

核物质中的 π , K , ρ 和 η 物理*

庄鹏飞

(兰州重离子加速器国家实验室原子核理论研究中心, 甘肃 兰州 730000;
清华大学物理系, 北京 100084)

摘要: 介绍了入射能量约 1 A GeV 时的重离子碰撞产生的介子物理, 分析了 SIS 和 Bevalac 两个重离子加速器的实验数据中显示的介质效应, 特别是手征对称性在有限密度时的部分恢复信号, 指出了目前理论研究中存在的问题, 最后讨论了兰州重离子加速器 CSR 可以进行的介子物理研究.

关键词: 重离子碰撞; 密度效应; 手征对称性部分恢复; 阈下产生; 冷却储存环

中图分类号: O571.4 **文献标识码:** A

1 高能重离子碰撞物理

描述强相互作用性质的最有效的理论模型是量子色动力学(QCD), 它的主要结构体现在内部对称性: 包括严格的 $SU(3)$ 色对称性, 最重要的结论是夸克禁闭, 不能发现自由的夸克; 自发破缺的手征对称性, 它使得介子和重子产生了质量, 真实的介子世界要求手征对称性还应该是明显破缺的. 除了这两个最重要的对称性质, 强相互作用模型还有其它的对称性. 例如 $U_A(1)$ 对称性的破缺, 使得介子 η 和 η' 产生质量分裂, 等等.

上面的动力学性质很可能受到多粒子系统的温度密度效应的影响, 发生重大的转变, 即有限温度密度时的 QCD 相变^[1]. 格点 QCD 的结果表明, 在温度 $T \approx 150$ MeV 时将同时发生夸克囚禁解除相变和手征对称性恢复相变^[2], 产生一种新的物质形态——夸克胶子等离子体(QGP)^[3]. 在这个新相中, 夸克的质量趋于零. 当包含密度效应(化学势 $\mu \neq 0$)时, 格点 QCD 有技术困难, 很难给出准确的相变点. 但以 QCD 对称性为基础建立的模型计算表明, 当密度较高时, 不仅会发生相变, 而且相变由连续向突变过渡. 当密度达到 5—10 倍的正常核物质密度(n_0)时, 最近的理论计算表明色对称性将产生自发破缺, 形成所谓的色超导相. 有限温度密度的影响还很可能导致 $U_A(1)$ 对称性的恢复, 使得

η 和 η' 的质量简并.

有限温度密度时, 体系, 特别是强子体系的集体现象也是一个重要的研究方向. 除了状态方程以及与之联系紧密的集体流外, 强子本身的性质也会发生改变. 例如由于手征对称性的恢复或部分恢复^[4], 核子、 K^- 介子、 ρ 介子、 η 介子的质量将下降, 而 π 和 K^+ 介子的质量会轻微上升. 不仅是质量, 而且宽度 Γ 在介质里也会发生改变. 这些性质导致强子的阈下产生, 也改变了末态强子的相空间分布.

在重子、介子物质里强子的产生与自由的核子-核子(NN)碰撞产生强子的另一个不同点是由于多次碰撞引起的. 例如, 在 NN 中产生 π 介子、 K^+ 介子、 K^- 介子的过程及相应阈能是

$$NN \rightarrow \Delta N, \Delta \rightarrow \pi N;$$

$$NN \rightarrow NK^+ \Lambda, E_{th} = 1.58 \text{ GeV};$$

$$NN \rightarrow NNK^+ K^-, E_{th} = 2.5 \text{ GeV}.$$

而在重子、介子物质里, 由于多次碰撞, K^+ 和 K^- 也可以通过

$$\pi N \rightarrow K^+ Y,$$

$$\pi N \rightarrow K^+ K^- N$$

过程来产生, 相应的阈能大大降低. 这就是由于多次碰撞引起的阈下产生. 显然, 在低能时研究强子

收稿日期: 2002 - 03 - 20; 修改日期: 2002 - 08 - 08

* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(19925519, 10135030); 973 国家重点基础研究发展规划项目(G2000077407); 兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心基金资助项目

作者简介: 庄鹏飞(1957—), 男(汉族), 湖南益阳人, 教授, 从事高能核物理研究.

的产生, 强子的共振态起着重要的作用. 例如, $N^*(1535)$ 与 η 产生紧密相关.

高能重离子碰撞是在实验室研究 QCD 相变和介质中的强子物理的唯一可能途径^[5]. 两个重核在碰撞时产生的次级粒子通过相互碰撞, 将动能转变为热能, 可能使系统趋于热平衡, 达到产生相变或介质效应要求的高温高密条件. 如果碰撞早期的温度和密度充分高, 则有可能产生 QGP. 随着体系的不断膨胀, 温度和密度要不断下降. 即使产生了 QGP, 体系也要重新回到强子物质相. 最后, 体系将衰变成可观测的末态强子.

在已经运行、正在运行和即将运行的重离子加速器中, SPS 的人射能量最大为 200 A GeV, RHIC 的最大对撞能量为 200 A GeV, LHC 的对撞能量高达几个 TeV. 由于碰撞能量很高, 它们的物理目标是 QCD 相变, 特别是寻找 QGP 和研究 QGP 的性质. 而 AGS 的人射能量约为 10 A GeV, SIS 的人射能量小于 2 A GeV, Bevalac 和兰州 CSR 的人射能量均在 1 A GeV 左右, 它们的物理目标是介质中强子的性质和手征对称性部分恢复的信号^[6].

在 CSR 是否有明显的介质效应或实现手征部分恢复的关键是 CSR 的重离子碰撞能否产生高密条件. 在不考虑两碰撞核相互穿透的极限下, 核碰撞(系统)质心系中的能量、重子数守恒, 即

$$\begin{aligned} E_{lab} + m_N &= m_N \cosh(2Y_c), \\ n &= 2 \cosh^2(Y_c) n_0, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 n_0 为正常核物质密度. 输入 CSR 的人射能量 $E_{lab} = 0.4 - 0.9$ GeV 和核子质量 m_N , 可计算碰撞核的快度 Y_c 和达到的重子数密度^[6]

$$\frac{n}{n_0} = 2.4 - 3. \quad (2)$$

考虑到体系的膨胀, 流体动力学被广泛用来计算重离子碰撞的能量密度和重子数密度. 由局域能量动量守恒和重子数守恒方程

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = \sum^\nu, \quad \partial_\mu n^\mu = \sigma, \quad (3)$$

其中, $T^{\mu\nu} = (\epsilon + P)u^\mu u^\nu - P g^{\mu\nu}$ 为能量动量张量, u^μ 是流体的四维速度, ϵ 和 P 分别为能量密度和压强, $n^\mu = \rho u^\mu$ 是重子数流, \sum^ν 和 σ 是核-核碰撞对流体能量动量输入和重子数输入, 在各向同性膨胀的近似下, $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 碰撞的最大能量密度随入

射能量的变化见图 1^[7]. 对应于 CSR 能量 $E_{lab} = 0.9$ GeV, 最大能量密度 ϵ_{max} 是核子内能量密度 ϵ_0 的 2.5 倍, 最大重子数密度 n_{max} 是正常核物质的 2.5 倍, 略低于前面不考虑膨胀的结果.

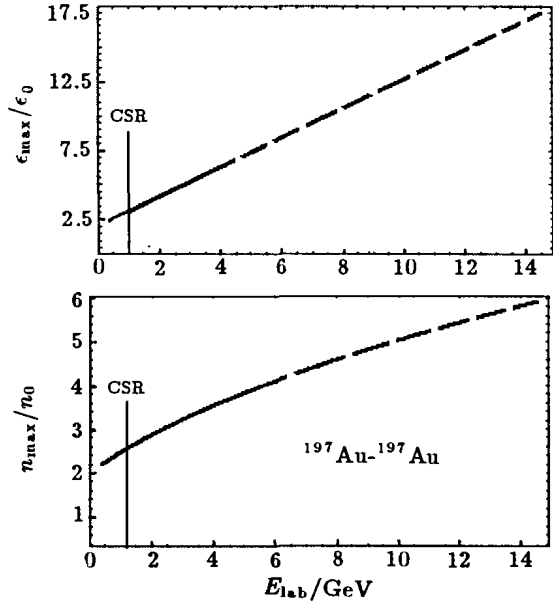


图 1 最大能量密度 $\epsilon_{max}/\epsilon_0$ 和最大重子数密度 n_{max}/n_0 随入射能量的变化^[7]

手征对称性恢复相变的序参数是手征凝聚 $\langle q\bar{q} \rangle$. 在有限温度时, 格点 QCD 结果表明在 $T \approx 150$ MeV 时, $\langle q\bar{q} \rangle$ 降为零, 表明发生了手征相变. 在有限密度时, 目前只能依赖于强相互作用的有效模型. 在零温时, 许多模型计算的 $\langle q\bar{q} \rangle$ 随密度 ρ 的变化可以写成^[8]

$$\frac{\langle q\bar{q} \rangle_n}{\langle q\bar{q} \rangle_0} = 1 - \frac{\sum_{\pi} \Sigma_{\pi} n}{f_{\pi}^2 m_{\pi}^2} + O(n^2), \quad (4)$$

其中, $\Sigma_{\pi} \approx 45$ MeV, f_{π} 和 m_{π} 分别是 π 介子的衰变常数和质量. 近似到密度的线性项, 即右边的前两项是模型无关的. 由此可见, 在密度不是很高, 即 $O(n^2)$ 可以忽略时, 序参数随 ρ 的增长而线性下降. 图 2 给出了用手征模型 NJL 计算的 $\langle q\bar{q} \rangle_n / \langle q\bar{q} \rangle_0$ 与密度 n/n_0 的关系. 在密度较小时, 手征凝聚确实线性下降, 而在密度较大时, 下降变得越来越平缓. 在正常核物质密度时, $\langle q\bar{q} \rangle$ 已经下降到其真实值的 58%, 表明手征对称性已恢复了 40%! 而在 CSR 能量 (0.9 GeV) 对应的 $n/n_0 = 2.5$, 手征对称已恢复到 80%. 手征凝聚的这一密度行为与其温度行为非常不同. 由格点 QCD 的计算, $\langle q\bar{q} \rangle$ 在低

温($T \leq 100$ MeV)时变化很小, 只在靠近相变温度时才急剧下降. 但 $\langle q\bar{q} \rangle$ 在低密度时线性下降,

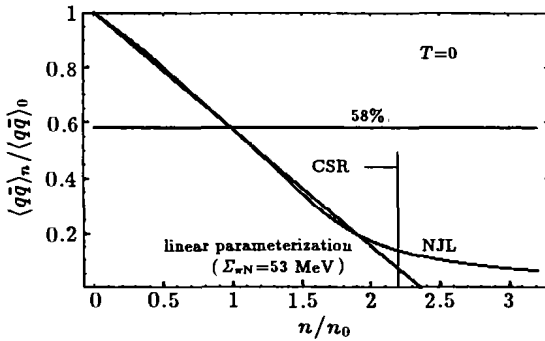


图 2 用 NJL 计算的 $\langle q\bar{q} \rangle_n / \langle q\bar{q} \rangle_0$ [9]

而在高密度时却下降变慢. 由此说明, 尽管 CSR 能区的密度不是很高, 但手征对称性可以发生很大的变化. 因此很有可能在 CSR 观察到手征部分恢复的信号. 图 3 [9] 还给出了用 NJL 模型计算的手征相图. 在高温区, 相变是二级相变, 用虚线表示相变线. 而在低温高密度区, 相变变为一级相变. P 和 E 分别是手征极限和流夸克质量不等于零时一级相变和二级相变的交叉点. 在一级相变区域, 存在不稳定区(US)和亚稳定区(MS). 由于密度效应导致一级相变, 使得观测信号更容易.

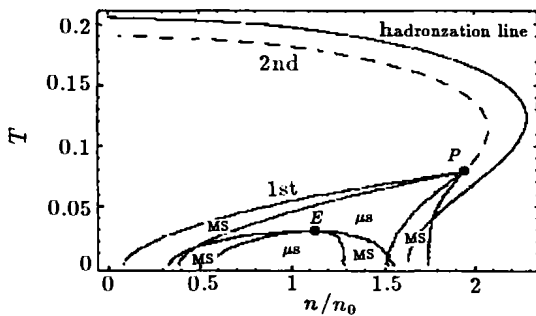


图 3 用 NJL 计算的手征相图 [9]

有限密度引起的介质效应对介子, 特别是 π , K , ρ 和 η 的影响体现在两个方面 [4]. 一是这些介子要与周围的其它强子发生多次碰撞, 导致阈下产生, 改变末态强子谱; 二是周围介质要影响这些介子本身的性质, 例如它们的质量、密度、耦合常数等都将是密度 n 的函数, 也会导致阈下产生, 也会改变末态的相空间分布. 若没有阈下产生, 在 CSR 能区是不可能产生 K^+ , ρ 和 η 的. 对于 K^+ 介子, 它很少与其它强子相互作用, 在介质中的平均自由程 $\lambda \approx 5$ fm. 由于它与核物质的排斥相互作用, 它

的质量随 ρ 的增加而轻微的增加. 对于 π 介子, 它在介质中参与多次碰撞, $\lambda \approx 1$ fm, 有很强的吸收. 由于它是 Goldstone 粒子, 其质量基本不变. 对于 ρ 介子, 手征部分恢复将使得它的质量在介质中下降很多, 又因为宽度较大、寿命短, 在介质中就可能衰变为双轻子. 对于 η 介子, 手征部分恢复和可能的 $U_A(1)$ 部分恢复都会使得 η 的质量下降. η 也可衰变为双轻子. 但 η 与共振态 N^* 有紧密耦合.

2 SIS 和 Bevalac 的 π , K , ρ 和 η 物理

先看 K^+ 介子. 由于在 NN 过程中产生 K^+ 的阈能是 1.58 GeV, 在此能量之下产生的 K^+ 都是由于多次碰撞和介质效应引起的阈下产生. 图 4 [10] 是 K^+ 的截面随质心系动能的变化. 上图对应 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 过程, 完全是阈下产生; 下图对应 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 过程, 既有阈下产生, 也有直接产生. 两种情况都可由热平衡分布 e^{-E/T_K} 描述. 图中线段的斜率即是火球衰变(freeze-out)时的温度 T_K . 这说明能用热平衡体系描述 K^+ 介子的分布.

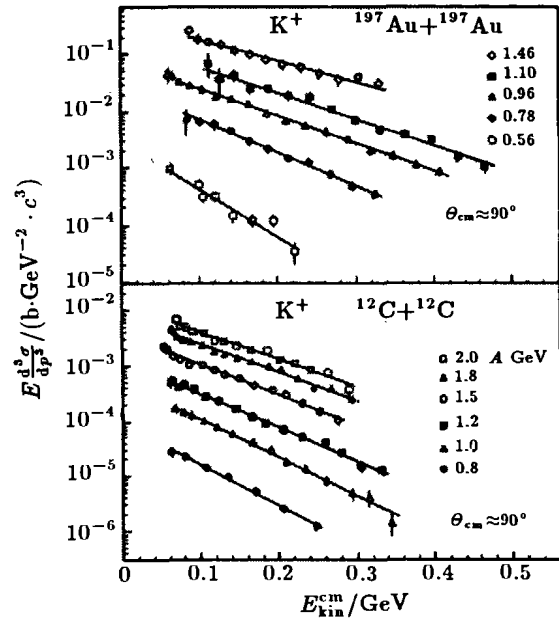


图 4 K^+ 的截面随质心系动能的变化 [10]

图 5 [10] 给出的是核-核碰撞(系统)中每对核子-核子对应的 K^+ , K^- , π 和 η 多重数随碰撞质量 A 的变化. 对于 K^+ 介子, 随着核质量的增加, 多次碰撞数增加, 介质效应明显, 而 K^+ 的平均自由程长, 几乎不被介质吸收, 所以多重数 M_{K^+} / A 随 A 的增加而增加. 而对于 K^- , 虽然吸收厉害, 但 K^- 的介质效应随 A 的增加变化很快, 表现在 M_{K^-} 随密度

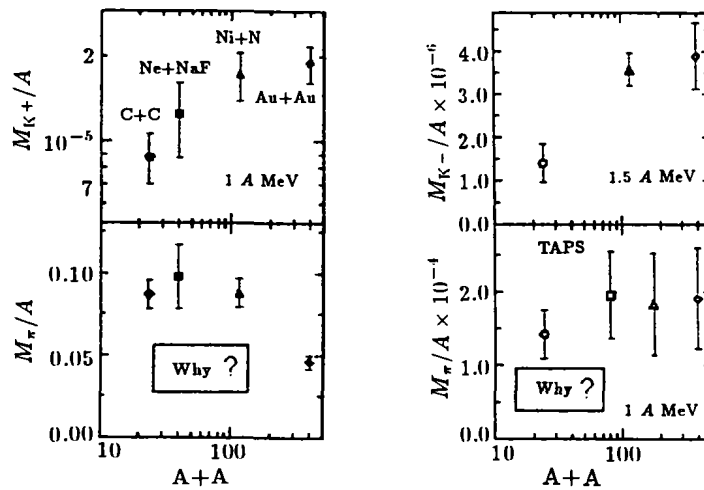


图 5 每对核子-核子对应的多重数随碰撞质量 A 的变化^[10]

增加而急剧下降, 故阈下产生很强, 因此 M_{K^+}/A 也随 A 的增加而增加. 但对于 π , 由于介质效应不明显, 而吸收很厉害, 使得 M_{π}/A 随 A 增加而下降. 但为何下降这么快的机制还不清楚. 至于 η , M_{η}/A 与 A 的关系不明显, 机制也不清楚.

图 6^[10] 上部是对 Au+Au 和 C+C 两个过程的 M/A 随入射能量 E_{lab} 的变化. 对于 K^+ , 同一能量下 Au+Au 的多重数高于 C+C 的多重数. 而对 π , 情形正好相反. 图 6 下部是 Au+Au 的 M/A 与 C+C 的 M/A 的比值随 E_{lab} 的变化. 对于 K^+ , 可将 E_{lab} 分为两个区间, 分割点是 $E_{lab} = 1.58$ GeV. 右边区域主要是直接产生, 而左边区域则是阈下产生. 这个区域是用 K^+ 研究介质效应和手征部分恢复的重要能区, 目前实验数据仍有待理论作自洽的解释.

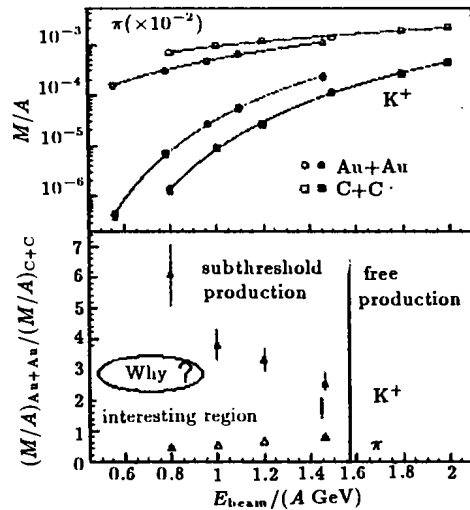


图 6 Au+Au 和 C+C 两个过程的 M/A 随入射能量 E_{lab} 的变化^[10]

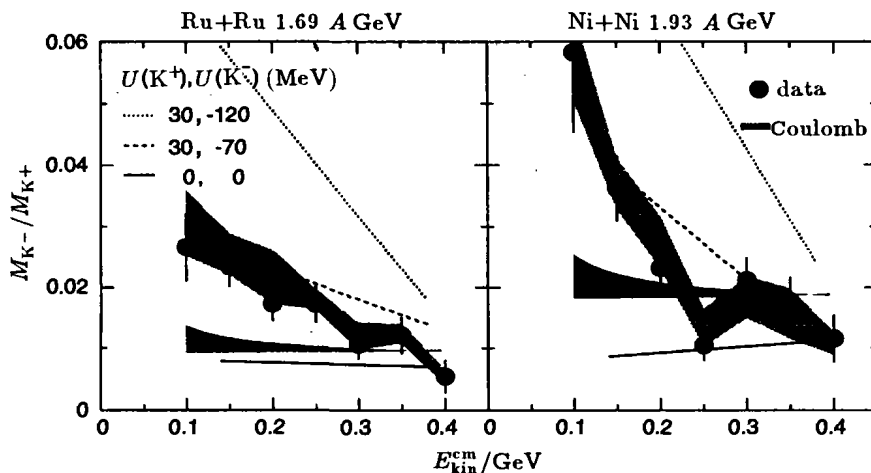


图 7 K^-, K^+ 的多重性比随粒子动能 E_{kin} 的变化^[11]

对于 K^+ ，还有一个基本的问题。既然 K^+ 很少与介质中其它强子碰撞，它怎么能达到热平衡？上述利用热平衡来解释 K^+ 的相空间分布有何意义？

K 介子的介质效应在多重数之比 M_{K^-}/M_{K^+} 中表现得尤为突出。图 7^[11] 是 M_{K^-}/M_{K^+} 随粒子动能 E_{kin} 的变化。由于 K^- 受到介质中吸引平均场的作用， K^+ 受到排斥平均场的作用， K^- 易于在低动量端产生， K^+ 易于在高动量端产生，故 M_{K^-}/M_{K^+} 随 E_{kin} 的减小而增加。这一个变化不能用 K^- 和 K^+ 的不同库仑相互作用来解释，因为电磁相互作用太弱。问题是，到底是 K^- 的吸引相互作用，还是 K^+ 的排斥作用，或是两者能定量的解释 M_{K^-}/M_{K^+} 比。目前仍存在这方面的争议。

π 介子的产生截面与动能的关系见图 8^[12]。与 K^+ (图 4) 不同，不能用热平衡分布 $e^{-E/T}$ 来描述 π 介子谱。实验数据不再是一条直线，而是呈凹形。拟合这条凹线可以用双温度分布 $C_1 e^{-E/T_1} + C_2 e^{-E/T_2}$ ，其中 T_1 和 T_2 表示低温和高温两个参数。理论上的解释是：末态 π 介子一部分来自于体系的碎裂，对应有一个 freeze-out 的温度 T ，另一部分来自于碎裂以后其它强子的衰变。这后一部分 π 介子不能用热平衡分布描述，而具有固定低动量。于是整个末态 π 介子便有低动量增长。这就是图 8 中凹线形成的可能原因。图 9^[13] 给出了在热平衡分布背景上产生的非平衡低动量增长。两条曲线对应的化学势分别为 0 和 0.3 GeV。

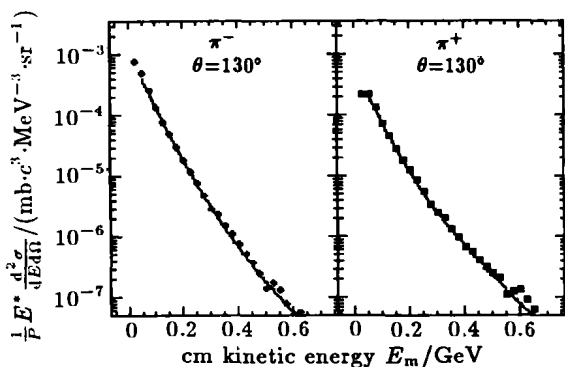


图 8 π 介子的产生截面与动能的关系^[12]

π^- 和 π^+ 介子由于和带正电核物质有相反的库仑相互作用， π^- 介子易于在低动量端产生， π^+ 介子易于在高动量端产生。因此 M_{π^-}/M_{π^+} 在低动量端增长很快。由于入射能量增加时，核物质体系的体积增加，库仑作用减弱，因此 M_{π^-}/M_{π^+} 的低动量增

长随入射能量增加而减弱。图 10^[12] 给出了 M_{π^-}/M_{π^+} 比的实验数据，横坐标是粒子动能。这种低动量增长的另一个重要原因来自于同位旋，但是用同位旋分析只能说明 M_{π^-}/M_{π^+} 在低动量端达到 2，而不能达到 3。由此说明在 π 介子相空间分布中，库仑作用很重要。用 M_{π^-}/M_{π^+} 比的相空间分布可以分析碎裂时火球的时空大小，因为库仑作用 $\sim 1/r$ ，与空间距离紧密相关。而碎裂时火球的时空体积直接影响介质效应的强弱。

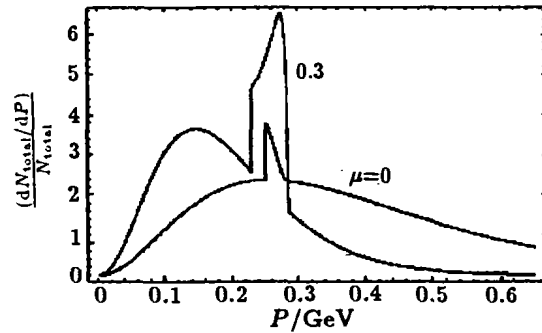


图 9 热平衡分布背景上产生的非平衡低动量增长^[13]

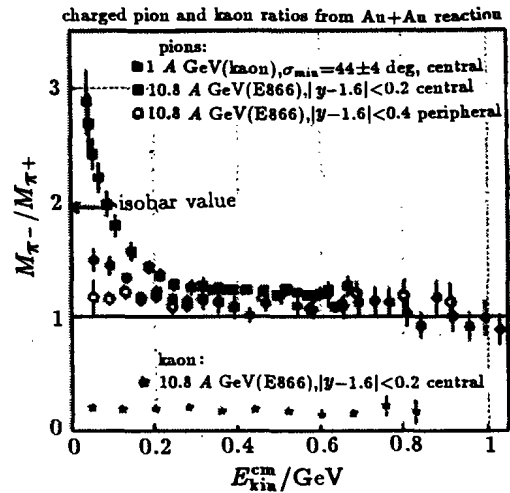


图 10 M_{π^-}/M_{π^+} 比与粒子动能和入射能量的关系^[12]

由于从火球碎裂逸出的强子与碰撞核中的旁观体有相互作用，使得末态观察到的强子集中在某些方向，称为强子流。将碰撞参数 b 与入射轴构成的平面定义为反应平面，则对于等核碰撞，平面内的流主要集中在反应轴附近，平面外的流主要集中在垂直于反应平面的方向。图 11^[14] 是对于 $^{209}\text{Bi} + ^{209}\text{Bi}$ 过程，入射能量 $E_{lab} = 1 \text{ A GeV}$ 时 π 介子的平面外流。横坐标 φ 是流的方向与碰撞参数 b 的夹角。图中 a, b, c 和 d 对应于不同的碰撞参数，a 是最边缘

碰撞, d 是最中心碰撞. 在任何情形, π 介子流都集中于垂直反应平面, 即 $\varphi = -90^\circ, 90^\circ$ 的两个方向. 这是由于 π 介子在其它方向, 特别在 $\varphi = -180^\circ, 180^\circ$ 的方向, 被旁观者大量的吸收.

为了比较不同方向强子流的相对强度, 引入比值

$$R = \frac{N(90^\circ) + N(-90^\circ)}{N(180^\circ) + N(-180^\circ)}, \quad (5)$$

其中 $N(\varphi)$ 是在 φ 方向观测到的强子数. 图 12^[14] 给出了 $E_{lab} = 0.4, 0.7, 1$ A GeV 时 π 介子的 R 随横动量 P_t 的变化关系. 由于在 $\varphi = 180^\circ, -180^\circ$ 方向低动量的 π 介子被旁观体大量吸收, 只有高动量的 π 介子可能损失能量逃离旁观体, 故 R 随 P_t 的升高而升高.

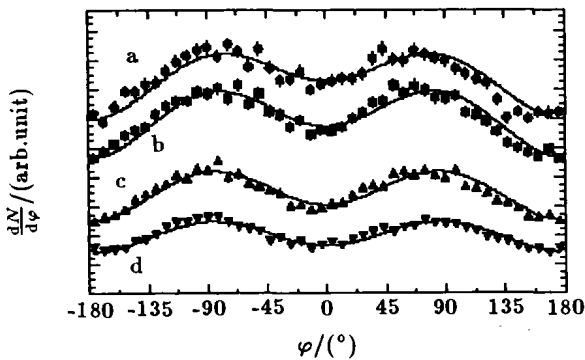


图 11 $^{209}\text{Bi} + ^{209}\text{Bi}$ 过程, $E_{lab} = 1$ A GeV 时 π 介子的平面外流^[14]

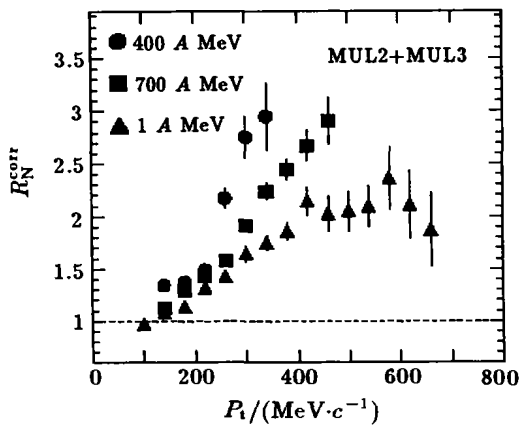


图 12 π 介子的 R 随横动量 P_t 和入射能量 E_{lab} 的变化^[14]

对于 K^+ 介子, 由于平均自由程长和被吸收的几率小, K^+ 介子流不应该有很明显的 φ 依赖性. 图 13^[15] 中虚线表示的是用 RBUU 模型计算的 K^+ 介子流, 对 φ 的依赖性很弱. 但实验数据表明, K^+ 和 π 一样, 平面外流也有很强的 φ 依赖性. 这表明, K^+ 与旁观体之间的排斥相互作用, 即介质效应在

此起了作用. 用考虑了介质效应的 RBUU 重新计算的结果, 即图中实线, 与实验结果符合很好. 对 K^+ 介子流与介质效应的关系仍有待进一步研究.

ρ 介子在介质中的行为主要是通过末态双轻子分布来讨论. 高能重离子碰撞中末态双轻子的来源与双轻子不变质量有关. 不变质量很大的双轻子主要来自极高能碰撞早期产生的 J/Ψ 等的衰变, 中等质量的双轻子主要来于火球内部的直接辐射, 而低质量的双轻子则主要来自强子的衰变. 在 CSR, SIS, Bevalac 能区的双轻子主要是低质量双轻子.

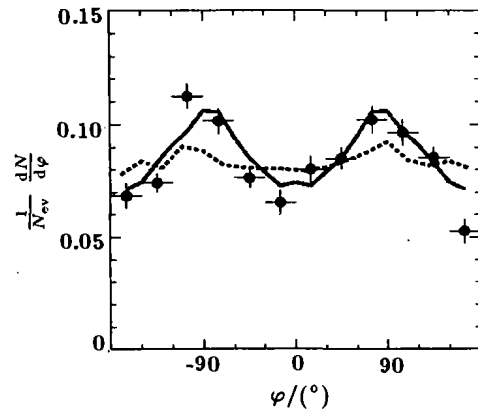


图 13 K^+ 介子平面外流^[15]

强子衰变为双轻子主要有两种方式, 即 Dalitz 衰变和矢量衰变. Dalitz 衰变包括

$$\begin{aligned} \pi_0 &\rightarrow l^+ l^- \gamma, & \eta &\rightarrow l^+ l^- \gamma, \\ \bar{\omega} &\rightarrow l^+ l^- \pi_0, & \Delta &\rightarrow l^+ l^- N \end{aligned}$$

等, 矢量衰变主要来自

$$\rho \rightarrow l^+ l^-, \quad \omega \rightarrow l^+ l^-.$$

由核子-核子过程通过 ρ 衰变产生双轻子的演化是

$$NN \rightarrow N\Delta, \quad \Delta \rightarrow N\rho, \quad \rho \rightarrow \gamma^* \rightarrow l^+ l^-,$$

费曼图见图 14.

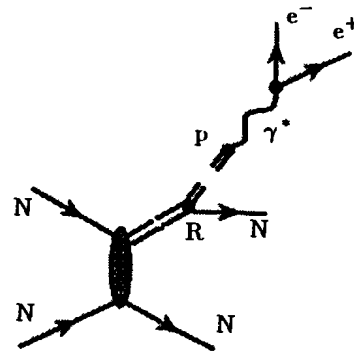


图 14 核子-核子过程通过 ρ 衰变产生双轻子

在 SPS, 对于入射能量为 $E_{lab} = 158 A \text{ GeV}$, CERES 实验组发现, Pb+Au 过程的双轻子质量分布在 0.5 GeV 附近实验数据高出理论计算的几个数量级, 见图 15^[16]. 图中虚线表示的是各个 Dalitz 衰变和矢量衰变的理论计算结果, 实线是理论计算的迭加结果. 理论与实验数据的这一差别可以通过 ρ 介子的介质效应来解释. 当手征对称性在有限温

度密度条件下部分恢复时, ρ 介子质量下降, 因此由 $\rho \rightarrow l^+ l^-$ 的峰不再在 0.77 GeV 附近, 而应向左移动, 并且产额会增加. 如果设介质中 $m_\rho \approx 0.5 \text{ GeV}$, 则理论计算表明, 与实验数据的差别能基本消失. 这一解释被看成是在 SPS 发现了手征相变的一个主要信号. 不仅是质量, 而且 ρ 介子的宽度在介质中也会变化.

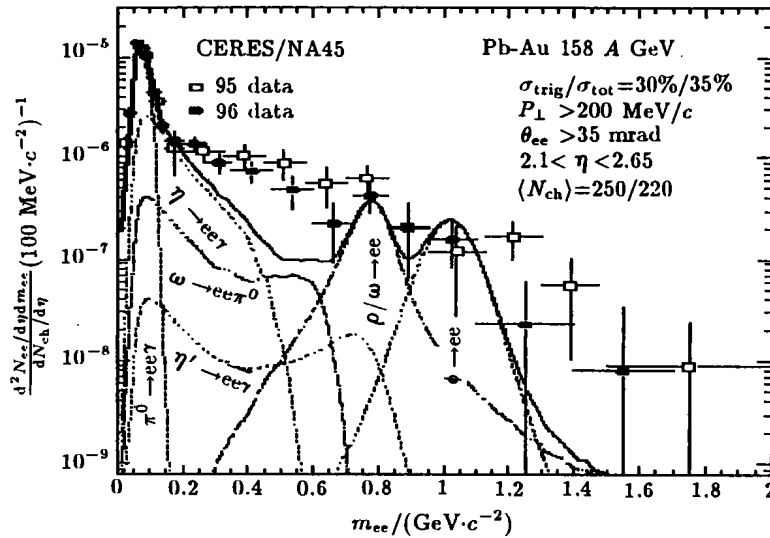


图 15 SPS 的双轻子质量分布^[16]

由于手征对称性在低密度时的线性行为, 上述低质量双轻子分布的特征在低能时似乎也应该存在. DLS 实验组 1997 年在 Bevalac 发现, 它们早先的双轻子分布的实验数据有误. 而这些旧的实验数据能够被不包含介质效应的理论计算解释得很好.

于是, 新的实验数据肯定不能由没有介质效应的理论解释. 图 16^[17] 是 DLS 于 1997 年给出的人射能量 $E_{lab} = 1 A \text{ GeV}$ 时不同重离子碰撞的双轻子质量分布. 发现在这个能区, Dalitz 衰变中最重要的是 π_0 和 η 的衰变. 图 17^[17] 是 Ca+Ca 过程的双轻子分布

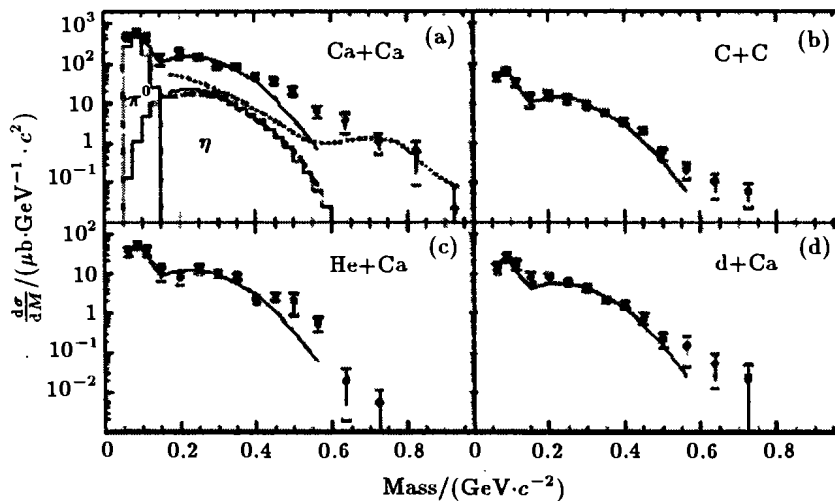


图 16 入射能量 $E_{lab} = 1 A \text{ GeV}$ 时不同重离子碰撞的双轻子质量分布^[17]

与 C+C 过程的双轻子分布之比, 发现在质量大于 0.4 GeV 时, 比值就突然增加. 由于 Ca+Ca 过程的介质效应比 C+C 过程要明显, 这种突然增加很可能是介质效应的体现. 一个自然的问题是, 这个突然增加是不是也是由于 ρ 介子质量的降低引起的? 目前的理论计算结果是: 不考虑介质效应时, 理论不能解释实验, 新的数据比理论计算大六, 七倍; 如果考虑由于手征对称性部分恢复, ρ 介子质量下降, 理论计算有所改善, 但仍然比实验数据小 3 倍左右; 只有同时考虑 ρ 和 η 的质量降低才能完全描述新的双轻子实验数据, 但却破坏了 π_0 和 η 的相空间分布的标度行为, 与实验数据矛盾. 因此, DLS 得到的双轻子分布如何能与其它实验数据一起被自洽的解释还是一个没有解决的问题.

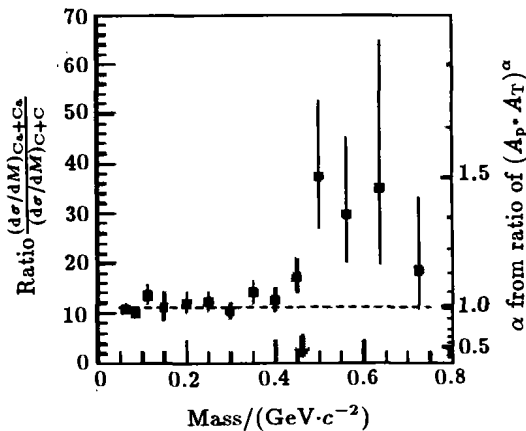


图 17 Ca+Ca 过程的双轻子分布与 C+C 过程的双轻子分布之比^[17]

3 CSR 的介子物理

通过上面分析 SIS 和 Bevalac 的介子产生, 可以看到, 这个能区重离子碰撞所产生的介子已携带丰富的介质效应, 既不同于核子-核子碰撞, 也不是简单地加上多次碰撞带来的运动学修正. 介质中的介子的动力学性质已发生了很大的改变, 并且在密度不很高时已表现得非常明显. 但是, 由于重离子碰撞中的次级反应非常复杂, 目前尚无标准的有效的方法来处理, 如何从这个复杂的背景中抽取出质效应, 例如手征对称性部分恢复的信号, 仍然是一个迫切需要解决的问题. 因此, 在 CSR 进行介子物理研究既有可以借鉴的经验, 也存在在有限密度核物理领域取得重大突破的机会.

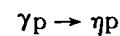
由于 CSR 的入射能量约在 1 A GeV 以下, 很难通过阈下产生 K^- 粒子, 因此 CSR 的介子物理主要是 π , K^+ , ρ 和 η 物理. 如果考虑有限密度时 σ 介子的重要性, σ 在手征部分恢复的过程中也会起重要的作用.

对于 K^+ 介子, 应该注意考察它的相空间分布, 而不是多重数分布. 这是因为 K^+ 介子受到排斥平均场的作用后改变了动量的分布. 这个改变在 SIS 是通过 M_{K^-}/M_{K^+} 比的动量分布来体现的, 其结果很难说明到底是 K^- 的吸引作用, 或者 K^+ 的排斥作用, 或者二者起了关键作用. 在 CSR, 几乎没有 K^- . 但我们可以将 K^+ 的动量从小到大分成 n 个区间, 然后考察不同区间 K^+ 多重数的比值

$$R_{i/i} = \frac{M_{K^+} |_{bin i}}{M_{K^+} |_{bin i}}. \quad (6)$$

对 K^+ 介子, 另一个重要的问题是热平衡. 由于 K^+ 的平均自由程大, 在火球中很难感受到它周围的热平衡环境, SIS 的 K^+ 谱能够用热平衡分布来描述是否是一种偶然? 如果能找到关于 K^+ 的对热平衡敏感的观察量, 则对 K^+ 介子在介质中行为的研究将有重要的意义.

η 介子不仅与手征部分恢复, 也与 $U_A(1)$ 对称性的部分恢复紧密相关. 从对 SIS 的实验数据分析看, 许多尚不确定的解释都与 η 有关. 因此对 η 的介质效应的深入研究是 CSR 可选择的重要内容. 为了从多方面考察 η 的行为, 可否考虑除双轻子过程以外的其它 η 观察量? 例如 η 的相空间分布. 另外, 在原子核上 η 的光生过程



也会受到介质效应的修正.

η 介子与 ρ 介子都是低质量双轻子的主要来源. 而双轻子分布是在 CSR 能区的一个没有解决的疑难问题. 考虑到在 Bevalac 的双轻子谱主要是从轻核碰撞得到的, 最重的核是 ^{40}Ca . 可以在 CSR 进行重核碰撞, 例如利用 $^{197}\text{Au}-^{197}\text{Au}$ 来获取双轻子分布. 此时介质效应, 即 ρ 和 η 质量降低应该更显著.

π 虽然是 Goldstone 粒子, 其质量改变不大, 但与手征对称性部分恢复的敏感量—— σ 介子质量联系紧密. 例如手征部分恢复时, m_σ 很小, 会有大量 σ 产生. 而当火球碎裂时, 密度下降, m_σ 变大,

衰变成 π 介子, 末态将有 π 介子明显增长. 另外, M_{π^-}/M_{π^+} 比的动量分布与库仑势 $\sim 1/r$ 关联, 可以通过分析 M_{π^-}/M_{π^+} 比来获取火球碎裂时的时空体积量 $\langle r_1 \rangle$, $\langle r_2 \rangle$ 和 $\langle t \rangle$, 用于计算以上所有可观察量的介质效应. 在目前的重离子碰撞中, 时空体积都是从全同 π 介子的干涉效应来估计的. 从库仑效应来考察 M_{π^-}/M_{π^+} 很可能是另一个方法.

在 CSR 能区的重离子碰撞理论研究中, 仍在许多关键点上存在问题. 对于手征对称性在有限密度时的恢复, 虽然许多 QCD 模型理论表明密度效应不同于温度效应, 主要体现在序参量在低密度时的线性下降, 但毕竟缺少来自于第一原理——QCD 本身的计算结果. 因此, 如何考虑有限密度温度时的格点 QCD 是一个亟待解决的问题. 还有, 次级过程与介质效应混合在一起, 两者本身都没有标准的处理方法, 也没有有效的手段来从复杂的次级过程背景中抽取介质效应. 因此, 从实际处理重离子碰撞的产生器(MC 模拟)的角度看, 合适地、自洽地综合考虑次级反应和介质效应是当务之急.

高能重离子碰撞加速器可以分为两类, 分别有不同的物理目标. 一类是追求高温环境来讨论 QCD 相变, 特别是夸克胶子等离子体, RHIC 和

LHC 以此为目标. 高温效应由于有格点 QCD 的结果, 理论上比较清楚. 另一类是产生高密环境来讨论介质中的强子物理. 这是一个非常重要的研究方向. 实验上, GSI 有意建造入射能量 $E_{\text{lab}} = 23 \text{ A GeV}$ 的重离子加速器, 填补 AGS 和 SPS 之间的能量空档, 物理目标是讨论有限密度核物理. 这一计划很可能得到批准, 预计在 2010 年运行. 另外, HADES 实验组已准备多年, 将在 SIS 观察双轻子分布. 显然, 正在建造的 CSR 可以在这一核物理研究的前沿领域与国外同行展开竞争, 做出创造性的工作.

结合本文讨论的物理和 CSR 的具体情况, 可在以下 3 种探测器中挑选进行调查和预研: (1) 带电粒子探测, 主要对象是 K^+ 和 π^{\pm} ; (2) 中性粒子探测, 主要是 π_0 和 η 物理; (3) 双轻子探测, 主要是与 π , η 和 ρ 有关的衰变. 3 种探测器对应的物理都与介质效应, 特别是手征部分恢复紧密相关. 但带电粒子和双轻子探测器的物理可能要丰富些.

总之, CSR 上的介子物理研究对于我国的核物理实验和理论工作者都是一个机会和挑战, 我们有可能做出对基本物质结构和状态有重大突破的工作.

参 考 文 献:

- [1] Lee T D. To Know the Smallest We Need to Know the Largest, Proceedings of RHIC Summer Study '96 [C]. Brookhaven National Laboratory, USA, July 8—19, 1996; xiii—xxviii.
- [2] Brown G E, Rho M. On the Manifestation of Chiral Symmetry in Nuclei and Dense Nuclear Matter [J]. Phys Rept, 2002, **363**: 85.
- [3] Heinz U. From SPS to RHIC; Breaking the barrier to the quark-gluon-plasma [C]. AIP Conf Proc, 2001, **602**: 281.
- [4] Li Guoqiang. Chiral Symmetry Restoration and Medium Effects in Relativistic Heavy-ion Collisions [Z]. CCAST-WL Workshop Series, **80**: 29.
- [5] 庄鹏飞. 相对论重离子碰撞和夸克物质[J]. 高能物理与核物理, 1999, **23**: 176.
- [6] 庄鹏飞, 赵维勤. 兰州 CSR 与高密核物理[J]. 原子核物理评论, 1999, **16**: 159.
- [7] Zhuang P, Yang Z, Huang M, *et al.* An Analytic Solution of Hydrodynamic Equations with Source Terms in Heavy-ion Collisions[J]. Mod Phys Lett, 2000, **A15**: 1 617.
- [8] Kaiser N, Wass T, Weise W. SU(3) Chiral Dynamics with Coupled Channels: Eta and kaon photoproduction[J]. Nucl Phys, 1997, **A610**: 297.
- [9] Zhuang P, Huang M, Yang Z. Density Effect on Hadronization of a Quark Plasma[J]. Phys Rev, 2000, **C62**: 054901.
- [10] Oeschler H. Review of SIS Experimental Results on Strangeness[J]. J Phys, 2001, **G27**: 257.
- [11] Wisniewski K, Crochet P, Herrmann N, *et al.* Direct Comparison of Phase-space Distributions of K^- and K^+ Mesons in Heavy-ion Collisions at SIS Energies—Evidence for In-medium Modifications of Kaons? [J]. Eur Phys J, 2000, **A9**: 515.
- [12] Pelte D, Hafele E, Best D, *et al.* Charged Pion Production in Au on Au Collisions at 1 A GeV[J]. Z Phys, 1997, **A357**: 215.
- [13] Zhuang P, Yang Y. Thermal and Nonthermal Pion Enhancements with Chiral Symmetry Restoration[J]. Phys Rev, 2001, **D63**: 016004.
- [14] Brill D, Becjerle P, Bormann C, *et al.* Studies of the Out-of-plane Emission of Pions in Symmetric Heavy-ion Collisions [J]. Z Phys, 1997, **A357**: 207.

- [15] Shin Y, Ahner W, Barth R, *et al.* Enhanced Out-of-plane Emission of K^+ Mesons Observed in Au+Au Collisions at 1 A GeV[J]. Phys Rev Lett, 1998, **81**: 1 576.
- [16] Agakichiev G, Baur R, Breskin A, *et al.* Enhanced Production of Low Mass Electron Pairs in 200 GeV/u S-Au Collisions at the CERN-SPS[J]. Phys Rev Lett, 1995, **75**: 1 272.
- [17] Porter R J, Beedoe S, Bossingham R, *et al.* Dielectron Cross Section Measurements in Nucleus-nucleus Reactions at 1.0 A GeV[J]. Phys Rev Lett, 1997, **79**: 1 229.

π , K, ρ and η Physics in Nuclear Matter*

ZHUANG Peng-fei

(Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator
of Lanzhou, Lanzhou 730000, China;

Physics Department, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: The meson physics in heavy-ion collisions around energy 1 A GeV is investigated. The experimental data at SIS and Bevalac on medium effects, especially on the signatures of chiral symmetry restoration at finite density are analyzed, and the related problems in the study are pointed out. Finally the possible meson physics at cool storage ring (CSR) is discussed.

Key words: heavy-ion collision; density effect; partial restoration of chiral symmetry; threshold production; cooling storage ring

* **Foundation item** : National Natural Science Foundation of China (19925519, 10135030); National Major State Basic Research Development Program of China (G2000077407); Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou