

# 重离子碰撞中产生的K介子的 末态作用\*

储自力 郑玉明 萨本豪 陆中道

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

1994-02-28 收稿

## 摘 要

推广了RVUU模型,计入了K介子的平均场势和K与核子的末态重散射.并用它模拟了每核子1GeV入射能量的两个Ca核碰撞的阈下 $K^+$ 产生.讨论了 $K^+$ 矢量势和 $K^+$ 末态重散射效应对K介子的末态性质的影响.计算结果表明,排斥的矢量势,与 $K^+$ 的末态重散射相似,明显地影响了末态 $K^+$ 动能谱,导致了实验室系中具有大动量的 $K^+$ 产额的增大.然而,排斥的 $K^+$ 矢量势的计入可观地减少了 $K^+$ 的末态重散射的影响.这说明,为了合理地评价 $K^+$ 能谱和角分布, $K^+$ 同核子的这些末态作用都是不能忽略的.

**关键词** 重离子碰撞,矢量势,末态重散射,动能谱.

## 1 引 言

研究中高能重离子碰撞的主要目标之一是探测高密和高温的核物态方程.重离子碰撞中产生的K介子被建议作为碰撞早期阶段中形成的高密和高温核物质的敏感探针之一<sup>[1-6]</sup>.然而,在以前的重离子碰撞的输运模型描述中,产生的K介子通常被作为自由粒子处理.最近完成的包括 $K^+$ 与核子的末态重散射在内的动力学模拟的结果<sup>[6]</sup>表明, $K^+$ 的末态重散射效应明显地改变了末态 $K^+$ 动能谱,导致了实验室系大角度处的 $K^+$ 产额和表观温度的明显增大.

在重离子碰撞中产生的 $K^+$ 介子,还受到一个来自它与核子相互作用的矢量势的作用.这将影响K介子在核物质中的传播.那么,它是否也将影响 $K^+$ 介子的末态性质?它和 $K^+$ 的末态重散射的效应有何异同?为了探讨这些问题,我们推广了相对论性的Vlasov-Uehling-Uhlenbeck (RVUU)模型<sup>[7]</sup>,去计入 $K^+$ 的矢量势和 $K^+$ 与核子的末态重散射.这一动力学模拟的结果表明,排斥的 $K^+$ 矢量势增大了末态K介子动量,从而明显地影响 $K^+$ 的动能分布,使实验室系中具有大动量的 $K^+$ 产额增大.虽然它影响

\* 国家自然科学基金和核工业科学基金资助.

的程度比  $K^+$  末态重散射的小些,但它的计入可观地减少了  $K^+$  与核子的末态重散射的影响。这是由  $K^+$  介子在离开核物质的途中被排斥矢量势所加速,从而减小了它与核子的末态重散射数所引起的。因此,为了合理地评价  $K^+$  能谱和角分布,  $K^+$  矢量势的影响和  $K^+$  与核子的末态重散射效应一样,应该被计入。即是说,  $K^+$  与核子的末态作用是不能忽略的。

## 2 RVUU 模型简述

从量子强子动力学出发,在一定的近似下,可导出对于核子相空间分布函数  $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}^*)$  的输运方程<sup>[7]</sup>:

$$\frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{p}^*)}{\partial t} + \left(\frac{d\mathbf{r}}{dt}\right) \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}^*) + \left(\frac{d\mathbf{p}}{dt}\right) \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}^*) = I_c, \quad (1)$$

式中,  $I_c$  是碰撞项。

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \frac{\mathbf{p}^*}{e^*},$$

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -\nabla_{\mathbf{r}} \left[ e^* + \left(\frac{g_\omega}{m_\omega}\right)^2 \rho_B \right], \quad (2)$$

$\rho_B$  为重子密度。核子的能量  $e^* = \sqrt{m^{*2} + \mathbf{p}^{*2}}$ ,  $m^* = m - g_\sigma \langle \sigma \rangle$  和  $\mathbf{p}^* = \mathbf{p} - \left(\frac{g_\omega}{m_\omega}\right)^2 \rho_v$  分别为核子的有效质量和有效动量,  $m$  和  $\mathbf{p}$  是核子在自由空间中的质量和动量。 $g_\sigma$  和  $g_\omega$  分别为核子对于标量 ( $\sigma$ ) 和矢量 ( $\omega$ ) 介子的耦合常数。标量介子的期望值  $\langle \sigma \rangle$  与核子的标量密度  $\rho_s$  的关系为:

$$m_s^2 \langle \sigma \rangle + b \langle \sigma \rangle^2 + c \langle \sigma \rangle^3 \approx g_\sigma \rho_s. \quad (3)$$

$\rho_v$  是流密度,并有:

$$\rho_s(\mathbf{r}) = \int \frac{d^3 \mathbf{p}^*}{(2\pi)^3} \frac{m^*}{e^*} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}^*), \quad (4)$$

$$\rho_v(\mathbf{r}) = \int \frac{d^3 \mathbf{p}^*}{(2\pi)^3} \frac{\mathbf{p}^*}{e^*} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}^*). \quad (5)$$

RVUU 方程用试探粒子方法<sup>[8]</sup>求解,即每个核子用一组试探粒子代替,而单体相空间分布函数由相空间中这些试探粒子的分布给出。Vlasov 方程,即(1)式左边的解,等价于对所有试探粒子的经典运动方程(2)式的解。

(1) 式中的碰撞项

$$\begin{aligned} I_c = & \int \frac{d^3 \mathbf{p}_3^*}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3 \mathbf{p}_1^*}{(2\pi)^3} \int dQ_v \frac{d\sigma}{dQ} \delta^3(\mathbf{p}^* + \mathbf{p}_2^* - \mathbf{p}_3^* - \mathbf{p}_1^*) \\ & \cdot \{f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_3^*)f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_1^*)[1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{p}^*)][1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_2^*)] - f(\mathbf{r}, \mathbf{p}^*)f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_2^*) \\ & \cdot [1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_3^*)][1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_1^*)]\}, \quad (6) \end{aligned}$$

式中,  $v$  是相碰撞核子之间的相对速度。 $\frac{d\sigma}{dQ}$  是微分截面,这里采用在自由空间中同位

旋平均的核子-核子截面<sup>[9]</sup>。考虑了弹性道  $B_1 B_2 \rightarrow B_1 B_2$  和非弹性道  $B_1 B_2 \rightarrow B_1' B_2'$ ;  $B_i$  和  $B_i'$  ( $i = 1, 2$ ) 表示核子或  $\Delta$ 。对于  $N\Delta \rightarrow NN$  的截面, 由细致平衡原理给出。两个  $\Delta$  之间的弹散截面假设与相同质心能量  $\sqrt{S}$  的  $NN$  弹散截面相同。 $\Delta$  的平均场取与核子的相似。并计入了  $\pi$  介子的自由度, 即  $\Delta \leftrightarrow \pi N$ <sup>[10]</sup>。

当两个重子之间的距离小于  $\sqrt{\frac{\sigma}{\pi}}$  (其中,  $\sigma$  是两个重子的相互作用截面) 时, 它们之间发生一次碰撞<sup>[9]</sup>。碰后, 粒子的方向依角分布以统计的方式改变。碰撞只准沿着相同模拟中的粒子发生, 但平均核密度和流则用系综中所有的粒子计算。

### 3 重离子碰撞中 $K^+$ 介子的产生

对于自由空间中阈下  $K^+$  产生能量的核碰撞,  $K^+$  产生的主要过程是  $B_1 B_2 \rightarrow N\Lambda K$ 。对于  $NN \rightarrow N\Lambda K$ , 在单  $\pi$  交换模型中算得的截面可参数化成为如下形式<sup>[11]</sup>:

$$\sigma_{NN \rightarrow N\Lambda K}(\sqrt{S}) = -0.1053X + 0.3560X^2 - 0.2108X^3 + 0.03862X^4, (\text{mb}) \quad (7)$$

式中,  $X = \frac{p_{\max}}{m_K}$ , 最大  $K^+$  动量  $p_{\max}$  由下式给出:

$$p_{\max} = \sqrt{\frac{[S - (m_N + m_A + m_K)^2][S - (m_N + m_A - m_K)^2]}{4S}}, \quad (8)$$

$m_K$  和  $m_A$  分别为  $K^+$  和  $\Lambda$  粒子在自由空间中的质量。上面的参数化公式能合理地描写可用的实验数据。

对于  $N\Delta \rightarrow N\Lambda K$  和  $\Delta\Delta \rightarrow N\Lambda K$  的截面, 由下式给出:

$$\begin{aligned} \sigma_{N\Delta \rightarrow N\Lambda K}(\sqrt{S}) &= 0.75\sigma_{NN \rightarrow N\Lambda K}(\sqrt{S}), \\ \sigma_{\Delta\Delta \rightarrow N\Lambda K}(\sqrt{S}) &= 0.50\sigma_{NN \rightarrow N\Lambda K}(\sqrt{S}). \end{aligned} \quad (9)$$

从可用数据, 在重子-重子作用中产生的  $K^+$  动量谱被参数化为<sup>[11]</sup>:

$$\frac{E d^2\sigma(\sqrt{S})}{p^2 dp d\Omega} = \sigma(\sqrt{S}) \frac{E}{4\pi p^2} \frac{12}{p_{\max}} \left(1 - \frac{p}{p_{\max}}\right) \left(\frac{p}{p_{\max}}\right)^2. \quad (10)$$

由于重子-重子作用中产生  $K^+$  的几率少, 故阈下能量的核碰撞中的  $K^+$  产生可被微扰地处理。于是, 碰撞动力学不受产生的  $K^+$  影响。当一对重子-重子碰撞中的能量在  $K^+$  产生阈之上时, 就在重子-重子质心系中以(10)式给出的动量分布, 各向同性地产生。由能动量守恒, 末态核子和  $\Lambda$  的动量, 除了其夹角外, 被完全确定。

对每一给定的碰撞参数  $b$ , 在核-核质心系中的不变双微分  $K^+$  多重性由下式算出。

$$\frac{E}{p^2} \frac{d^2N(b)}{dp d\Omega} = \sum_{\text{coll}} \frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \frac{E'}{p'^2} \frac{d^2\sigma(\sqrt{S})}{dp' d\Omega'} \int \frac{d\Omega}{4\pi} [1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_N, t)], \quad (11)$$

其中, 求和是对所有的重子-重子碰撞进行的。 $K^+$  产生截面是在重子-重子质心系中计算的。因子  $[1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_N, t)]$  是在核-核质心系中具有动量  $\mathbf{p}_N$  的末态核子的可用相空

间。核子和  $\Lambda$  之间夹角的任意性由对此角度的积分计入。这里略去了对  $\Lambda$  的相空间因子, 因为系统中  $\Lambda$  粒子极少。

在重离子碰撞中  $K^+$  产生的不变双微分截面由碰撞参数的求和得到, 即

$$\frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{dpdQ} = 2\pi \int b db \frac{E}{p^2} \frac{d^2N(b)}{dpdQ}. \quad (12)$$

#### 4 K 介子在核物质中的传播和重散射

在以前的研究中, 产生的  $K^+$  介子通常作为自由粒子处理。从文献[6]的结果中看出,  $K^+$  与核子的末态重散射效应明显地影响了末态  $K^+$  动能谱的特性。因此, 为了合理地评价  $K^+$  能谱和角分布, 计入产生的  $K^+$  与核子的末态作用是很有必要的。

由于明显的手征对称性破缺, 核子作为一个有效标量场作用在  $K$  介子上<sup>[12,13]</sup>

$$S \sim \frac{\bar{N}N}{f_K^2}, \quad (13)$$

其中,  $f_K \sim 93\text{MeV}$  是  $K$  的衰变常数,  $N$  表示核子场。有效标量场与  $K$  介子的耦合表示如下:

$$\delta L = \frac{1}{2} \sum_{KN} S \bar{K} K. \quad (14)$$

当与自由场拉氏量中  $K$  介子质量项  $\frac{1}{2} m_K^2 \bar{K} K$  合并时, 它给出一个有效的  $K$  介子质量  $m_K^*$ :

$$m_K^{*2} = m_K^2 - \sum_{KN} \langle S \rangle. \quad (15)$$

这可写成为

$$m_K^* = m_K \sqrt{1 - \frac{\rho_B}{\rho_C}}, \quad (16)$$

式中,  $\rho_B$  是重子密度,  $\rho_C$  是对于  $K$  凝聚的临界密度:

$$\rho_C = \frac{f_K^2 m_K^2}{\sum_{KN}}, \quad (17)$$

$$\sum_{KN} = \frac{1}{2} (m_u + m_s) \langle N | \bar{u}u + \bar{s}s | N \rangle, \quad (18)$$

$m_u$  和  $m_s$  分别为  $u$  和  $s$  夸克的质量。核子的奇异性成分有极大的不确定性<sup>[14]</sup>, 但可以取  $\langle N | \bar{s}s | N \rangle = \langle N | \bar{u}u | N \rangle$  和  $\langle N | \bar{s}s | N \rangle = 0$  来得到  $\rho_C$  的下限和上限, 由  $m_s = 25 \frac{m_u + m_d}{2}$  和  $\sum_{\pi N} = \frac{m_u + m_d}{2} \langle N | \bar{u}u + \bar{d}d | N \rangle \approx 46 \text{ MeV}$ , 我们得到  $300 \text{ MeV} \leq$

$\sum_{KN} \leq 600 \text{ MeV}$ , 于是

$$2.5\rho_0 < \rho_C < 5\rho_0, \quad (19)$$

其中  $\rho_0$  为正常核物质密度。在本文的计算中, 取  $\rho_c = 5\rho_0$ 。

在手征拉氏量中还有一个矢量相互作用。对于  $N=Z$  的系统, 它可约化为

$$L_v = -\frac{3}{8f_K^2} i\bar{N}\gamma^0 N \vec{K} \vec{\partial}_i K. \quad (20)$$

这导出对于核物质中  $K^+$  介子的一个排斥的矢量势<sup>[15]</sup>

$$V_{KN} = \frac{3}{8f_K^2} \rho_B = \frac{1}{3} \frac{g_\omega^2}{m_\omega^2} \rho_B, \quad (21)$$

式中,  $\rho_B$  是重子密度。上式中的第二项是采用 KFSR 关系  $m_\rho = 2\sqrt{2} f_K g_\rho$  和  $SU(3)$  关系  $g_\omega = 3g_\rho$  得到的。可以看出, K 介子-核子矢量交换平均场势正好是在核子-核子相互作用的 Walecka 理论<sup>[16]</sup>中通常采用的核子-核子平均场势  $V_\omega = \left(\frac{g_\omega^2}{m_\omega^2}\right) \rho_B$  的三分之一。

由于在核物质中 K 介子减少的有效质量和它感受到矢量势, 它的运动同核子的很相似。用试探粒子来表示一个 K 介子, 它的运动可用类似于(2)式的如下方程给出:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{r}_K}{dt} &= \frac{\mathbf{p}_K^*}{e_K^*}, \\ \frac{d\mathbf{p}_K}{dt} &= -\nabla_{\mathbf{r}_K} \left[ e_K^* + \frac{1}{3} \left( \frac{g_\omega}{m_\omega} \right)^2 \rho_N \right], \end{aligned} \quad (22)$$

其中,  $e_K^* = \sqrt{m_K^{*2} + \mathbf{p}_K^{*2}}$  是 K 介子的能量。

产生的  $K^+$  与核子的末态重散射的计算与文献 [6] 中的相同, 采用  $K^+$  产生增强法<sup>[6]</sup>来处理。即人为地允许在每一  $K^+$  产生阈之上的重子-重子碰撞中产生  $N_K$  个  $K^+$  介子, 每个  $K^+$  携带一个由  $K^+$  产生截面与重子-重子总截面的比率给出的产生几率; 这些  $K^+$  介子的运动, 遵循经典运动方程(22)式; 象在核子-核子碰撞中一样, 当一个  $K^+$  介子同某一粒子之间的距离小于  $\sqrt{\frac{\sigma_{KN}}{\pi}}$  (其中  $K^+$ -核子总截面  $\sigma_{KN} \approx 10\text{mb}^{[17]}$ ) 时, 它同此核子相碰。碰后,  $K^+$  的方向取为各向同性地分布。因为 K-N 作用主要是在 S-波作用。由于  $K^+$  产生被微扰地处理, 它对核子动力学的影响被略去。因此, 不允许核子动量在某一 K-N 作用中改变; 为了得到最后的  $K^+$  介子谱, 用上面引进的产生几率作为权重求和, 并用  $N_K$  除以这个和。

## 5 结果和讨论

我们采用如下一组硬的核态方程参数<sup>[7]</sup>:

$$\begin{aligned} C_\omega &= \frac{g_\omega}{m_\omega} m_N = 9.045, & C_\sigma &= \frac{g_\sigma}{m_\sigma} m_N = 11.82, \\ B &= \frac{b}{g_\sigma^3 m_N} = -2.529 \cdot 10^{-2}, & C &= \frac{c}{g_\sigma^4} = 0.1663, \end{aligned} \quad (23)$$

计算了每核子 1 GeV 入射能量的两个  $^{40}\text{Ca}$  核的碰撞。

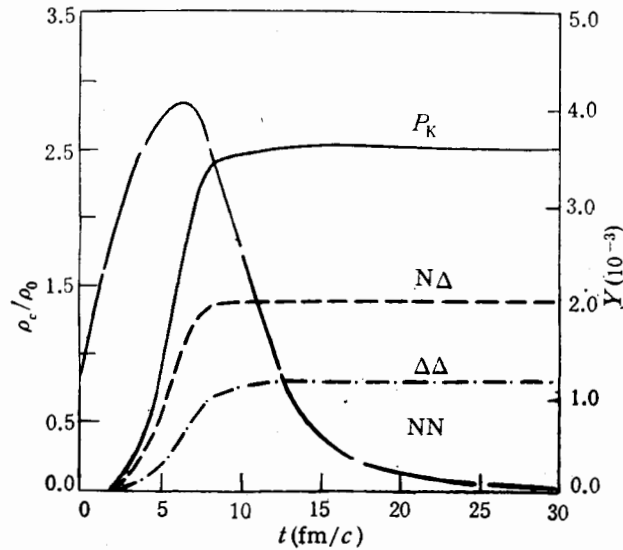


图 1 碰撞参数  $b = 0.0 \text{ fm}$  的  $^{40}\text{Ca}(1 \text{ GeV/核子}) + ^{40}\text{Ca}$  反应中  
中心密度和  $\text{K}^+$  产额的时间演化

其中,长虚线表示中心密度  $\rho_c$  与正常核密度  $\rho_0$  的比值, 实线表示总的  $\text{K}^+$  产额  $P_K$ , 虚线、  
点划线和点线分别为  $\text{K}^+$  产额来自  $\text{N}-\Delta$ 、 $\Delta-\Delta$  和  $\text{N}-\text{N}$  道的贡献。

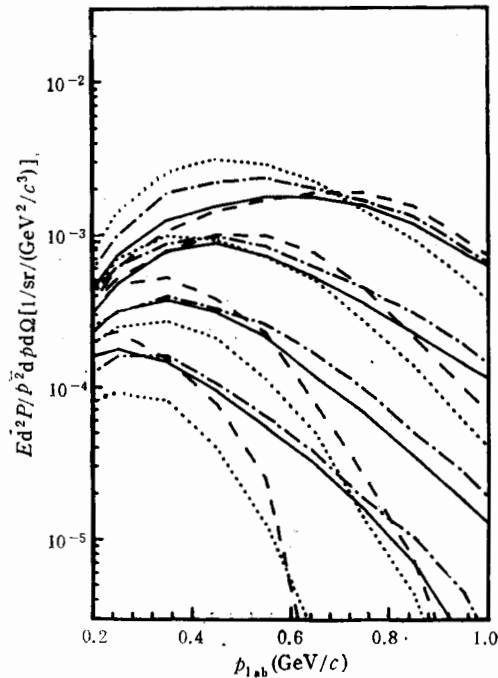


图 2 碰撞参数  $b = 1.0 \text{ fm}$  的  $^{40}\text{Ca}(1 \text{ GeV/核子}) + ^{40}\text{Ca}$  反应中得到的  
实验室系中的  $\text{K}^+$  动能谱

点线表示既无平均场势 (MFP) 又无末态重散射 (FSR) 的结果, 虚线为具有 MFP 但  
没有 FSR 的结果, 点划线是具有 FSR 但没有 MFP 的结果, 同时具有 FSR 和 MFP 的  
结果用实线表示。每种曲线自上到下的顺序分别为  $25^\circ$ 、 $45^\circ$ 、 $65^\circ$  和  $85^\circ$ 。

对于碰撞参数  $b = 0.0\text{fm}$  的反应中的中心密度和  $K^+$  产额的时间演化在图 1 中给出。图中长虚线表示由核-核质心系原点处  $27\text{fm}^3$  内的平均算得的中心密度 (以正常核密度  $\rho_0$  为单位)。当时间  $t = 0.0\text{fm}/c$  时, 两个核质心之间的距离为  $8.0\text{fm}$ 。实线表示总的  $K^+$  产额  $P_K$ , 虚线、点划线和点线分别表示  $K^+$  产额来自  $N-\Delta$ 、 $\Delta-\Delta$  和  $N-N$  道的贡献。从图中清楚地看出, 在碰撞中达到的最大密度约为正常核密度的 2.9 倍。正如以前的研究中所指出的那样, 所有的  $K^+$  介子是从核密度高的碰撞的压缩阶段中产生的。核子- $\Delta$  相互作用的贡献约占产生  $K^+$  的 55%, 剩下的主要是由于  $\Delta-\Delta$  相互作用。来自  $N-N$  道的贡献是小的。

图 2 中给出对于  $b = 1.0\text{fm}$  的碰撞中得到的实验室系中的  $K^+$  动能谱。其中, 点线表示既无平均场势 (MFP) 又无末态重散射 (FSR) 的结果, 虚线是具有 MFP 但没有 FSR 的结果, 点划线为具有 FSR 但没有 MFP 的结果, 而既有 MFP 又有 FSR 的结果用实线表示。每种曲线自上到下的顺序分别为  $25^\circ$ 、 $45^\circ$ 、 $65^\circ$  和  $85^\circ$ 。比较图中的点划线和点线, 可以看出, 末态重散射效应极大地影响了  $K^+$  能谱, 导致了大角度处  $K^+$  的产额和表观温度的明显增大。这是由于产生的  $K^+$  在核物质中经受了可观的末态重散射, 每一个  $K$  所经受的平均重散射数为  $N_{s.v.n} = 2.5$  (见图 3)。这个结论已在文献 [6] 中给出

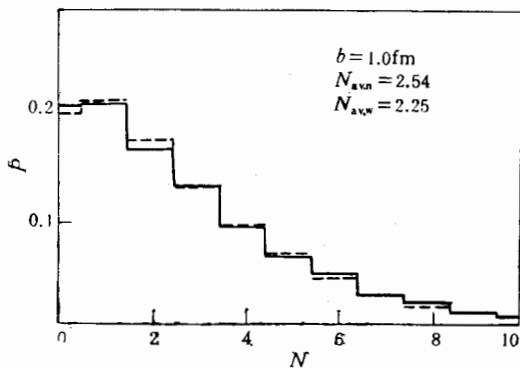


图 3 对于图 2 反应中的  $K^+$  重散射数分布。虚线和实线分别表示没有和具有平均场势的结果, 其平均碰撞数分别以  $N_{s.v.n}$  和  $N_{s.v.w}$  给出。

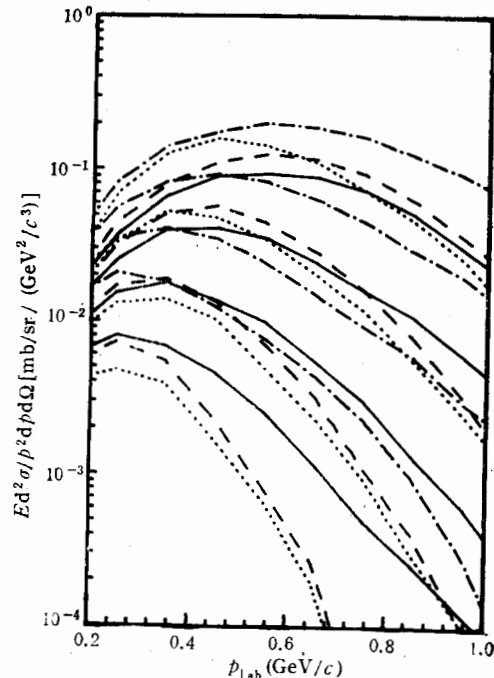


图 4 由  $^{40}\text{Ca}(1\text{GeV}/\text{核子}) + ^{40}\text{Ca}$  碰撞得到的不同实验室角度的  $K^+$  动能谱 (曲线的含义同图 2)

过。比较虚线和点线的结果看出,  $K^+$  矢量势的作用增大了末态  $K^+$  动能。这不仅导致了高能  $K^+$  数目的增加, 也导致了大角度处  $K^+$  产额的增大。不过, 它对  $K^+$  能谱影响的程度比末态重散射的小些。

虽然矢量势对  $K^+$  能谱影响的倾向与末态重散射的相同。但当同时计入这两个效应 (图 2 中实线结果) 时, 我们发现, 矢量势的作用却明显地减少了大角度处末态重散射的影响。其原因可从图 3 中没有 (虚线) 和具有 (实线) MFP 时的  $K^+$  重散射数分布的比

较中看出。当计入 MFP 时,一个 K 介子在它离开核物质的道上被平均场矢量势所加速,并获得更大的动能,从而减少了它与核子间的末态重散射数。因此,减弱了末态重散射对  $K^+$  动能谱的影响。

不同实验室角度上  $K^+$  产生的不变截面在图 4 中给出。图中各种曲线的含义与图 2 中的相同。图中同样能清楚地显示出平均场势、末态重散射、以及它们同时计入时的效应。

总之,我们推广了 RVUU 模型,去计入  $K^+$  平均场和  $K^+$  与核子的末态重散射。 $K^+$  的标量和矢量平均场由手征拉氏量得到。在核介质中,核子作为一个有效的标量场作用于 K 介子,导致在核介质中 K 介子质量的减少。同时,  $K^+$  介子也感受到一个强度约为核子平均场势三分之一的排斥的矢量势。这个作用于  $K^+$  介子的排斥的矢量势影响了  $K^+$  介子的动能分布。 $K^+$  介子在它离开核物质的途中被平均场矢量势加速,并获得更多的动能。然而,这个效应减少了  $K^+$  与核子的末态重散射数,从而减弱了  $K^+$  末态重散射对  $K^+$  动能谱的影响。因此,为了合理地评价  $K^+$  能谱和角分布,  $K^+$  同核子的这些末态作用都是不能忽略的。

### 参 考 文 献

- [1] J. Randrup, C. M. Ko, *Nucl. Phys.*, **A343**(1980) 519; **A411** (1983) 537.
- [2] J. Aichelin, C. M. Ko, *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985) 2661.
- [3] W. Zwermann, B. Schurmann, *Nucl. Phys.*, **A423** (1984) 525.
- [4] W. Cassing et al., *Phys. Rep.*, **188** (1990) 363; A. Lang et al., *Nucl. Phys.*, **A541** (1992) 507.
- [5] G. Q. Li et al., *Nucl. Phys.*, **A537** (1992) 645.
- [6] 郑玉明、柯治明、方绪珊,科学通报,**39**(1994)120.
- [7] C. M. Ko, *Nucl. Phys.*, **A495** (1989) 321c.
- [8] C. Y. Wong, *Phys. Rev.*, **C25**(1982) 1461.
- [9] J. Cugnon, D. Kinet, J. Vandermeullen, *Nucl. Phys.*, **A352** (1981) 505.
- [10] L. Xiong, C. M. Ko, J. Q. Wu, *Phys. Rev.*, **C42** (1990) 2231.
- [11] J. Q. Wu, C. M. Ko, *Nucl. Phys.*, **A499** (1989) 810.
- [12] D. B. Kaplan, A. E. Nelson, *Phys. Lett.*, **B175** (1986) 57; A. E. Nelson, D. B. Kaplan, *Phys. Lett.*, **B192** (1987) 193.
- [13] G. E. Brown, K. Kubobera, M. Rho, *Phys. Lett.*, **B192** (1987) 273.
- [14] C. W. Wong, D. Vuong, K. C. Chu, *Nucl. Phys.*, **A515** (1990) 686.
- [15] G. E. Brown, C. M. Ko, K. Kubodera, *Z. Phys.*, **A341** (1992) 301.
- [16] B. D. Scot, J. D. Walccka, in *Advances in Nuclear Physics*, edited by J. Negele, E. Vogt (Plenum, New York, 1986), Vol. 16.
- [17] C. Dover, G. E. Walker, *Phys. Rep.*, **89** (1982) 1.



## Final-state Interactions of Kaons Produced in Heavy-ion Collisions

Chu Zili    Zheng Yuming    Sa Benhao    Lu Zhongdao

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

Received 28 February 1994

### Abstract

We generalize the relativistic Vlasov-Uchling-Uhlenbeck model to include the kaon mean-field potential and the final-state rescatterings of kaons with nucleons, and use it to simulate the subthreshold kaon production from the collisions of two Ca nuclei at an incident energy of 1 GeV/nucleon. The effects of the vector mean-field potential and the kaon rescattering on the final-state properties of kaons are analyzed. From the calculated results it is found that the effect of repulsive vector potential due to nucleons on the final-state kinetic energy spectrum of kaon is similar to that for the kaon final-state rescattering and leads to a significantly enhanced yield of kaons with large momenta in the laboratory system. However, the effect of the kaon rescattering on its kinetic energy spectrum is reduced considerably by including the repulsive vector potential. This indicates that these final-state interactions of kaons with nucleons are not negligible in order to evaluate reasonably the kaon energy spectrum and angular distribution.

**Key words** heavy-ion collision, vector potential, final-state rescattering, kinetic energy spectra of kaons.