

200GeV / u 的 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ 核碰撞产生的 双轻子谱 ($M \leq 4\text{GeV} / c^2$) 的计算*

李盘林¹ 邓乘风¹ 王立联² 许梦杰²

1 (苏州铁道师范学院物理系 苏州 215009)

2 (上海大学理学院数学系 上海 201800)

摘要 在夸克味动力学的计算中,除包含 u、d、s 夸克及其反夸克外,还涉及粲夸克及其反夸克 ($c\bar{c}$),采用包含夸克味动力学效应的相对论性流体力学模型,计算了碰撞能量为 200GeV / u 的 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ 核碰撞时形成的膨胀 QGP 及其在相变过程中发射的双轻子谱,轻子对的质量范围 $M \leq 4\text{GeV} / c^2$. 计算结果与 CERN SPS 的实验测量数据进行了定性的比较和分析,得到初步的结论:由于夸克碎块和味动力学效应, $J/\psi \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ 峰值被降低,导致低质量区(阈至 $1.35\text{GeV} / c^2$) 谱的提高.

关键词 粲夸克 夸克味动力学效应 双轻子谱

1 引言

为了探索在相对论性核碰撞中可能形成的夸克-胶子等离子体物质的存在,必须要研究在不同相中 QCD 物质所产生的信号及其特征. 轻子作为新物质探针之一, 研究表征夸克-胶子等离子体存在的特征双轻子谱是很有意义的^[1].

本文以 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ 对头碰撞为对象进行探究. 假定能量约 200GeV / u 的碰撞所形成的高温、高密度的体系中,大量的夸克、胶子的自由度被激发,而且它们拥有大量的能量,彼此不断地发生碰撞. 最初时刻 ($t \leq 1 / M$) 的碰撞,由硬夸克-反夸克对的湮没,不断产生双轻子,与此同时,碰撞中也会产生新的夸克对(夸克碎块). 随着体系的不断膨胀,温度继续不断下降,当体系的温度接近临界值 T_c 时,体系内会发生“夸克化学反应”,产生出遵从味选择定则的各类强子,体系进入了两相混合阶段,且产生出的强子也因不断地碰撞,交换能量而产生味的重组反应以及发生正、反强子的湮没和共振衰变,发射出双轻子. 此过程一直延续至双轻子的产生阈. 因此,从体系不同相中的 QCD 物质发射双轻子的源来分析可分为:在

1998-02-09收稿,1999-01-08收修改稿.

* 国家自然科学基金(19175063)和苏州铁道师范学院部分资助

碰撞的早期 ($t \leq 1/M$), 轻子对主要是由硬夸克-反夸克碰撞湮没和带粲粒子的衰变(即来自 Drell-Yan 过程), 产生出轻子对的质量分布于 J/ψ 以上 ($M > 3.1 \text{ GeV}/c^2$); 对于中等质量区 $1.35 \text{ GeV}/c^2 \leq M \leq 3.1 \text{ GeV}/c^2$, 双轻子主要来自矢量介子 ($\rho + \omega$), ρ' , ϕ 和 J/ψ 等的共振衰变; 在阈至 $1.35 \text{ GeV}/c^2$ 的低质量区, 双轻子源于 Dalitz 和介子的两体衰变^[2]. 这些过程产生的速率皆由体系的局域温度所决定; 然而将体系的局域温度 T 作为演化参数来描述体系的演化过程, 必须考虑体系的动力学膨胀和包含夸克碎块的味动力学效应, 才能得到合理的结果. 本文对演化体系的描述除了考虑 (1+1) 维柱对称膨胀外, 还采用了唯象的 $SU(3)$ 弦模型理论来处理夸克碎块(弦破裂)和味动力学过程^[3], 建立了一个自治的模型理论框架. 文中第二章, 讨论并给出了体系在不同相中 QCD 物质产生的特征双轻子谱的理论计算公式. 对于夸克相, 包含 u, d, s 和 c 夸克以及胶子, 在强子相, 主要考虑矢量介子 ρ (实际上是 $(\rho + \omega)$), ϕ , ρ' 和 J/ψ 等的共振衰变. 在第三章中讨论了采用带有源项的相对论性流体力学方程来描写体系演化过程中的膨胀机制和通过对源项的 $SU(3)$ 唯象理论处理, 使包含夸克碎块的味动力学效应对相变过程的影响得以充分地计及. 在第四章中将本文计算出的 $200 \text{ GeV}/u$ 的 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ 碰撞中产生的 $M \leq 4 \text{ GeV}/c^2$ 的双轻子谱和 CERN SPS 测得的 $450 \text{ GeV}/c \cdot u^{-1}$ 的 $p + W$ 和 $200 \text{ GeV}/u$ 的 $^{32}\text{S} + W$ 碰撞时产生的 $M \leq 3.1 \text{ GeV}/c^2$ 的双轻子谱^[2]在定性方面进行比较、分析和讨论.

2 不同相中 QCD 物质产生的特征双轻子谱的理论公式

考虑如下产生双轻子的反应过程:

$$a^+ + a^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-, \quad (2.1)$$

其中 a 表示夸克或强子. 这类反应的截面可以从 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 的截面公式导出,

$$\bar{\sigma}(M) = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{\alpha^2}{M^2} \cdot \left(1 + \frac{2m_1^2}{M^2}\right) \left(1 - \frac{4m_1^2}{M^2}\right)^{1/2}, \quad (2.2)$$

这里 α 是精细结构常数, m_1 是轻子 μ 的质量, M 是质心的质量.

只要把此截面公式对夸克或强子作色因子和形状因子的修正, 就可以分别得到夸克相或强子相产生双轻子反应的截面公式. 因此, 在夸克相中由夸克-反夸克湮没产生轻子对的截面为

$$\sigma_q(M) = F_q \bar{\sigma}(M), \quad F_q = N_c (2s + 1)^2 \sum_f e_f^2, \quad (2.3)$$

本文中, 夸克相应包含 u, d, s 和 c 夸克及其反夸克, 还有胶子 g , 在此 $F_q = \frac{40}{3}$.

假定在强子相中的强子气主要包含 π 介子, 双轻子是来自 π^+ 的湮没和其它矢量介子共振态的衰变, 如有

$$\begin{aligned} \pi^+ + \pi^- &\rightarrow \rho \rightarrow \mu^+ + \mu^-, \\ \pi^+ + \pi^- &\rightarrow \rho' \rightarrow \mu^+ + \mu^-, \end{aligned} \quad (2.4a)$$

它们的分支比分别为 100% 和 25%, 相应的截面公式为

$$\begin{cases} \sigma_{\pi}(M) = F_{\pi}(M) \bar{\sigma}(M) \left(1 - \frac{4m_{\pi}^2}{M^2}\right)^{1/2}, \\ F_{\pi}(M) = \frac{m_{\rho}^4}{(m_{\rho}^2 - M^2)^2 + m_{\rho}^2 \Gamma_{\rho}^2} + \frac{1}{4} \frac{m_{\rho'}^4}{(m_{\rho'}^2 - M^2)^2 + m_{\rho'}^2 \Gamma_{\rho'}^2}. \end{cases} \quad (2.4b)$$

另外, 由于夸克相中包含了 s 夸克和 c 夸克, 强子化过程中定会有含奇异数和粲数的强子, 如耦合成矢量介子 ϕ ($1.024\text{GeV}/c^2$) 和 J/ψ ($3.100\text{GeV}/c^2$) 的共振态, 其相应的截面公式为

$$\begin{cases} \sigma_{\pi}^{\phi}(M) = F_{\phi}(M) \bar{\sigma}(M) \left(1 - \frac{4m_{\pi}^2}{M^2}\right)^{1/2}, \\ F_{\phi}(M) = \frac{m_{\phi}^4}{(m_{\phi}^2 - M^2)^2 + m_{\phi}^2 \Gamma_{\phi}^2}, \end{cases} \quad (2.5)$$

和

$$\begin{cases} \sigma_{\pi}^{J/\psi}(M) = F_{J/\psi}(M) \bar{\sigma}(M) \left(1 - \frac{4m_{\pi}^2}{M^2}\right)^{1/2}, \\ F_{J/\psi}(M) = \frac{m_{J/\psi}^4}{(m_{J/\psi}^2 - M^2)^2 + m_{J/\psi}^2 \Gamma_{J/\psi}^2}, \end{cases} \quad (2.6)$$

其中取 $m_{\phi} \approx 1.024\text{GeV}/c^2$, $\Gamma_{\phi} \approx \Gamma_{\text{exp}} \approx 0.62\text{MeV}$; $m_{J/\psi} \approx 3.100\text{GeV}/c^2$, $\Gamma_{J/\psi} \approx \Gamma_{\text{exp}} \approx 0.063\text{MeV}$. 再由运动学理论计算得出产生具有不变质量平方 M^2 的轻子对的速率为

$$\frac{dN}{dx^4 dM^2} = \frac{\sigma(M)}{4(2\pi)^4} M^3 TK_1\left(\frac{M}{T}\right) \left(1 - \frac{m_a^2}{M^2}\right), \quad (2.7)$$

其中 T 为体系的局域温度, 微元 $dx^4 = dx_t^2 dt dy$ 是 Bjoken 模型中的时空体积元, y 是纵向流的快度, dy 则为其微元.

将上式对中心区的演化历史积分可以得到具有实测意义的不变质量平方 M^2 的轻子对快度密度的计算公式

$$\frac{dN}{dy dM^2} = \begin{cases} 2\pi \int r dr \int t dt \left(\frac{dN}{dx^4 dM^2}\right)_q, & \text{当 } T_c < T < T_0, \\ 2\pi \int r dr \int t dt \left(\frac{dN}{dx^4 dM^2}\right)_h, & \text{当 } T_f < T < T_h, \end{cases} \quad (2.8)$$

其中 T_0 、 T_h 和 T_f 分别是演化体系的初始温度、强子和最后的“冻结”温度.

对于 Drell-Yan 过程采用如下公式估计^[1]:

$$\frac{dN_{A+A}^{\text{Dy}}}{dM dy} = 4 \times \frac{A^{4/3} \times 3.8 \times 10^{-8}}{M^3} \cdot \left[\frac{4\pi R_A^2}{\sigma_{\text{in}}}\right] \cdot \left[\frac{S^A(0) + \text{海夸克效应}}{0.25A}\right]. \quad (2.9)$$

3 对膨胀夸克-胶子等离子体强子化过程的描述

采用带有源项的相对论性流体力学方程来描写这个体系, 并且在源项中包含 $SU(3)$ 夸克味动力学效应, 这样处理就能对体系的动力学膨胀和味动力学效应的影响予以充分的考虑. Kajantie 等人采用如下有源的相对论性流体力学方程^[1]来描写体系经历“自由流”之后的进一步演化:

$$\begin{cases} \partial_\mu T^{\mu\nu} = \Sigma^\nu, \\ \partial_\mu J_B^\mu = \sigma, \end{cases} \quad (3.1)$$

其中, $T^{\mu\nu} = (\epsilon + p)u^\mu u^\nu - pg^{\mu\nu}$ 是能量-动量张量, $J_B^\mu = n_B u^\mu$ 是重子数流密度. 假定在特征时间 $\tau_0 = 1\text{fm}$ 以后体系作柱对称膨胀; 由于初始时刻边界条件具有洛仑兹不变性, 通过洛仑兹提升而得到中心快度区的任意纵坐标下的横向运动, 因此方程只须在 $z = 0$ 处求解, 故方程退化为 $(1+1)$ 维. 当引进热力学关系和状态方程时, 方程组 (3.1) 就化成关于体系的局域温度 T 、速度 v 和重子数密度 n_B 的联立方程组^[5,6].

对于方程右端源项的表达式取自文献 [4]. 源项中的 ρ_i 和 ρ_N 则是体系在演化时强子化过程中产生出来的各种强子粒子密度. 对于这些强子粒子密度的计算采用了唯象的 $SU(3)$ 弦模型理论, 考虑以下简单过程:

$$\begin{aligned} q_1 - \bar{q}_2 &\rightleftharpoons q_1 - \bar{q}_3 q_3 - \bar{q}_2, \\ &\rightleftharpoons q_1 - \bar{q}_3 (q_3 \bar{q}_2), \\ &\rightleftharpoons (q_1 \bar{q}_3) (q_3 \bar{q}_2), \end{aligned} \quad (3.2a)$$

和

$$\begin{aligned} q_1 - q_2 - q_3 &\rightleftharpoons q_1 q_2 - q_4 \bar{q}_4 - q_3, \\ &\rightleftharpoons q_1 q_2 - q_4 (\bar{q}_4 q_3), \\ &\rightleftharpoons (q_1 q_2 q_4) (\bar{q}_4 q_3), \end{aligned} \quad (3.2b)$$

其中括号 $(q\bar{q})$ 表示介子组态, 括号 (qqq) 表示重子组态. 详细的描述、计算公式和数值结果可参看文献 [3] 和注¹⁾. 在注 1) 中, 计算了质量 $m_i \leq 2\text{GeV} / c^2$ 的那些强子粒子, $i = \pi, K, \bar{K}, \eta', N, Y, \Xi$ 等.

众所周知, 在 $SU(3)$ 夸克模型理论中, 夸克可以具有 6 种味: u, d, s, c, b 和 t . 因为本文要计算 $M \leq 4\text{GeV} / c^2$ 的双轻子谱, 则必须考虑在夸克相中包含 u, d, s 和 c 夸克 (由于 b, t 夸克流质量 m_f 分别为 $5\text{GeV} / c^2$ 和 $40\text{GeV} / c^2$, 这里将不考虑). 而且在最低阶的微扰 QCD 中只有如下两类反应可以改变夸克的味:

1) 施心慧, 硕士学位论文, 上海大学理学院, 1993年

$$\begin{cases} g + g \rightarrow q + \bar{q}, [gq], \\ q_1 + \bar{q}_1 \rightarrow q_2 + \bar{q}_2, [qq]. \end{cases} \quad (3.3)$$

由于要计算那些含奇异数和粲数的强子, 故必须通过方程 (3.3) 所表述的改变夸克味的反应来计算奇异夸克和粲夸克的产生速率. 对奇异夸克 (s) 的产生速率可表示为:

$$\begin{aligned} \dot{y}_{gs} &= \langle \sigma v \rangle_{gg}^s \frac{N_g \cdot N_g}{V_p} [1 - \exp\{(\mu_s + \mu_{\bar{s}}) / T\}], \\ \dot{y}_{us} &= \langle \sigma v \rangle_{u\bar{u}}^s \frac{N_u \cdot N_{\bar{u}}}{V_p} [1 - \exp\{(\mu_s + \mu_{\bar{s}} - \mu_u - \mu_{\bar{u}}) / T\}], \\ \dot{y}_{ds} &= \langle \sigma v \rangle_{d\bar{d}}^s \frac{N_d \cdot N_{\bar{d}}}{V_p} [1 - \exp\{(\mu_s + \mu_{\bar{s}} - \mu_d - \mu_{\bar{d}}) / T\}]; \end{aligned}$$

粲夸克 (c) 的产生速率则类似可表述如下:

$$\begin{aligned} \dot{y}_{gc} &= \langle \sigma v \rangle_{gg}^c \frac{N_g \cdot N_g}{V_p} [1 - \exp\{(\mu_c + \mu_{\bar{c}}) / T\}], \\ \dot{y}_{uc} &= \langle \sigma v \rangle_{u\bar{u}}^c \frac{N_u \cdot N_{\bar{u}}}{V_p} [1 - \exp\{(\mu_c + \mu_{\bar{c}} - \mu_u - \mu_{\bar{u}}) / T\}], \\ \dot{y}_{dc} &= \langle \sigma v \rangle_{d\bar{d}}^c \frac{N_d \cdot N_{\bar{d}}}{V_p} [1 - \exp\{(\mu_c + \mu_{\bar{c}} - \mu_d - \mu_{\bar{d}}) / T\}], \\ \dot{y}_{sc} &= \langle \sigma v \rangle_{s\bar{s}}^c \frac{N_s \cdot N_{\bar{s}}}{V_p} [1 - \exp\{(\mu_c + \mu_{\bar{c}} - \mu_s - \mu_{\bar{s}}) / T\}], \end{aligned}$$

其中 $\langle \sigma v \rangle_{gg}$ 和 $\langle \sigma v \rangle_{qq}$ 分别表示出射道为 s 或 c 的热平均截面^[5], V_p 是夸克-胶子等离子体的体积. 计算的方法和步骤可参看文献 [3, 4].

当包含夸克碎块和味动力学效应的源项通过上述的唯象 $SU(3)$ 弦模型理论计算后, 就可以进行数值求解方程组 (3.1) 的变形方程组. 关于求解时的初始条件、边界条件和数值方法的细节在文献 [6, 7] 中有详细的讨论.

4 结果和讨论

图 1 是由唯象 $SU(3)$ 弦模型理论计算出的, $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ 碰撞时形成的膨胀夸克-胶子等离子体体系中的夸克、反夸克、介子和重子数的时间演化曲线. 计算的初始条件是 $V_0 = 100\text{fm}^3$, $n_B^{(0)} = 0.63\text{fm}^{-3}$, $T_0 = 250\text{MeV}$ 和 $T_c = 180\text{MeV}$, 对于 $^{238}\text{U} - ^{238}\text{U}$, $A = 238$, $R_0 = R_A = 1.02A^{1/3}$. 由图可以看到, 通过味动力学过程, 体系中产生出了一些含奇异数和粲数的强子. 在计算中已考虑到奇异数和粲数守恒.

图 2 显示出体系演化参数——局域温度 T 在不同时刻的径向分布曲线. 可以看到随着时间的发展, 温度分布曲线出现“坪”, 这是因为体系演化进入到源的时空范围内. 夸克化学反应一旦发生, 就有大量的反应能量释放出来, 以维持由于动力学膨胀造成的耗能过程.

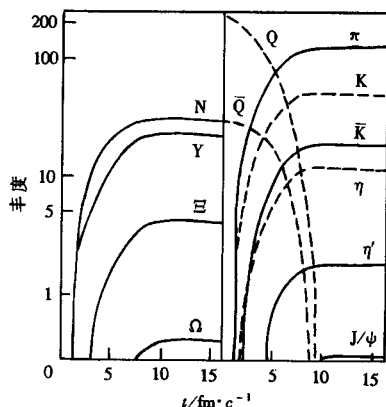


图1 夸克、反夸克、介子和重子数的时间演化

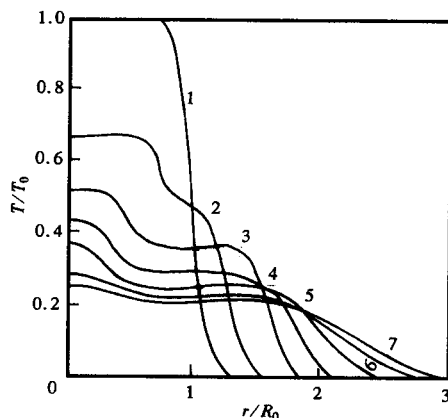


图2 不同时刻体系温度的径向分布曲线
 $T_0 = 250\text{MeV}$, $T_c = 180\text{MeV}$; 曲线1—7分别表示
 $t = 1, 2.8, 4.6, 5.7, 6.2, 6.6, 7.0\text{fm}$; $R_0 = R_A = 1.02A^{1/3}$, $A = 238$.

不变质量双轻子的中心快度密度分布的理论计算结果示于图3中。由图3计算出的理论谱中明显地呈现出 $M \approx 0.775\text{GeV}/c^2, 1.024\text{GeV}/c^2, 1.600\text{GeV}/c^2$ 和 $3.100\text{GeV}/c^2$ 处有峰，它们分别与 ρ, ϕ, ρ' 和 J/ψ 矢量介子的共振衰变相应。

由于目前尚无极高能量(相对论性)的 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ 的实验测量, 1995年发表了 CERN SPS 的 $E_{\text{cm}} \approx 450\text{GeV}$ $p + W$ 和 $E_{\text{cm}} \approx 200\text{GeV}$ $u + ^{32}\text{S} + W$ 的实验, 测量了 $M \leq 3.1\text{GeV}/c^2$ 的双轻子谱。本文中特将计算的理论谱的纵坐标按实测的重新刻度标绘于同一图上(如图4)。

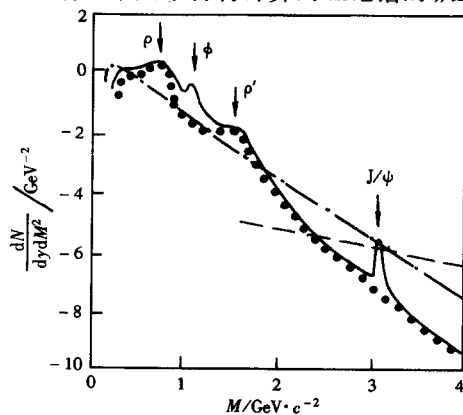


图3 轻子中心快度密度分布

—— 表示夸克相的贡献;
 表示来自强子相的贡献, 且在强子化过程中不考虑含奇异数和粲数的那些强子, 故谱中不出现 $\phi(1.024\text{GeV}/c^2)$ 和 $J/\psi(3.100\text{GeV}/c^2)$ 的衰变贡献;
 ——— 夸克相包含 u, d, s 和 c , 以及强子相包含有 $\rho(0.775\text{GeV}/c^2), \phi, \rho'(1.600\text{GeV}/c^2)$ 和 J/ψ 的衰变贡献的总谱。衰变分支比 ϕ/ρ 和 $(J/\psi)/\rho$ 在此计算中分别取为 0.17 和 1;
 - - - - - 表示来自 Drell-Yan 过程的贡献。

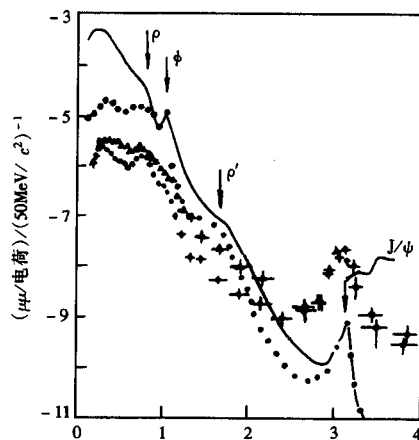


图4 双轻子不变质量谱

—— 重新刻度后理论计算出的 $200\text{GeV}/u$ 的 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ 的双轻子谱; ϕ 衰变的分支比取为 17.7%^[3], J/ψ 取为 100%;
 本文计算的强子相对双轻子谱的贡献;
 + 和 Δ 分别为 $p + W$ 和 $^{32}\text{S} + W$ 的实验测量数据。

由图 4 可以看到, 在同一标绘下, 曲线分布的趋势一致. 在高质量区 (J/ψ 以上) 的轻子对主要是来自起初的硬夸克-反夸克对的湮没, 这是 Drell-Yan 过程, 本文并不着重讨论它; 在小质量区 (阈至 $1.35\text{GeV}/c^2$), 特别在 $M \leq 1.00\text{GeV}/c^2$ 的范围内, 计算出的理论谱较实验测量数据要高 1—2 个数量级; 在中等质量区 ($1.35—3.10\text{GeV}/c^2$), 主要是 J/ψ 衰变贡献偏低, 而其余部分曲线的走向与实测相一致. 众所周知, 小质量区的双轻子源于 Dalitz 和介子的两体衰变; 而中等质量区的轻子对主要来自预平衡发射和矢量介子的共振衰变^[2]. 在本文的计算中, 由于考虑了夸克碎块效应和味动力学, 即体系在膨胀之初, 有相当一部分能量转化为产生夸克碎块 (弦破裂), 使体系内的夸克对增加; 随后的夸克化学反应 (味重组) 使体系内的强子产额亦有相应的提高. 况且, 因为是夸克碎块, 它们毕竟是“次级”的夸克-反夸克, 比起初的硬夸克-反夸克对的能量低得多, 故它们的衰变多贡献较低质量的轻子对; 由于味动力学过程, 必然消耗体系中相当一部分的起初的硬夸克-反夸克的份额, 因而造成偏高质量区及高质量区轻子对产额的降低. 由此, 可以认为在极高能量下 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ 的碰撞中, 由于夸克碎块效应和味动力学过程的影响, 降低了 J/ψ 的产额以至造成由 J/ψ 衰变而来的轻子对产额的降低, 提高了低质量区轻子对的产额.

另外, 由图 4, $p + W$ 和 $^{32}\text{S} + W$ 的实测数据也可以看到双轻子分布随作用核的核子数的增加而提高, 而 J/ψ 的贡献无明显的变化, 似乎有迹象表明, 在极高能量的碰撞中, 少核子核-核碰撞和多核子核-核碰撞在作用机制方面可能有不同, 以至 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ 这样重的核-核碰撞必然会呈现出与 $p + W$ 或 $^{32}\text{S} + W$ 不同的结果. 我们迫切地期待着实验的进展, 能得 200GeV/u 或更高能量下 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ 碰撞实验测量的结果.

参 考 文 献

- 1 Kajantie K, Kataja M, McLarran L et al. Phys. Rev., 1986, **D34**:811—821
- 2 Masera M. Nucl. Phys., 1995, **A590**:93c—102c
- 3 Barz H W, Friman B L, Knall J et al. Nucl. Phys., 1988, **A484**:661—684
- 4 Kajantie K, Raitio R, Ruus-Kanen P V. Nucl. Phys., 1983, **B222**: 152—188
- 5 Koch P, Müller B, Rafelski J. Phys. Reports, 1986, **142**(314): 167
- 6 Li Panlin, Wu Hua, Xu Mengjie. High Energy Physics and Nuclear Physics (in Chinese), 1997, **21**:918—925 (李盘林, 吴华, 许梦杰. 高能物理与核物理, 1997, **21**:918—925)
- 7 Wu hua, Xu Mengjie, Li Panlin. Chinese General Computational Physics (in Chinese), 1999, **16**:94 (王立联, 许梦杰, 李盘林. 计算物理, 1999, **16**:94)

Calculation of the Productive Dilepton Spectrum ($M \leq 4\text{GeV} / c^2$) in
 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ Collisions at $E_{c,m} \approx 200\text{GeV} / u^*$

Li Panlin¹ Deng Chengfeng¹ Wang Lilian² Xu Mengjie²

1 (Department of physics, Suzhou Railway Normal College, Suzhou 215009)

2 (Department of Mathematics, Shanghai University, Shanghai 201800)

Abstract In this paper, besides including u, d, s quarks and their anti-quarks the charm quarks and their anti-quarks ($c\bar{c}$) were still included in the calculation of flavour kinetics of quarks. Using relativistic hydrodynamics model with the effect of quark flavor kinetics, invariable mass dilepton spectrum of $M \leq 4\text{GeV} / c^2$ has been calculated. The dileptons are emitted from phase transition process of an expansion quark matter which is created in collisions of $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ at energy $\sim 200\text{GeV} / u$. The numerical results have been compared with experimental data of CERN SPS qualitatively. A preliminary conclusion has been given: quark fragmentation and effect of flavour kinetics are the causes of suppression of the peak of $J/\psi \rightarrow \mu^+ + \mu^-$.

Key words charm, quark flavour dynamics effect, dilepton spectrum

Received 9 February 1998, Revised 8 January 1999

* Supported by the National Natural Science Foundation of China (19175063) and Suzhou Railway Normal College