

相对论重离子碰撞中的 K^+ 产生及集体流*

李庆峰^{1,2} 李祝霞^{1,3}

1(中国原子能科学研究院 北京 102413)

2(西北大学物理系 西安 710069)

3(中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

摘要 用自洽的相对论 BUU 模型研究了相对论重离子碰撞中的 K^+ 产生及流, 研究表明 K^+ 集体流在相对论重离子碰撞中对核态方程 (EOS) 和 K - N 标量吸引项 (Σ_{KN}) 是敏感的, 在对 K^+ 流中心度依赖的研究中发现在大碰撞参数时有反向流出现, 可为确定 Σ_{KN} 值提供更为有效的信息. 对 K^+ 产生的总产额及各个不同道的贡献与 EOS 和 Σ_{KN} 关系进行了细致分析, 表明 $N\Delta$ 道对 K^+ 产生的贡献和影响都是最显著的; 不同道的贡献对 Σ_{KN} 的灵敏程度不同, 其中 Σ_{KN} 对 $N\Delta$ 道的影响要比对 πB 道的大.

关键词 K^+ 产生 核态方程 集体流 Σ_{KN}

1 前言

在重离子碰撞研究领域里, 相对论重离子碰撞中的 K^+ 介子产生问题在理论和实验上都有很重要的意义, 这主要是由于奇异数守恒而使 K^+ 一旦在碰撞中产生就不再被核物质吸收, 所以它们能带有更多关于重离子碰撞早期的有用的信息.

由于重离子碰撞总体上是一个非平衡过程, 因而在重离子碰撞中的 K 产生的理论研究采用输运理论是非常合适的, 但是在目前的大多数的输运模型计算中, 对两体碰撞项和平均场项的处理是不自洽的. 平均场项部分, 通常从有效相互作用出发, 由平均场理论得到; 而对于碰撞项一般是将实验两体散射截面作为碰撞项的输入量, 但对与共振态相关的截面, 因其在实验中无法获取, 就假定和核子-核子的相同, 即: $\sigma_{N\Delta-N\Delta} = \sigma_{\Delta\Delta-\Delta\Delta} = \sigma_{NN-NN}^{\text{free}}$, 茅广军、李祝霞和卓益忠等人^[1-5]用自洽的 RBUU 方法研究了弹性截面 $\sigma_{N\Delta-N\Delta}$, $\sigma_{\Delta\Delta-\Delta\Delta}(s)$ 并指出它们不同于 $\sigma_{NN-NN}^{\text{free}}(s)$ 的. 而且在输运理论模型中两体散射截面的介质效应通常被忽略, 而必须指出的是两体截面介质效应修正是很重要的, 参考文献 [6, 7] 的结果表明 Δ 产生截面 $\sigma_{NN-N\Delta}$ 在介质中有效地增强. 众所周知, 共振态如 Δ , N^* 等在重离子碰撞的

1998-03-28收稿

* 国家自然科学基金(19675069)资助

粒子产生中起很重要的作用,在运输模型计算中计入这些理论给出的介质截面是很必要的.在计算中,对 $\sigma_{N\Delta-N\Delta}^*$ 和 $\sigma_{\Delta\Delta-\Delta\Delta}^*$ 采用^[1,2]的理论计算结果的参数化, $\sigma_{NN-N\Delta}^*$ 采用^[6]的结果(在重离子碰撞能量为1—2 GeV时只计入 Δ 共振态),因而计入了介质效应对两体截面的修正.

对由重子-重子散射产生 K^+ 的截面 σ_{BB-BYK} ,采用了李国强等人的参数化^[8],它能符合新、旧 $\sigma_{pp-p\Lambda K^+}$ 实验数据,以前 Randrup 和 Ko^[9]做的参数化,因当时缺乏实验数据而在近阈时比实验值高,另外, $\pi B \rightarrow YK^+$ 过程在本工作中也考虑进去了^[10].

我们还考虑了 K^+ 传播中的介质修正.由手征模型导出的 K - N 相互作用拉氏量为:

$$L = \partial^\mu \bar{K} \partial_\mu K - \left(m_K^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2} \bar{N} N \right) \bar{K} K - \frac{3i}{8f_K^2} \bar{N} \gamma^0 N \bar{K} \overleftrightarrow{\partial}_t K. \quad (1)$$

这里 Σ_{KN} 是由于在QCD中明显的手征对称破缺而导入的 S 波 K - N 相互作用的标量项 Σ_{KN} .Kaplan和Nelson曾指出 S 波吸引势可导致 K 凝聚,用以上拉氏量, K^+ 在介质中的质量可写为:

$$m_K^* = m_K \left[1 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2 m_K^2} \rho_s + \left(\frac{3\rho_B}{8f_K^2} \right)^2 \frac{1}{m_K^2} \right]^{1/2} + \frac{3\rho_B}{8f_K^2}. \quad (2)$$

这里 $\left(-\frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2 m_K^2} \rho_s \right)$ 项就来自 S 波吸引势而矢量项 $\left(\frac{3\rho_B}{8f_K^2} \right)$ 修正了 K^+ 能量.其中, ρ_s 表示核子标量密度, ρ_B 表示核子粒子数密度.目前 Σ_{KN} 的值尚未能从实验上完全确定,因而在不同的论文中采用不同的值,如:在^[11-13]中 $\Sigma_{KN} = 2m_\pi$,^[14]中 $\Sigma_{KN} = 0.35\text{GeV}$,而在^[15]里由格点规范计算得到 $\Sigma_{KN} = 0.45\text{GeV}$.本文的一个重要目的就是通过研究重离子碰撞的 K^+ 横向流来得到对 Σ_{KN} 值的认识.

本文讨论 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ (1.93 GeV/n)碰撞,因为 K 产生几率很小,所以与绝大多数作者一样,在反应过程中对 K 介子产生采用微扰处理,因而使得碰撞动力学不因产生的 K 介子的存在而受影响.

近年来, K 集体流由于带有 K - N 相互作用的信息而越来越受重视.李国强等人在 K 产生的处理中分别研究了自由 K^+ 介子、考虑标量加矢量势、冲量近似及只有矢量势四种情况下的集体流^[11]并与 Ritman 等人^[16]的实验数据进行比较后指出 K - N 相互作用应有一个弱的吸引势.我们知道核子的集体流与态方程密切相关^[17], K 介子的集体流是否也在极大程度上依赖态方程?本文要进行深入研究.在本文中我们将用自洽的RBUU方法^[2,18,19]来研究 K^+ 横向集体流.

K^+ 介子产生的产额问题虽然国内外已有多篇论文进行分析,但是,它与核态方程及 Σ_{KN} 的关系却很少论及.本文中还将对这些方面进行系统分析.

文章的下两节分别给出 K^+ 集体流及产额的计算结果及分析,最后一节将给出简单结语.

2 K^+ 介子集体流

图 1(a) 和 (b) 分别给出由不同 Walecka 参数给出的核子及 K^+ 集体流. 计算中碰撞参数 $b = 3\text{fm}$, Σ_{KN} 同^[11-13]中的值一样, 即 $\Sigma_{KN} = 2m_\pi$. 为了与实验结果比较, 本文采用了横向动量截断 $p_t/m > 0.5$ (相应的计算中 m 分别代表核子或 K^+ 介子质量). 使用的参数及相应的核物质饱和特性在表 1 中给出. 对相应的软态方程, 第 1 组 (在文献 [14] 中使用过) c 为负, 这是不合理的^[20], 不予采用. 在中心快度区, 质子流和核子流之间不应有大的差别. 可看到用第 3、4 组得到的结果是同实验结果相一致的. 可看出 K^+ 集体流也是极强地依赖于态方程的, 而且通过比较, 第 3、4 组比第 2 组能更好地符合实验数据. 我们还注意到第 3、4 组对应的压缩系数分别为 $K = 210\text{MeV}$ 和 300MeV , 均在较合适的唯象值范围之内, 而相对应地, 第 2 组的压缩系数就太大了, 由图 1(a) 和 (b), 可以得出核子和 K^+ 集体流都需要一个压缩系数在 $200\text{--}300\text{MeV}$ 范围内的态方程这一结论.

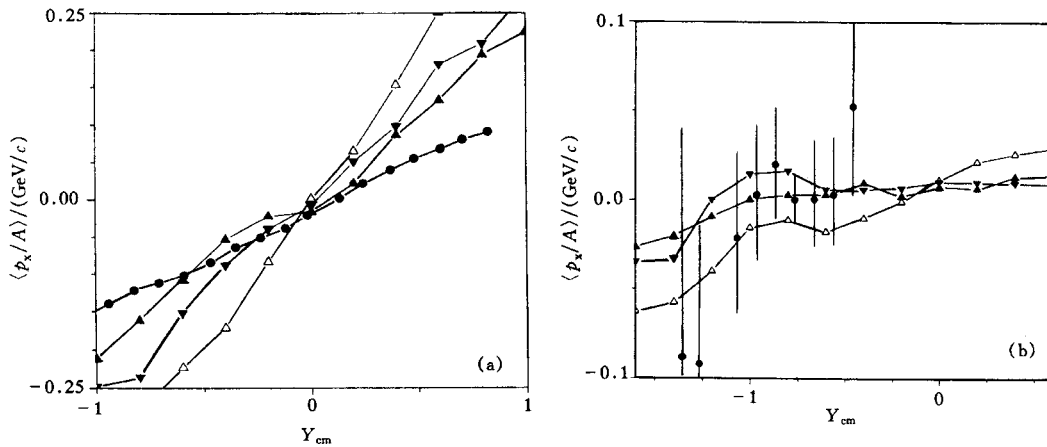


图 1 (a) $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ($1.93\text{GeV}/n$) 中核子集体流对 walecka 参数组的依赖;

(b) K^+ 集体流对 Walecka 参数组的依赖

其中碰撞参数 $b=3\text{fm}$, $\Sigma_{KN}=2m_\pi$, 横向动量截断 $p_t/m > 0.5$. \triangle 第 2 组, \blacktriangle 第 3 组, \blacktriangledown 第 4 组, \bullet 实验值.

表 1 Walecka 模型参数组及相应的核物质饱和特性

	平均场参数				E_{bin}/MeV	相应的 EOS		ρ_0/fm^{-3}
	g_s	g_v	B	C		m^*/m	K/MeV	
第 1 组	8.17	7.08	2.12×10^{-2}	-3.09×10^{-3}	-15.96	0.83	200	0.16
第 2 组	9.4	10.95	-8.8×10^{-4}	5.2×10^{-3}	-15.57	0.7	380	0.145
第 3 组	7.937	6.696	9.07×10^{-2}	3.9×10^{-2}	-16	0.85	210	0.153
第 4 组	8.15	8.36	8.7×10^{-3}	2.77×10^{-2}	-15.75	0.8	300	0.148

图 2 给出 K^+ 集体流对 Σ_{KN} 的依赖关系, 计算中使用了第 4 组 Walecka 参数, 碰撞参数 $b = 3\text{fm}$, Σ_{KN} 取值在 $0\text{--}0.5\text{GeV}$ 内. 结果表明 K^+ 流依赖于 Σ_{KN} , 经过同实验值比

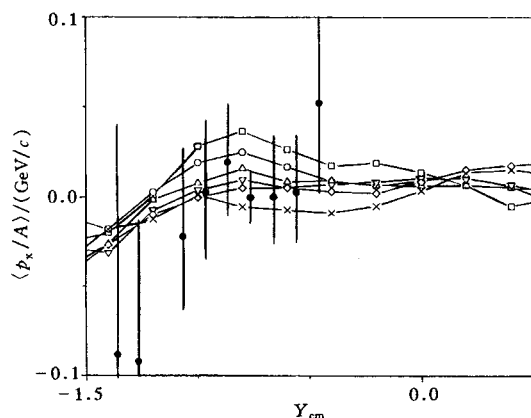


图 2 K^+ 集体流对 Σ_{KN} 的依赖 (Σ_{KN} 在 0—0.5 GeV 范围内)

计算中采用第 4 组参数, 其余同图 1.

$\square \Sigma_{KN}=0.0$, $\circ \Sigma_{KN}=0.1$, $\triangle \Sigma_{KN}=0.2$, $\nabla \Sigma_{KN}=0.3$, $\diamond \Sigma_{KN}=0.4$, $\times \Sigma_{KN}=0.5$, \bullet 实验值.

较, 表明 $\Sigma_{KN} \cong 0.2-0.4 \text{ GeV}$ 是较合适的. 在比较中还应看出因为实验的误差太大, 要得到 Σ_{KN} 的精确值是很困难的, 而且除了提高实验的精度外, 找到更好的观察量看来也是必要的.

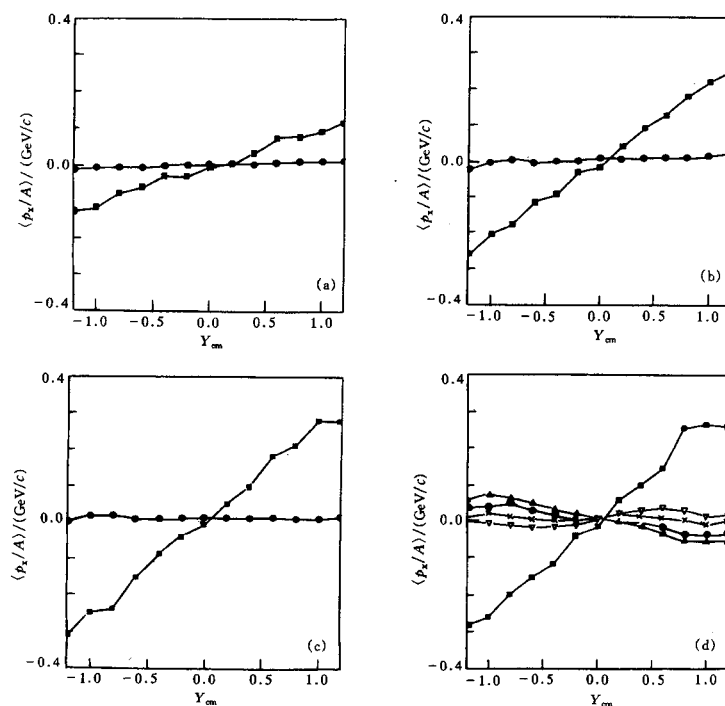


图 3 K^+ 及核子集体流的中心度依赖

$b=1\text{fm}$ (a), 2fm (b), 3fm (c), 5fm (d), $\Sigma_{KN}=2m_\pi$. 计算中采用第 4 组参数.

\blacksquare 核子, \bullet K 介子, $\blacktriangle \Sigma_{KN}=0.1$, $* \Sigma_{KN}=0.5$, $\nabla \Sigma_{KN}=0.7$.

为此, 计算了不同中心度下的 K^+ 集体流. 图 3 给出了 K^+ 集体流的中心度依赖. 对 $b = 5\text{fm}$ 的情况, 同时给出了 $\Sigma_{KN} = 0.1, 0.5, 0.7\text{GeV}$ 时的计算结果. 因 $b = 1\text{fm}$ 及 $b = 2\text{fm}$ 中不同 Σ_{KN} 的流的区别不及 $b = 5\text{fm}$ 的明显, 所以在 $b = 1\text{fm}$ 及 2fm 图中就没有给出 $\Sigma_{KN} = 0.1, 0.5, 0.7$ 的情况. 对 $b = 5\text{fm}$ 的情况, 发现有反向流出现, 即 K^+ 集体流与核子集体流反向, 且随 Σ_{KN} 的增加而单向下降, 最终使流参数由负变正, 可见在大碰撞参数时的 K^+ 集体流对 Σ_{KN} 更为灵敏, 有可能获取更准确的 Σ_{KN} 值.

众所周知, 由于奇异数守恒, K^+ 介子不被核子吸收, 所以在大碰撞参数下反向流的出现就只能是由于散射和 K - N 相互作用的排斥效应了, 为弄清楚, 我们计算了不考虑 K^+ 在核物质中被核子重散射、 $b = 5\text{fm}$ 时的 K^+ 集体流, 结果在图 4 中给出. 结果表明此时的反向流更明显了, 所以在大碰撞参数下的反向 K^+ 集体流就只是 K - N 相互作用中矢量排斥效应的结果.

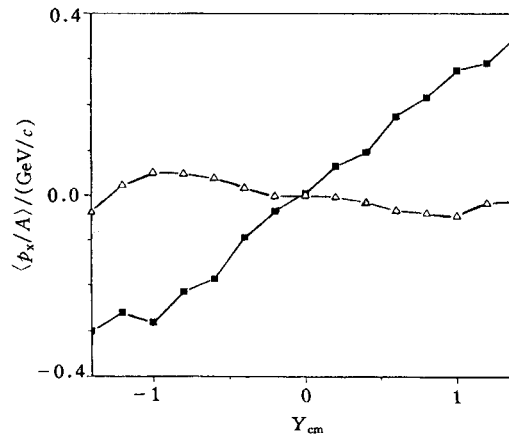


图4 核物质中 K^+ 重散射项不考虑, $b=5\text{fm}$, 且 $\Sigma_{KN}=2m_\pi$ 时的 K^+ 流
计算中采用第4组参数. ■核子, ΔK^+ 介子

3 K^+ 产生几率对核态方程和 Σ_{KN} 的依赖

首先研究影响 K^+ 产生几率的几个因素. 本文在碰撞项中采用了自洽 RBUU 理论给出的介质中两体散射截面, 它会对产生几率产生什么影响? 图 5(a) (如无特别说明, 本图及以下各图均指采用第 4 组 Walecka 参数、 $b = 3\text{fm}$ 且 $\Sigma_{KN} = 2m_\pi$ 的结果) 给出分别采用 Cugnon 参数 (即: $\sigma_{N\Delta \rightarrow N\Delta} = \sigma_{\Delta\Delta \rightarrow \Delta\Delta} = \sigma_{NN \rightarrow NN}^{free}$, $\sigma_{NN \rightarrow N\Delta}^* = \sigma_{NN \rightarrow N\Delta}^{free}$) 和自洽 RBUU 理论计算截面两种处理方式所得的 K^+ 产生几率. 结果表明 $\sigma_{NN \rightarrow N\Delta}$ 在介质中的增强效应使得 K^+ 总产生几率增强. 图 5(b) 给出了 K^+ 总产生几率对态方程的依赖关系. 从图 (b) 可看出 K^+ 总产生几率对核态方程有非常强的依赖, 这种依赖关系是由于 EOS 越软使得密度升高, 密度的升高使得 Δ 增加, 由于考虑了 $\sigma_{NN \rightarrow N\Delta}$ 在介质中的增强效应, 使得 Δ 增加的效应更为显著, 从而使得 K^+ 总产生几率对核态方程的依赖更为强烈. 图 5(c) 给出 K^+ 总产生几率随 Σ_{KN} 变化时的情况. 同样也可看出随着 Σ_{KN} 的增加, 使产生几率明显增加. 这显然是由于 Σ_{KN} 的增加使得 K^+ 的有效质量减小, 因而产生 K^+ 所需能量减小, 使得 K^+ 总产生几率增加. 为了更细致地分析 K^+ 产额, 有必要对产生 K^+ 的几个主要来源: NN 道, $N\Delta$ 道, $\Delta\Delta$ 道及 πB 道的产额及分支比做深入研究.

图 (6) 中给出比较采用第 2 组及第 4 组 Walecka 参数时产生 K^+ 的各个主要道的几率的情况. 从图中可看出态方程变软、使得 K^+ 总产生几率增加的主要来源是 $N\Delta$ 道和 NN 道几率的增加. 其中 $N\Delta$ 道是处于显著位置的. 另外一个值得注意的现象是: 虽然第四组的 $N\Delta$ 道和 NN 道几率增加了, 但所占几率的分支比却降低了 (道 $N\Delta$ 的由 53% 降至 45%,

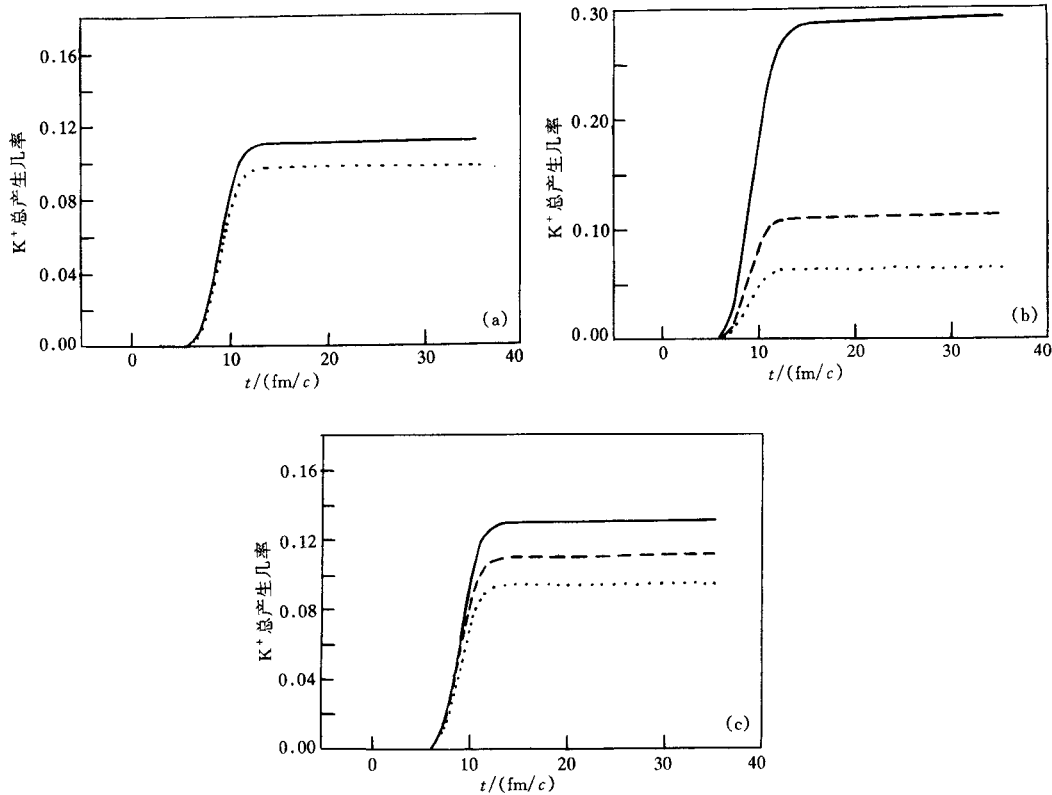


图 5 在不同情况下的 K^+ 总产生几率

(a) K^+ 总产生几率在对截面分别采用 Cugnon 参数和考虑介质效应时的情况；——采用自洽 RBUU 理论计算截面的结果；·····采用 Cugnon 参数化截面的结果。(b) K^+ 总产生几率对 Walecka 参数组的依赖；·····第 2 组，——第 3 组，-----第 4 组。(c) 在 $\Sigma_{KN}=0.1, 0.3$ 及 0.5 GeV 时的 K^+ 总产生几率。
—— $\Sigma_{KN} = 0.5$, ----- $\Sigma_{KN}=0.3$, ····· $\Sigma_{KN} = 0.1$.

道 NN 的由 40% 降至 32%)，伴随着的是 π B 道几率的显著升高 (由 2.6% 升至 18%)，其原因在于：由于态方程变软， Δ 产生几率大大增强，由 Δ 衰变可以产生 π ，同时由 $N\Delta$ 可以产生 K^+ ，显然前者比后者更为容易，因而 Δ 产生几率的增强将导致 π 产额的增强，继之 π B 道的相对几率大大增强。事实上，在第四组时 π 的产额比在第二组时 π 的产额增强的多 (由 21.25 增至 28.65)。

图 7 给出了各道分支比随 Σ_{KN} 的变化情况。直线、短横线、点线及点画线分别代表 $N\Delta$ 道、NN 道、 π B 道及 $\Delta\Delta$ 道的分支比。从图中发现 $N\Delta$ 及 π B 道的分支比受 Σ_{KN} 影响较大，这是一个很有趣的现象：随着 Σ_{KN} 的增加， $N\Delta$ 道的分支比增加， π B 道的却下降，这主要因为由于 Σ_{KN} 的增加导致这两个反应的阈都降低，但产生的 K^+ 越来越多地依赖 $N\Delta$ 道而同时 Δ 又是 π 产生的源，由 $N\Delta$ 道产生的 K^+ 越多，导致 π B 道分支比下降所致。实际上，随着 Σ_{KN} 的增加，道 π B 的产生几率也是明显降低了。这里必须指出， Σ_{KN} 增大和态方程变软都使得 K^+ 产额增加，但前者使 π B 道贡献减小而后者 π B 道贡献却增大了，这反映出 K^+ 产额增大的机制上的差别。

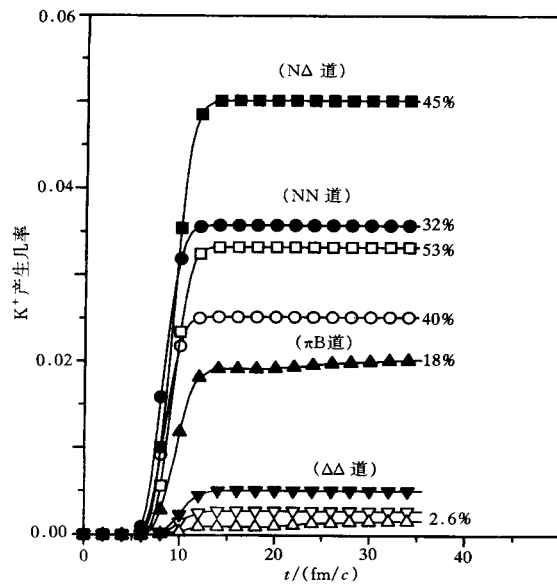


图6 采用第2、4组Walecka参数时计算的各道 K^+ 产生几率

部分道占各自总产生几率的分支比也相应给出. 实心符号, 空心符号分别代表采用第4组和第2组 Walecka 参数时的各道几率.

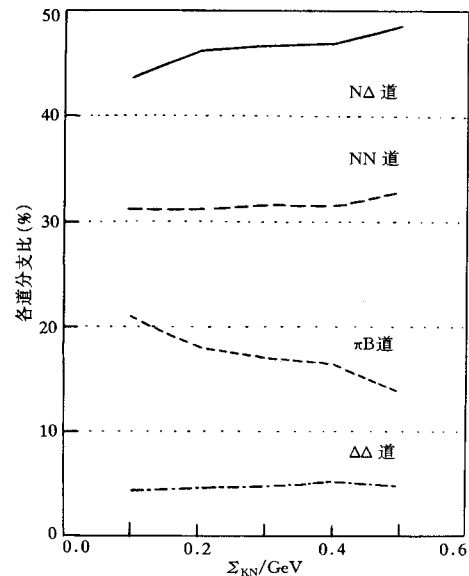


图7 各道分支比随 Σ_{KN} 的变化情况

4 结语

本文用自洽的 RBUU 方法分析了 K^+ 集体流及产额问题. 由对 K^+ 集体流的分析表明了核子和 K^+ 介子流都需要压缩系数在 $K \approx 200-300\text{MeV}$ 范围内的核态方程, 大约为 $0.2m_\pi-0.4\text{MeV}$ 的 Σ_{KN} 值对解释 K^+ 流产生是合适的. 结果表明在大碰撞参数下 K^+ 集体流对 Σ_{KN} 更为灵敏, 随着 Σ_{KN} 的增强 K^+ 集体流可以由反向流 (与核子流反向) 变为正向流 (与核子流同向), 因而测量在大的碰撞参数时的 K^+ 集体流可获得 Σ_{KN} 值的更为准确的信息. 研究了 K^+ 产额及各道分支比对核态方程及标量吸引项的依赖关系. 随着核态方程的变软及标量吸引项的增强, K^+ 产额增强, 但 K^+ 产额增强的原因不同. 前者由于核态方程的变软使得反应中心的密度升高, 从而产生的 Δ 数目大大增强, 因而使得 $N\Delta$ 道和 πB 道的产额同时增加; 而后者则由于 K^+ 产生阈值的降低, $N\Delta$ 道和 πB 道之间的竞争使得 $N\Delta$ 道产额增加而伴随着 πB 道产额减小, 因而从 $N\Delta$ 道和 πB 道的能谱可以得到相关的知识, 今后我们将在这方面进行进一步研究. 总之, K^+ 的集体流和产额均依赖于核态方程和 Σ_{KN} , 由这些测量可以获取相应的知识.

参 考 文 献

- [1] Mao Guangjun, Li Zhuxia, Zhuo Yizhong et al. Phys. Lett., 1996, B378:5
- [2] Mao Guangjun, Li Zhuxia, Zhuo Yizhong. Phys. Rev., 1996, C53:2933

- [3] Mao Guangjun, Li Zhuxia, Zhuo Yizhong. High Energy Phys. and Nucl. Phys. (in Chinese), 1996, **20**:826
(茅广军, 李祝霞, 卓益忠. 高能物理与核物理, 1996, **20**:826)
- [4] Mao Guangjun, Li Zhuxia, Zhuo Yizhong. High Energy Phys. and Nucl. Phys. (in Chinese), 1996, **20**:925
(茅广军, 李祝霞, 卓益忠. 高能物理与核物理, 1996, **20**:925)
- [5] Mao Guangjun et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys. (in Chinese), 1996, **20**:1053
(茅广军等. 高能物理与核物理, 1996, **20**:1053)
- [6] Mao Guangjun, Li Zhuxia, Zhuo Yizhong et al. Phys. Lett., 1994, **B327**:183
- [7] Bertsch G F, Brown G E, Koch V et al. Nucl. Phys., 1988, **A490**:745
- [8] Li G Q, Lee C H, Brown G E. Nucl. Phys., 1997, **A625**:372
- [9] Randrup J, Ko C M. Nucl. Phys., 1980, **A343**:519; 1983, **A411**:537
- [10] Tsushima K, Huang S W, Faessler A. Phys. Lett. 1994, **B337**:245
- [11] Schaffner Jürgen, Gal Avraham et al. Nucl. Phys., 1994, **B334**:268
- [12] Brown G E, Lee C H, Rho M et al. Nucl. Phys., 1994, **A567**:937
- [13] Brown G E, Kubodera K, Rho M et al. Phys. Lett., 1992, **B291**:355
- [14] Li G Q, Ko C M. Nucl. Phys., 1995, **A594**:460
- [15] Dong S J, Liu K F. Nucl. Phys., 1995, **B42**(proc. suppl.):322
- [16] Ritman J et al. GSI Scientific Annual Report, 1996, 61
- [17] Bertsch G F, Kruse H, Gupta S das. Phys. Rev. 1984, **C29**:673;
Kruse H, Jacak B V, Stöcker H. Phys. Rev. Lett., 1985, **54**:289;
Molitoris J J, Stöcker H. Phys. Lett., 1985, **B162**:47; Phys. Rev., 1985, **C32**:346;
Bertsch G F, Gupta S das. Phys. Reports, 1988, **160**:189;
Zhou Hongbo, Li Z X, Zhuo Y Z et al. Nucl. Phys., 1994, **A580**:627
- [18] Mao Guangjun, Li Zhuxia, Zhuo Yizhong et al. Phys. Rev., 1994, **C49**:3137
- [19] Li Zhuxia, Mao Guangjun, Zhuo Yizhong. Hot and Dense Nuclear Matter edited by Greiner Walter, Stöcker H. and Gellmann Andre, Vol. 375 of NATO Advanced Study Institute (Plenum, New York)
- [20] Waldhauser B M, Maruhn J A, Stöcker H et al. Phys. Rev., 1988, **C38**:1003

Kaon Production and Flow in Relativistic Heavy-Ion Collisions*

Li Qingfeng^{1,2} Li Zhuxia^{1,3}

1(*China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413*)

2(*Department of Physics, Northwest University, Xi'an 710069*)

3(*Institute of Theoretical Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080*)

Abstract The K^+ production and flow in relativistic heavy-ion collisions are investigated with the self-consistent relativistic Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (RBUU) approach. The results show that the kaon flow is sensitive to both the kaon-nucleon sigma term Σ_{KN} and the equation of state (EOS) of nuclear matter. We find that anti-flow appears at certain large impact parameter, which can provide more definite information of the magnitude of Σ_{KN} . We have also analyzed the dependence of the total K^+ production probability and the contributions from different channels on the EOS and the Σ_{KN} . The sensitivity to the nuclear equation of the state and Σ_{KN} is different for different channels. Overall, the contribution from $N\Delta$ channel is the most important.

Key words Kaon production, the nuclear equation of state, collective flow, Σ_{KN}