 夸克和胶子的质量为零，s 夸克的质量为 150 MeV。由于重味夸克的产额要小得多，所以略去了它们对流体力学的贡献。同时袋常数取作  $B$

$= (236 \text{ MeV})^4$ ，从而一级相变的温度  $T_c = 165$  MeV。流体力学方程是关于守恒流的一阶偏微分方程组，目前已有较成熟的算法，我们采用 RHLLC 算法<sup>[35]</sup>，对方程组进行数值求解。

### 3 输运方程

在相对论重离子碰撞中，重夸克偶素产额低、数密度小，因而可以用玻耳兹曼方程来描述：

$$(\partial_t + \mathbf{v} \cdot \nabla_x - \nabla_x V \cdot \nabla_p) f = E + D + F, \quad (6)$$

其中： $f = f(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t)$  是重夸克偶素在相空间中的分布函数； $\mathbf{p}$  和  $\mathbf{x}$  分别是它的四维动量和空间坐标； $\mathbf{v} = \mathbf{p}/E$  是其运动的速度； $V$  是它在背景场中感受到的势； $E = E(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t)$ ， $D = D(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t)$  和  $F = F(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t)$  体现了动力原因对分布函数的改变，分别是弹性碰撞对分布函数的影响、非弹性碰撞引起的分解和重产生的贡献。对于重夸克偶素，由于它的质量很大，与轻的夸克和强子的相互作用截面小，以及 QGP 中平均来看是色中性的，可以忽略其弹性碰撞项和平均场的贡献，则式(6)简化为

$$(\partial_t + \mathbf{v} \cdot \nabla_x) f = D + F. \quad (7)$$

再注意到前述流体力学方程具有纵向推进不变性，利用  $\tau$  和时空快度

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{t+z}{t-z} \quad (8)$$

代替  $t$ ， $z$ 。方程(7)可以用  $\eta$ ， $\tau$ ，快度  $y$  和横动量  $\mathbf{p}_\perp$  作为自变量表示，

$$\left[ \cosh(y-\eta) \frac{\partial}{\partial \tau} + \frac{\sinh(y-\eta)}{\tau} \frac{\partial}{\partial \eta} + \mathbf{v}_\perp \cdot \nabla_\perp \right] f = -\alpha f + \beta, \quad (9)$$

其中： $\mathbf{v}_\perp = \mathbf{p}_\perp/E_t$  是重夸克偶素的横向速度，它导致的逃逸效应被证明在解释 SPS 的 J/ψ 横动量分布中起着重要的作用<sup>[8]</sup>； $\alpha$  与  $\beta$  分别是重夸克偶素的分解率和重产生率。由于这里略去了弹性碰撞项，玻耳兹曼积分微分方程退化为非齐次的一阶线性偏微分方程，可以得到它的解析解为<sup>[36-37]</sup>

$$\begin{aligned} f(\mathbf{p}_\perp, y, \mathbf{X}_\perp, \eta, \tau) &= \\ f(\mathbf{p}_\perp, y, \mathbf{X}(\tau_0), H(\tau_0), \tau_0) &e^{-\int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' A(\mathbf{p}_\perp, y, \mathbf{x}_\perp, \eta, \tau')} + \\ \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' B(\mathbf{p}_\perp, y, \mathbf{x}_\perp, \eta, \tau') &e^{-\int_{\tau'}^{\tau} d\tau'' A(\mathbf{p}_\perp, y, \mathbf{x}_\perp, \eta, \tau'')}, \end{aligned} \quad (10)$$

其中

$$\begin{aligned} \mathbf{X}(\tau') &= \mathbf{x}_t - \mathbf{v}_t [\tau \cosh(y - \eta) - \tau' \Delta(\tau')], \\ H(\tau') &= y - \operatorname{arcsinh} \left[ \frac{\tau}{\tau'} \sinh(y - \eta) \right], \\ A(\mathbf{p}_t, y, \mathbf{x}_t, \eta, \tau') &= \frac{\alpha[\mathbf{p}_t, y, \mathbf{X}(\tau'), H(\tau'), \tau']}{\Delta(\tau')}, \\ B(\mathbf{p}_t, y, \mathbf{x}_t, \eta, \tau') &= \frac{\beta[\mathbf{p}_t, y, \mathbf{X}(\tau'), H(\tau'), \tau']}{\Delta(\tau')}, \\ \Delta(\tau') &= \sqrt{1 + \left(\frac{\tau}{\tau'}\right)^2 \sinh^2(y - \eta)}. \end{aligned} \quad (11)$$

式(10)右边的两项分别是由核子-核子碰撞产生的初始重夸克偶素和在 QGP 中重产生的贡献,  $f(\tau_0)$  是初始时刻  $\tau_0$  的分布函数。鉴于重夸克偶素的产生是硬过程, 可以采用 Glauber 模型, 根据核几何与 p+p 碰撞中的产生截面计算出初始时刻的分布函数。由于考虑的重产生过程发生在退禁闭项, 产生出来的重夸克偶素还可以被周围的部分子分解掉, 所以解的两部分中都含有体现胶子解离过程的指数压低因子。新引入的变量  $\mathbf{X}$ ,  $H$ ,  $A$  和  $B$  都计入了逃逸效应和快度差异  $y - \eta$  引起的影 响, 当略去这些效应时, 它们便退化为  $\mathbf{x}_t$ ,  $y$ ,  $\alpha$  和  $\beta$ 。将  $\tau$  取得足够大, 就可以得到末态相空间的分布函数, 任意由坐标和动量描述的力学量  $F$  都可以通过对分布函数在相空间积分而获得其平均值:

$$\langle A \rangle = \frac{\int A(\tau) f(\tau) d\tau}{\int f(\tau) d\tau}. \quad (12)$$

从微观角度来看, 重夸克偶素在重离子碰撞中的解离主要是由胶子的散射引起的, 即

$$(Q\bar{Q}) + g \rightarrow Q + \bar{Q}. \quad (13)$$

故解离速率

$$\begin{aligned} \alpha(\mathbf{p}, \mathbf{x}, \tau) &= \frac{1}{2E_t} \times \\ &\int \frac{d^3 \mathbf{p}_g}{(2\pi)^3 2E_g} W_{g(Q\bar{Q})}^c f_g(\mathbf{p}_g, T, u), \end{aligned} \quad (14)$$

其中:  $E_t = \sqrt{m^2 + p_t^2}$  是重味粒子的横能量;  $W = 4\sigma F$  是反应的跃迁几率, 它依赖于反应的总截面  $\sigma$  和通量因子

$$F = \sqrt{(\mathbf{p} \cdot \mathbf{p}_g)^2 - m_{(Q\bar{Q})}^2 m_g^2} = \mathbf{p} \cdot \mathbf{p}_g, \quad (15)$$

$p_g$  和  $f_g$  分别是胶子的四维动量和分布函数, 这里已取胶子质量  $m_g = 0$ 。在 QGP 中, 我们认为胶子达

到了局域的热平衡, 从而可以使用玻色分布, 同时由于它是各向同性的, 不妨将反应截面也取作各向同性的, 即  $\sigma = \sigma(s)$ , 其中  $\sqrt{s}$  是重夸克偶素和胶子的质心系能量。注意到火球中只有很少的重味夸克, 这里没有考虑泡利阻塞效应。此时分解率可以简化为

$$\alpha = \frac{N_g m_{(Q\bar{Q})} T}{(2\pi)^2 \sqrt{\gamma_r^2 - 1} E_t} \int d\omega \omega \sigma(s) \ln \frac{1 - e^{-y_r \omega/T}}{1 - e^{y_r \omega/T}}, \quad (16)$$

其中

$$\gamma_r = \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{p}_g}{m_{(Q\bar{Q})}}, \quad (17)$$

$$y_r = \operatorname{arccosh} \gamma_r, \quad (18)$$

$T$ ,  $m_{(Q\bar{Q})}$ ,  $N_g$  和  $\omega$  分别是媒质温度、重夸克偶素的质量、胶子的自由度和胶子在重夸克偶素参考系中的能量。

重产生率可以写作

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{1}{2E_t} \int \frac{d^3 \mathbf{k}}{(2\pi)^3 2E_g} \frac{d^3 \mathbf{q}_Q}{(2\pi)^3 2E_Q} \frac{d^3 \mathbf{q}_{\bar{Q}}}{(2\pi)^3 2E_{\bar{Q}}} \times \\ &W_{Q\bar{Q}}^{g(Q\bar{Q})} f_Q f_{\bar{Q}} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(\mathbf{p} + \mathbf{k} - \mathbf{q}_Q - \mathbf{q}_{\bar{Q}}), \end{aligned} \quad (19)$$

其中:  $q_Q$ ,  $q_{\bar{Q}}$ ,  $k$  分别是重味夸克  $Q$ ,  $\bar{Q}$  和胶子的四维动量;  $f_Q$ ,  $f_{\bar{Q}}$  是  $Q$  和  $\bar{Q}$  的分布函数。由于在 高能重离子碰撞中正反物质近似是对称的, 重子数化学势几乎为零, 所以取  $f_Q = f_{\bar{Q}}$ 。同时注意到最近 RHIC 的实验结果表明, 非光电子既携带着和轻强子相同量级的椭圆流, 又在高横动量区域有强烈的压低。这些都暗示我们重夸克与火球中的物质有强烈的相互作用<sup>[38-41]</sup>。为此将其动量分布取为热分布:

$$f_Q = \rho_Q \frac{1}{N} \frac{1}{e^{u_r q_Q^0/T} + 1}, \quad (20)$$

其中:  $\rho_Q$  是重夸克的数密度;  $N$  是热分布的归一化因子。由于火球沿着束流方向的纵向膨胀是主要的, 所以只考虑纵向膨胀对  $f_c$  的影响, 于是它的时间演化可以写成:

$$\rho_Q = \frac{\sigma_{NN}^{QQ} T_A(\mathbf{x}_t) T_B(\mathbf{x}_t)}{\tau} \rho_\eta(\eta) \cosh \eta, \quad (21)$$

其中:  $\sigma_{NN}^{QQ}$  是 p+p 碰撞中的重夸克产生截;  $\rho_\eta = dN_Q/d\eta$  是重夸克在 p+p 碰撞中的快度分布;

$$T_{A, B}(\mathbf{x}_t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_{A, B}(\mathbf{r}) dz \quad (22)$$

是原子核的厚度函数，其中  $\rho$  是原子核的核子密度，在我们的计算中取伍兹撒克逊 (Woods-Saxon) 分布。根据细致平衡原理，跃迁几率  $W_{\text{QQ}}^{\text{g(QQ)}}$  可由其逆过程的跃迁几率  $W_{\text{g(QQ)}}^{\text{QQ}}$  得到，从而压低与重产生过程的动力学都由胶子解离截面决定。对于  $1s$ ,  $1p$  和  $2s$  态，算符乘积展开 (Operator Production Expansion, 简称 OPE) 的计算给出<sup>[42-45]</sup>：

$$\sigma_{1s}(s) = A_0 \frac{(\omega/\epsilon_{1s} - 1)^{3/2}}{(\omega/\epsilon_{1s})^5}, \quad (23)$$

$$\sigma_{1p}(s) = 4A_0 \times \frac{(\omega/\epsilon_{1p} - 1)^{1/2} [9(\omega/\epsilon_{1p})^2 - 20(\omega/\epsilon_{1p}) + 12]}{(\omega/\epsilon_{1p})^7}, \quad (24)$$

$$\sigma_{2s}(s) = 16A_0 \frac{(\omega/\epsilon_{2s} - 1)^{1/2} [(\omega/\epsilon_{2s})^2 - 3]^2}{(\omega/\epsilon_{2s})^7}, \quad (25)$$

其中： $A_0 = (2^{11} \pi / 27) (m_{\text{Q}}^3 \epsilon_{1s})^{-1/2}$ ； $\omega$  是重夸克偶素参考系中的胶子能量； $\epsilon$  是束缚能。值得注意的是，以上结果都是在非相对论极限和零温条件下的计算结果。为了避免重产生截面的发散，我们引入相对论修正<sup>[46]</sup>，即以该反应的阈能

$$\omega_0 = \frac{4m_{\text{Q}}^2 - m_{\text{QQ}}^2}{2m_{\text{QQ}}} \quad (26)$$

取代束缚能  $\epsilon$ 。此外，还需考虑有限温度对截面的影响。根据格点 QCD 的模拟结果<sup>[47]</sup>，当温度不太高时， $J/\psi$  的谱函数几乎不随温度改变，而当温度达到某一临界温度  $T_d$  时，谱函数中  $J/\psi$  所对应的峰突然消失。另一方面，对重夸克势的研究也表明，重夸克偶素的平均半径在低温时随温度的变化很小，而在临界温度  $T_d$  附近，这一半径突然增大到无穷大<sup>[48]</sup>。为此，引入重夸克偶素的解离温度  $T_d$ ，并认为当 QGP 的温度  $T$  介于相变温度  $T_c$  和解离温度  $T_d$  之间时，束缚能是常数，而温度高于  $T_d$  时，截面为无穷大，此时重夸克偶素完全无法存活。同时注意到以上讨论的过程都发生在 QGP 之中，因而可将分解率  $\alpha$  和重产生率  $\beta$  改写为

$$\alpha = \frac{N_{\text{g}} m_{\text{QQ}} T}{(2\pi)^2 \sqrt{\gamma_r^2 - 1} E_t} \times \int d\omega \omega \sigma(s) \ln \frac{1 - e^{-y_r \omega/T}}{1 - e^{y_r \omega/T}} \frac{\Theta(T - T_c)}{\Theta(T_d - T)}, \quad (27)$$

$$\beta = \frac{1}{2E_t} \int \frac{d^3 \mathbf{k}}{(2\pi)^3 2E_g} \frac{d^3 \mathbf{q}_{\text{Q}}}{(2\pi)^3 2E_{\text{Q}}} \frac{d^3 \mathbf{q}_{\bar{\text{Q}}}}{(2\pi)^3 2E_{\bar{\text{Q}}}} \times$$

$$W_{\text{QQ}}^{\text{g(QQ)}} f_{\text{Q}} f_{\bar{\text{Q}}} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p + k - q_{\text{Q}} - q_{\bar{\text{Q}}}) \times \frac{\Theta(T - T_c)}{\Theta(T_d - T)}. \quad (28)$$

## 4 可观测量的计算与结果的讨论

### 4.1 RHIC 能量下的 $\Upsilon$ 粒子压低

与  $J/\psi$  相比，RHIC 能量下的  $\Upsilon$  产生和压低机制更单纯一些。一方面根据 RHIC 最新的  $d + \text{Au}$  碰撞的实验结果<sup>[26]</sup>，正常压低很小，可以忽略不计。另一方面，火球中产生的  $b$  夸克很少，因而在火球中由  $b$  和  $\bar{b}$  重产生形成  $\Upsilon$  的过程可以忽略。此外，RHIC 的能量无法产生  $t$  夸克对，从而不会有更重的夸克衰变到  $\Upsilon$ 。由于这些原因，在 RHIC 能量下， $\Upsilon$  是比  $J/\psi$  更简单的研究相对论重离子碰撞中产生的夸克物质的探针<sup>[49]</sup>。

胶子解离的截面如前述已由 OPE 计算给出，对于  $J/\psi$  该截面已被广泛采用。在图 1 中画出  $\Upsilon$  的解离截面与  $\Upsilon$  参考系中胶子能量的关系。 $J/\psi$  的截面与之类似。基态 ( $1s$  态) 的束缚能大而截面小，激发态 ( $1p$ ,  $2s$  态) 束缚能小而截面大，因此在  $\Upsilon(1s)$  ( $J/\psi$  亦然) 的压低中，激发态有很重要的贡献。为了图形的协调，( $1p$ ) 和 ( $2s$ ) 态的截面在图中

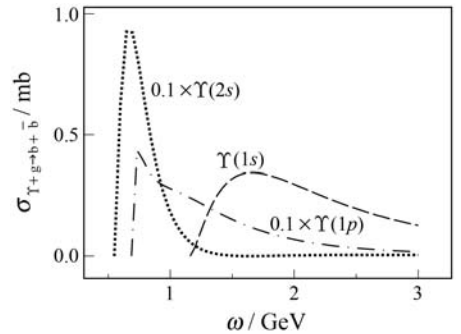


图 1 OPE 计算给出的  $\Upsilon$  胶子解离过程  $\Upsilon + g \rightarrow b + \bar{b}$  的总截面  $\sigma$  对  $\Upsilon$  参考系中胶子能量  $\omega$  的依赖。长虚线、点划线、点线分别代表  $\Upsilon(1s)$ ,  $\Upsilon(1p)$  和  $\Upsilon(2s)$  的解离截面。

乘了因子 0.1。从散射截面的公式可以看出，截面对胶子能量的依赖总是表现为对比值  $\omega/\epsilon$  的依赖，即在讨论散射截面时，胶子能量的大小是相对于束缚能而言的。当胶子能量小于束缚能时，重夸克偶素无法被打破；当胶子能量略高于束缚能时，散射截面较大；当胶子能量远高于束缚能时，截面的高

能渐进行为表现出来，按照胶子能量的幂衰减。这意味着一个高能的胶子更难把重夸克偶素解离掉，而只有能量略高于束缚能的胶子才能有效的解离重夸克偶素。这将直接影响核核碰撞中重夸克偶素的横动量谱。

将上述截面代入式(27)，即可计算任意相对速度、任意温度下的胶子解离速率，如图 2 所示。分解率随横动量的增大而减小，这与我们根据截面对胶子能量的依赖关系所预期的是一致的。类似的，激发态的分解速率比基态要大得多，这也与它们的解离截面之间的关系相一致。此外，还选取了两个不同的温度  $T=200$  和  $250$  MeV 作为对比。可以看

到，在这两个温度之下的解离速率大约相差一倍。这可以由胶子的数密度得到部分的解释。对于一个热平衡的胶子系统，胶子的平均数密度  $\rho_g \propto T^3$ ，上述两个温度下的胶子数密度之比

$$\frac{\rho_g(250 \text{ MeV})}{\rho_g(200 \text{ MeV})} = \left(\frac{250}{200}\right)^3 \approx 2.0.$$

$\alpha$  的倒数即  $\Upsilon$  平均在 QGP 中能存活的时间，可以看到，在所计算的两个温度下激发态能存活的时间大约是几费米(自然单位制)，而基态则是 100 fm 量级。可见，在 RHIC 能量下  $\Upsilon(1s)$  几乎不会被分解掉，而激发态有较大的压低。

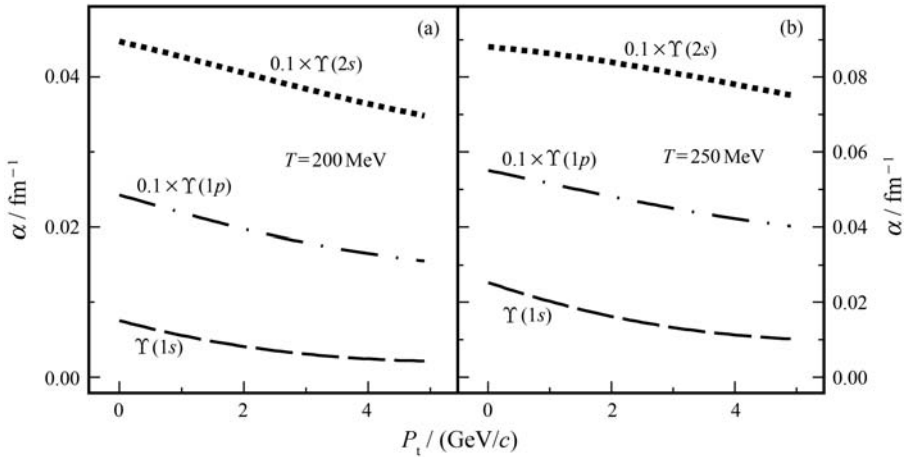


图 2  $\Upsilon$  解离速率  $\alpha$  对  $\Upsilon$  横动量  $p_t$  的依赖

取流体的速度为  $0.5c$ ，且方向与  $\Upsilon$  运动方向相同；(a)和(b)两图分别对应于火球温度  $T=200$  和  $250$  MeV 的情形；长虚线、点划线和点线分别代表  $\Upsilon(1s)$ ， $\Upsilon(1p)$  和  $\Upsilon(2s)$ 。

OPE 的计算结果只适用于温度不太高的情形，为了对高温的物理加以描述，还要考虑  $\Upsilon$  的解离温度  $T_d$ 。从物理上看，解离温度就是重夸克能够形成束缚态的临界温度，在技术上可以通过求解薛定谔方程来确定，薛定谔方程恰好无解时的温度就是  $T_d$ ，其中的相互作用势可以由格点 QCD 计算出的重夸克自由能得到。这里有两种方案可供选择，一种是以自由能  $F$  为相互作用势，另一种是以内能  $U$  为相互作用势。前者适用于解离过程较缓慢(相对于系统的驰豫速度)的过程，后者适用于解离过程较快的情形<sup>[50]</sup>。Satz 已经给出了取相互作用势  $V=U$  的计算，结果指出  $T_d(1s) > 4T_c$ ， $T_d(1sp) = 1.8T_c$ ， $T_d(2s) = 1.6T_c$ <sup>[51]</sup>。 $\Upsilon$  的核修正因子  $R_{AA}$  对中心度的依赖如图 3 所示。在  $p+p$  碰撞中  $\Upsilon$  的各激发态对观测到的基态的贡献之比约为  $\Upsilon(1s)$ ：

$\Upsilon(1p) : \Upsilon(2s) : \Upsilon(2p) : \Upsilon(3s) = 51 : 26 : 10 : 11 : 1$ <sup>[52]</sup>。为简单起见，将把  $\Upsilon(2p)$  视为  $\Upsilon(1p)$ ，把  $\Upsilon(3s)$  视为  $\Upsilon(2s)$ 。根据前面的分析，无论取什么样的相互作用势， $V=U$  或  $V=F$ ，RHIC 都无法达到基态  $\Upsilon(1s)$  的解离温度，因而  $\Upsilon(1s)$  几乎不受压低， $(1s)$  态的  $R_{AA}$  在 1 附近。而激发态则受到强烈的压低，这使得在中心碰撞中，几乎全部的  $(1s)$  态留下来，而大量激发态被解离掉。注意到  $p+p$  碰撞中直接产生的  $(1s)$  态所占末态观测到的  $(1s)$  的比例大约为 50%，所以我们计算的中心碰撞的  $\Upsilon(1s)$  的  $R_{AA}$  约为 0.5。而对于激发态，其压低对解离温度是非常敏感的。自由能情形解离温度要低得多，从而压低更强烈。对于  $V=U$  和  $V=F$  两者的核修正因子相差了一个量级。这意味着测量激发态的核修正因子可以用来确定它们的解离温度，并有助于人们理解

重夸克偶素在重离子碰撞中解离的过程。

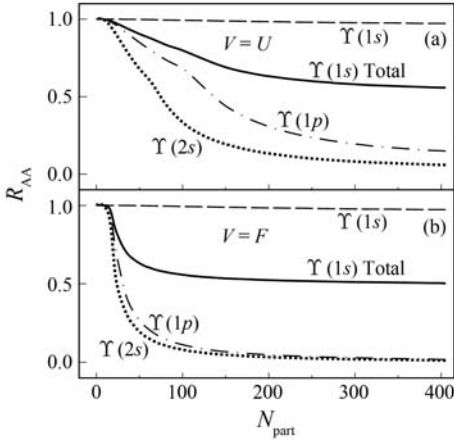


图 3 RHIC 能量下  $\Upsilon$  的核修正因子  $R_{AA}$  随反应核子数  $N_{part}$  的变化

长虚线、点划线和点线分别代表  $\Upsilon(1s)$ 、 $\Upsilon(1p)$  和  $\Upsilon(2s)$  各自的压低，实线是考虑了各激发态的衰变贡献之后的  $\Upsilon(1s)$  压低；(a)取相互作用势  $V$  为内能  $U$ ，(b)取相互作用势  $V$  为自由能  $F$ 。

核修正因子主要由激发态的压低引起，但平均横动量平方  $\langle p_t^2 \rangle$  则主要由基态控制。因为平均是对粒子数平均，而激发态大多被解离掉，所以基态的贡献最为重要，这与 SPS 的  $J/\psi$  的情形相类似。基态虽然几乎不受火球中夸克物质的压低，但仍有冷核效应影响其横动量。这种效应在  $d+A$  的实验中也观测到，被称为克罗宁 (Cronin) 效应<sup>[53]</sup>。对此效应的一种解释是胶子在熔合生成重夸克偶素之前与核子碰撞而带来的横动量展宽传递给重夸克偶素，从而使重夸克偶素的横动量有一展宽。用高斯型的扰动将这一效应参数化为

$$f(\mathbf{p}_t, L) = \int f_0(\mathbf{p}_t - \mathbf{q}_t) \frac{1}{\pi D} e^{-q_t^2/D} d\mathbf{q}_t, \quad (29)$$

其中： $f_0$  是  $p+p$  碰撞中的重夸克偶素分布函数； $D = a_{gN} \cdot L$ ，它依赖于展宽系数  $a_{gN}$  和两个胶子在核物质中穿行的厚度  $L$ 。当初始分布是一高斯分布

$$f_0(k_t, \Delta) = \frac{1}{\pi \Delta} e^{-k_t^2/\Delta} \quad (30)$$

时，经克罗宁效应修正后的分布函数即

$$f(k_t, L) = f_0(k_t, \Delta + D). \quad (31)$$

可见， $D$  确实描述了横动量平方的展宽。在实际计算中，使用了 Pythia<sup>[55]</sup> 蒙特卡洛计算程序，取开关  $MSEL=62$  来模拟  $p+p$  碰撞中产生的  $\Upsilon$  的动量分布。考虑到 RHIC 能量下的  $\Upsilon$  和 SPS 的  $J/\psi$  的相似

性，我们预言在 RHIC 的  $\Upsilon$  的横动量展宽和 SPS 的  $J/\psi$  的横动量展宽有类似的行为。根据式 (31) 及  $a_{gN}$  对能量的依赖<sup>[56]</sup>，

$$\Delta \langle p_t^2 \rangle |_{\Upsilon}^{\text{RHIC}} = \frac{a_{gN}^{\text{RHIC}} R_{Au}}{a_{gN}^{\text{SPS}} R_{Pb}} \Delta \langle p_t^2 \rangle |_{J/\psi}^{\text{SPS}} = 2.4 \Delta \langle p_t^2 \rangle |_{J/\psi}^{\text{SPS}}, \quad (32)$$

取  $a_{gN}^{\text{SPS}} = 0.08 \text{ GeV}^2/\text{fm}$ ， $a_{gN}^{\text{RHIC}} = 0.2 \text{ GeV}^2/\text{fm}$ 。图 4 比较了我们的计算结果与 SPS 的实验数据，两者符合得很好。由于展宽  $D$  正比于胶子穿过的核物质的长度，此效应在火球的中心较强而在火球的边缘较弱，但是火球中心对激发态的压低也更强烈，因此，反常压低会抑制胶子核子散射带来的克罗宁效应。正如图 4 所示， $\Upsilon(1s)$  的横动量随参与反应核子数  $N_{part}$  单调增加，而激发态的横动量则先随  $N_{part}$  的数增加而递增，待火球温度足够高以后又随  $N_{part}$  而递减。不过，激发态的这种行为在基态的观测中得不到体现，要通过激发态的测量才有可能观测到。由于取自由能极限  $V=F$  得到的解离温度  $T_d$  较低，此时激发态的横动量展宽更小一些。

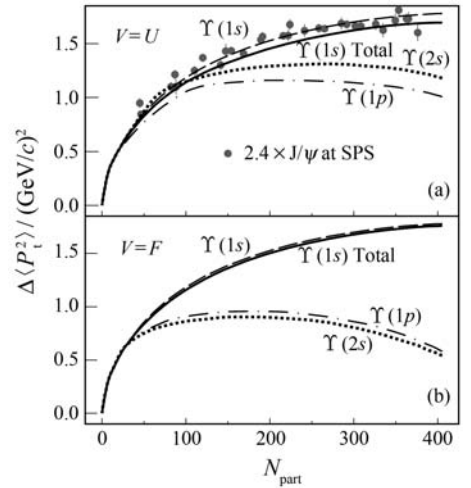


图 4 RHIC 能量下  $\Upsilon$  的横动量平方的展宽  $\Delta \langle p_t^2 \rangle \equiv \langle p_t^2 \rangle_{AA} - \langle p_t^2 \rangle_{pp}$  随参与反应核子数  $N_{part}$  的变化

长虚线、点划线和点线分别代表  $\Upsilon(1s)$ 、 $\Upsilon(1p)$  和  $\Upsilon(2s)$  各自的横动量展宽，实线是考虑了各激发态的衰变贡献之后的  $\Upsilon(1s)$  的横动量展宽；(a)取相互作用势  $V$  为内能  $U$ ，(b)取相互作用势  $V$  为自由能  $F$ ；实验点来自 NA50<sup>[54]</sup>。

作为夸克物质的重要探针，重夸克偶素的一个重要作用就是探测火球的温度。我们把火球的初始最高温度  $T_i$  作为一个自由参数，计算了  $\Upsilon$  的核修正因子  $R_{AA}$  对  $T_i$  的依赖，如图 5 所示。可以看到，

对于自由能极限  $V=F$ ，核修正因子几乎不随初始温度改变。而对于内能极限  $V=U$ ，核修正因子对初始温度有一定的依赖，特别是对于激发态，这种依赖更为明显。在实验上，变化的初始温度可以通过 RHIC 的能量扫描实验来实现。

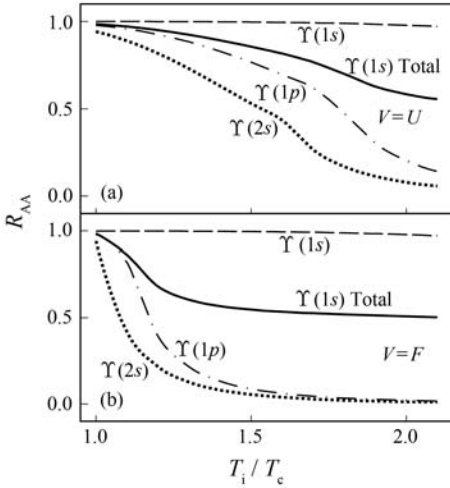


图 5 RHIC 能量下  $\Upsilon$  的核修正因子  $R_{AA}$  与初始温度  $T_i$  (以相变温度  $T_c$  标度) 的函数关系

长虚线、点划线和点线分别代表  $\Upsilon(1s)$ 、 $\Upsilon(1p)$  和  $\Upsilon(2s)$  各自的  $R_{AA}$ ，实线是考虑了各激发态的衰变贡献之后的  $\Upsilon(1s)$  的  $R_{AA}$ ；(a)取相互作用势  $V$  为内能  $U$ ，(b)取相互作用势  $V$  为自由能  $F$ 。

### 4.2 RHIC 能量下的 $J/\psi$ 产生与压低

与 RHIC 的  $\Upsilon$  和 SPS 的  $J/\psi$  不同，在 RHIC 能量下，火球中已经产生足够多的粲夸克，它们重新熔合成  $J/\psi$  的过程不可忽略，这构成了除初始碰撞的硬过程之外的第二个  $J/\psi$  可能来源。由于初始产生和重产生的机制不同，来自这两种机制的  $J/\psi$  的性质也有所差异，它们的竞争会产生一些新现象。

作为输运方程的输入，在  $p+p$  碰撞中的  $J/\psi$  的快度和动量分布已有较为精确的实验结果<sup>[57]</sup>，可以参数化为如下形式：

$$\frac{dN}{dyd\mathbf{p}_t} = \frac{2(n-1)}{(n-2)\pi D(y)} \times \left(1 + \frac{p_t^2}{(n-2)D(y)}\right)^{-n} \frac{dN}{dy}, \quad (33)$$

$$D(y) = D_0(1 - Cy^2), \quad (34)$$

其中： $n=6$ ； $D_0=4.1 \text{ GeV}^2$ ； $C=0.047$ 。在 RHIC

实验中观测到的一个重要结果是 Au+Au 碰撞中向前快度区的  $J/\psi$  压低比中心快度区的强烈得多<sup>[22]</sup>，特别是在中心碰撞中。这用简单的色屏蔽模型是难以解释的，因为向前快度区的火球温度不会高于中心快度区的火球温度。而用重产生机制就可以很自然地解释这一现象<sup>[58]</sup>，即向前快度区的粲夸克较少，从而重产生的  $J/\psi$  也较少，表现为向前快度区有更强烈的压低。我们首先计算了中心快度区的核修正因子(见图 6)，并通过拟合实验结果确定了  $J/\psi$  的束缚能  $\epsilon_{J/\psi} = 150 \text{ MeV}$  及其解离温度  $T_d(J/\psi) = 1.92 T_c$ 。这时可以较好地描述中心快度区的核修正因子对中心度的依赖。可以看出，初始产生的  $J/\psi$  的核修正因子随参与反应的核子数减小单调地递减，当火球达到解离温度  $T_d$  以后，存在反常压低。而对于重产生，由于中心碰撞中的粲夸克较多，且重产生过程  $c + \bar{c} \rightarrow J/\psi + g$  的反应率正比于粲夸克数的平方，因此重产生的  $J/\psi$  对核修正因子的贡献随参与反应的核子数而单调增加。同时由于重产生存在于火球演化的全过程，而在最初的 1 fm 以内，火球温度会迅速降低，因此重产生过程受解离温度的影响较小。由于粲夸克快度谱尚无精确的实验结果，在不同理论计算给出的范围内，我们取一高斯分布，且令向前快度区的夸克密度是中心快度区的 1/3，则向前快度区的核修正因子也可以得到很好的解释。这里考虑的都是对产额的计算。虽然我们的计算可以在一定程度上拟合实验结果，但这并不能说明计算的动力学是否正确，因为产额对于动力学过程不够敏感。为此我们考虑平均横动量。动力学过程总是动量相关的，对横动量的考察可以探究  $J/\psi$  的来源<sup>[59-61]</sup>。在中心快度区，初始产生的  $J/\psi$  带有较高的横动量，并且由于克罗宁效应、逃逸效应和反常压低的动量依赖，在中心碰撞中平均横动量有所展宽。而对于重产生的  $J/\psi$  则不同。它们来自火球中热化了的粲夸克，因而温度由火球的温度控制，与初始的硬过程中产生的  $J/\psi$  相比，横动量要小得多。在中心碰撞中，重产生的贡献开始变得重要，因此横动量随参与反应核子数的增大而展宽的效应受到很强的抑制。在向前快度区间，中心碰撞中的重产生并没有那么强烈，因而横动量仍然有随参与反应核子数而展宽的行为。



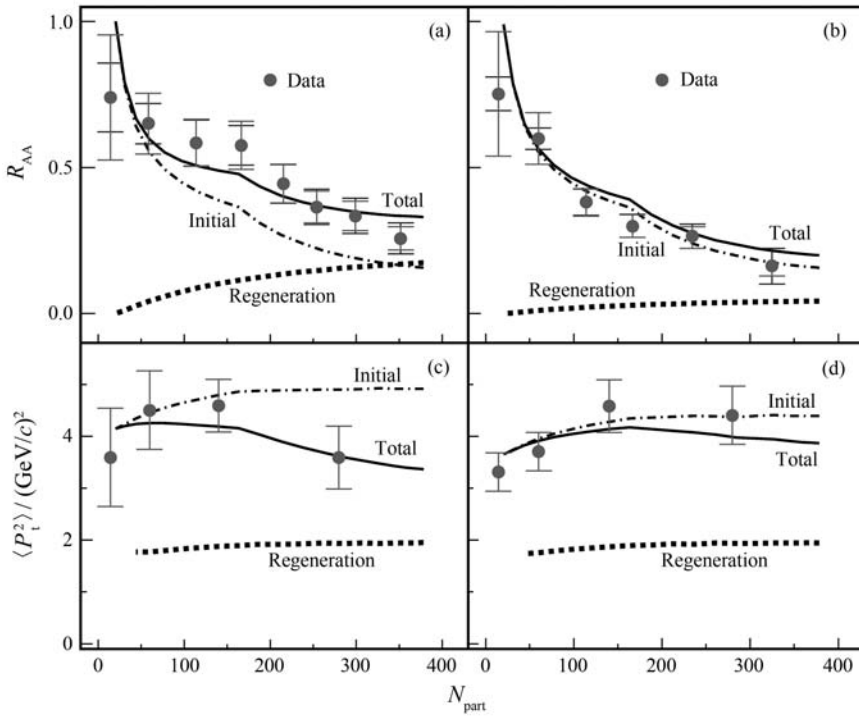


图 6 RHIC 能量下中心快度区 ( $|y| < 0.35$ ) 和向前快度区 ( $1.2 < |y| < 2.2$ ) 的  $J/\psi$  的核修正因子  $R_{AA}$  与平均横动量平方  $\langle p_t^2 \rangle$  与参与反应核子数  $N_{part}$  的函数关系

点划线、点线和实线分别是初始产生的  $J/\psi$  的贡献, 重产生的  $J/\psi$  的贡献和同时考虑两者的结果; 实验点来自 PHENIX<sup>[22]</sup>。

为明确中心快度和向前快度的差别, 我们计算了两个快度区间的核修正因子之比与平均横动量平方之比<sup>[62]</sup>, 户并与实验结果作了比较, 如图 7 所示。

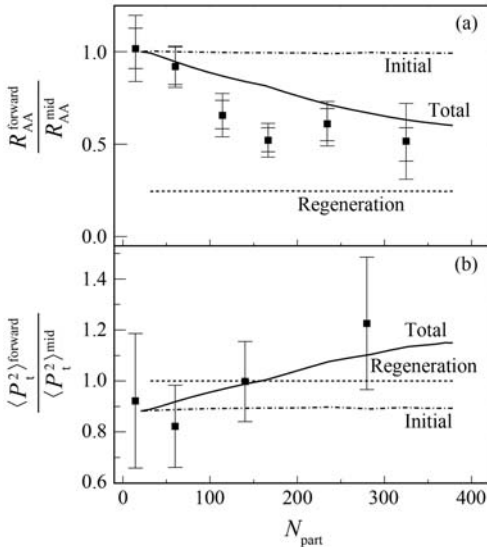


图 7 RHIC 能量下  $J/\psi$  的核修正因子  $R_{AA}$  与平均横动量平方  $\langle p_t^2 \rangle$  在向前与中心两个快度区间之比随参与反应核子数  $N_{part}$  的变化

点划线、点线和实线分别是初始产生的  $J/\psi$  的贡献, 重产生的  $J/\psi$  的贡献和同时考虑两者的结果; 实验点来自 PHENIX<sup>[22]</sup>。

在对火球的处理中, 利用了火球沿纵向快度推动的不变性, 即不同快度区间的火球演化是相同的, 因此  $J/\psi$  粒子不能感受到自己所处的快度区间, 只要横动量等其它条件相同, 它在快度平台内的任意快度处都有同样的几率被解离, 因此初始产生的核修正因子几乎没有中心度的依赖, 恒为 1, 所存在的微小偏离是由碰撞之初的  $J/\psi$  的横动量谱稍有差异造成的。由于我们假设了聚夸克的热化, 即聚夸克充分与环境接触而忘记了自己的历史, 因此这样得到的重产生的  $J/\psi$  的产额对快度的依赖只取决于最初产生的聚夸克的数目, 即  $p+p$  碰撞中聚夸克的产生截面, 重产生对核修正因子的贡献在两个快度区间之比不依赖于中心度。同时考虑初始产生和重产生两者的贡献, 则核修正因子之比在两者之间, 在周边碰撞中主要是初始产生, 而到了中心碰撞重产生也变得重要起来, 因此总的核修正因子之比单调递减。对于横动量之比, 初始产生的  $J/\psi$  在不同快度区间在产生时就存在的差异将会带到末态之中, 而与核修正因子类似, 重产生的贡献在两个快度区间没有动力学上的差别, 而平均横动量又抹去了产额的差异, 因此得到的是严格为 1 的结果。同时计及初始产生和重产生, 由于两者之间的竞争,

平均横动量的比值随参与反应的核子数单调递增。作为这里的一个小结，我们注意到伴随着  $J/\psi$  在向前快度区比中心快度区更强烈的压低，其平均横动量平方的展宽受到较轻的抑制，两者之间的关联可以很好地用初始产生与重产生的竞争来理解，这一现象可以作为重产生机制的一个证据，不过目前实验的不确定度仍然很大，我们期待着实验上更精确的测量结果。

横动量谱是对粒子产生过程的动力学更为细致的反映，为此我们计算了 Cu+Cu 和 Au+Au 碰撞中的核修正因子对于横动量的依赖(见图 8)。在碰

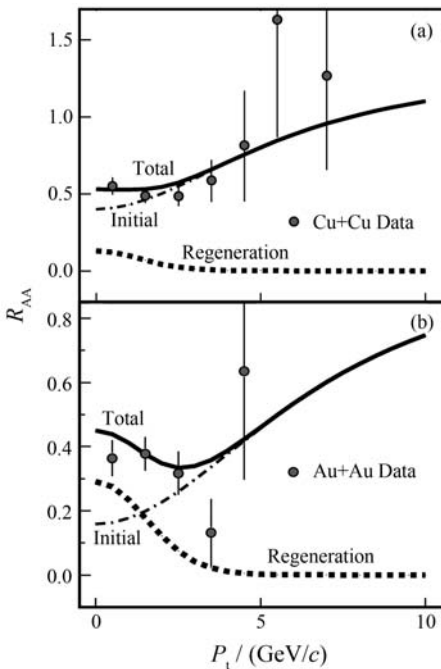


图 8 RHIC 能量下中心碰撞中  $J/\psi$  的核修正因子  $R_{AA}$  对横动量  $p_t$  的依赖关系

点划线、点线和实线分别是初始产生的  $J/\psi$  的贡献、重产生的  $J/\psi$  的贡献和同时考虑两者的结果；实验点来自 PHENIX<sup>[22]</sup> 和 STAR<sup>[24]</sup>。

撞中，初始产生的核修正因子随横动量单调地增加，这里有 3 个因素在起作用。其一，在 d+Au 实验中就已经观测到的克罗宁效应，这是在碰撞之初发生的冷核效应；其二，反常压低截面对于横动量的依赖，由于低横动量  $J/\psi$  的分解截面较大，压低更为强烈；其三，由反常压低和运动学原因造成的逃逸效应(leakage effect)<sup>[63-64]</sup>，这个效应在解释 SPS 实验中  $J/\psi$  的横动量有重要的贡献，它同样引起横动量的展宽。由于重产生的  $J/\psi$  是由热化了的

粲夸克生成，它的分布更接近于热分布，故而集中于低横动量区间，而对高横动量区间的贡献很小。初始产生和重产生的竞争形成了 Cu+Cu 碰撞中的平台结构。在 Au+Au 碰撞中无论是初始产生  $J/\psi$  的反常压低还是重产生过程都比 Cu+Cu 碰撞中更强烈，两种来源的  $J/\psi$  的更激烈的竞争导致了中低横动量区域出现一个极小值。这也是重产生机制起作用的一个迹象。

椭圆流标志着粒子参与集体运动的程度。我们计算的 RHIC 能量下椭圆流随横动量的变化<sup>[65]</sup> 如图 9 所示。初始产生的  $J/\psi$  没有参与热化，因而不具有轻强子典型的集体流。由于逃逸效应和反常压低对  $J/\psi$  和流体之间相对速度的依赖，导致了一个非零的小椭圆流。重产生的  $J/\psi$  则不同，它可以从粲夸克那里继承到火球的集体流，因而椭圆流较大。当横动量很高时，重产生的产额非常小，因此对于总的椭圆流不会有太大影响。在半中心碰撞中，仍是初始产生的  $J/\psi$  比较多，最终结果是， $J/\psi$  的椭圆流比普通强子的要小得多。

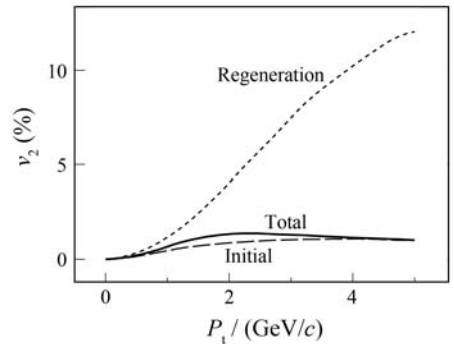


图 9 RHIC 能量下，碰撞参数  $b=7.8$  fm 时， $J/\psi$  的椭圆流  $v_2$  对横动量  $p_t$  的依赖关系

点划线、点线和实线分别是初始产生的  $J/\psi$  的贡献、重产生的  $J/\psi$  的贡献和同时考虑两者的结果。

### 4.3 LHC 能量下的 $J/\psi$

在 LHC 能量，火球的温度更高，体积更大，火球中的粲夸克也更多，不论是反常压低还是重产生过程都较 RHIC 强烈得多。因此，在中心和半中心碰撞中，初始产生的  $J/\psi$  大多被解离，而观测到的  $J/\psi$  将主要来自重产生机制。假设 LHC 的重离子碰撞的最高能量  $\sqrt{s} = 5.5$  ATeV，其对撞中火球的快度平台像 RHIC 时一样覆盖中心和向前两个快度区间，这时所预言的 Pb+Pb 碰撞中  $J/\psi$  的核修正

因子  $R_{AA}$  与  $\langle p_t^2 \rangle$  在中心和向前两个快度区间随  $N_{part}$  的变化如图 10 所示。由于压低，初始产生的  $J/\psi$  的  $R_{AA}$  随  $N_{part}$  的增大迅速减小。在中心和半中心碰撞

中，观测到的  $J/\psi$  由重产生机制主导，因而核修正因子随参与反应的核子数而单调递增。只是向前快度区间的粲夸克较少，增长相对缓慢。在我们的模

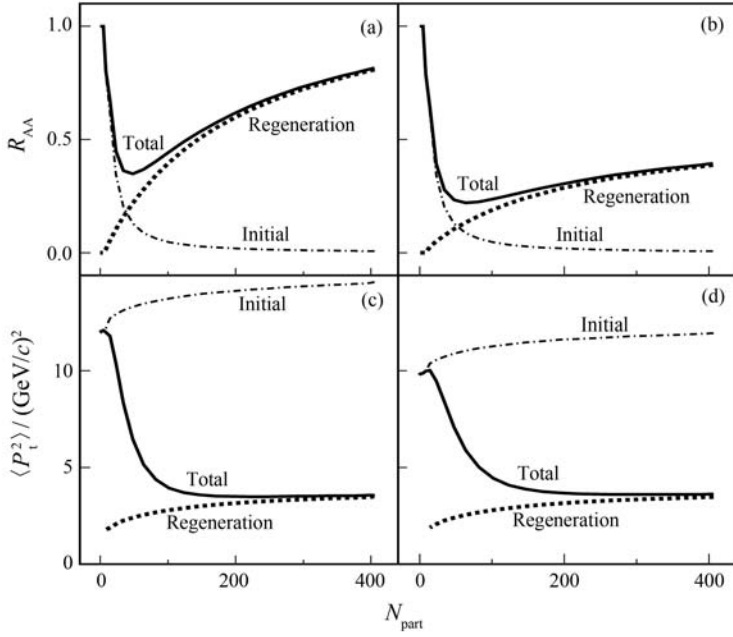


图 10 LHC 能量下 Pb+Pb 碰撞中  $J/\psi$  在中心 ( $|y| < 0.9$ ) 和向前 ( $2.5 < |y| < 4$ ) 快度区间的核修正因子  $R_{AA}$  和平均横动量平方  $\langle p_t^2 \rangle$  对反应核子数  $N_{part}$  的依赖关系

左边两图是中心快度区，右边两图是向前快度区；点划线、点线和实线分别是初始产生的  $J/\psi$  的贡献，重产生的  $J/\psi$  的贡献和同时考虑两者的结果。

型中充分考虑了细致平衡原理，重产生作为胶子解离的逆过程也发生于退禁闭相，产生之后仍有一定概率被周围的胶子分解掉，因此我们的模型给出的  $R_{AA}$  比统计强子化模型的预言要小，即使在中心快度区的中心碰撞中也不会超过 1。当然，此时  $R_{AA}$  与 1 的相对关系不再那么重要，它会依赖于 p+p 碰撞中的  $J/\psi$  和粲夸克的产生截面，下面还会作进一步讨论。多数观测到的  $J/\psi$  都是来自重产生，其横动量由火球温度控制，比初始的硬过程要小得多。随着参与反应核子数的增大， $J/\psi$  的平均横动量起初将迅速减小，在重产生占有绝对优势后基本保持不变。

与 RHIC 类似，我们计算了  $R_{AA}$  与  $\langle p_t^2 \rangle$  在两个不同快度区间内的比值(见图 11)。在  $N_{part}$  较小时，结果与 RHIC 在定性上是一致的。当  $N_{part}$  较大时，两个比值都迅速趋于重产生的极限。当重产生机制占有绝对优势时，在 RHIC 能量下不可观测的重产生部分的标度行为成为可观测的。

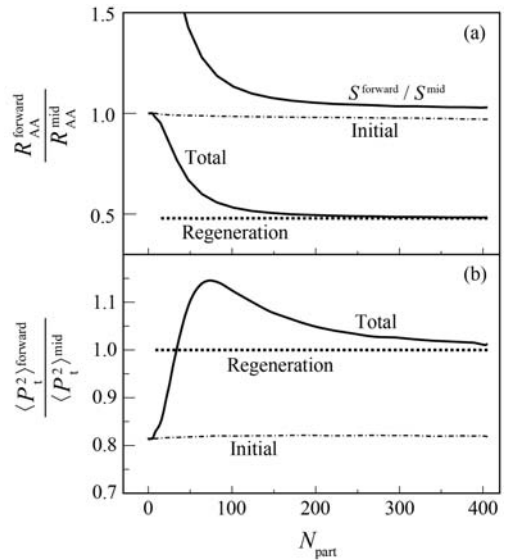


图 11 LHC 能量下  $J/\psi$  的核修正因子  $R_{AA}$  与平均横动量平方  $\langle p_t^2 \rangle$  在向前与中心两个快度区间之比对反应核子数  $N_{part}$  的依赖关系

点划线、点线和实线分别是初始产生的  $J/\psi$  的贡献，重产生的  $J/\psi$  的贡献和同时考虑两者的结果。

注意到最初在 SPS 能量定义  $R_{AA}$  的目的在于揭示核物质的效应, 它是一个  $J/\psi$  在受到核物质的影响后存活下来的几率, 直接反映  $J/\psi$  与火球中的物质的相互作用, 而与  $J/\psi$  的产额等广延量无关。然而, 如前面所分析的, 在 LHC 能量下观测到的  $J/\psi$  绝大部分来自于火球中粲夸克的重产生, 而初始硬过程中产生的  $J/\psi$  几乎全部在热密介质中被解离,  $R_{AA}$  作为一个比值所比较的是动力学上不相关的两种  $J/\psi$ , 它同时与  $J/\psi$  的产生截面、粲夸克的生产截面, 以及  $J/\psi$  和夸克物质的相互作用有关。为此, 可以考虑一个新的物理量, 即

$$S \equiv \frac{dN(J/\psi)/dy}{(dN(D)/dy)^2}. \quad (35)$$

如果  $J/\psi$  全部由粲夸克融合而成, 那么这个量将不依赖于粲夸克的初始产生截面, 从而更能反映  $J/\psi$  受到环境的影响。在中心碰撞中, 重产生占主导地位, 两个快度区间的  $S$  也趋于相同。

## 5 总结

本文论述了相对论重离子碰撞中重夸克偶素的产生与压低。主要讨论了描述火球的流体力学框架和描述重夸克偶素的输运模型。在 RHIC 能量下  $\Upsilon$  的产生与压低过程相对简单, 观测到的  $\Upsilon(1s)$  的压低将主要来自其激发态的贡献, 而它的横动量展宽则由基态控制, 激发态对于火球的性质更为敏感, 将为人们理解热密夸克物质提供更多的线索。RHIC 能量下的  $J/\psi$  有两个来源, 即碰撞初始时刻产生的  $J/\psi$  和在火球中的粲夸克重产生的  $J/\psi$ 。两种不同机制的竞争导致了很有趣的实验现象, 包括向前快度区的强烈压低伴随着横动量展宽的削弱, Au+Au 碰撞中  $J/\psi$  的核修正因子在有限横动量处有一极小值等。在 LHC 能量,  $J/\psi$  主要来自重产生过程, 因而行为与 RHIC 中的重产生部分的贡献相类似。鉴于末态  $J/\psi$  大多已不是最初碰撞产生的  $J/\psi$ , 我们定义了一个新的变量  $S$  用以刻画  $J/\psi$  与火球中物质的相互作用。

虽然人们对重味的理解在随着理论和实验的发展而逐步加深, 关于产生和压低机制目前还不清楚, 处在各种模型并存的阶段, 还有大量物理问题有待于进一步的研究和探讨。

**致谢** 感谢美国 LBNL 的许怒博士和清华大学物理系高能核物理组的严力、朱相雷、屈真、周凯、

陈保义和李刚同学在研究工作中的讨论和帮助。

## 参考文献 (References):

- [1] KARSCH F, LAERMANN E, PEIKERT A. Nucl Phys, 2001, **B605**: 579.
- [2] CHENG M, CHRIST N, DATTA S, *et al.* Phys Rev, 2008, **D77**: 014511.
- [3] GLENDENNING N K. Compact Stars, Springer, 1989.
- [4] MATSUI T, SATZ H. Phys Lett, 1986, **B178**: 416.
- [5] ABREU M, ASTRUC J, BAGLIN C, *et al.* Phys Lett, 1999, **B466**: 408.
- [6] GERSCHEL C, HUFNER J. Phys Lett, 1988, **B207**: 253.
- [7] GONIN M, ABREU M, ALEXA C, *et al.* Nucl Phys, 1996, **A610**: 404c.
- [8] HUEFNER J, ZHUANG P. Phys Lett, 2003, **B559**: 193.
- [9] HUFNER J, ZHUANG P. Phys Lett, 2001, **B515**: 115.
- [10] KARSCH F, PETRONZIO R. Phys Lett, 1987, **B193**: 105.
- [11] GAVIN S, GYULASSY M, JACKSON A. Phys Lett, 1988, **B207**: 257.
- [12] FTACNIK J, LICHARD P, PISUT J. Phys Lett, 1988, **B207**: 194.
- [13] VOGT R, PRAKASH M, KOCH P, *et al.* Phys Lett, 1988, **B207**: 263.
- [14] KHARZEEV D. Nucl Phys, 1996, **A610**: 418c.
- [15] BRAUN-MUNZINGER P, STACHEL J. Phys Lett, 2000, **B490**: 196.
- [16] BRAUN-MUNZINGER P, STACHEL J. Nucl Phys, 2001, **A690**: 119.
- [17] THEWS R, SCHROEDTER M, RAFELSKI J. Phys Rev, 2001, **C63**: 054905.
- [18] ZHUANG P, YAN L, XU N. J Phys, 2007, **G34**: S487.
- [19] YAN L, ZHUANG P, XU N. Phys Rev Lett, 2006, **97**: 232301.
- [20] GRANDCHAMP L, RAPP R. Phys Lett, 2001, **B523**: 60.
- [21] MUELLER A, QIU J. Nucl Phys, 1986, **B268**: 427.
- [22] ADARE A, AFANASIEV S, AIDALA C, *et al.* Phys Rev Lett, 2007, **98**: 232301.
- [23] ADARE A, AFANASIEV S, AIDALA C, *et al.* Phys Rev Lett, 2008, **101**: 122301.
- [24] ABELEV B, AGGARWAL M, AHAMMED Z, *et al.* Phys Rev, 2009, **C80**: 041902.
- [25] ATOMSSA E. Nucl Phys, 2009, **A830**: 331c.
- [26] LIU H. Nucl Phys, 2009, **A830**: 235c.
- [27] BRAUN-MUNZINGER P, MAGESTRO D, REDLICH K, *et al.* Phys Lett, 2001, **B518**: 41.
- [28] KOLB P, HUOVINEN P, HEINZ U, *et al.* Phys Lett, 2001, **B500**: 232.

- [29] KOLB P, RAPP R. *Phys Rev*, 2003, **C67**: 044903.
- [30] HEINZ U, KOLB P. 2002, arXiv: hep-ph/0204061.
- [31] BASS S, BELKACEM M, BLEICHER M, *et al.* *Prog Part Nucl Phys*, 1998, **41**: 255.
- [32] GYULASSY M, WANG X. *Comput Phys Commun*, 1994, **83**: 307.
- [33] THOME W, EGGERT K, Giboni K, *et al.* *Nucl Phys*, 1977, **B129**: 365.
- [34] BEARDEN I, BEAVIS D, BESLIU C, *et al.* *Phys Rev Lett*, 2002, **88**: 202301.
- [35] RISCHKE D, BERNARD S, MARUHN J. *Nucl Phys*, 1995, **A595**: 346.
- [36] ZHU X, ZHUANG P, XU N. *Phys Lett*, 2005, **B607**: 107.
- [37] LIU Y, QU Z, XU N, ZHUANG P. *J Phys*, 2010, **G37**: 075110.
- [38] ZHU X, BLEICHER M, HUANG S, *et al.* *Phys Lett*, 2007, **B647**: 366.
- [39] ZHU X, XU N, ZHUANG P. *Phys Rev Lett*, 2008, **100**: 152301.
- [40] ZHU X, XU N, ZHUANG P. *J Phys*, 2009, **G36**: 064025.
- [41] YAN L, ZHUANG P, XU N. *Int J Mod Phys*, 2007, **E16**: 2048.
- [42] PESKIN M. *Nucl Phys*, 1979, **B156**: 365.
- [43] BHANOT G, PESKIN M. *Nucl Phys*, 1979, **B156**: 391.
- [44] WANG X, YUAN F. *Phys Lett*, 2002, **B540**: 62.
- [45] ARLEO F, GOSSIAUX P, GOUSSET T, *et al.* *Phys Rev*, 2002, **D65**: 014005.
- [46] POLLERI A, RENK T, SCHNEIDER R, WEISE W. *Phys Rev*, 2004, **C70**: 044906.
- [47] ASAKAWA M, HATSUDA T. *Phys Rev Lett*, 2004, **92**: 012001.
- [48] SATZ H. *J Phys*, 2006, **G32**: R25.
- [49] LIU Y, CHEN B, XU N, *et al.* *Phys Lett*, 2011, **B697**: 32.
- [50] SHURYAK E, ZAHED I. *Phys Rev*, 2004, **D70**: 054507.
- [51] DIGAL S, KACZMAREK O, KARSCH F, *et al.* *Eur Phys J*, 2005, **C43**: 71.
- [52] AFFOLDER T, AKIMOTO H, AKOPIAN A, *et al.* *Phys Rev Lett*, 2000, **84**: 2094.
- [53] CRONIN J, FRISCH H, SHOCHET M, *et al.* *Phys Rev*, 1975, **D11**: 3105.
- [54] TOPILSKAYA N, ALESSANDRO B, ALEXA C. *Nucl Phys*, 2003, **A715**: 675.
- [55] SJOSTRAND T, EDEN P, FRIBERG C, *et al.* *Comput Phys Commun*, 2001, **135**: 238.
- [56] WANG X. *Phys Rev Lett*, 1998, **81**: 2655.
- [57] ADARE A, ADLER S, AFANASIEV S, *et al.* *Phys Rev Lett*, 2007, **98**: 232302.
- [58] ANDRONIC A, BRAUN-MUNZINGER P, REDLICH K, *et al.* *Phys Lett*, 2007, **B652**: 259.
- [59] ZHOU K, XU N, ZHUANG P. *Nucl Phys*, 2010, **A834**: 249c.
- [60] LIU Y, QU Z, XU N, *et al.* *Phys Lett*, 2009, **B678**: 72.
- [61] LIU Y, QU Z, XU N, *et al.* *J Phys*, 2009, **G36**: 064057.
- [62] QU Z, LIU Y, XU N, *et al.* *Nucl Phys*, 2009, **A830**: 335c.
- [63] ZHUANG P, HUFNER J. *Eur Phys J*, 2003, **A16**: 63.
- [64] ZHUANG P, ZHU X. *Phys Rev*, 2003, **C67**: 067901.
- [65] LIU Y, XU N, ZHUANG P. *Nucl Phys*, 2010, **A834**: 317c.

## Heavy Flavor Production in Relativistic Heavy Ion Collisions

LIU Yun-peng<sup>1)</sup>, ZHUANG Peng-fei<sup>2)</sup>

(*Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

**Abstract:** Heavy quarkonium is a sensitive signature of the new state of matter—quark-gluon plasma produced in high energy nuclear collisions. We describe the space-time evolution of the quark-gluon plasma by relativistic hydrodynamic equations and the quarkonium motion by transport equation. We found that the competition between the gluon dissociation and regeneration can explain naturally the  $J/\psi$  puzzles at RHIC energy. We predict the increase of the nuclear modification factor in semi-central and central collisions and the related transverse momentum suppression at LHC energy.

**Key words:** heavy ion collision; QCD phase transitions; heavy flavor suppression

**Received date:** 22 Mar. 2011; **Revised date:** 13 May 2011

**Foundation item:** National Natural Science Foundation of China(10575058, 10735040, 10975084, 11079024); Major State Basic Research Development Program of China(973 Program)(2007CB815004)

1) E-mail: liuyup06@mails.tsinghua.edu.cn; 2) E-mail: zhuangpf@mail.tsinghua.edu.cn