

文章编号: 1007-4627(2011)01-0142-15

大入射能量范围内重离子输运过程的动力学性质研究*

李庆峰¹, 李祝霞², M. Bleicher^{3, 4}, H. Stoecker^{3, 4, 5}

(1 湖州师范学院理学院, 浙江 湖州 313000;

2 中国原子能科学研究院, 北京 102413;

3 Frankfurt Institute for Advanced Studies, Johann Wolfgang Goethe-Universität, D-60438 Frankfurt am Main, Germany;

4 Institut für Theoretische Physik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, D-60438 Frankfurt am Main, Germany;

5 GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, D-64291 Darmstadt, Germany)

摘要: 基于一个改进的微观动力学输运模型——极端相对论量子分子动力学(UrQMD), 较为系统地研究了从 SIS 能区到 AGS 和 SPS 能区, 再到 RHIC 能区, 入射能量跨 5 个数量级的重离子核反应及多个人们感兴趣的实验观测量, 如粒子产额、集体流、核阻止以及两粒子 HBT 关联等。研究表明, 不论单粒子观测量, 还是两粒子关联观测量, 都能自洽地由同一个输运模型加以描述。

关键词: 重离子核反应; UrQMD 模型; 状态方程; 截面的介质修正

中图分类号: O571.6 **文献标识码:** A

1 引言

随着各国重离子加速器束流能量的不断增大, 核物理、特别是核反应领域内的研究内容得到了极大丰富, 研究难度和广度也越来越大。首先, 在低能区($E_b < 100$ A MeV), 人们对偏离核液相的超重核合成中的热过程、多重碎裂、液气相变、流消失等产生浓厚兴趣; 在中能区(SIS 能区, 100 A MeV $< E_b < 2$ A GeV), 人们对同位旋效应、新粒子产生、核介质效应和大的集体流等现象研究热情不减; 在中高能区(AGS 及 SPS 能区, 2 A GeV $< E_b < 160$ A GeV), 人们围绕可能的从强子气(HG)到夸克-胶子-等离子体(QGP)的相变展开了大量的工作, 并逐步清晰了这一相变的很多性质; 在高能区(RHIC 及 LHC 能区, 其核子-核子质心能量 $\sqrt{s_{NN}}$ 在几十个 GeV 到 5.5 TeV 范围内), 由于碰撞能量已经足够高, 人们可以仔细地研究这个 QGP 相的诸多性质, 并成为核反应领域最为活跃的能区。

严格地讲, 核反应过程是一个非平衡的动力学输运过程^[1-3], 因此, 显而易见, 一个能自洽描述

在如此大能量范围内的核反应全过程的输运理论模型对于分析分布在世界各处的实验室所给出的大量不同的实验观测量, 并由此抽出一些基本的理论分析结果是十分有意义的。但是, 鉴于所研究内容的广度和深度, 这类理论模型还很少, 绝大多数模型都是将研究目标限定在一个有限的能量范围内的专门模型, 虽然这类模型能在该研究能域给出更深入的研究结果, 但是, 对于在大能量范围的反应动力学的系统研究是不够的。

本文我们通过综述过去几年对极端相对论量子分子动力学(UrQMD)输运程序的更新和应用, 可以看出更新后的 UrQMD 输运程序能在相当大能量范围内恰当地描述核反应的大量实验观测量。基于这些工作, 将在更低和更高能量不断延伸, 使此程序成为适应于更大能量范围内、稳定可靠的微观输运模型程序, 为仔细分析核反应全过程提供可靠的理论工具。

本文安排如下: 第 2 节, 将对 UrQMD 输运模型做必要的介绍, 特别是对我们近几年在该模型上所作的改进做较为详细的介绍。第 3 节, 将对一些

* 收稿日期: 2010-08-24; 修改日期: 2010-09-28

* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10905021, 10979023); 浙江省自然科学基金资助项目(Y6090210); 教育部科学技术研究重点项目(209053); 浙江省钱江人才计划资助项目(2010R10102)

作者简介: 李庆峰(1975-), 男(汉族), 山东莒南人, 研究员, 博士, 从事粒子物理与原子核物理的理论研究;

E-mail: liqf@hutc.zj.cn

感兴趣的实验观测量做必要的介绍。第 4 节给出了基于该改进的 UrQMD 模型所做的一些理论工作，从这些工作中可看出该模型的理论分析能力。第 5 节是总结和展望。

2 UrQMD 运输模型

UrQMD 模型是一个典型的非平衡动力学输运理论模型^[4-7]。它的第一个版本(v1.0)在 20 世纪末对外发布，写作团队的主要成员是德国法兰克福大学理论物理研究所的物理学家们，其中也有一位我国的物理学家茅广军博士。自此模型发布后，随着一系列成功的理论分析、预言、以及与实验结果的比较的纷纷面世，该模型已成为核反应物理理论研究的一个重要模型工具，并随着该模型的不断改进和完善而发挥着越来越大的作用。现在，该模型可以用于分析粒子-粒子、粒子-核、核-核反应，束流范围适用于 SIS, AGS, SPS 和 RHIC，甚至最新的 LHC 能区^[8]。

随着模型的改进，其版本号也在不断更新，由第一个较稳定的版本 v1.3p1 到现在的最新对外发布版 v2.3p1，人们对级联过程做了很多修改，譬如通过加入 PYTHIA 程序开始仔细考虑硬过程，以及通过对高质量共振态的处理改进 SPS 能区物理分析结果，等等。这些修改和更新是很必要的，一方面，随着新实验结果的出现，修订原来所采用的一些较为粗糙的分析表达式或者假设是必须的，同时，它也为更深入的理论分析提供更好的平台。除此之外，我们在最近几年也通过两个分支版本深入地探讨了核反应的动力学过程。一方面，可以发现，如果只采用级联模式，无论如何改进，有些物理现象仍不能解释；另一方面，基于量子强子动力学和有效拉氏量的理论，我们知道核反应过程除了两体碰撞外，必须考虑它们的平均场效应。因此，一个更为合理的核物质状态方程(EoS)是十分必要的。其中一个分支是仔细考虑了平均场势作用后的版本^[9-11]，在中低能区，我们还考虑了核子-核子两体弹性散射截面的介质修正^[12-13]，但是，在中高能区，散射截面的介质修正还未作考虑。另一个分支是一个集合了流体动力学及玻尔兹曼方法的混合模型(hybrid model)^[14-15]，其基本思路是连接一个宏观的(3+1)维理想流体动力学模型来处理核反应在两核完全重叠后到强子化之前的过程，而在这之前

和之后的过程都由 UrQMD 模型来模拟。这样做的优点是能方便地考虑不同核物质的不同状态方程，从而对 SPS 能区发生的可能的从强子气到 QGP 的相变做深入研究。本文将着重介绍考虑了平均场势修正后的版本。

UrQMD 模型的前身有两个：量子分子动力学模型(QMD)^[16]和相对论量子分子动力学(RQMD)^[17]。其中，平均场势修正部分主要继承了 QMD 的做法，而两体碰撞的处理则继承了 RQMD 的做法。但是，在 UrQMD 的原版本中，这两方面的处理都相对简化：(1)对于平均场部分，考虑的势修正项数很有限，即便对于体积项也只提供了一组参数，这对于中能核物理的研究现状是十分不相适宜的。在 高能区，由弦激发和成块理论生成的预形成粒子(pre-formed particles)之间也没有考虑任何平均场势相互作用，这与现今人们通过与实验数据的比较而认识到的 QGP 的强耦合特性是相矛盾的；(2)对于碰撞项部分，特别是对于两体碰撞截面的介质修正，原版本中未作考虑。但是，两体碰撞的介质修正已经成为一个不争的事实(虽然人们对修正的强度还存在争议)，因此，这也需要做适当调整。只有这样，一个适用于更宽能量范围的、自洽的、反映更多核反应动力学特性的输运理论模型才能建立起来。

2.1 改进的平均场势修正

2.1.1 SIS 能区的势修正

类似于 QMD^[16]，核内的质子和中子在相空间中分别初始化。质子和中子均用一个相空间下的高斯波包(Gaussian wave packet)来描述，其相应的 Wigner 函数为

$$f(\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i) = \frac{1}{(\pi\hbar)^3} e^{-\frac{(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i)^2}{2L^2}} e^{-\frac{(\mathbf{p}-\mathbf{p}_i)^2 2L^2}{\hbar^2}}, \quad (1)$$

这里的 L^2 为波包宽度参数，可以取 $1-2 \text{ fm}^2$ 。为了保证原子核初始化后在一定时间内的稳定性，不同核的波包宽度受核大小的影响，而且越大的核系统，其波包宽度应该越大。譬如，对于 Ca+Ca 系统，取 1 fm^2 ，对于 Au+Au 系统，取 2 fm^2 。更为严格地说，此参数至少应该是入射能量、演化时间和反应系统大小的函数^[18-19]。

核子的输运由哈密尔顿运动方程(Hamilton's equation of motion)描述(新粒子产生后，它们的分

布和输运也与核子的相同):

$$\dot{\mathbf{r}}_i = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}_i} \quad \text{及} \quad \dot{\mathbf{p}}_i = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{r}_i} \quad (2)$$

这里的 \mathbf{r}_i 和 \mathbf{p}_i 分别是第 i 个强子的三维坐标和动量。哈密顿量 H 可以按非相对论形式分解为动能 T 和有效的两体相互作用势能 V , 即

$$H = T + V \quad (3)$$

动能可以表示为

$$T = \sum_i (E_i - m_i) = \sum_i (\sqrt{m_i^2 + \mathbf{p}_i^2} - m_i) \quad (4)$$

很明显, 公式(4)中包含了部分相对论效应。关于势能 V , 它可以进一步分解为以下几项:

$$V = V_{\text{sky}}^{(2)} + V_{\text{sky}}^{(3)} + V_{\text{Yuk}} + V_{\text{Pauli}} + V_{\text{Cou}} + V_{\text{md}} + V_{\text{sym}} \quad (5)$$

公式(5)等号右边的前 5 项在 v1.3p1 版本后的 UrQMD 中都已考虑了, 它们分别是二体 Skyrme 势能、三体 Skyrme 势能(可用两体相互作用形式近似写出)、Yukawa 势能、Pauli 势能、以及库仑势能。对于库仑项, UrQMD 中只考虑了重子的而没有考虑介子的, 这个缺陷在描述诸如 π 介子动量谱中在其低动量区间体现了出来^[20], 因此, 我们将介子的库仑势加以了考虑。最后两项是新加入的动量相关项和对称势能项。动量相关项是为了正确描述光学势的实部而提出的^[21]。我们在模型中考虑了两种业内经常使用的、基于平均场理论的动量相关项的形式, 它们的单粒子势表达式是:

$$U_{\text{md}} = t_{\text{md}} \ln^2 [1 + a_{\text{md}} (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_j)^2] \frac{\rho_i}{\rho_0} \quad (6)$$

和

$$U_{\text{md}} = \sum_{k=1,2} \frac{t_{\text{md}}^k}{\rho_0} \int d\mathbf{p}_j \frac{f(\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i)}{1 + [(\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_j)/a_{\text{md}}^k]^2} \quad (7)$$

公式(6)是由 Bass 等^[20]首先提出的, 而公式(7)是 Isse 等^[22]开始使用的, 我们留意到, 为了更好地拟合光学势实部, 它有两套参数。此种形式类似于李宝安等人用一个修正的 Gogny 有效相互作用所做的 Hartree-Fock 近似而求得的动量相关项^[3], 只是在公式(6)和(7)我们都暂时没有考虑这个动量相关项的同位旋效应。原则上讲, 势能项对密度、动量、

同位旋和温度等的依赖需要建立在一个更加自洽的基础上才更可靠, 而且还需要考虑不同粒子之间的差别(譬如 Δ 共振态与核子的不同)。我们也将在今后的工作中重点解决这个问题。

为了考虑对称势能贡献, 我们采用了和李宝安等^[23]完全一样的参数化处理方式(在其早期工作中):

$$V_{\text{sym}} = e_a F(u) \delta^2, \quad (8)$$

这里, e_a 是对称势的强度因子, $F(u)$ 即是密度依赖部分(约化密度 $u = \rho/\rho_0$), $\delta = (\rho_n - \rho_p)/\rho$ 为同位旋反对称变量(ρ_n 和 ρ_p 分别为中子和质子的密度)。如果我们采用费米气体模型, e_a 和常密时对称能的大小 S_0 存在如下关系:

$$S_0 \cong e_a + \frac{\epsilon_F}{3}, \quad (9)$$

这里的 ϵ_F 为常密时的费米动能, 约等于 38 MeV。鉴于人们对 S_0 值的了解(约在 30—36 MeV)^[24-26], 我们取 e_a 的值为 22 MeV。

对于密度依赖部分 $F(u)$, 有两种形式:

$$F(u) = \begin{cases} F_1 = u^\gamma, & \gamma > 0 \\ F_2 = u \frac{a-u}{a-1}, & a > 1 \end{cases} \quad (10)$$

这里的 γ 因子用于描写对称势的密度依赖。这个因子在近十年来引起高度关注。随着研究的进行, 人们对与常密以下的 γ 因子的大小认识已经相对清楚^[3, 27], 但是对对称势在高密区的软硬程度仍然很不清楚。最近的一些分析工作给出了让人困惑的、互相矛盾的结论^[28-29]。而这个参数的最终确定, 不仅对核物理本身的研究十分重要, 对于天体物理中的一些问题, 譬如中子星的一些物理特性^[30], 也有至关重要的作用。因此, 在中能区, 人们对对称能及其相关问题是十分关注的。

对于核子以外的其它新产生的几个主要的重子及共振态的对称势能, 也可以通过一个统一的公式加以处理:

$$V_{\text{sym}}^B = aV_{\text{sym}}^n + bV_{\text{sym}}^p, \quad (11)$$

其中的 a 和 b 参数选取见表 1。

除此之外, 我们还考虑了经常使用的几组状态方程参数(见表 2)。这些处理, 同国际上其它基于 QMD 改进模型的处理方式也是类似的。但是, 鉴

于 UrQMD 对多种粒子产生、输运和碰撞等的完善处理,在这个平台上我们可以研究更多的、特别是与新粒子产生有关的实验观测量。

表 1 几个重子的同位旋相关势参数 a 和 b

B	a	b
$N^{*0}(1440)$	1/3	2/3
$N^{*+}(1440)1$	2/3	1/3
Σ^{-}	1	0
Σ^0	1/2	1/2
Σ^{+}	0	1
Λ	1/2	1/2
Δ^{-}	1	0
Δ^0	2/3	1/3
Δ^{+}	1/3	2/3
Δ^{++}	0	1

表 2 几组常用的 EoS 参数*

EoS	α /MeV	β /MeV	γ_{sky}	t_{md} /MeV	a_{md} /c ² GeV ⁻²	S_0 /MeV
H	-165	126	1.67	—	—	34
S	-353	304	7/6	—	—	34
HM	-138	60	2.08	1.57	500	34
SM	-393	320	1.14	1.57	500	34

* α , β 和 γ_{sky} 为 Skyrme 势参数, t_{md} 和 a_{md} 为公式(6)中动量相关项的参数。

2.1.2 SIS 以上能区的势处理

在 AGS 及以上的入射能量范围,我们首先需要考虑的是这些势修正项的相对论性,由于众所周知的原因,我们只能部分地考虑。与文献[22]相同,我们通过洛仑兹变换考虑了以上势修正中所使用的相对距离 $r_{ij} = r_i - r_j$ 以及相对动量 $p_{ij} = p_i - p_j$ 的相对论效应:

$$\tilde{r}_{ij}^2 = r_{ij}^2 + \gamma_{ij}^2 (\mathbf{r}_{ij} \cdot \boldsymbol{\beta}_{ij})^2, \quad (12)$$

$$\tilde{p}_{ij}^2 = p_{ij}^2 - (E_i - E_j)^2 + \gamma_{ij}^2 \left(\frac{m_i^2 - m_j^2}{E_i + E_j} \right)^2. \quad (13)$$

公式(12)和(13)中 $\boldsymbol{\beta}_{ij}$ 为速度因子: $\boldsymbol{\beta}_{ij} = \frac{\mathbf{p}_i + \mathbf{p}_j}{E_i + E_j}$, 相应地, $\gamma_{ij} = 1/\sqrt{(1 - \boldsymbol{\beta}_{ij}^2)}$ 。另外,哈密尔顿量中由于协变性所带来的压低因子 m_j/E_j 也在程序中考虑了。

在此基础上,我们开始考虑入射能量较高时

UrQMD 中由弦激发和成块所产生的预形成粒子之间的相互作用。可以知道,在 UrQMD 中,这些预形成粒子的形成时间(formation time)是根据一种所谓的“yo-yo”模式来确定的^[4-5]。在以前的版本中,部分为了简单处理考虑,部分也是由于人们对 QGP 相的认识的缺乏,这些在形成时间之前的预形成粒子的输运是按自由流(free streaming)的形式处理的:除了头强子(leading hadrons)考虑了压低截面外,其余预形成粒子之间没有任何相互作用。但是,最近的 UrQMD 计算表明,由级联模式所提供的系统早期压强过低,无法解释 RHIC 能区产生的大的集体流现象(流迷惑, flow puzzle)^[31]。另外,采用级联模式,也无法解释 HBT 两粒子关联的很多实验数据,特别是有名的 HBT 时间相关的迷惑(HBT t -puzzle)^[32]。为此,我们很有必要考虑这些预形成粒子之间的相互作用。我们知道,考虑加入一个完全基于 lattice QCD 第一原理的 QGP 的状态方程还为时过早,因此,作为研究的第一步,可以通过为预形成粒子考虑一个类似于已形成粒子(formed particles)之间的平均场势修正来部分实现,虽然这种做法还相对粗糙,但是,在下一节中将会看到,这很有效。

具体来说:(1)对于已形成的重子,我们依然采用上小节中所描述的形式;对于已形成的介子,我们则只考虑它们之间可能的库仑相互作用。这些处理都和 SIS 能区的相同。(2)对于预形成粒子之间的势修正,只保留公式(5)中的 Skyrme 项(密度依赖项),而将其余各项去掉;对其中预形成的介子,由于它和预形成重子间存在夸克数上的差别,我们在相应势修正项上乘以一个(2/3)约化因子。(3)强子密度通过如下公式计算:

$$\rho_h = \sum_{j \neq i} c_{ij} c_j \rho_{ij}. \quad (14)$$

其中, c_{ij} 与粒子种类有关,对于已形成的和预形成的重子,它等于 1,对于已形成的介子,它为 0,而对于预形成介子,它为 2/3。 ρ_{ij} 为在坐标空间的一个高斯分布。(4)现在的处理中,我们不考虑已形成粒子与预形成粒子之间的平均场势相互作用。通过以上处理,已系统地建立起了输运过程中所有粒子的可能平均场势修正,因此也提供了核碰撞早期更大的压强以及粒子间更紧密的相互关联,这两点对于解释前面提到的两个迷惑(flow puzzle 和 HBT

t -puzzle) 是至关重要的。

2.2 两体碰撞截面的介质修正

基于输运理论, 可以知道, 不论平均场还是介质中的两体散射截面, 它们都来自于同一个拉氏量。因此, 很自然地需要修正在核介质中自由空间的两体散射截面。除了熟知的核密度、核子动量依赖外, 在同位旋不对称的核体系, 这个修正还必须是同位旋依赖的。另外, 在 QHD 理论框架下, 这个修正还依赖于我们所考虑的交换介子的种类。譬如, 在考虑自旋标量、同位旋矢量介子 δ [$a_0(980)$] 之后, 人们发现了一个所谓的质量劈裂(mass splitting)效应^[33-34]。这个问题在最近几年有很多研究, 也有了一些有意义的结论, 如文献[35-36], 但是在核子动能较大的地方, 结论仍不明确^[37]。我们感兴趣的是这个质量劈裂对两体散射截面的影响。因此, 在研究 SIS 能区的核子-核子散射截面的介质修正时, 系统考虑了核密度、两核子相对动量、同位旋及质量劈裂对它们的影响。

具体说来, 基于我们以前对核子-核子两体弹性散射截面的介质修正的理论推导^[34], 在程序中采用如下公式对这个修正做简化处理:

$$\sigma^* = F(u, \delta, p)\sigma^{\text{free}}. \quad (15)$$

其中, σ^{free} 为自由空间下的核子-核子两体弹性散射截面, 因子 $F(u, \delta, p)$ 依赖于核子相对密度 u 、同位旋反对称度 δ 和核子-核子相对动量 p , 它可以表示为

$$F(u, \delta, p) = F_u^p \cdot F_\delta^p, \quad (16)$$

这表明密度依赖项 F_u 和同位旋依赖项 F_δ 都是相对动量 p 相关的。 F_u 和 F_δ 分别表示为

$$F_u = \frac{1}{3} + \frac{2}{3}e^{-u/0.54568}, \quad (17)$$

$$F_\delta = 1 + \tau_{ij}\zeta A(u)\delta. \quad (18)$$

公式(17)的修正因子类似于李宝安等人在其 BUU 模型中使用的修正因子^[38], 而且, 这个修正因子也和 DBHF 理论中计算的结果相一致^[39]。公式(18)中的 τ_{ij} 给出了两核子 i 与 j 之间的同位旋关系, 如果 $i=j$ =中子, 则 $\tau_{ij}=-1$; 如 $i=j$ =质子, $\tau_{ij}=1$; 如 $i \neq j$ 时, $\tau_{ij}=0$ 。 ζ 给出不同的劈裂假设: 等于 1 和 -1 分别代表最初提出的狄拉克质量(Dirac-

Mass)或非相对论有效质量(NR-Mass)^[12]。 $A(u)$ 因子则提供了这个质量劈裂的不同密度依赖形式。我们基于两者计算结果的不同, 给出了一个参数化形式:

$$A(u) = \begin{cases} \frac{0.85}{1+3.25u}, & \text{NR-Mass} \\ 0.25u, & \text{Dirac-Mass} \end{cases}. \quad (19)$$

我们知道, 这些密度以及同位旋效应的修正都可能受到两体相对动量大小的制约。最初我们采用了同文献[38-39]类似的强度修正:

$$F_{u,\delta}^p = \begin{cases} \frac{F_{u,\delta} - 1}{1 + (p_{\text{NN}}/0.425)^5} + 1, & p_{\text{NN}} < 1 \text{ GeV}/c \\ 1, & p_{\text{NN}} > 1 \text{ GeV}/c \end{cases} \quad (20)$$

其中 p_{NN} 是两核子质心系下的相对动量。当然, 这个动量修正还存在很大的不确定度, 因此, 将此公式泛化成:

$$F_{u,\delta}^p = \begin{cases} \frac{F_{u,\delta} - f_0}{1 + (p_{\text{NN}}/p_0)^k} + f_0, & p_{\text{NN}} < 1 \text{ GeV}/c \\ f_0, & p_{\text{NN}} > 1 \text{ GeV}/c \end{cases}. \quad (21)$$

具体的参数设置请见文献[13], 限于篇幅, 本文不做讨论。

在高 SIS 能区, 除了核子-核子弹性散射截面的介质修正外, 其它主要的新产生强子如 $\Delta(1232)$ 共振态参与的两体碰撞中也需要全面考虑介质修正。但是迄今为止, 国际上这方面的理论研究还很有限, 同时, 我们还没有在 UrQMD 输运程序中考虑这一因素。随着对同位旋相关的高密核物质状态方程的更加重视, 这个问题将很快得以考虑。在能量高于 SIS 能区时, 原则上讲, 所有碰撞截面的介质修正当然也需要考虑, 但是, 这需要人们对新的相状态方程做更深入和更实际的理论研究和了解之后才能得以实现。当然, 在前言中也提到, 除了采用微观的方法考虑核物质状态方程的作用外, 我们还可以整合一个宏观的流体动力学模型去实现, 这方面的尝试请见文献[15], 本文不作论述。

总之, 通过以上两小节中对平均场势修正和两体碰撞的改进, 我们改进了 UrQMD 模型中核反应输运过程的动力学特性, 使得它们之间更加自治,

因而也成功地解释了许多之前用级联模式所无法理解的实验观测量。下面先简单介绍一下已经研究的这些观测量。

3 实验观测量分析

由于核力是不能通过直接的方法探测的，所以必须利用一些所谓的实验观测量间接地获得对核力或者核物质状态方程的认识。这些观测量可以从不同的侧面给出核物质的不同性质，因此在过去的研究中针对所要研究内容的侧重，对观测量的使用也是有所侧重的。但是，由于这些观测量之间都或多或少地存在某种内在联系，因此，对它们的系统研究也是必不可少的，这将最大程度地考验我们理论模型的稳定性和可靠性。在我们过去的研究中，基于这个更新了的 UrQMD 运输模型版本对多个实验观测量做了较为系统的分析，结果自洽性是很好的。下面先将所需研究的粒子产额、集体流、系统核阻止本领及两粒子的 HBT 关联等观测量做简单介绍。

3.1 产额

对核反应后各类粒子或者碎片的出射及最终产额的测量是实验的首要任务之一，由于受实验探测设备几何条件等的限制，人们经常使用诸如出射粒子总产额、产额的快度和横动量(或者横质量)分布等。

在不同反应能区，有 3 种不同定义的快度，它们分别是单粒子快度 y_i ，两粒子快度 y_{ij} 和赝快度 η_i ：

$$y_i = \frac{1}{2} \log \left(\frac{E_i + p_{zi}}{E_i - p_{zi}} \right), \quad (22)$$

$$y_{ij} = \frac{1}{2} \log \left(\frac{E_i + E_j + p_{zi} + p_{zj}}{E_i + E_j - p_{zi} - p_{zj}} \right), \quad (23)$$

$$\eta_i = \frac{1}{2} \log \left(\frac{p_i + p_{zi}}{p_i - p_{zi}} \right). \quad (24)$$

公式中的变量可以是在质心系下或者在实验室系下。不同坐标系下的快度之间仅相差一个系数(本文中如不提及，指质心系)。两粒子快度通常在 SPS 能区度量 π 介子快度时使用。在 RHIC 能区，由于粒子质量不易测量(且大量出射粒子为质量较轻的 π 介子)，粒子出射角容易测量，因而经常使用赝快度。

横动量和横质量的定义分别如下：

$$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}, \quad (25)$$

$$m_t = \sqrt{p_t^2 + m_0^2}. \quad (26)$$

注意，在计算 HBT 两粒子关联时，我们还要经常使用两粒子的平均横动量和横质量：

$$\begin{cases} k_T = \frac{p_{ti} + p_{tj}}{2} \\ m_T = \sqrt{k_T^2 + m^2} \end{cases}. \quad (27)$$

3.2 集体流

集体运动现象也是核反应中的一个重要现象，当基于反应平面的概念对出射粒子的方位角分布作傅里叶展开时，展开中的第一项给出直接流 v_1 ：

$$v_1 \equiv \langle \cos(\phi - \Phi_{RP}) \rangle = \langle \frac{p_x}{p_t} \rangle, \quad (28)$$

ϕ 为出射粒子的方位角。 Φ_{RP} 为反应平面的方位角，它在实验上是个需要仔细确定的量，理论上，总可以将其设为零。因此，直接流就可以由 $\langle p_x/p_t \rangle$ 来表示。 $\langle \dots \rangle$ 表示统计平均。

展开中的第二项给出椭圆流 v_2 ：

$$v_2 \equiv \langle \cos(2[\phi - \Phi_{RP}]) \rangle = \langle \frac{p_x^2 - p_y^2}{p_t^2} \rangle, \quad (29)$$

它反映了粒子分别在在平面和出平面出射的动量分布的不对称性。

3.3 核阻止本领

核阻止本领是又一个体现核反应整体动力学性质的重要观察量，它与系统状态方程和两核碰撞的剧烈程度息息相关。它的大小也是反映核反应系统平衡程度的重要量度。核阻止本领的定义可以通过对纵向和横向动量或快度分布的差或者比来实现，研究中通常采用如下 3 个量来描述：

$$Q_{ZZ} = \sum_i [2p_z(i)^2 - p_x(i)^2 - p_y(i)^2], \quad (30)$$

$$R = \frac{2}{\pi} \frac{\sum_i |p_t(i)|}{\sum_i |p_z(i)|}, \quad (31)$$

$$\text{vart}l = \frac{\Gamma_{dN/dy_x}}{\Gamma_{dN/dy_z}} = \frac{\langle y_x^2 \rangle}{\langle y_z^2 \rangle}. \quad (32)$$

公式(32)中

$$\langle y_{x,z}^2 \rangle = \frac{\sum y_{x,z}^2 N_{x,z}}{\sum N_{x,z}} \quad (33)$$

即为粒子在 x 或者 z 方向上的快度分布的方差。 $N_{x,z}$ 为在 x 或者 z 方向上每一快度小区间内的粒子数。

3.4 HBT 两粒子关联

HBT 干涉或关联分析方法是 Hanbury-Brown 和 Twiss 在 20 世纪 50 年代发现^[40-41] 并经大量后继者发展起来的、较为成熟的分析粒子出射源时空信息的重要工具。80 年代 Pratt 编写了相关分析程序 Correlation After Burner(简称 CRAB)^[42]，其关联子(two-particle correlator)基于如下公式：

$$C(\mathbf{k}, \mathbf{q}) = \frac{\int d^4x_1 d^4x_2 g(x_1, \mathbf{k}) g(x_2, \mathbf{k}) |\phi(\mathbf{q}, \mathbf{r})|^2}{\int d^4x_1 g(x_1, \mathbf{k}) \int d^4x_2 g(x_2, \mathbf{k})} \quad (34)$$

其中 $\mathbf{k} = (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)/2$ 及 $\mathbf{q} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2$ 分别为粒子对的平均动量和相对动量。 $g(x, \mathbf{k})$ 是动量为 \mathbf{k} 的粒子在 $x = (\mathbf{r}, t)$ 点的出射几率。 $\phi(\mathbf{q}, \mathbf{r})$ 是相对运动波函数， \mathbf{q} 为相对动量， \mathbf{r} 为两粒子的相对位置。由于量子统计，这个关联子对于玻色子来说是大于 1 的，并且可以用一个高斯函数来拟合。具体的拟合维数和方式可以有多种多样，这里我们采用的是三维的 LCMS 方式(亦称 Pratt 习惯)，其参数化形式可写为

$$C(q_L, q_O, q_S) = 1 + \lambda \exp(-R_L^2 q_L^2 - R_O^2 q_O^2 - R_S^2 q_S^2 - 2R_{OL}^2 q_O q_L) \quad (35)$$

下标 L, O, S 分别代表 3 个方向(纵向、外向、侧向)， R_i 即为 i 方向上的源半径参数(或称 Pratt 半径)。 λ 被看作是非连贯因子或混沌因子。但是，除了量子统计外， λ 也通常受其它因素的干扰，譬如长寿命共振态、末态相互作用中的库仑修正，等等。参数化中还有一个交叉项 R_{OL} ，当粒子不在中心快度区时，它才起作用。

如果关联子中考虑末态相互作用中的库仑修正，那么相应的参数化中也需要考虑库仑修正因子，公式(35)可以改写作(Bowler-Sinyukov 方法)^[43]

$$C(q_L, q_O, q_S) = (1 - \lambda) + \lambda K_{\text{coul}}(q_{\text{inv}}) \times$$

$$[1 + \exp(-R_L^2 q_L^2 - R_O^2 q_O^2 - R_S^2 q_S^2 - 2R_{OL}^2 q_O q_L)] \quad (36)$$

这里的 K_{coul} 即为库仑修正因子，它只依赖于 q_{inv} 。 q_{inv} 是不变相对动量

$$q_{\text{inv}} = \sqrt{|\mathbf{q}^2 - (E_2 - E_1)^2|} \quad (37)$$

由于受长寿命共振态及时空关联的影响，粒子出射函数可能不再是高斯形式而存在非高斯效应，为了得到源的更清楚的信息，这个非高斯效应也需要考虑。现在有两个方法，一个是采用成像方法(imaging method)^[44]，另一种是采用厄齐沃斯高阶展开(Edgeworth expansion)^[45]方法，其展开表达式为

$$C(q_{\text{inv}}) = K_{\text{inv}} [1 + \lambda_{\text{inv}} \exp(-R_{\text{inv}}^2 q_{\text{inv}}^2)] \times \left[1 + \sum_{n=4, \text{even}}^{\infty} \frac{\kappa_{\text{inv}, n}}{n! (\sqrt{2})^n} H_n(R_{\text{inv}} q_{\text{inv}}) \right] \quad (38)$$

R_{inv} 为相应的一维半径。 n 阶展开 H_n 为

$$H_n(z) = (-1)^n e^{z^2} \frac{d^n}{dz^n} e^{-z^2} \quad (39)$$

4 理论计算与实验结果的比较和分析

4.1 产额

图 1 给出了 SIS 能区(以 400 AMeV 为例) Au + Au 中心碰撞后由 Coalescence 模型^[46] 构造的碎片的(4 π 角积分后的)产额随其质子数 Z (只显示 $Z < 10$ 的情况)的分布情况。计算中采用软的状态方

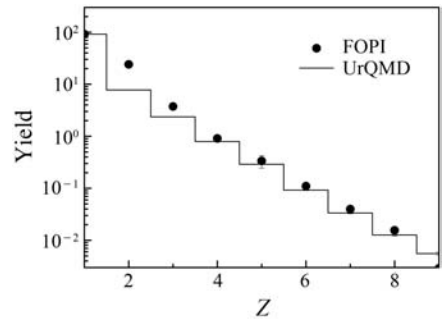


图 1 400 AMeV 入射能量下 Au+Au 中心($b < 2.0$ fm)碰撞后出射碎片的产额按其质子数 Z 的分布。计算中考虑了一个软的状态方程 SM-EOS 以及核子-核子弹性散射截面的介质修正；FOPI 实验数据取自文献^[47]。

程 SM-EOS 以及核子-核子弹性散射截面的介质修正。FOPI 实验数据取自文献^[47]。从图中可以看

到, 我们的模型计算能很好地重现碎片的出射电荷分布的实验结果, 只是在 $Z=2$ 时计算结果较为明显地低于实验结果。这主要是由于 α 粒子在结构上的强束缚特性暂时不能在 Coalescence 模型中加以考虑造成的。

图 2 给出了 SIS 能区 Au+Au 中心碰撞后 π 产额的激发函数。级联计算 (Cascade) 和考虑不同的状态方程 (S-EoS 和 SM-EoS) 后的计算结果同相应的 FOPI 实验数据^[48] 的比较表明, 特别是在低 SIS 能区级联计算与实验数据的偏离较大, 考虑平均场势修正后, 这个问题明显改善。可以知道, π 总产额的具体数字会受到很多因素的影响, 如文献[49]中对多种运输模型比较给出了差别不小的 π 产额。它的最终产额不仅受到运输过程的平均场影响, 也自然受其产生和重吸收过程的巨大影响。由于与 π 相关的实验散射截面的误差仍然很大, 碰撞项所带来的误差也不小, 在此就不做更深入探讨了。

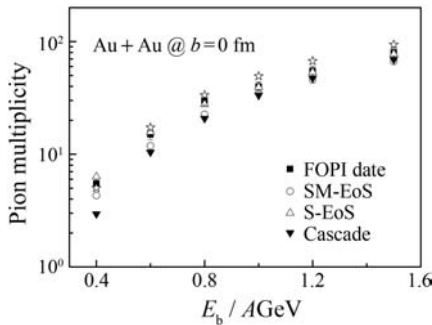


图 2 Au+Au 中心碰撞后出射的 π 多重数在 SIS 能区的激发函数

计算包括级联模式、带势的 S-EoS 和 SM-EoS 状态方程; FOPI 实验数据取自文献[48]。

图 3 给出了在 AGS 能区 (以 2 AGeV 为例) Au+Au 中心碰撞时的带电 π 介子在中心快度 ($|y_{cm}| < 0.05$) 区的横质量谱 (图 3(a) 和 (b)) 以及它们的比值 (图 3(c))。实验数据取自文献[50]。我们发现, 级联和考虑平均场势 (此时采用 SM-EoS) 的计算都能比较好地解释实验, 只是在较大横动量区比实验值相对高一点。更有意思的是, 如果不考虑势修正, 计算所得到的 π^- / π^+ 比没有横动量依赖, 也不能解释实验, 只有考虑了势修正后, 才能合理地解释清楚实验观察到的 π^- / π^+ 比。图 3(c) 中偏上的横虚线的值等于 $(5N^2 + NP) / (5P^2 + NP)$, 其中 N 和 P 代表反应系统初始时的中子数和质子数。

这个值代表了在核子-核子碰撞中由 $\Delta(1232)$ 衰变产生的单 π 介子情况下的结果。但是, 运输过程中的势修正、重散射和重吸收等的影响明显改变了 π^- / π^+ 比以及它的横动量依赖。在低横动量区间, 我们知道, 这个横动量依赖性主要是由带电粒子间库仑相互作用引起的^[51-52]。

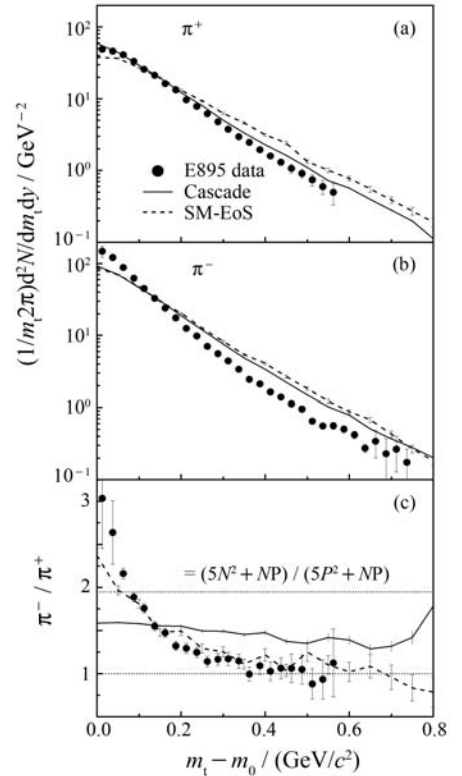


图 3 2 AGeV 入射能量时 Au+Au 中心 ($< 5\% \sigma_T$) 碰撞后出射的带电 π 介子横质量谱及它们的比

计算包括级联模式、带势的 SM-EoS 状态方程; E895 实验数据取自文献[50]。

在 SPS 及更高的 RHIC 能区, 我们除考虑已形成粒子, 同时对预形成粒子也考虑了平均场势修正 (具体见前)。我们知道, 在中高能区, 相对频繁而剧烈的两体碰撞而言, 平均场势修正所带来的影响是小的。但是, 它并不是没有作用。图 4 给出了 SPS 能区 (以 158 AGeV 为例) Pb+Pb 中心碰撞后净质子数 (net protons 等于质子减反质子数) 和 π^- 的快度分布。实验数据 (方块, 圆圈是实验点相对于中心快度的映射值) 取自文献[53-54]。曲线分别代表了级联、考虑已形成粒子势修正、考虑已形成粒子和预形成粒子势修正后计算的结果。首先我们看到在高 SPS 能区, 实验给出了一个明显的双峰结构, 级联计算却只能给出一个类高斯的快度分

布,即便考虑了已形成粒子的势修正也不能改善结果。在我们进一步考虑了预形成粒子的势修正后,惊喜地发现,计算结果也给出了双峰结构的分布。这说明核反应早期的压强在级联计算中是不够的,这个问题在之后要讨论的集体流中也会出现。考虑了预形成粒子的势修正后,由它所带来的核反应早期排斥性的压强增加了系统的透明度,因此在纵快度方向的净质子分布有更大的扩展,双峰结果也由于透明度的增加而出现。这个结果清楚地表明了在中高能及高能重离子反应中早期压强对反应动力学的重要作用。以前由于对新物相(QGP)认识的缺乏,UrQMD 运输模型中不考虑预形成粒子之间的相互作用,这是不恰当的。当然,这个问题在之前其它运输模型中(包括宏观的流体动力学模型)都出现。当然,我们还需要继续加强对这个强耦合的 QGP 相的物态方程的认识。现在的考虑不是严格按照格点 QCD 第一原理导出的,形式较粗糙。图 4 (b)中的 π^- 快度分布表明我们考虑的势对此能区最主要的产生粒子的影响不大。

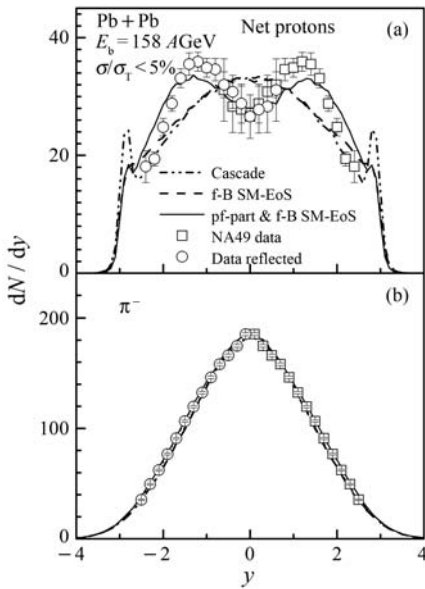


图 4 158 AGeV 入射能量时 Pb+Pb 中心($<5\% \sigma_T$)碰撞后出射的净质子(a)及带负电 π^- 介子(b)的快度分布 计算包括级联模式、已形成粒子的势修正(f-B SM-EoS)、已形成和预形成粒子的势修正(pf-part & f-b SM-EoS), NA49 实验数据(□)取自文献[53-54],○表示实验值关于 $y=0$ 的映射值。

4.2 集体流

对称能的密度依赖形式是近些年来核反应物理

研究的热点之一,为此人们提出了很多与对称能密度依赖敏感的观测量。通过与实验数据的比较,人们对低密区的对称能已经有了相对清楚的认识^[3]。但是在高密度区,现在的研究结果还很不一致,对称能在高密度区的密度依赖形式到底是软的还是硬的,人们的认识还不统一^[28-29]。为此,我们和 GSI 的相关实验人员合作,分析了部分数据,在严格考虑实验条件的基础上给出了我们的分析结果^[55]。图 5 给出了 SIS 能区(以 400 AMeV 为例)的 Au+Au 半中心碰撞($5.5 < b < 7.5$ fm)后出射的中子(n)、质子(p)、及氢同位素($Z=1$,以 h 表示)在每核子横向动量 $0.3 < p_t/A < 1.3$ GeV/(u, c)范围内的直接流 v_1 和椭圆流 v_2 与约化快度 y_{lab}/y_p 的依赖情

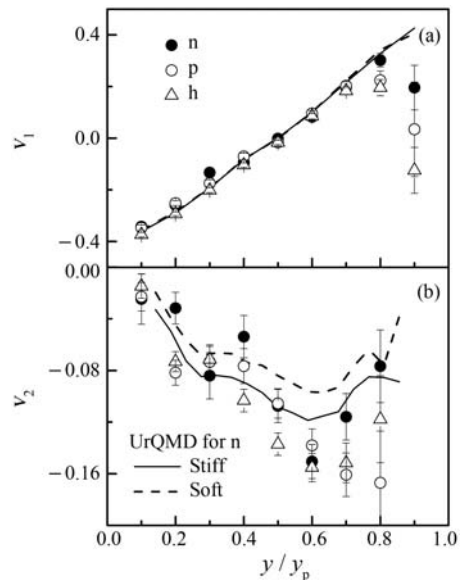


图 5 400 AMeV 入射能量下 Au+Au 半中心 ($5.5 < b < 7.5$ fm)碰撞后出射的自由中子(n)、质子(p)以及氢同位素(h)的直接流 v_1 和椭圆流 v_2 的约化快度(实验室系下)分布 计算中考虑了一个软的状态方程 SM-EoS(同位旋标量部分)以及核子-核子弹性散射截面的介质修正;对于状态方程中的同位旋矢量部分,考虑了一个软的($\gamma=0.5$)和一个硬的($\gamma=1.5$)对称势能,结果由不同线型表示;FOPI 实验数据取自文献 [56],由离散符号表示。

况。实验中的具体几何条件在运输模型分析中也考虑到了。FOPI 实验值^[56]由离散符号来表示。UrQMD 计算的中子流在不同软硬的对称势能情况下的结果由不同的曲线表示。很明显,我们的直接流结果能很好地解释实验,同时也发现它对对称能的密度依赖很不敏感。同样,模型对椭圆流的描述

也是成功的，而且，敏感依赖于对称能的软硬程度。如果对对称能密度依赖的具体分析感兴趣，请见文献[55]。

图 6 给出了 AGS 能区的 Au+Au 半中心碰撞后中心快度区附近的质子直接流梯度的激发函数。图中的快度 $y^{(0)} = y/y_b$ 是按束流约化了的快度。很明显，级联计算给出的结果比实验值低，特别是低 AGS 能区。而且，它的能量依赖也不明显。只有考虑了平均场势及两体散射截面修正后(此处以考虑 HM-EoS 及介质修正的核子-核子弹弹性散射截面为例，本文中状态方程的软硬不是研究的重点)，才能很好地解释直接流梯度的激发函数。图 7 给出了

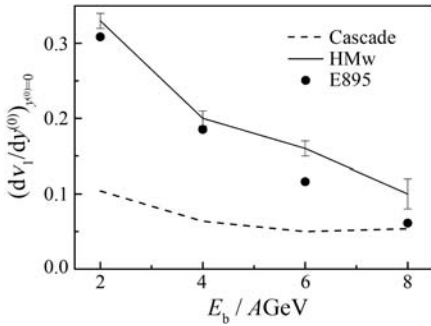


图 6 AGS 能区 Au+Au 半中心碰撞后的质子直接流在中心快度区的梯度

理论计算包括级联和一个考虑势修正及核子-核子两体弹性散射截面介质修正的计算，实验数据来自文献[57]。

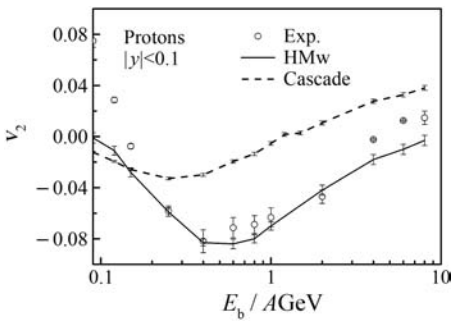


图 7 SIS 和 AGS 能区 Au+Au/Pb+Pb 半中心碰撞后的质子椭圆流在中心快度区的激发函数

理论计算包括级联和一个考虑势修正及核子-核子两体弹性散射截面介质修正的计算，实验数据来自文献[58–60]。

在 SIS 和 AGS 能区的 Au+Au 和 Pb+Pb 半中心碰撞后的质子在中心快度区 ($|y| < 0.1$) 的椭圆流的激发函数。同样，我们发现，只有考虑了平均场势及核子-核子两体弹性散射截面的截止修正后才能更好地描述实验测得的椭圆流激发函数。

图 8 展示了在 RHIC 能区(以 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 为例)不同碰撞中心度下(图 8(a)及(b))的 Au+Au 反应后出射的带电 π 介子在中心快度区椭圆流的横动量依赖。图 8(c)给出了理论计算与实验测得的椭圆流(横动量和快度积分后的结果)的比随中心度变化的情况。实验流数据是由四粒子累积方法(cumulant method)得到的[61]。由于缺少早期压强, UrQMD 级联计算给出的椭圆流结果不能如实

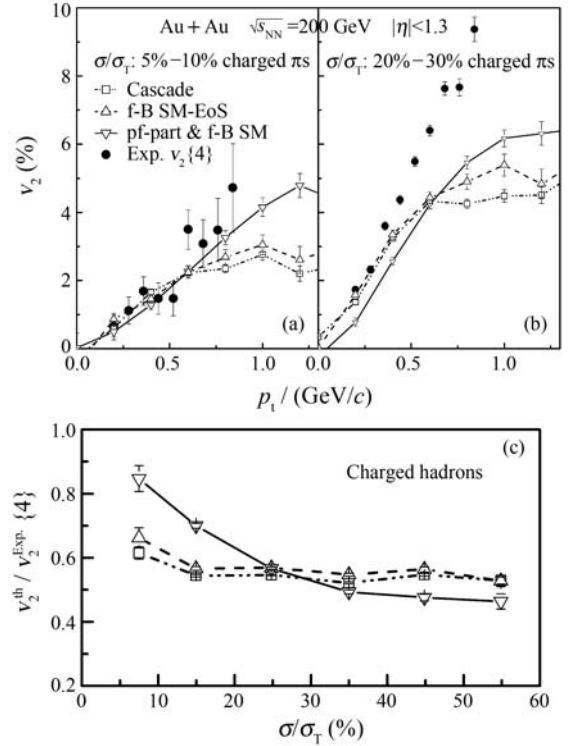


图 8 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 能量时 Au+Au 不同中心度碰撞后出射的带电 π 介子在快度区 $|\eta| < 1.3$ 内的横动量分布((a)和(b)图)

计算包括级联模式、已形成粒子的势修正(f-B SM-EoS)、已形成和预形成粒子的势修正(pf-part & f-b SM), STAR 实验数据(\bullet)取自文献[61]。

验结果那样快速地随横动量变大而变大。如果接着考虑已形成粒子的平均场势修正,在大横动量快度区我们看到了流的些微增大。如果再加入预形成粒子的势修正,在大横动量区,椭圆流的增加很明显,在近中心碰撞中(图 8(a)),它能较好地描述实验。但是,在更大中心度碰撞情况下(如图 8(b)),考虑势后计算得到的椭圆流在小的横动量区间被压低,从而离相应的实验结果更远。如果看图 8(c),我们发现,即便在中心碰撞时,考虑形成和预形成粒子

的势的理论计算结果也不能完全描述实验。随着中心度的增大,平均场势效应的减小,我们计算结果的改善就变得很小了。这都说明如果只考虑平均场势修正,而不对(预)形成粒子的(非)弹性散射加以仔细考虑的话,是不能完整地描述集体流数据的。

4.3 核阻止效应

核阻止本领的大小是反应系统动力学运输的客观反映。通过对出射粒子快度分布的分析,正如图 4 所示,我们可以定性地了解系统核阻止的大小。定量的分析则要基于公式(30)–(32),其中 v_{artl} 阻止因子是德国 GSI 研究所的 FOPI 实验组最近提出来的^[62]。图 9 给出了在 SIS 能区 Au+Au 中心碰撞后的核阻止因子 v_{artl} 的激发函数^[63]。FOPI 数据取自文献[62]。与实验相同,理论计算中考虑了质子数 $Z < 10$ 的所有碎片的 v_{artl} 值。本图先给出级联及不同平均场势修正对 v_{artl} 激发函数的影响。核子-核子两体弹性散射截面的截止修正还未做考虑。在不考虑势修正的时候,计算结果随着入射能量的增加而单调下降,不能再现实验上发现的在中等 SIS 能区出现峰值的现象(我们知道,这个峰值的出现是势修正和两体碰撞相互制衡的结果)。考虑势修正后,会出现峰值的现象,但是现在计算的峰值所在的位置与实验结果不同,且计算的 v_{artl}

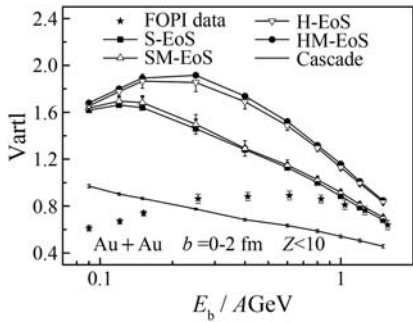


图 9 SIS 能区 Au+Au 中心碰撞后核阻止因子 v_{artl} 的激发函数

计算包括级联模式以及不同软硬程度的势修正, FOPI 实验数据取自文献[62]。

值普遍比实验值大,这说明仅势修正不能完整再现实验结果,还必须对模型的两体散射部分做必要的介质压低。关于状态方程的软硬对 v_{artl} 的影响,结果同以前的计算^[64]。

图 10 给出了基于一个软的状态方程(SM-EoS)并进一步考虑了核子-核子弹性散射截面的介质修正

后的计算结果与实验的比较。很明显,在入射能量在 0.2—1.5 AGeV 的大范围内计算的 v_{artl} 值都能解释实验结果,只在低入射能量端计算结果仍然高于实验值。这一方面说明我们现在版本中的两体碰撞数在低能区还是太高,另一方面也说明在低能区一些结构效应开始显现,需要更细致地加以研究。

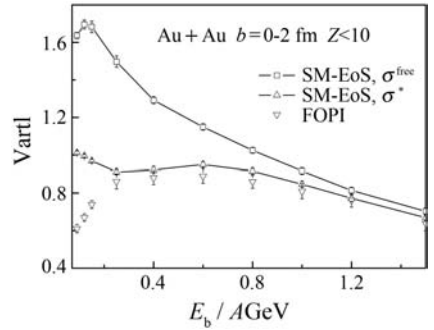


图 10 SIS 能区 Au+Au 中心碰撞后核阻止因子 v_{artl} 的激发函数

计算基于一个软的状态方程 SM-EoS, 核子-核子两体弹性散射截面分别取自由的(σ^{free})和介质修正的(σ^*), 具体请见文中描述。FOPI 实验数据取自文献[62]。

4.4 HBT 两粒子关联

以上的研究都是对单粒子观测量的统计结果展开的,此节将讨论现在的 UrQMD 模型对 HBT 两粒子关联的计算结果。图 11 给出了在 AGS, SPS 和 RHIC 3 能区的重离子中心碰撞后 π 介子关联半径 R_L, R_O 和 R_S 的 k_T 依赖。对级联计算、考虑形成粒子势修正、考虑形成以及预形成粒子的势修正后的计算结果用不同的线型加符号来表示。这里最有趣的结果是在考虑了已形成粒子的势修正后,在 AGS 能区,它能压低大 k_T 区的 R_O 而抬高小 k_T 区的 R_S 。而在高入射能量区(如 RHIC 的 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV),仅仅考虑形成粒子的势修正不能明显改变 HBT 半径。只有考虑了预形成粒子的势修正后,它才继续压低大 k_T 的 R_O 和抬高小 k_T 的 R_S 。图 12 给出了 R_O/R_S 比的激发函数。可以看出,我们的级联计算,包括其它微观运输模型的纯级联计算,给出的 R_O/R_S 比都高于实验(这个现象就是困扰了本领域人们很多年的所谓的 HBT 时间相关的迷惑 HBT t -puzzle)。只有既考虑了已形成粒子又考虑了预形成粒子的势修正后,计算结果才能很好地描述实验上给出的 R_O/R_S 比及大能量尺度下的激发函数。这个迷惑的解决表明^[11]: 平均场势修正所提供

的更强的时间-空间关联是问题的关键；核反应早期的压强和强关联影响反应末态构造的的 HBT 两粒子关联。当然，类似于上面对高能椭圆流的分

析，我们现在的计算还不够完美，计算得到的 R_L 的 k_T 依赖在 高能区 还过陡，还需要一个对这个 QGP 新相状态方程的更全面描述。

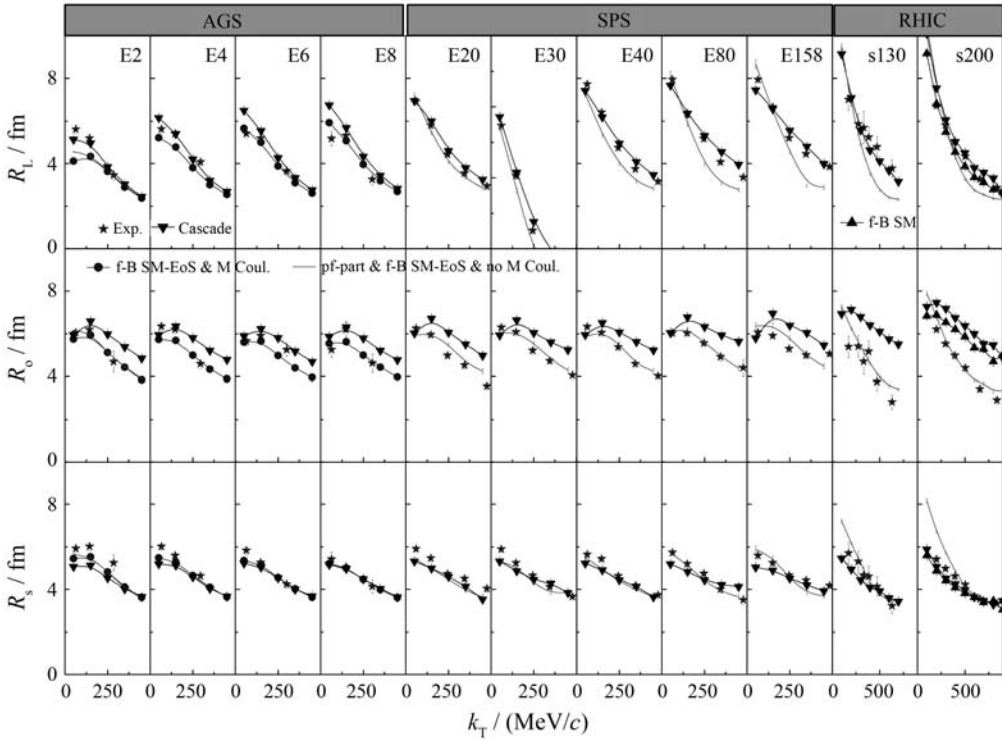


图 11 AGS, SPS 和 RHIC 3 能区 Au+Au/Pb+Pb 中心碰撞的 HBT 半径 R_L , R_0 和 R_s 的 k_T 依赖

除了级联计算，在 AGS 能区有考虑形成粒子的势修正结果；在 SPS 和 RHIC 能区有考虑形成粒子和预形成粒子的势修正结果；在 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV，还显示了只考虑形成粒子的势修正计算结果；实验数据取自文献[43, 65–69]。

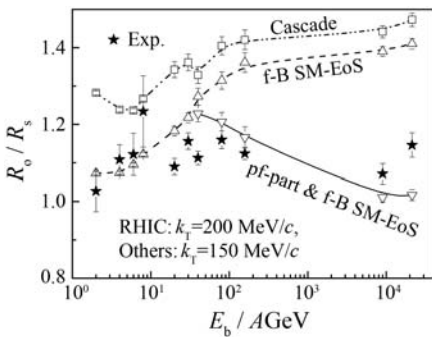


图 12 小 k_T 区的 R_0/R_s 比的激发函数

级联计算、考虑形成粒子势修正、考虑形成粒子和预形成粒子的势修正的计算结果用不同的线型显示，实验数据由★显示。

不只是 π 介子，我们也发现对于其它粒子，如 K, Λ 等，在考虑了势修正后，它们的 HBT 半径更能符合 m_T 依赖性^[70]，如图 13 所示(以 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的 Au+Au 中心碰撞为例)，两 π^- 介子和两 K 介子 HBT 关联数据取自文献[43, 68, 71]。图中 Λ

的 HBT 关联在考虑势修正后的结果在其低 k_T 区还高于 m_T -scaling 函数 $R_i = 3/m_T^{1/2}$ ，可能是由于长寿命共振态如 $\Sigma(1385)$ 的衰变影响，当然，在此次计算中没有考虑末态相互作用的修正可能也是一个原因。

5 总结与展望

本文基于同一个改进的微观动力学运输模型 UrQMD，较为系统地研究了从 SIS 能区，到 AGS 和 SPS，一直到 RHIC 能区，入射能量跨 5 个数量级的重离子核反应及多个人们感兴趣的实验观测量，如粒子产额、集体流、核阻止以及两粒子 HBT 关联等。我们的研究表明，不论单粒子观测量，还是两粒子关联观测量，改进的 UrQMD 模型都能给出较好的描述。同时还发现，粒子的势修正和两体碰撞的介质修正对于这些观测量结果的改善和迷惑的解决是至关重要的。迄今的结果，虽然还不尽完

美(譬如对核物质状态方程软硬程度的研究还不够充分),也是十分令人鼓舞的。

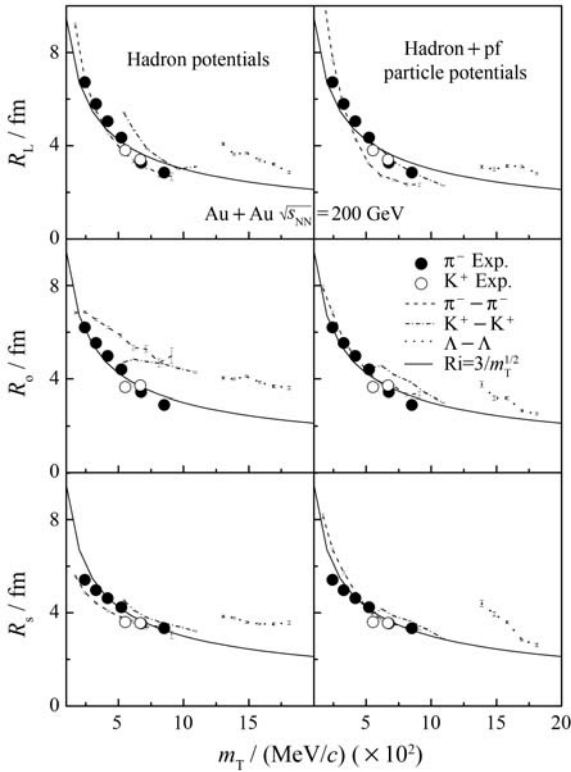


图 13 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 能量时的 Au+Au 中心碰撞的 π^- 介子、K 介子、 Λ 超子的 HBT 半径 R_L , R_O 和 R_S 的横质量依赖

左边的计算结果为只考虑形成粒子势修正的结果,右边的结果为考虑了形成和预形成粒子的势修正结果,标度函数 $R_i = 3/m_T^2$ 在图中也给出,两 π^- 介子和两 K 介子 HBT 关联数据取自文献[43, 68, 71]。

在接下来的工作中,我们将着重如下几个方面的研究:(1)超子、反粒子等的出射;(2)QGP 一级相变区的相变信号研究;(3)努力将 UrQMD 模型扩展到更低 SIS 能区甚至低能区;(4)给出以上提及的所有能区所有观测量的激发函数,给出更为系统和自洽的计算结果。通过这些方面的努力,希望无论在低能、中能还是在高能区能对重离子核反应得到最为全面的理解。从而为其中存在的两个不同类型的相变(低能区的液气相变及中高能区的强子气到 QGP 相变)以及各自的物态方程做深入地理解和分析。

参考文献 (References):

[1] Stoecker H, Greiner W. Phys Rept, 1986, **137**: 277.

[2] Baran V, Colonna M, Greco V, *et al.* Phys Rept, 2005, **410**: 335.
 [3] Li B A, Chen L W, Ko C M. Phys Rept, 2008, **464**: 113.
 [4] Bass S A, Belkacem M, Bleicher M, *et al.* Prog Part Nucl Phys, 1998, **41**: 255.
 [5] Bleicher M, Zabrodin E, Spieles C, *et al.* J Phys G, 1999, **25**: 1859.
 [6] Bratkovskaya E L, Bleicher M, Reiter M, *et al.* Phys Rev, 2004, **C69**: 054907.
 [7] Petersen H, Bleicher M, Bass S A, *et al.* arXiv:0805.0567 [hep-ph], 2008.
 [8] Mitrovski M, Schuster T, Graf G, *et al.* Phys Rev, 2009, **C79**: 044901.
 [9] Li Q F, Li Z X, Soff S, *et al.* J Phys G, 2006, **32**: 151.
 [10] Li Q F, Bleicher M, Stoecker H. J Phys G, 2009, **36**: 015111.
 [11] Li Q F, Bleicher M, Stoecker H. Phys Lett, 2008, **B659**: 525.
 [12] Li Q F, Li Z X, Soff S, *et al.* J Phys G, 2006, **32**: 407.
 [13] Li Q F, Shen C W, Toro M D. Mod Phys Lett, 2010, **A25**: 669.
 [14] Petersen H, Steinheimer J, Burau G, *et al.* Phys Rev, 2008, **C78**: 044901.
 [15] Li Q F, Steinheimer J, Petersen H, *et al.* Phys Lett, 2009, **B674**: 111.
 [16] Aichelin J. Phys Rept, 1991, **202**: 233.
 [17] Sorge H, Stoecker H, Greiner W. Annals Phys, 1989, **192**: 266.
 [18] Hartnack C, Puri R K, Aichelin J, *et al.* Eur Phys J, 1998, **A1**: 151.
 [19] Wang N, Li Z X, Wu X Z. Phys Rev, 2002, **C65**: 064608.
 [20] Bass S A, Hartnack C, Stoecker H, *et al.* Phys Rev, 1995, **C51**: 3343.
 [21] Hama S, Clark B C, Cooper E D, *et al.* Phys Rev 1990, **C41**: 2737.
 [22] Isse M, Ohnishi A, Otuka N, *et al.* Phys Rev, 2005, **C72**: 064908.
 [23] Li B A. Phys Rev Lett, 2002, **88**: 192701.
 [24] Vretenar D, Niksic T, Ring P. Phys Rev, 2003, **C68**: 024310.
 [25] Pomorski K, Dudek J. Phys Rev, 2003, **C67**: 044316.
 [26] Klimkiewicz A, Paar N, Adrich P, *et al.* Phys Rev, 2007, **C76**: 051603.
 [27] Tsang M B, Zhang Y X, Danielewicz P, *et al.* Phys Rev Lett, 2009, **102**: 122701.
 [28] Xiao Z, Li B A, Chen L W, *et al.* Phys Rev Lett, 2009, **102**: 062502.
 [29] Feng Z Q, Jin G M. Phys Lett, 2010, **B683**: 140.
 [30] Wen D H, Li B A, Chen L W. Phys Rev Lett, 2009, **103**:

- 211102.
- [31] Bleicher M, Stoecker H. Phys Lett, 2002, **B526**: 309.
- [32] Lisa M A, Pratt S, Soltz R, *et al.* Ann Rev Nucl Part Sci, 2005, **55**: 357.
- [33] Liu B, Greco V, Baran V, *et al.* Phys Rev, 2002, **C65**: 045201.
- [34] Li Q F, Li Z X, Zhao E G. Phys Rev, 2004, **C69**: 017601.
- [35] Li B A. Phys Rev, 2004, **C69**: 064602.
- [36] van Dalen E N E, Fuchs C, Faessler A. Phys Rev, 2005, **C72**: 065803.
- [37] Di-Toro M, Baran V, Colonna V, *et al.* arXiv:0811.2880 [nucl-th], 2008.
- [38] Li B A, Chen L W. Phys Rev, 2005, **C72**: 064611.
- [39] Sammarruca F. arXiv:nucl-th/0506081, 2005.
- [40] Hanbury-Brown R, Twiss R Q. Philos Mag, 1954, **45**: 663.
- [41] Hanbury-Brown R, Twiss R Q. Nature (London), 1956, **178**: 1046.
- [42] Pratt S, Sullivan J, Sorge H, *et al.* Nucl Phys, 1994, **A566**: 103C.
- [43] Adams J, Aggarwal M M, Ahammed Z, *et al.* (for the STAR Collaboration). Phys Rev, 2005, **C71**: 044906.
- [44] Brown D A, Danielewicz P. Phys Lett, 1997, **B398**: 252.
- [45] Csorgo T, Hegyi S. Phys Lett, 2000, **B489**: 15.
- [46] Kruse H, Jacak B V, Molitoris J J, *et al.* Phys Rev, 1985, **C31**: 1770.
- [47] Reisdorf W, Best D, Gobbi A, *et al.* (for the FOPI Collaboration). Nucl Phys, 1997, **A612**: 493.
- [48] Reisdorf W, Stockmeier M, Andronic A, *et al.* (for the FOPI Collaboration). Nucl Phys, 2007, **A781**: 459.
- [49] Kolomeitsev E E, Hartnack C, Barz H W, *et al.* J Phys G, 2005, **31**: S741.
- [50] Klay J L, Ajitanand N N, Alexander J M, *et al.* (for the E-895 Collaboration). Phys Rev, 2003, **C68**: 054905.
- [51] Barz H W, Bondorf J P, Gaardhoje J J, *et al.* Phys Rev, 1998, **C57**: 2536.
- [52] Li Q F, Li Z X, Soff S, *et al.* J Phys G, 2005, **31**: 1359.
- [53] Afanasiev S V, Anticic T, Barna D, *et al.* (for the NA49 Collaboration). Phys Rev, 2002, **C66**: 054902.
- [54] Appelshauser H, Bachler J, Bailey S J, *et al.* (for the NA49 Collaboration). Phys Rev Lett, 1999, **82**: 2471.
- [55] Trautmann W, Bianchin S, Botvina A S, *et al.* Nucl Phys, 2010, **A834**: 548C.
- [56] Leifels Y, Blaich T, Elze T W, *et al.* (for the FOPI Collaboration). Phys Rev Lett, 1993, **71**: 963.
- [57] Liu H, Ajitanand N N, Alexander J, *et al.* (for the E895 Collaboration). Phys Rev Lett, 2000, **84**: 5488.
- [58] Pinkenburg C, Ajitanand N N, Alexander J M, *et al.* (for the E895 Collaboration). Phys Rev Lett, 1999, **83**: 1295.
- [59] Chung P, Ajitanand N N, Alexander J M, *et al.* (for the E895 Collaboration). Phys Rev, 2002, **C66**: 021901.
- [60] Andronic A, Barret V, Basrak Z, *et al.* (for the FOPI Collaboration). Phys Lett, 2005, **B612**: 173.
- [61] Adams J, Aggarwal M M, Ahammed Z, *et al.* (for the STAR Collaboration). Phys Rev, 2005, **C72**: 014904.
- [62] Reisdorf W, Andronic A, Gobbi A, *et al.* (for the FOPI Collaboration). Phys Rev Lett, 2004, **92**: 232301.
- [63] Yuan Y, Li Q F, Li Z X, *et al.* Phys Rev, 2010, **C81**: 034913 (Erratum *ibid.* **C81**: 069901(E)).
- [64] Reisdorf W, Andronic A, Averbek R, *et al.* (for the FOPI collaboration). ArXiv:1005.3418, 2010.
- [65] Kniege S, Alt C, Anticic T, *et al.* (for the NA49 Collaboration). AIP Conf Proc, 2006, **828**: 473.
- [66] Lisa M A, Ajitanand N N, Alexander J M, *et al.* (for the E895 Collaboration). Phys Rev Lett, 2000, **84**: 2798.
- [67] Adler C, Ahammed Z, Allgower C, *et al.* (for the STAR Collaboration). Phys Rev Lett, 2001, **87**: 082301.
- [68] Adler S S, Afanasiev S, Aidala C, *et al.* (for the PHENIX Collaboration). Phys Rev Lett, 2004, **93**: 152302.
- [69] Adcox K, Adler S S, Ajitanand N N, *et al.* (for the PHENIX Collaboration). Phys Rev Lett, 2002, **88**: 192302.
- [70] Csorgo T, Lorstad B. Phys Rev, 1996, **C54**: 1390.
- [71] Bekele S (for the STAR Collaboration). J Phys G, 2004, **30**: S229.

Dynamics of Heavy Ion Collisions within a Large Energy Regime^{*}

LI Qing-feng^{1, 1)}, LI Zhu-xia², M. Bleicher^{3, 4}, H. Stoecker^{3, 4, 5}

(1 *School of Science, Huzhou Teachers College, Huzhou 313000, Zhejiang, China;*

2 *China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China;*

3 *Frankfurt Institute for Advanced Studies, Johann Wolfgang Goethe-Universität, D-60438 Frankfurt am Main, Germany;*

4 *Institut für Theoretische Physik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, D-60438 Frankfurt am Main, Germany;*

5 *GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, D-64291 Darmstadt, Germany)*

Abstract: Based on one updated microscopic transport model Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics (UrQMD) with modifications of both potentials and two-body scattering cross sections, quite a few interesting observables, such as yields, collective flows, the nuclear stopping, and the HBT two-particle interferometry, are systematically investigated for heavy ion collisions within a large beam energy regime of five orders of magnitude (from SIS, AGS, SPS up to RHIC). It is shown that a consistent explanation can be received from both single-particle and two-particle related observables.

Key words: heavy ion collision; UrQMD model; equation of state; medium modification of cross section

* **Received date:** 24 Aug. 2010; **Revised date:** 28 Sep. 2010

* **Foundation item:** National Natural Science Foundation of China(10905021, 10979023); Zhejiang Provincial Natural Science Foundation of China(Y6090210); Key Project of Ministry of Education of China(209053); Qian-Jiang Excellence Project of Zhejiang Province of China(2010R10102)

1) **E-mail:** liqf@hutc.zj.cn