

文章编号: 1007-4627(2014)04-0460-08

演化过程主导的流体力学模型与 Cu-Cu 在 BNL-RHIC 能量碰撞中带电粒子的赝快度分布

姜志进, 王杰, 张海丽, 马可

(上海理工大学理学院, 上海 200093)

摘要: 高能重离子碰撞产生的带电粒子由两部分组成: 一部分来源于碰撞产生的高温高密度物质, 另一部分是领头粒子。假设高温高密度物质按照由演化过程主导的流体力学的规律膨胀并冻析为带电粒子, 领头粒子来源于参与者且具有大致相同的能量。基于该假设, 得到了高能重离子碰撞带电粒子的赝快度分布, 并与 BNL-RHIC 上的 PHOBOS 合作组在 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ 与 200 GeV 的 Cu-Cu 碰撞中给出的实验结果相比较, 理论与实验测量符合得很好。

关键词: 演化过程主导的流体力学模型; Khalatnikov 势; 领头粒子

中图分类号: O572.2 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.31.04.460

1 引言

随着对高能重离子碰撞中所观察到的椭圆流与多重数产生的成功描述^[1-3], 相对论流体力学模型已被广泛地认为是描述碰撞中产生的高温高密度物质时空演化的最重要的理论工具之一^[4-21]。

虽然现在可以借助于强大的数字计算来处理一些流体力学问题, 但这需要非常大的计算量与娴熟的规避不稳定性的技巧。相反, 解析结果, 由于其简单与明晰的特点, 通常能为人们了解碰撞产物的性质提供非常宝贵的信息, 一直是人们不懈追求的目标之一。

在给定初始条件与状态方程的条件下, 流体的时空演化过程只取决于局域能量-动量守恒与局域热平衡假设, 从这一点来说, 流体力学是简单而有效的。但另一方面, 目前我们对初始条件与状态方程的了解还很少, 更糟糕的是, 相对论流体力学的偏微分方程组是高度非线性的, 这样的方程组在求解方法上面临着巨大的挑战, 所以从这一角度而言, 流体力学是非常复杂的。这就是为什么到目前为止该理论的解析研究一般仅限于 1+1 维膨胀过程, 1+3 维膨胀过程的研究还很少, 这方面的一般解析解还远远没有得到。

1+1 维流体力学模型的一个重要应用是讨论高能重离子碰撞中产生的带电粒子的赝快度分布。本文我

们将在考虑领头粒子效应的基础上, 采用由演化过程所主导的流体力学模型来讨论这一分布^[4-5]。该模型的主要内容将在第 2 节中介绍; 所得解析解将在第 3 节中用于构造由流体冻析产生的带电粒子的快度分布, 同时给出领头粒子的快度分布, 并用所得结果讨论 BNL-RHIC 上的 PHOBOS 合作组在 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ 与 200 GeV 的 Cu-Cu 碰撞中所做的实验测量^[22]。

2 演化过程主导的流体力学模型

理想流体的 1+1 维运动满足方程

$$\begin{aligned}\frac{\partial T^{00}}{\partial t} + \frac{\partial T^{10}}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial T^{01}}{\partial t} + \frac{\partial T^{11}}{\partial z} &= 0,\end{aligned}\quad (1)$$

其中: t 为时间; z 为沿束流方向的纵向坐标。

$$T^{\mu\nu} = (\varepsilon + p)u^\mu u^\nu - pg^{\mu\nu} \quad (2)$$

为能量-动量张量, $g^{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$, u^μ , ε 与 p 分别为度规张量、流元的 4 维速度、能量密度与压强。由式 (2) 与 u^μ 的光锥变量表示

$$u_\pm = u_0 \pm u_1 = u_t \pm u_z = e^{\pm y},$$

收稿日期: 2014-06-30; 修改日期: 2014-07-14

基金项目: 上海市宝山区科学技术转化项目(CXY-2012-25); 上海市一流学科项目(XTKX2012); 沪江基金(B14004)

作者简介: 姜志进(1960-), 男, 教授, 山东乳山人, 从事重离子核物理理论研究; E-mail: Jzj265@163.com。

其中: y 为普通快度, 式 (1) 变为

$$\begin{aligned} \frac{e^{2y}-1}{2} \frac{\partial(\varepsilon+p)}{\partial z^+} + e^{2y}(\varepsilon+p) \frac{\partial y}{\partial z^+} + \frac{1-e^{-2y}}{2} \frac{\partial(\varepsilon+p)}{\partial z^-} + e^{-2y}(\varepsilon+p) \frac{\partial y}{\partial z^-} + \frac{\partial p}{\partial z^+} - \frac{\partial p}{\partial z^-} &= 0, \\ \frac{e^{2y}+1}{2} \frac{\partial(\varepsilon+p)}{\partial z^+} + e^{2y}(\varepsilon+p) \frac{\partial y}{\partial z^+} + \frac{1+e^{-2y}}{2} \frac{\partial(\varepsilon+p)}{\partial z^-} - e^{-2y}(\varepsilon+p) \frac{\partial y}{\partial z^-} - \frac{\partial p}{\partial z^+} - \frac{\partial p}{\partial z^-} &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

其中: $z^\pm = t \pm z = x^0 \pm x^1 = \tau e^{\pm \eta}$ 为光锥变量; $\tau = \sqrt{z^+ z^-}$ 为固有时; $\eta = 1/2 \ln(z^+/z^-)$ 为时空快度。

上式是复杂的非线性偏微分方程组, 为求解它, 人们引入了 Khalatnikov 势 χ ^[4-5,18], 它与 z^\pm , τ 及 η 间的关系为

$$z^\pm(\theta, y) = \frac{1}{2T_0} e^{\theta \pm y} \left(\frac{\partial \chi}{\partial \theta} \pm \frac{\partial \chi}{\partial y} \right), \quad (4)$$

$$\tau(\theta, y) = \frac{e^\theta}{2T_0} \sqrt{\left(\frac{\partial \chi}{\partial \theta} \right)^2 - \left(\frac{\partial \chi}{\partial y} \right)^2}, \quad (5)$$

$$\eta(\theta, y) = y + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\frac{\partial \chi}{\partial \theta} + \frac{\partial \chi}{\partial y}}{\frac{\partial \chi}{\partial \theta} - \frac{\partial \chi}{\partial y}} \right), \quad (6)$$

其中

$$\theta = \ln \left(\frac{T_0}{T} \right), \quad (7)$$

T 为流元的温度; T_0 为其初始值。采用 Khalatnikov 势 χ , 方程 (3) 可简化为^[4-5]

$$\frac{\partial^2 \chi(\theta, y)}{\partial \theta^2} - [g(\theta) - 1] \frac{\partial \chi(\theta, y)}{\partial \theta} - g(\theta) \frac{\partial^2 \chi(\theta, y)}{\partial y^2} = 0, \quad (8)$$

其中: $1/\sqrt{g(\theta)} = c_s(\theta)$ 是声速。上式是二阶线性偏微分方程, 适用于任意形式的 $g(\theta)$ 。

现有研究表明, $g(\theta)$ 随能量与对心度的变化很慢, 对于一定的入射能量, 它可以很好地取作常数^[23-25], 对于 BNL-RHIC 能量的核-核碰撞, 该常数可以近似地取做 $g = 8.16$ ^[23]。在该情况下, 式 (8) 有解^[4-5]

$$\begin{aligned} \chi(\theta, y) = \frac{e^{\frac{g-1}{2}\theta}}{4\sqrt{g}} \int dy' \int_0^{\theta - (y-y')/\sqrt{g}} d\theta' F(\theta', y') \times \\ I_0 \left(\frac{g-1}{2} \sqrt{(\theta - \theta')^2 - \frac{(y-y')^2}{g}} \right), \end{aligned} \quad (9)$$

其中 $F(\theta', y')$ 为流体源的初始分布函数。

在 高能重离子碰撞中, 由于碰撞过程在束流方向上所产生 的剧烈压缩与洛伦兹收缩效应, 碰撞产物的初始压力梯度在该方向上非常巨大, 与之相比, 初始速度对膨胀过程的影响可忽略不计。即与压力梯度效应相比, 流体的初始速度可假设为零, 流体的运动规律主要受制于压力梯度所致的膨胀或时空演化过程, 也就是说, 时空演化过程主导了流体的运动规律。这时, 流体的初始分布函数可取形式^[4-5,19]

$$F(\theta', y') = C' e^{-\frac{g+1}{2}\theta'} \Theta(\theta') \delta(y'), \quad (10)$$

其中 C' 为任一常数。将其代入式 (9) 得

$$\begin{aligned} \chi(\theta, y) = C' e^{-\theta} \int_{y/\sqrt{g}}^\theta d\theta' e^{\frac{g+1}{2}\theta'} \times \\ I_0 \left(\frac{g-1}{2} \sqrt{\theta'^2 - \frac{y^2}{g}} \right), \end{aligned} \quad (11)$$

上式即为由演化过程所主导的流体力学的解析解, 其中 I_0 为 0 阶第一类变形贝塞尔函数。

3 带电粒子的赝快度分布

高能重离子碰撞产生的带电粒子来源于两部分: 一部分由碰撞产生的高温高密度物质冻析 (Freeze-out) 而成的, 我们假设这部分物质的膨胀规律由演化过程主导的流体力学来描述。另一部分来源于带头粒子, 这部分粒子是指那些携带有碰撞核子量子数与大部分入射能量的粒子, 所以它们应来源于两核碰撞中的参与者。

3.1 由流体冻析产生的带电粒子的快度分布

利用式 (11), 可以求得该分布。为此, 首先考察温度为 T_{FO} 的一类时超曲面上流体熵的快度分布, 该分布定义为

$$\frac{dS}{dy} = su^\mu \frac{d\lambda_\mu}{dy} \Big|_{T_{FO}} = su^\mu n_\mu \frac{d\lambda}{dy} \Big|_{T_{FO}}, \quad (12)$$

其中 n^μ 为超曲面法线方向 4 维单位矢量, 满足条件

$$n^\mu n_\mu = n_+ n_- = 1, \quad (13)$$

$d\lambda^\mu = d\lambda n^\mu$, $d\lambda$ 为沿 n^μ 方向的无穷小类时线元

$$d\lambda = \sqrt{d\lambda^\mu d\lambda_\mu} = \sqrt{-dz^+ dz^-}. \quad (14)$$

采用 (θ, y) 变量, 温度一定的超曲面可方便地定义为

$$\tau_{FO}(y) = \tau(\theta_{FO}, y), \quad \eta_{FO}(y) = \eta(\theta_{FO}, y).$$

其切向矢量为

$$\begin{aligned} t^+(y) &\equiv z_{FO}^+(y) = (\tau'_{FO} + \eta'_{FO} \tau_{FO}) e^{\eta_{FO}}, \\ t^-(y) &\equiv z_{FO}^-(y) = (\tau'_{FO} - \eta'_{FO} \tau_{FO}) e^{-\eta_{FO}}, \end{aligned} \quad (15)$$

其中的撇号代表对 y 的微分, 则由定义有

$$n^\mu(y) t_\mu(y) = \frac{1}{2} [n^+(y) t^-(y) + n^-(y) t^+(y)] = 0.$$

由式(15), 上式变为

$$\begin{aligned} n^+(y) (\eta'_{FO} \tau_{FO} - \tau'_{FO}) e^{-\eta_{FO}} = \\ n^-(y) (\eta'_{FO} \tau_{FO} + \tau'_{FO}) e^{\eta_{FO}}. \end{aligned}$$

上式与式(13)给出

$$\begin{aligned} n^+(y) &= \sqrt{\frac{\eta'_{FO} \tau_{FO} + \tau'_{FO}}{\eta'_{FO} \tau_{FO} - \tau'_{FO}}} e^{\eta_{FO}}, \\ n^-(y) &= \sqrt{\frac{\eta'_{FO} \tau_{FO} - \tau'_{FO}}{\eta'_{FO} \tau_{FO} + \tau'_{FO}}} e^{-\eta_{FO}}. \end{aligned}$$

由该式得

$$u^\mu n_\mu = \frac{1}{\sqrt{\eta_{FO}'^2 \tau_{FO}^2 - \tau_{FO}'^2}} \left[\eta_{FO}' \tau_{FO} \cosh(\eta_{FO} - y) + \tau_{FO}' \sinh(\eta_{FO} - y) \right]. \quad (16)$$

由式(15), 式(14)变为

$$d\lambda = \sqrt{\eta_{FO}'^2 \tau_{FO}^2 - \tau_{FO}'^2} dy. \quad (17)$$

由以上两式, 式(12)变为

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dy} = s_{FO} \left[\eta_{FO}' \tau_{FO} \cosh(\eta_{FO} - y) + \right. \\ \left. \tau_{FO}' \sinh(\eta_{FO} - y) \right]. \end{aligned} \quad (18)$$

进一步, 由式(4)知

$$\begin{aligned} \cosh(\eta - y) &= \frac{e^\theta}{2\tau T_0} \frac{\partial \chi(\theta, y)}{\partial \theta}, \\ \sinh(\eta - y) &= \frac{e^\theta}{2\tau T_0} \frac{\partial \chi(\theta, y)}{\partial y}. \end{aligned} \quad (19)$$

由式(5)与(6)得

$$\begin{aligned} \tau'_{FO} &= \frac{e^\theta}{2T_0} \frac{\left(\frac{\partial \chi}{\partial \theta} \right) \left(\frac{\partial^2 \chi}{\partial \theta \partial y} \right) - \left(\frac{\partial \chi}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial^2 \chi}{\partial y^2} \right)}{\sqrt{\left(\frac{\partial \chi}{\partial \theta} \right)^2 - \left(\frac{\partial \chi}{\partial y} \right)^2}} \Bigg|_{\theta=\theta_{FO}}, \\ \eta'_{FO} &= \frac{\left(\frac{\partial \chi}{\partial \theta} \right)^2 - \left(\frac{\partial \chi}{\partial y} \right)^2 - \left(\frac{\partial \chi}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial^2 \chi}{\partial \theta \partial y} \right) + \left(\frac{\partial \chi}{\partial \theta} \right) \left(\frac{\partial^2 \chi}{\partial y^2} \right)}{\left(\frac{\partial \chi}{\partial \theta} \right)^2 - \left(\frac{\partial \chi}{\partial y} \right)^2} \Bigg|_{\theta=\theta_{FO}}. \end{aligned} \quad (20)$$

将以上两式代入式(18)得

$$\frac{dS}{dy} = \frac{s_{FO}}{2T_{FO}g} \left[\frac{\partial^2 \chi(\theta, y)}{\partial \theta^2} + \frac{\partial \chi(\theta, y)}{\partial \theta} \right] \Bigg|_{\theta=\theta_{FO}}. \quad (21)$$

上式即为由 Khalatnikov 势 χ 表示的流体的熵在温度为 T_{FO} 或 $\theta_{FO} = \ln(T_0/T_{FO})$ 的类时超面上的快度分布, 由该超曲面, 流体将冻析为实验上测得的带电粒子。

将式(11)代入上式得

$$\frac{dS}{dy} = \frac{s_{FO}(g-1)C'}{4gT_{FO}} e^{\frac{g-1}{2}\theta_{FO}} \left[I_0 \left(\frac{g-1}{2} \sqrt{\theta_{FO}^2 - \frac{y^2}{g}} \right) + \frac{\theta_{FO}}{\sqrt{\theta_{FO}^2 - \frac{y^2}{g}}} I_1 \left(\frac{g-1}{2} \sqrt{\theta_{FO}^2 - \frac{y^2}{g}} \right) \right], \quad (22)$$

其中 I_1 为 1 阶第一类变形贝塞尔函数。由于 $\theta_{FO} = \ln(T_0/T_{FO})$ 与流体的初始温度有关, 所以它应是入射能量与对心度的函数。注意熵与带电粒子数之间的正比关系, 则由流体冻析产生的带电粒子的快度分布为

$$\frac{dN_{Fluid}(b, \sqrt{s_{NN}}, y)}{dy} = C(b, \sqrt{s_{NN}}) \left[I_0 \left(\frac{g-1}{2} \sqrt{\theta_{FO}^2 - \frac{y^2}{g}} \right) + \frac{\theta_{FO}}{\sqrt{\theta_{FO}^2 - \frac{y^2}{g}}} I_1 \left(\frac{g-1}{2} \sqrt{\theta_{FO}^2 - \frac{y^2}{g}} \right) \right], \quad (23)$$

其中, $C(b, \sqrt{s_{NN}})$ 是一与快度无关的正规化常数; b 是碰撞参数; $\sqrt{s_{NN}}$ 是核子对的质心能量。

3.2 带头粒子的快度分布

在我们的前期工作中^[5-7], 我们曾假设带头粒子的快度分布具有高斯形式

$$\frac{dN_{Lead}(b, \sqrt{s_{NN}}, y)}{dy} = \frac{N_{Lead}(b, \sqrt{s_{NN}})}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left\{ -\frac{[|y| - y_0(b, \sqrt{s_{NN}})]^2}{2\sigma^2} \right\}, \quad (24)$$

其中 $N_{Lead}(b, \sqrt{s_{NN}})$, $y_0(b, \sqrt{s_{NN}})$ 与 σ 分别是带头粒子数、高斯分布的中心位置与宽度。这一结论源自于如下考虑: 对于一定的入射能量, 每次核-核碰撞中的各带头粒子具有大致相同的能量或快度, 这样由中心定理知^[26], 带头粒子的快度应具有如上所述的高斯分布。实际上, 实验研究表明, 由流体冻析产生的各种不同带电粒子, 其快度分布都很好地服从高斯分布^[27-28]。

式(24)中的 $y_0(b, \sqrt{s_{NN}})$ 是带头粒子的平均快度, 显然它应随入射能量与对心度的增加而增加。 σ 的取值依赖于各带头粒子间能量或快度的相对差, 与入射能量、对心度甚至对撞系统的关系不大, 至少不应明显地依赖于它们, 二者的具体取值将通过与实验数据相比较来确定。

按定义, 式(24)中的带头粒子数 $N_{Lead}(b, \sqrt{s_{NN}})$ 应等于参与者数。如: 对于 p-p 碰撞, 总带头粒子数为 2 个。对于等核碰撞, 每核贡献的带头粒子数为

$$N_{Lead}(b, \sqrt{s_{NN}}) = \frac{N_{Part}(b, \sqrt{s_{NN}})}{2}, \quad (25)$$

其中

$$N_{Part}(b, \sqrt{s_{NN}}) = \int n_{Part}(b, \sqrt{s_{NN}}, s) d^2s \quad (26)$$

是总的参与者数^[29], 式中的积分变量 s 是碰撞区域内任意一点相对于弹核中心的横向坐标, 被积函数 $n_{Part}(b, \sqrt{s_{NN}}, s)$ 是 s 处、沿束流方向、底面积为一个单位的流管内的参与者数, 它取形式

$$n_{Part}(b, \sqrt{s_{NN}}, s) = T_A(s) \times \left\{ 1 - \exp \left[-\sigma_{NN}^{in}(\sqrt{s_{NN}}) T_B(s-b) \right] \right\} + T_B(s-b) \left\{ 1 - \exp \left[-\sigma_{NN}^{in}(\sqrt{s_{NN}}) T_A(s) \right] \right\},$$

其中 $\sigma_{NN}^{in}(\sqrt{s_{NN}})$ 是核子-核子非弹性碰撞截面, 它随能量的增加而缓慢增加。如: 对于 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ 与 200 GeV 的碰撞, σ_{NN}^{in} 依次取值 36 与 42 mb^[30]。上式中的下脚标 A 与 B 分别代表弹与靶核, $T_A(s)$ 或 $T_B(s-b)$ 是核厚度, 其值等于处在弹或靶核内的上述流管内的核子数, 取形式

$$T(s) = \int \rho(s, z) dz,$$

其中

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r-r_0)/a]}$$

是核密度的 Wood-Saxon 分布, a 和 r_0 分别为趋肤深度与核半径, 不同文献二者取值稍有不同。本文二者分别取值 $a = 0.54$ fm, $r_0 = 1.12A^{1/3} - 0.86A^{-1/3}$ fm^[29], 其中 A 为核质量数。

由文献[5]的讨论知, 对于由 BNL-RHIC 到 CERN-LHC 能量的核-核碰撞, 式(26)给出的结果与各合作组给出的结果符合得很好。

3.3 带电粒子的赝快度分布及与实验测量的比较

由快度分布, 利用关系

$$\frac{dN(b, \sqrt{s_{NN}}, \eta)}{d\eta} = \sqrt{1 - \frac{m^2}{m_T^2 \cosh^2 \eta}} \frac{dN(b, \sqrt{s_{NN}}, y)}{dy} \quad (27)$$

就可以得到赝快度分布^[31], 其中: $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ 为横质量; p_T 为横动量。上式右边第一项实际上即为变量变换的雅克比行列式, 要完成上述变换, 还需关系

$$y = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{\sqrt{p_T^2 \cosh^2 \eta + m^2} + p_T \sinh \eta}{\sqrt{p_T^2 \cosh^2 \eta + m^2} - p_T \sinh \eta} \right]. \quad (28)$$

考虑到流体冻析与带头粒子两者的贡献，式 (27) 中的快度分布为

$$\frac{dN(b, \sqrt{s_{NN}}, y)}{dy} = \frac{dN_{\text{Fluid}}(b, \sqrt{s_{NN}}, y)}{dy} + \frac{dN_{\text{Lead}}(b, \sqrt{s_{NN}}, y)}{dy} \quad (29)$$

将上式，即式 (23) 与 (24) 两式之和代入式 (27)，就可以得到带电粒子的赝快度分布。图 1 和 2 给出了 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ 与 200 GeV 的 Cu-Cu 碰撞中的相应

分布，由该图可以看出，理论结果与实验测量间吻合得很好。

在计算中，对于 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ 与 200 GeV 的碰撞，

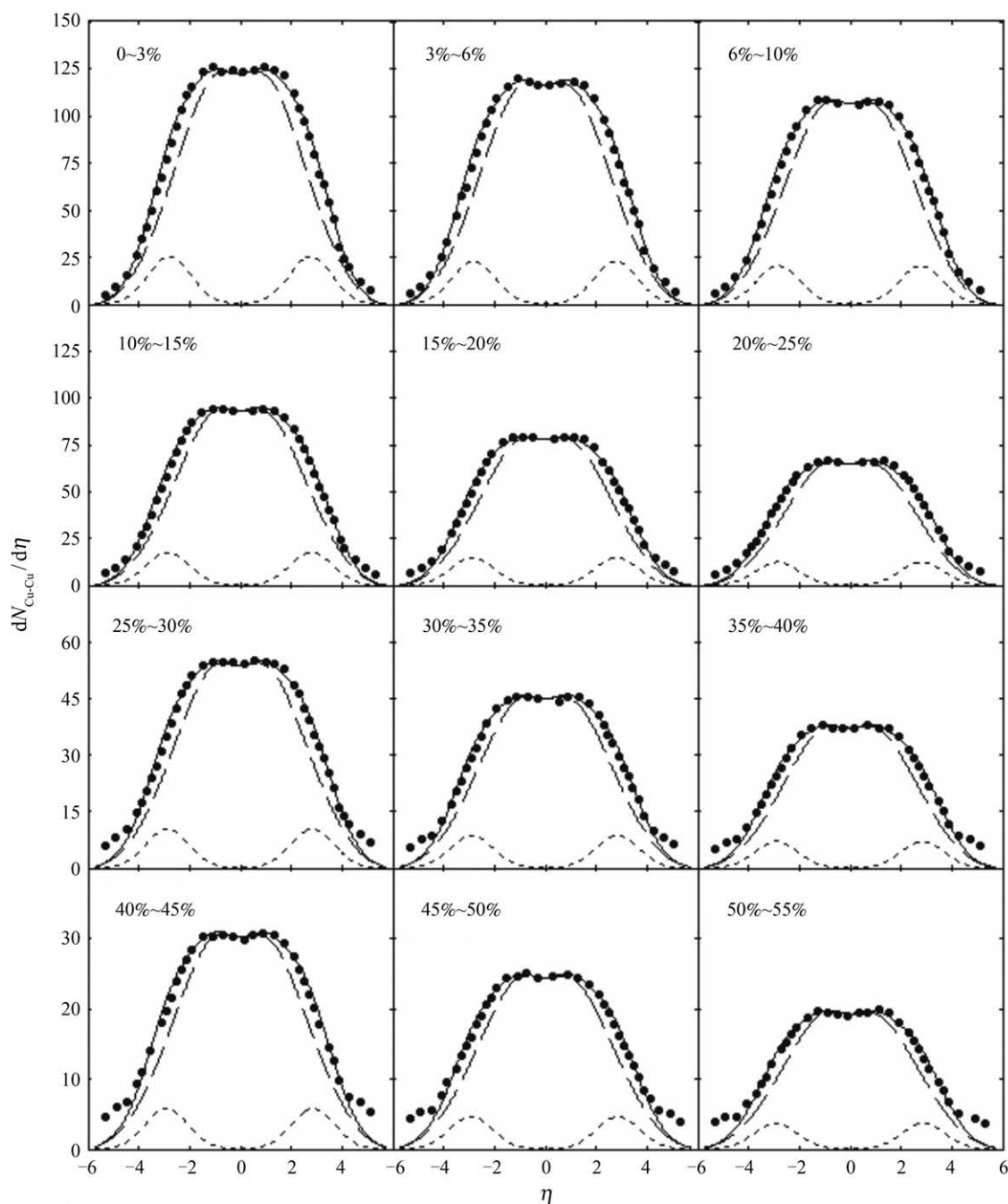


图 1 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV 的 Cu-Cu 碰撞中带电粒子的赝快度分布

实点为实验数据^[22]，虚线是流体力学式 (23) 的结果，点线是带头粒子式 (24) 的结果，实线是虚线与点线之和。

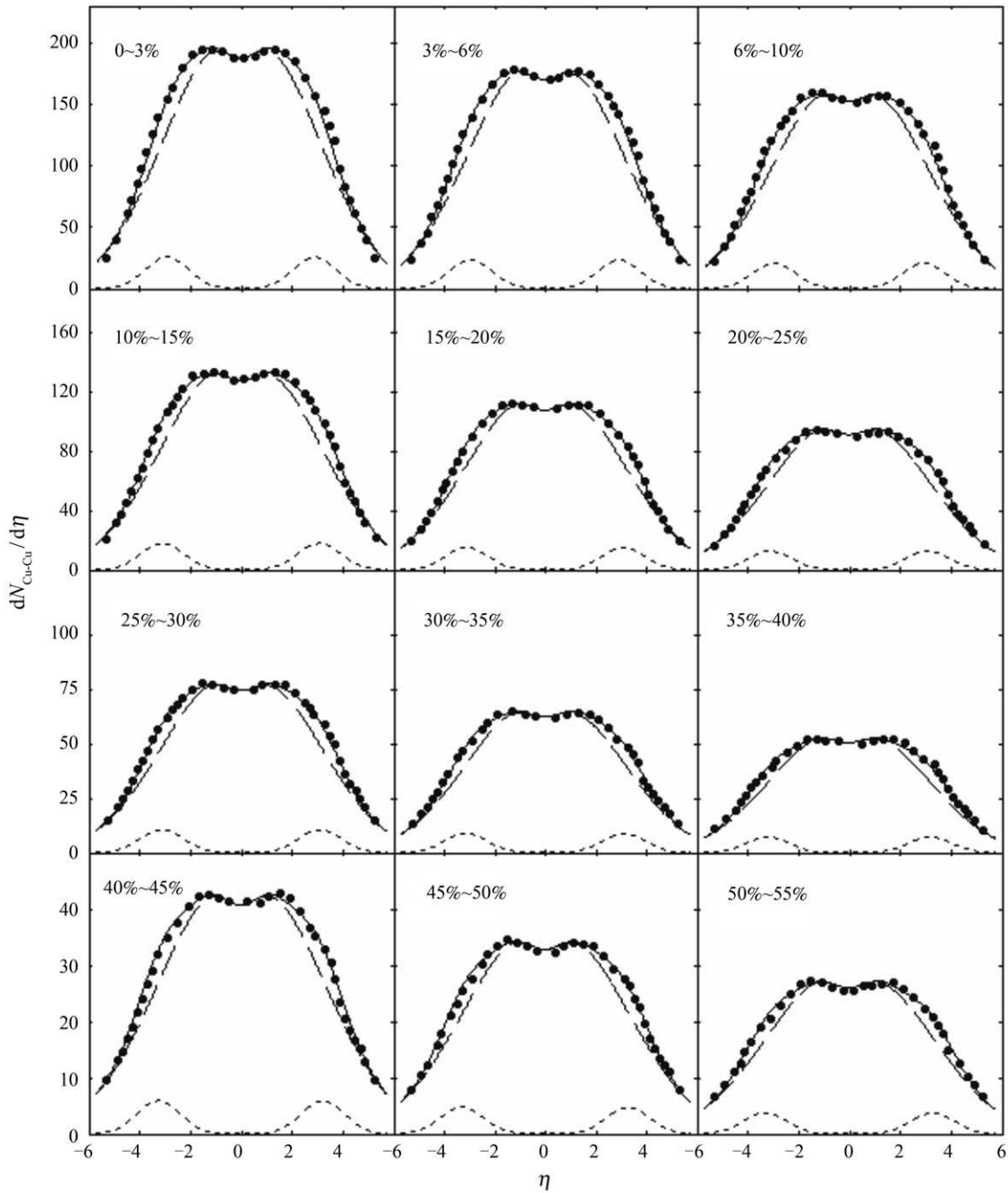


图 2 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的 Cu-Cu 碰撞中带电粒子的赝快度分布

实点为实验数据^[22], 虚线是流体力学式 (23) 的结果, 点线是带头粒子式 (24) 的结果, 实线是虚线与点线之和, 即流体力学与带头粒子的贡献之和。

按对心度由小到大, 式 (23) 中的 θ_{FO} 依次取值 [1.68, 1.86] 与 [2.95, 3.53]。即对于一定的入射能量, θ_{FO} 随对心度的增加而增加, 而对于一定的对心度, θ_{FO} 随入射能量的增加而增加。 θ_{FO} 的这种变化特点是很好理解的, 因为由式 (23) 知, θ_{FO} 的大小决定着带电粒子快度分布的范围, 由图 1 和 2 可知, 该分布范

围随能量与对心度的增加是增加的。按能量与对心度由小到大, 式 (24) 中的中心位置 y_0 依次取 [2.62, 2.75] 与 [2.75, 3.15]。可见, y_0 随能量与对心度的变化关系与 θ_{FO} 的一样, 即对于一定的入射能量, y_0 随对心度的增加而增加, 而对于一定的对心度, y_0 随入射能量的增加而增加。考虑到带头粒子是那些携带

有参与碰撞核子的量子数与大部分入射能量的粒子, y_0 的这种变化特点也是很好理解的。入射能量越大, 带头粒子分得的能量或快度 y_0 越大, 核的穿透性越好。这与文献[32]的实验测量是一致的, 该实验研究表明, 核的穿透性随入射能量的增加而增加。而对于一定的入射能量, 对心度越大, 参与者碰撞的次数越少, 损失的能量越少, 则带头粒子的能量或快度 y_0 越大。而对于不同能量与不同对心度的碰撞, 式(24)中的 σ 取常数 $\sigma = 0.85$, 如上所述, σ 与入射能量及对心度无关。

4 讨论

与束流方向巨大的压力梯度相比, 流体在该方向上的初始速度对流体膨胀过程的影响可忽略不计, 流体的运动主要由后续的演化过程所支配, 从而保证了由演化过程所主导的流体力学的合理性。采用 Khalatnikov 势方法, 该理论模型可解析求解, 所得解的重要应用之一是可用其构造由流体演化产生的带电粒子的快度分布, 若假设这些带电粒子是由流体经由温度一定的类时超曲面冻析产生, 则它们的快度分布可用 0 阶与 1 阶第一类变形贝塞尔函数简单地表示出来, 在该表达式中, 仅引入了两个参数: g 与 $\theta_{FO} = \ln(T_0/T_{FO})$ 。 g 取值于实验研究, θ_{FO} 由理论与实验结果相比较来确定。

与 Hwa-Bjorken 流体力学相比, 演化过程主导的流体力学存有三方面的优势: (1) 前者假设普通快度 y 与时空快度 η 相等, 后者没有做这样的假设[参见式(6)]。所以, 前者的假设只是后者的特殊情况。(2) 前者假设流体满足状态方程 $\varepsilon = 3p$ 。由文献[25]的研究可知, 该状态方程只近似适用于 $T > 240$ MeV 的高温情况。而后者适用于状态方程 $\varepsilon = gp$, 其中 g 为任一常数, 计算中, 我们将其取做实验研究结果 $g = 8.16$ 。所以, 后者处理的流体较前者更接近于实际情况。(3) 前者得到的带电粒子的快度分布是一平台结构, 只是在很窄的中心快度区与实验测量相符合, 在大部分、特别是高快度区与实验测量完全不一样。而后者在整个快度区与实验结果符合得都很好[5]。

碰撞中产生的带电粒子除了来自于高温高密度物质或流体的冻析外, 还包含有带头粒子。与前期工作

一样, 这里我们假设带头粒子的快度分布具有高斯形式。值得一提的是, 本文的研究再一次表明, 高斯分布的中心位置 y_0 随入射能量和对心度的增加而增加, 而分布的宽度 σ 与二者无关, 这些与前期工作所得的结论是相一致的。

与 BNL-RHIC 上的 PHOBOS 合作组在 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ 与 200 GeV 的 Cu-Cu 碰撞中所做的实验测量相比较知, 演化过程主导的流体力学模型与带头粒子效应一起可以很好地描述实验测量。

参考文献:

- [1] OLLITRAULT J Y. Phys Rev D, 1992, **46**: 229.
- [2] ADLER S S, AFANASIEV S, AIDALA C, *et al* (PHENIX Collaboration). Phys Rev Lett, 2003, **91**: 182301.
- [3] AAMODT K, ABELEV B I, REICHER M, *et al* (ALICE Collaboration). Phys Rev Lett, 2011, **107**: 032301.
- [4] BEUF G, PESCHANSKI R, SARIDAKIS E N. Phys Rev C, 2008, **78**: 064909.
- [5] JIANG Z J, ZHANG H L, WANG J, *et al*. Adv High Energy Phys, 2014, **2014**: 248360.
- [6] JIANG Z J, LI Q G, ZHANG H L. J Phys G: Nucl Part Phys, 2013, **40**: 025101.
- [7] JIANG Z J, LI Q G, ZHANG H L. Nucl Phys Rev, 2013, **30**(1): 26. (in Chinese)
(姜志进, 李庆广, 张海利. 原子核物理评论, 2013, **30** (1): 26.)
- [8] WONG C Y. Phys Rev C, 2008, **78**: 054902.
- [9] BIALAS A, PESCHANSKI R. Phys Rev C, 2011, **83**: 054905.
- [10] SARKISYAN E K G, SAKHAROV A S. Eur Phys J C, 2010, **70**: 533.
- [11] GALE C, JEON S, SCHENKE B. Intern J Mod Phys A, 2013, **28**: 1340011.
- [12] SONG H, BASS STEFFEN A, HEINZ U, *et al*. Phys Rev Lett, 2011, **106**: 192301.
- [13] CSÖRGÖT, NAGY M I, CSANÁD M. Phys Lett B, 2008, **663**: 306.
- [14] NAGY M I, CSÖRGÖT, CSANÁD M. Phys Rev C, 2008, **77**: 024908.
- [15] JIANG Z J, MA K, ZHANG H L, *et al*. Chin Phys C, 2014, **38**: 094103.
- [16] ZHANG H L, JIANG Z J. Nucl Phys Rev, 2014, **31**(1): 8. (in Chinese)
(张海利, 姜志进. 原子核物理评论, 2014, **31** (1): 8.)
- [17] LANDAU L D. Izvestiya Akademii Nauk SSSR, 1953, **17**: 51. (in Russian)

- [18] KHALATNIKOV I M. J Exp Theor Phys, 1954, **27**: 529. (in Russian)
- [19] BELENKJI S Z, LANDAU L D. Il Nuovo Cimento, 1956, **3**: 15.
- [20] HWA R C. Phys Rev D, 1974, **10**: 2260.
- [21] BJORKEN J D. Phys Rev D, 1983, **27**: 140.
- [22] ALVER B, BACK B, BAKER M, *et al* (PHOBOS Collaboration). Phys Rev C, 2011, **83**: 024913.
- [23] ADARE A, AFANASIEV S, AIDALA C, *et al* (PHENIX Collaboration). Phys Rev Lett, 2007, **98**: 162301.
- [24] GAO L N, CHEN Y H, WEI H R, *et al*. Adv High Energy Phys, 2014, **2014**: 450247.
- [25] BORSYI S, ENDRI G, FODOR Z, *et al*. JHEP, 2010, **77**: 1.
- [26] LI T B. The mathematical processing of experiments [M]. Beijing: Science Press, 1980: 37. (in Chinese)
- (李惕碚. 实验的数学处理[M]. 北京: 科学出版社, 1980: 37.)
- [27] MURRAY M (for BRAHMS Collaboration). J Phys G: Nucl Part Phys, 2008, **35**: 044015.
- [28] BEARDEN I G, BEAVIS D, BESLIU C, *et al* (BRAHMS Collaboration). Phys Rev Lett, 2005, **94**: 162301.
- [29] JIANG Z J. Acta Physica Sinica, 2007, **56**: 5191. (in Chinese)
- [30] BACK B B, BAKER M D, BALLINTIEN M, *et al* (PHOBOS Collaboration). Nucl Phys A, 2005, **757**: 28.
- [31] WONG C Y. Introduction to high energy heavy ion collisions [M]. Harbin: Press of Harbin Technology University, 2002: 16. (in Chinese). (黄卓然. 高能重离子碰撞导论[M]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学出版社, 2002: 16.)
- [32] BEARDEN I G, BEAVIS D, BESLIU C, *et al* (BRAHMS Collaboration). Phys Rev Lett, 2004, **93**: 102301.

Evolution-dominated Hydrodynamic Model and the Pseudorapidity Distributions of the Charged Particles Produced in Cu-Cu Collisions at BNL-RHIC Energies

JIANG Zhijin¹⁾, WANG Jie, ZHANG Haili, MA Ke

(College of Science, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

Abstract: The charged particles resulting in high energy heavy ion collisions consist of two parts: One is from the hot and dense matter produced in collisions. The other is the leading particles. We suppose that the hot and dense matter expands and freezes out into the charged particles according to the evolution-dominated hydrodynamics, and the leading particles are from participants with approximately the same energy. On the basis of this assumption, we get the pseudorapidity distributions of the charged particles produced in high energy heavy ion collisions, and make a comparison with the experimental data presented by PHOBOS Collaboration at BNL-RHIC in Cu-Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}}=62.4$ and 200 GeV. The theoretical predictions are in good accordance with experimental measurements.

Key words: evolution-dominated hydrodynamic model; Khalatnikov potential; leading particle

Received date: 30 Jun. 2014; **Revised date:** 14 Jul. 2014

Foundation item: Transformation Project of Science and Technology of Shanghai Baoshan District(CXY-2012-25); Shanghai Leading Academic Discipline Project(XTKX 2012); Hujiang Foundation of China(B14004)

1) E-mail: jzj265@163.com.

<http://www.npr.ac.cn>