文章编号: 1007-4627(2013) 01-0026-06

修正的 Landau 流体力学模型与 Cu+Cu 碰撞末态带电粒子赝快度分布

姜志进，李庆广，张海利

(上海理工大学理学院，上海 200093)

摘要: 采用修正的 Landau 流体力学模型，并考虑到带头粒子效应，对高能重离子碰撞末态带电粒子的赝快度分布进行了讨论。指出：带头粒子的快度分布应为高斯形式，其正规化常数为参与者数。研究表明：流体力学模型本身与 BNL-RHIC-PHOBOS 合作组在 $\sqrt{s_{\rm NN}}$ =200 GeV 的 Cu+Cu 碰撞中的实验测量符合得不是很好，只有将参与者的贡献包括在内，实验结果才能得到很好的描述。

关键词: 修正的 Landau 流体力学模型；带头粒子；高斯分布

中图分类号: O572.2　　**文献标志码:** A　　**DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.30.01.026

1 引言

高能重离子碰撞末态带电粒子赝快度分布是一个可以在实验上直接测量的全局量，这对于研究粒子的产生与相互作用机制、寻找夸克-胶子等离子体 (Quark Gluon Plasma，简称 QGP) 等问题提供了一种可行的方法。

近年来，位于 BNL (Brookhaven National Laboratory) 的 RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) 上的 PHOBOS 合作组曾对这种分布做过许多实验测量[1−5]。这些测量表明：不同对心度碰撞中的赝快度分布在中心区域有一个平台结构，各平台在 $\eta = 0$ 附近有一个凹陷区，随着对心度的增加，平台变得低而平。

为了解释所观察到的实验现象，人们曾经提出过多种理论模型，比较典型的模型有：微观输运模型[6]、热化模型[7]、几何模型[8−10]及部分子组合模型[11]等。各种模型都在一定的条件下取得了一定的成功，但也存在着诸多困难，完整的理论模型还远远没有建立起来。

本文将采用修正的 Landau 流体力学模型[12]，并考虑带头粒子效应[13]，对所观察到的实验现象进行了描述。

2 修正的 Landau 流体力学模型

流体力学是一种描述连续和流动媒质运动的理论，在给定初始条件与物态方程的情况下，流体的时空演化规律可由运动学方程求得，近年来，该模型在高能重离子碰撞中得到了越来越多的应用[14−20]。这里，为完整起见和后面的应用，我们首先对修正的 Landau 流体力学模型的主要内容做以简单的介绍。

在高能核-核碰撞中，由于洛伦兹收缩，对撞的两核可看成是两个圆盘，如图 1 示。该图给出了碰撞参

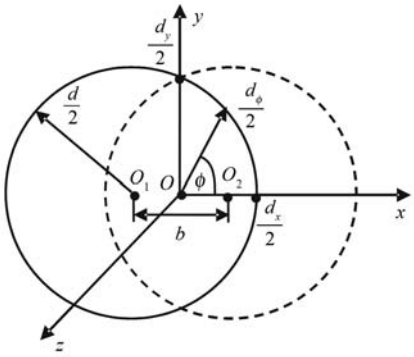

图 1　(a) 碰撞参数为 b、直径为 d、质量数为 A 的两等核沿 z 轴方向的对撞

收稿日期: 2012-09-08　**修改日期:** 2012-10-21

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)

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

数为b时的两个相同的核沿z轴方向的对撞，这里假设两核的直径为d，质量数为A。图中d_ϕ是方位角为ϕ时碰撞区域两对应边缘点间的初始距离，它是ϕ与碰撞参数b的函数，碰撞区域沿z轴方向的厚度为

$$\Delta_b = \frac{\sqrt{d^2-b^2}}{\gamma}\,, \tag{1}$$

它是入射能量与碰撞参数的函数。在碰撞区域内，两核内的核子相互碰撞而损失能量，末态带电粒子就是由这些能量转化而来的。Landau假设：参与碰撞核子的能量全部转化成末态带电粒子。

碰撞产生的高温高密度物质将产生膨胀，Landau假设：膨胀的流体内将很快达到局域热平衡，且膨胀过程是绝热的，末态带电粒子数与熵成正比。这样，膨胀过程中各流元或整个流体内的熵将保持不变，末态带电粒子数由初始时刻流体内的熵决定。

由于碰撞产生的高温高密度物质在z轴纵向上的压强要远远大于其在横向上的压强，因此流体沿z轴的纵向膨胀速度要远远大于其横向膨胀速度，据此Landau假设：流体的膨胀将经历如下两个阶段: 第一阶段，流体在沿z轴做一维纵向膨胀的同时也存在着横向膨胀，且两膨胀过程是独立进行的；第二阶段，当各流元的横向位移到达碰撞区域的初始尺度时，流体内的压力可忽略不计，这时各流元的快度将被冻结(Freeze-out)而保持不变，它们将以一定的极角做锥向飞行，末态带电粒子的快度就是由冻结时刻各流元的快度决定的。

2.1　纵向膨胀

流体的运动规律由如下方程决定：

$$\frac{\partial T^{\mu\nu}}{\partial x^\mu} = 0\,, \tag{2}$$

其中：$x^\mu = (x^0, x^1, x^2, x^3) = (t, z, x, y)$为四维时空矢量；

$$T^{\mu\nu} = (\varepsilon + P)\, u^\mu u^\nu - P g^{\mu\nu} \tag{3}$$

为能量-动量张量，而u^μ为四维速度，$g^{\mu\nu} = \mathrm{diag}(1,-1,-1,-1)$为度规张量，$\varepsilon$为能量密度，$P$为压强。对于无质量的理想流体，$P$与$\varepsilon$间满足相对论状态方程：

$$P = \frac{\varepsilon}{3}\,。 \tag{4}$$

对于沿z轴方向的一维纵向膨胀，式(2)变为

$$\frac{\partial T^{00}}{\partial t} + \frac{\partial T^{01}}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial T^{01}}{\partial t} + \frac{\partial T^{11}}{\partial z} = 0\,。 \tag{5}$$

注意到

$$z = \tau \sinh y, \quad t = \tau \cosh y\,, \tag{6}$$

其中$\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$为固有时，则四维速度：

$$u^0 = \frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}\tau} = \cosh y\,,$$
$$u^1 = \frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}\tau} = \frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}\tau}\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t} = u^0 v_z = \sinh y\,, \tag{7}$$

其中v_z为三维速度的z分量。由(3)，(4)和(7)3式知：

$$T^{00} = \frac{\varepsilon}{3}\left(4\cosh^2 y - 1\right), \quad T^{11} = \frac{\varepsilon}{3}\left(4\sinh^2 y + 1\right)\,。 \tag{8}$$

引入光锥变量

$$t_+ = t + z\,, \quad t_- = t - z\,,$$

并定义

$$y_\pm = \ln\left(\frac{t_\pm}{\Delta_b}\right) = \ln\left(\frac{\tau}{\Delta_b}\mathrm{e}^{\pm y}\right), \tag{9}$$

则式(5)变为

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t_+} + 2\frac{\partial\left(\varepsilon \mathrm{e}^{-2y}\right)}{\partial t_-} = 0\,, \quad 2\frac{\partial\left(\varepsilon \mathrm{e}^{2y}\right)}{\partial t_+} + \frac{\partial \varepsilon}{\partial t_-} = 0\,。 \tag{10}$$

可以证明该方程组的解为

$$\varepsilon(y_+, y_-) = \varepsilon_0 \exp\left[-\frac{4}{3}\left(y_+ + y_- - \sqrt{y_+ y_-}\right)\right]\,。 \tag{11}$$

2.2　横向膨胀

流体沿横向，如沿x轴方向的膨胀满足方程

$$\frac{\partial T^{02}}{\partial t} + \frac{\partial T^{22}}{\partial x} = 0\,, \tag{12}$$

其中

$$T^{02} = \frac{4}{3}\varepsilon u^0 u^0 v_x\,, \quad T^{22} = \frac{4}{3}\varepsilon u^0 u^0 v_x v_x + P\,,$$

v_x为三维速度的x分量。

如前所述，相对于纵向膨胀，流体横向膨胀的速度很慢，所以T^{22}中的第一项相对于第二项可以忽略不计。另外，按照Landau假设，流体的纵向与横向膨胀各自独立地进行，因此作为近似，人们认为ε由一维纵向膨胀独立确定，见式(11)。这样式(12)变为

$$\frac{4}{3}\varepsilon u^0 u^0 \frac{\partial v_x}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial x}\,。 \tag{13}$$

横向位移

$$x(t) = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v_x}{\partial t}\right)t^2\,。$$

http://www.npr.ac.cn

在横向中心 $x(t)=0$ 处，$P=\varepsilon/3$，在边缘 $x(t)=d_x/2$ 处，$P=0$，这样由式(13)可得

$$x(t)=\frac{t^2}{4d_x\cosh^2 y}。$$

在一般情况下，上式变为

$$\rho(t)=\frac{t^2}{4d_\phi\cosh^2 y}, \tag{14}$$

其中 $\rho(t)$ 是方位角为 ϕ 时的横向位移。

2.3 锥向飞行的第二阶段

按照Landau假设，当 $\rho(t)=d_\phi$ 时，该方向上流元的快度将冻结不变，流元将以一定的极角做锥向飞行，流体的膨胀将进入第二阶段。由式(14)知，第二阶段发生在时刻

$$t_{\mathrm{FO}}=2d_\phi\cosh y。 \tag{15}$$

上式表明，冻结时刻是快度的函数，不同的流元将具有不同的冻结时间或快度，由它们转化而成的末态带电粒子将有不同的快度，这样末态带电粒子随快度将呈一定的分布形式，这种分布形式一直是高能重离子物理研究的重要课题之一。

式(15)亦表明，流元冻结发生在固有时

$$\tau_{\mathrm{FO}}=2d_\phi。 \tag{16}$$

2.4 末态带电粒子的快度分布

假设流体内的熵密度为 s，则 t 时刻 z 处 $\mathrm{d}z$ 段流元内的熵为

$$\mathrm{d}S=su^0\mathrm{d}z。 \tag{17}$$

对于一定的 t，由式(6)知：

$$\mathrm{d}z=\frac{t}{\cosh^2 y}\mathrm{d}y。$$

另外，对于理想流体，熵密度与能量密度间有关系：

$$s\propto\varepsilon^{3/4},$$

其中 ε 由式(11)给定，这样式(17)变为

$$\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}y}\propto\exp\left[-(y_++y_--\sqrt{y_+y_-})\right]\frac{t}{\cosh y}。 \tag{18}$$

按照Landau假设，末态带电粒子数与熵成正比，且末态带电粒子的快度等于冻结时刻流元的快度，所以由上式得

$$\frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{Liquid}}}{\mathrm{d}y}\propto\exp\left[-\left(y_++y_--\sqrt{y_+y_-}\right)\right]\frac{t}{\cosh y}\bigg|_{t=t_{\mathrm{FO}}}。$$

由(9)，(15)和(16)3式，上式可写成

$$\frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{Liquid}}(y,b,\sqrt{s_{\mathrm{NN}}},\phi)}{\mathrm{d}y}=2cd_\phi\times$$
$$\exp\left[-2y(b,\sqrt{s_{\mathrm{NN}}},\phi)+\sqrt{y^2(b,\sqrt{s_{\mathrm{NN}}},\phi)-y^2}\right], \tag{19}$$

其中：c 为正规化常数；

$$y\left(b,\sqrt{s_{\mathrm{NN}}},\phi\right)=\ln\left(\frac{2d_\phi}{\Delta_b}\right) \tag{20}$$

由碰撞区域的初始位形与冻结条件决定。考虑到对二者的修正，式(19)可以改写成

$$\frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{Liquid}}(y,b,\sqrt{s_{\mathrm{NN}}},\phi)}{\mathrm{d}y}=2cd_\phi\times$$
$$\exp\left\{-2\left[y(b,\sqrt{s_{\mathrm{NN}}},\phi)\zeta\right]+\sqrt{\left[y(b,\sqrt{s_{\mathrm{NN}}},\phi)\zeta\right]^2-y^2}\right\}, \tag{21}$$

其中 ζ 为一修正参数，用于描述初始条件与冻结条件的不确定性，如Landau假设两核碰撞的初始区域是厚度为 Δ_b 均匀柱体，而实际上是非均匀的杏仁体。再比如Landau假设冻结发生在固有时 $\tau_{\mathrm{FO}}=2d_\phi$，而有的作者亦采用其它的冻结条件[21]，采用不同的冻结条件，对快度的分布将产生不同的影响。由于目前这些不确定性还不能从理论上确定，所以我们用修正参数 ζ 来代表这些不确定性的贡献，其具体取值可通过与实验数据相比较来确定。这样，不同方位角的流元产生的末态带电粒子总数为

$$\frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{Liquid}}\left(y,b,\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}\right)}{\mathrm{d}y}=\int\frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{Liquid}}\left(y,b,\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}\phi\right)}{\mathrm{d}y}\mathrm{d}\phi。 \tag{22}$$

3 带头粒子的快度分布

与实验比较表明[12]，式(22)可以很好地描述由流体演化产生的末态带电粒子的快度分布，但对于带头粒子该式不再适用。带头粒子的快度分布目前在理论与实验上还没有任何结果，这里将对其做以简单的讨论。

在p+p碰撞中，有两个带头粒子，二者的能量大致是入射质子能量的一半，所以在核-核碰撞中，带头粒子数应等于参与者数。由于在一定的对心度碰撞中，各参与者多重碰撞的次数相差不大，损失的能量

http://www.npr.ac.cn

亦相差不大，因此最后形成的各带头粒子的能量或快度亦相差不大。由于任何物理量若在每次测量中差异不大，则该物理量将呈高斯分布[22]。因此我们有理由相信：带头粒子的快度分布将具有高斯形式。实际上，现有实验表明[23−25]，任何一种末态带电粒子的快度分布都可以用高斯分布很好地描述。这样，带头粒子的快度分布可以写成

$$\frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{Lead}}\left(y,b,\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}\right)}{\mathrm{d}y}=\frac{N_{\mathrm{L}}\left(b,\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}\right)}{\sqrt{2\pi}\sigma}\exp\left\{-\frac{\left[|y|-y_0\left(b,\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}\right)\right]^2}{2\sigma^2}\right\},\tag{23}$$

其中$N_{\mathrm{L}}\left(b,\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}\right)$为带头粒子数，其量值可由文献[26]给出的模型求得。表1给出了由该模型求得的$\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ =200 GeV时各对心度Cu+Cu碰撞中的$N_{\mathrm{L}}\left(b,\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}\right)$值。式(23)中的$y_0\left(b,\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}\right)$是高斯分布的中心值。考虑到各对心度碰撞中带头粒子的能量相差不会太大，且快度与能量之间成对数关系

$$y=\ln\left(\frac{2E}{m}\right),$$

其中：E为粒子的能量；m为粒子的质量，所以y随E变化得很慢。这样对于给定的束流能量，各对心度碰撞中的$y_0\left(b,\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}\right)$应近似为常数。式(23)中的$\sigma$是高斯分布的宽度，由于各对心度碰撞中带头粒子间能量的相对差异不会太大，所以不同对心度碰撞中的σ也应近似为常数。二者的取值可通过与实验数据相比较来确定。

表 1　$\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 200 GeV 时不同 Cu+Cu 对心度碰撞中的带头粒子数与修正参数

对心度	0～6%	6%～15%	15%～25%	25%～35%	35%～45%	45%～55%
带头粒子数N_{L}	52.10	40.79	29.43	20.43	13.73	8.85
修正参数ζ	1.45	1.50	1.55	1.59	1.65	1.70

4　末态带电粒子的赝快度分布

有了快度分布，赝快度分布可由如下关系得到[27]：

$$\frac{\mathrm{d}N(\eta,b,\sqrt{s_{\mathrm{NN}}})}{\mathrm{d}\eta}=\sqrt{1-\frac{m^2}{m_{\mathrm{T}}^2\cosh^2 y}}\,\frac{\mathrm{d}N(y,b,\sqrt{s_{\mathrm{NN}}})}{\mathrm{d}y},\tag{24}$$

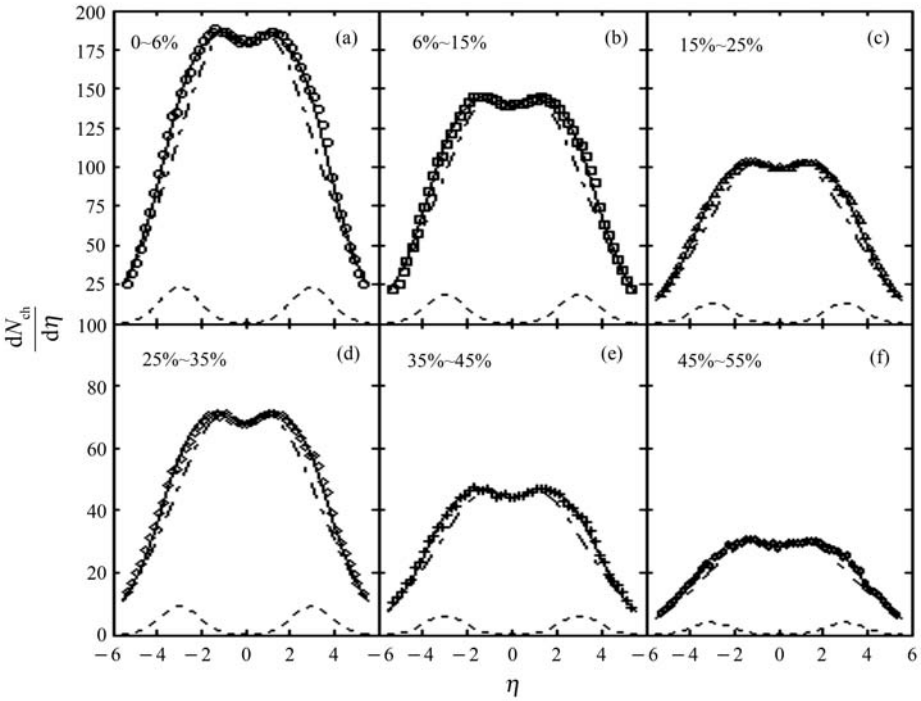

图 2　$\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$= 200 GeV 时不同 Cu+Cu 对心度碰撞中末态带电粒子的赝快度分布

图中各曲线的意义见正文。

$$y=\frac{1}{2}\ln\left[\frac{\sqrt{p_{\mathrm{T}}^2\cosh^2\eta+m^2}+p_{\mathrm{T}}\sinh\eta}{\sqrt{p_{\mathrm{T}}^2\cosh^2\eta+m^2}-p_{\mathrm{T}}\sinh\eta}\right], \tag{25}$$

其中：p_{T} 为粒子的横动量；$m_{\mathrm{T}}=\sqrt{m^2+p_{\mathrm{T}}^2}$ 为横质量。实验研究表明[28], 高能重离子碰撞末态带电粒子的主要成分是π介子、K介子与质子p，三者所占比例分别为83%，12%与5%。另外，末态带电粒子的横动量 p_{T} 随对心度的变化很慢，对于给定的带电粒子，在对心度区间0～55%中，p_{T} 可近似取做常数。对于π介子、K介子与质子p，该常数分别近似为0.45，0.65和0.93 GeV/c。计算中，式(24)与式(25)中的 m 与 p_{T} 分别取成3种粒子的平均值，即 $m=0.22$ GeV，$p_{\mathrm{T}}=0.50\ \mathrm{GeV}/c$。

考虑到流体演化与带头粒子对末态带电粒子的贡献，式(24)中的

$$\frac{\mathrm{d}N(y,b,\sqrt{s_{\mathrm{NN}}})}{\mathrm{d}y}=\frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{Liquid}}\left(y,b,\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}\right)}{\mathrm{d}y}+\frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{Lead}}\left(y,b,\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}\right)}{\mathrm{d}y}。 \tag{26}$$

将式(26)代入式(24)，就可以得到末态带电粒子的赝快度分布。图2给出了 $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$=200 GeV 各不同Cu+Cu对心度碰撞中末态带电粒子的赝快度分布。图中的圈、正方形、三角形、菱形及加号等是实验数据[1]，虚-点线为修正的Landau流体力学模型的结果，点线为带头粒子的贡献，实线为二者之和。由该图可见，在各对心度中，修正的Landau流体力学模型与带头粒子效应之和与实验符合得很好。计算中，高斯分布式(23)中的两参数分别取为 $y_0=2.82$, σ=0.89。各对心度中修正参数 ζ 的取值列于表1中，由该表可以看出，随着对心度的增加，各对心度中的修正参数 ζ 依次大约增加了0.05。

5 结论

修正的Landau流体力学模型可以很好地描述由流体演化生成的末态带电粒子的快度分布，但带头粒子的快度分布不能采用该模型描述，需另做处理。考虑到各带头粒子间的能量相差不大，且末态任意一种带电粒子的快度都很好地呈高斯分布，这里将带头粒子的快度分布取作高斯形式。对于一定的束流能量，不同对心度碰撞中高斯分布的中心与宽度均可很好地取作常数，也就是说，在一定入射能量下，不同对心度碰撞中带头粒子快度分布的高斯形式仅存在两个自由参数。对于 $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}=200$ GeV 的Cu+Cu碰撞，通过与实验数据比较可得，高斯分布的中心快度为2.82，宽度为0.89。与实验比较可知，修正的Landau流体力学模型与带头粒子效应一起很好地描述了实验结果。

参考文献 (References):

[1] BACK B B, BAKER M D, BALLINTIJN M，*et al* (PHOBOS Collaboration). Nucl Phys A, 2005, **757**: 28.

[2] BACK B B, BAKER M D, BALLINTIJN M, *et al* (PHOBOS Collaboration). Phys Rev Lett, 2004, **93**: 082301.

[3] BACK B B, BAKER M D, BALLINTIJN M, *et al* (PHOBOS Collaboration). Phys Rev Lett, 2005, **94**: 082304.

[4] BACK B B, BAKER M D, BARTON D S, *et al* (PHOBOS Collaboration). Phys Rev Lett, 2003, **91**: 052303.

[5] BACK B B, BAKER M D, BALLINTIJN M, *et al* (PHOBOS Collaboration). Phys Rev C, 2006, **74**: 021901.

[6] PETERSEN H, MITROVSKI M, SCHUSTER T, *et al*. Phys Rev C, 2009, **80**: 054910.

[7] MUNZINGER B P, STACHEL J, WESSELS J P, *et al*. Phys Lett B, 1995, **344**: 43.

[8] JIANG Zhijin, SUN Yuefen. Nuclear Physics Review, 2010, **27**(4): 421(in Chinese).
(姜志进, 孙玉芬. 原子核物理评论, 2010, **27**(4): 421.)

[9] LOU Xiaohui, JIANG Zhijin, LI Qingguang. Nuclear Physics Review, 2012, **29**(1): 52(in Chinese.)
(娄小辉, 姜志进, 李庆广. 原子核物理评论, 2012, **29**(1): 52).

[10] JIANG Z J, SUN Y F, LI Q G. Intern. J Mod Phys E, 2012, **21**: 1250002.

[11] SHAO C E, SONG J, SHAO F L, *et al*. Phys Rev C, 2009, **80**: 014909.

[12] WONG C Y. Phys Rev C, 2008, **78**: 054902.

[13] JIANG Z J, SUN Y F, LOU X H. Chinese J Phys, 2012, **50**: 563.

[14] BOáEK P, WYSKIEL I. Phys Rev C, 2009, **79**: 044916.

[15] SHEN C, HEINZ U, HUOVINEN P, *et al*. Phys Rev C, 2010, **82**: 054904.

[16] OSADA T. Phys Rev C, 2010, **81**: 024907.

[17] SONG H, BASS STEFFEN A, HEINZ U, *et al*. Phys Rev Lett, 2011, **106**: 192301.

[18] BIALAS A, PESCHANSKI R. Phys Rev C, 2011, **83**: 054905.

[19] SCHENKE B, JEON S, GALE C. Phys Rev C, 2012, **85**: 024901.

[20] ROY V, CHAUDHURI A K. Phys Rev C, 2012, **85**: 024909.

[21] BIALAS A, JANIK R A, PESCHANSKI R. Phys Rev C, 2007, **76**: 054901.

[22] LI Tibei. The Mathematical Processing of Experiments[M]. Beijing: Science Press, 1980：37–53(in Chinese)

(李惕碚. 实验的数学处理[M]. 北京: 科学出版社, 1980: 37–53.)

[23] MURRAY M (BRAHMS Collaboration). J Phys G, 2004, **30**: S667.

[24] MURRAY M (BRAHMS Collaboration). J Phys G, 2008, **35**: 044015.

[25] BEARDEN I G, BEAVIS D, BESLIU C, *et al* (BRAHMS Collaboration). Phys Rev Lett, 2005, **94**: 162301.

[26] JIANG Zhijin. Acta Phys Sin, 2007, **56**: 5191(in Chinese).

(姜志进. 物理学报, 2007, **56**: 5191.)

[27] WONG C Y. Introduction to High Energy Heavy Ion Collisions[M]. Harbin: Press of Harbin Technology University, 2002: 16–23(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: 16–23.)

[28] ADLER S S, AFANASIEV S, AIDALA C, *et al* (PHENIX Collaboration). arXiv: nucl-ex/0307022vl, 2003.

Revised Landau Hydrodynamic Model and Pseudorapidity Distributions of Final Charged Particles in Cu+Cu Collisions

JIANG Zhi- jin[1)]，LI Qing-guang，ZHANG Hai-li

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

Abstract: By using the revised Landau hydrodynamic model and taking into account the effect of leading particles, we discussed the pseudorapidity distributions of final charged particles in high energy heavy ion collisions. We argued that the rapidity distributions of leading particles have the Gaussian form with the normalization constant being equal to the number of participants. The investigations show that the results from the hydrodynamic model alone are not consistent with the experimental data carried out by BNL-RHIC-PHOBOS Collaboration in Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 200 GeV. Only after the contributions from leading particles are included, can the experimental measurements be described well.

Key words: revised Landau hydrodynamic model; leading particle; Gaussian distribution

Received date: 8 Sep. 2012；　**Revised date:** 21 Oct. 2012

Foundation item: Transformation Project of Science and Technology of Shanghai Baoshan district (CXY-2012-25); Shanghai Leading Academic Discipline Project(XTKX2012)

1) Email: jzj265@163.com