

# 用相对论 VUU 研究平均场和核子-核子截面对高能和中能集体流的影响

周洪波 李祝霞 卓益忠

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

1993-07-14 收稿

## 摘 要

用基于 Walecka 的 QHD-I 模型的相对论 Vlasov-Uehling-Uhlenbeck (RVUU) 方程,分析了高能和中能重离子碰撞中的集体流,研究了用集体流探测核物质状态方程和核内核子-核子截面的可行性。

**关键词** 集体流, RVUU, 状态方程, 核子-核子截面。

## 1 引 言

核物质的状态方程 (EOS) 描述核物质的压缩能随核物质密度的变化,通常由基态核物质的压缩系数  $K$  和核内核子有效质量  $m^*$  表示。作为核物质很基本的性质,这两个量至今还没有定论。不同的核物质的状态方程在计算核基态性质时很靠近,但在预言高温高密核物质的性质时相差很大。重离子碰撞是在这样极端条件下研究核物质状态方程的唯一途径。

近十年来,重离子碰撞已取得很大进展。横动量分析方面已有很多实验数据<sup>[1,2]</sup>,理论计算<sup>[3-5]</sup>表明,级联模型给出的横动量比实验值小一半,只有采用硬势 ( $K = 380\text{MeV}$ ) 的非相对论 VUU 给出的横动量与实验结果相近。这个结论是在固定核内核子-核子散射截面为自由截面的前提下得到的。由于介质效应的影响,核物质内核子-核子截面与自由截面应有所不同。刘建业等人<sup>[6]</sup>的研究表明横动量分布对介质效应也很敏感。葛凌霄等人<sup>[7,8]</sup>的研究表明,核力的动量相关性(由核子有效质量  $m^*$  标示)加大了横动量。要从实验结果中得到核物质的状态方程的可靠信息,必须同时考虑不同的平均场的动量相关性(由  $m^*$  标志)、核物质的压缩系数  $K$ 、核内核子-核子散射截面  $\sigma$  对重离子碰撞观测量影响。这几个因素缠绕作用,确定其中的一个很困难。

本工作的思路是分离核物质状态方程(即平均场)和核内核子-核子截面诸因素对集体流的影响,从实验结果中构造只对其中某个因素敏感的观测量,一个个分别确定这几个因素。核子-核子截面  $\sigma$  是一个未定因素,核物质状态方程中有两个未定因素,即压缩系数  $K$  和基态核内核子有效质量  $m^*$ 。

集体流的观测量通常有横动量分布  $\langle p_x(Y) \rangle$  和出平面方位角分布  $d\sigma/d\varphi$ , 实验上测量时首先要确定反应平面, 带来误差和困难. S. Wang 等<sup>[14]</sup>提出了关联函数方法, 测量出射碎片的相对方位角  $\psi$  分布  $C(\psi)$ , 有无需确定反应平面的好处.

实验表明, 当快度  $Y$  比较大(一般  $Y_{lab} > 0.75Y_{beam}$ ) 时, 粒子数的  $\varphi$  角分布函数可表为:

$$\frac{d\sigma}{d\varphi} = A(1 + \lambda \cos \varphi) \quad (1)$$

这样, 方位角关联函数  $C(\psi)$  可被表示为

$$C(\psi) = A^2(1 + 0.5\lambda^2 \cos \psi) \quad (2)$$

取  $A = 1$  归一,  $C(\psi) = 1$  为没有集体流,  $C(\psi)$  偏离 1 则表明有集体流, 偏离越大, 出平面集体流效应越大.

横动量分布  $\langle p_x(Y) \rangle$  标明了粒子横动量在各个快度段内分布的不均匀性, 而方位角关联函数反映了粒子数在某个快度段内绕束流方向分布的不均匀性. 可见这两个量是集体流的两个分量, 这样通过同一实验两种量的观察便提供了重离子反应中集体流比较全面的信息. 实验上对  $1200 \text{ MeV}/A \text{ Ar} + \text{KCl}$  碰撞同时测量了这两个量, 本文第二部分作了理论研究.

不同能量下的核碰撞会达到不同的密度, 本文第三部分研究了中能(几十到一百 MeV) 重离子碰撞, 以期得到介质效应的密度相关信息. 最近, 中能集体流消失现象引起越来越多的人的兴趣<sup>[15-17]</sup>. Hong Ming Xu 的非相对论的 VUU 计算<sup>[15]</sup>显示流消失能量 EVF 对状态方程的硬或软不敏感, 而对核子-核子散射截面敏感, 可用来探测核子-核子截面. 可惜这些工作都基于定域有效核力, 且为简单起见, 核子-核子散射截面常取与能量无关. 若采用更真实的动量相关核力, 流消失的行为还不清楚.

我们采用基于 Welecka 的 QHD-I 拉氏量的相对论 VUU 方程<sup>[9,10]</sup>. 不同的耦合常数  $g_s$ 、 $g_v$  对应不同的核子有效质量  $m^*$  和核压缩系数  $K$ , 即不同的平均场对应不同的 EOS, 本文的讨论均按表 1 中所列顺序.

表 1 四组平均场参数和相应的状态方程 (EOS)

	平均场参数				相应的 EOS	
	$g_s$	$g_v$	$B(\text{fm}^{-1})$	$C$	$m^*/m$	$K(\text{MeV})$
Field1	11.24	14.03	—	—	0.54	560
Field2	9.4	10.95	-0.69	40.44	0.70	380
Field3	6.9	7.54	-40.49	383.07	0.83	380
Field4	7.937	6.696	42.35	157.55	0.85	210

为了显示介质效应, 对核子-核子散射截面采用自由截面  $\sigma_f$  乘以一系数得到不同有效截面  $\sigma$ , 在模拟运算中同时考虑了泡利阻塞. 自由截面  $\sigma_f$  采用 Cugnon 的参数化<sup>[12]</sup>, 其中包括了弹性道和非弹性道并且能量相关.

## 2 高能碰撞的集体流<sup>[11]</sup>

计算中试验粒子数取 200 个,时间计算到 40 fm/c。为了与实验比较,对  $C(\psi)$  只考虑在条件  $Y_{lab} > 0.75Y_{beam}$  和  $8^\circ < \theta < 85^\circ$  下出射的粒子。

### 2.1 在平面平均横动量分析

#### 2.1.1 在平面平均横动量的快度分布 $\langle p_x(Y) \rangle$ 对截面的依赖关系

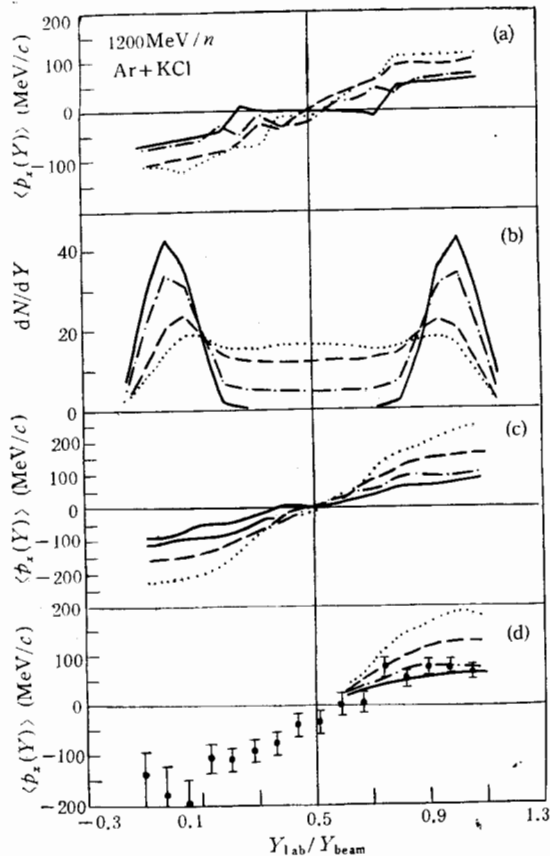


图1 在平面高能集体流

(a)、(b) 分别是采用第三组平均场参数,碰撞参数取 2 fm 情况下的在平面平均横动量的快度分布  $\langle p_x(Y) \rangle$  和粒子数快度分布,实线、点划线、虚线、点线分别对应四种截面  $\sigma = 0, 0.18, 0.64, 1.0$  乘以  $\sigma_f$ 。(c)、(d) 是在截面  $\sigma = 0.64\sigma_f$  情况下的  $\langle p_x(Y) \rangle$ , 点线、虚线、点划线、实线分别对应第一、二、三、四组平均场参数。在 (c) 中碰撞参数取 2 fm, 在 (d) 中对相应多重数  $M > 27$  的碰撞参数取了平均。

从图 1(a) 中发现,随着截面的增加,横动量单调增大,说明核子-核子碰撞是产生集体流的原因之一,截面对流的影响是加大且不可忽略。核子碰撞一次后获得了正负方向横动量,而后,获得了正负方向横动量的核子分别受人射核和靶核势阱作用、与人射核和靶核核子碰撞,横动量分别被转移到不同的快度区,对在平面平均横动量的快度分布产生了贡献。

截面  $\sigma = 0$  对应文献[10]的 Vlasov 动力学计算,可以看到只有在入射核和靶核快度区  $\langle p_x(Y) \rangle \neq 0$ 。这可以在粒子数快度分布图 1(b) 中找到原因,我们看到在截面  $\sigma = 0$  的情况下,两核碰撞后粒子仍停留在入射核和靶核快度区内。随着截面的增加,更多的粒子被填充到中快度区。

#### 2.1.2 在平面平均横动量 $\langle p_x(Y) \rangle$ 的快度分布对平均场的依赖关系

从图 1(c) 看到,不同的平均场参数对流的影响很大。虚线和点划线分别对应第二和第三组平均场,这两个都是非线性  $\sigma$  场,压缩系数  $K$  相同,均为 380 MeV,核子有效质量  $m^*$  不同,分别为 0.70 m 和 0.83 m。 $m^*$  越小,集体流越大。这是由于  $m^*$  代表了场的动量相关性质, $m^*$  越小,动量

相关引起的排斥力越大。在 高能重离子碰撞中,入射核与靶核的相对动量非常大,集体流对动量相关性即  $m^*$  很敏感。

现在比较一下第三和第四组平均场参数的结果。两者对应的  $m^*$  差不多 (分别为 0.83 m 和 0.85 m), 可以发现  $\langle p_x(Y) \rangle$  对压缩系数  $K$  (分别为 380 MeV 和 210 MeV) 不很灵敏。

### 2.1.3 在平面平均横动量 $\langle p_x(Y) \rangle$ 的快度分布的实验理论比较

由于  $\langle p_x(Y) \rangle$  对平均场的动量相关和核子散射截面有双重依赖, 不可能同时确定两个变量  $m^*$  和  $\sigma$ 。固定  $\sigma = 0.64\sigma_f$ , 看多大的  $m^*$  更符合实验。实验值都是在一定的出射带电粒子多重数  $M$  范围下取得的, 首先确定了碰撞参数  $b$  与多重数  $M$  的关系, 然后对相应的  $b$  作平均。图 1(d) 是对  $b$  作平均后不同平均场下的  $\langle p_x(Y) \rangle$ , 带误差棒的实心圆圈是取自文献[13]的实验结果。实验值扣除了靶核观察者, 误差在靶核区变大, VUU 理论结果和实验的比较一般局限在入射核快度区 ( $Y_{lab}/Y_{beam} \sim 0.7$ )<sup>[13]</sup>。从图中可发现第三、四组平均场与实验符合较好。  $\sigma$  取  $0.64\sigma_f$  时,  $m^* = 0.83m - 0.85m$  比较合适。

## 2.2 出平面方位角关联函数 $C(\psi)$

### 2.2.1 方位角关联函数 $C(\psi)$ 对截面的依赖关系

从图 2 (a) 发现, 加进碰撞项后,  $C(\psi)$  剧烈下降, 一直到  $\sigma = 0.64\sigma_f$ , 然后又随着截面的增加缓慢增加。  $C(\psi)$  在  $\sigma = 0.64\sigma_f$  附近对截面不很敏感。为理解  $C(\psi)$  随截面的行为, 看图 2 (b) 的方位角分布  $d\sigma/d\varphi$ 。对截面  $\sigma = 0$  的情况出射粒子集中在  $\varphi \sim 0$  附近。加进碰撞项后, 出射粒子方位角各向同性地增加, 这就减小了方位角各向异性

$$R = \frac{(d\sigma/d\varphi)_0}{(d\sigma/d\varphi)_{180}} \quad (3)$$

$d\sigma/d\varphi$  在  $\sigma = 0.64\sigma_f$  附近最符合实验式(1)。当  $\sigma$  继续增加,  $d\sigma/d\varphi$  又偏离了式(1), 这又增加了方位角各向异性, 故  $C(\psi)$  又随着截面的增加缓慢增加。从图 2 (b) 的方位角分布, 发现  $\sigma = 0.64\sigma_f$  比较符合实验, 下面的计算就取这个截面, 看平均场对方位角关

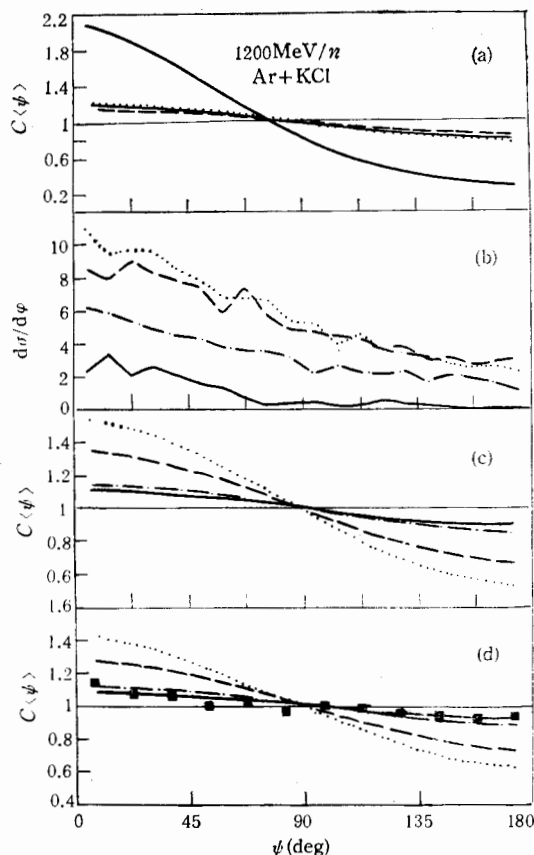


图 2 出平面高能集体流

(a)、(b) 分别是采用第三组平均场参数, 碰撞参数取 2 fm 情况下的出平面方位角关联函数  $C(\psi)$  和粒子数方位角分布, 实线、点划线、虚线、点线分别对应四种截面  $\sigma = 0, 0.18, 0.64, 1.0$  乘以  $\sigma_f$ 。(c)、(d) 是在截面  $\sigma = 0.64\sigma_f$  情况下的  $C(\psi)$ , 点线、虚线、点划线、实线分别对应第一、二、三、四组平均场参数。在 (c) 中碰撞参数取 2 fm, 在 (d) 中对相应多重数  $M^* > 16$  的碰撞参数取了平均。

联函数  $C(\phi)$  的影响。

### 2.2.2 方位角关联函数 $C(\phi)$ 对平均场的依赖关系

从图 2(c) 发现,  $C(\phi)$  对平均场非常敏感, 这和平面平均横动量  $\langle p_x(Y) \rangle$  对平均场的依赖关系一样。  $m^*$  越小, 集体流越大。方位角关联函数  $C(\phi)$  为探测  $m^*$  提供了一个有力的工具。因为  $C(\phi)$  只对  $m^*$  非常敏感, 而对  $K$  和截面  $\sigma$  不很敏感。

### 2.2.3 方位角关联函数 $C(\phi)$ 的实验理论比较

实验<sup>[4]</sup>引进了一个新的带电粒子多重数  $M^*$ , 只计及极角范围  $8^\circ < \theta < 85^\circ$  的碎片数, 首先确定碰撞参数  $b$  与多重数  $M^*$  的关系, 然后对相应  $M^* > 16$  的  $b$  作平均。图 2(d) 是对  $b$  作平均后不同平均场下的  $C(\phi)$ , 带误差棒的实心圆圈是取自文献[14]的实验结果。从图中又一次看到第三、四组平均场与实验符合较好。由于  $C(\phi)$  只对  $m^*$  敏感, 可由此得出  $m^* = 0.83m - 0.85m$  比较合适。由此  $m^*$  值, 利用  $\langle p_x(Y) \rangle$  对  $m^*$  和  $\sigma$  的双重敏感性, 可从图 1(d) 得出  $\sigma$  取  $0.64 \sigma_i$  比较合适。

## 3 中能集体流消失现象

### 3.1 流消失现象

我们模拟了 100 MeV 附近  $^{40}\text{Ar} + ^{51}\text{V}$  的碰撞, 取 200 个试验粒子, 时间计算到 120 fm/c。

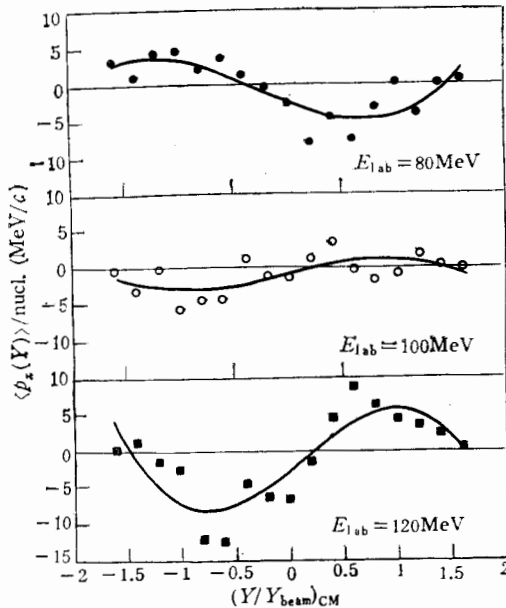


图 3 三种不同入射能量下的横动量分布  $\langle p_x(Y) \rangle$

定义在平面平均横动量  $\langle p_x(Y) \rangle$  在中快度区的斜率为流 (Flow), 表示集体流的大小。在图 3 中取第二组平均场, 截面  $\sigma$  取  $\sigma_i$ , 碰撞参数取为  $b = 2 \text{ fm}$ , 计算了三种不同入射能量下的横动量分布  $\langle p_x(Y) \rangle$ , 其中实心圆圈是入射能  $E_{\text{lab}} = 80 \text{ MeV}$  的结果, 实线为对应的三次多项式回归。可以看到流, 即中快度  $(Y/Y_{\text{beam}})_{\text{CM}} = 0$  附近实线的斜率, 是负的。空心圆圈和实心矩形分别对应  $E_{\text{lab}} = 100 \text{ MeV}$  和  $E_{\text{lab}} = 120 \text{ MeV}$ , 还看到, 流变为正随入射能的增加而增加。这可以理解, 在低能时平均场的吸引部分起主导作用, 把碎片拉向负的散射角, 所以流是负的。在高能时平均场的排斥部分和核子碰撞起主导作用, 把碎片推向正的散射角, 所以流是正的。当两种力量平衡时, 流就消失了。

### 3.2 流消失能量跟碰撞参数 $b$ 的关系

由于高能时集体流对碰撞参数  $b$  比较敏感, 实验理论比较要对  $b$  作平均。现在观

察流消失能量跟  $b$  的关系。图 4 中四种曲线对应  $b = 1, 2, 3, 4$  fm 的流, 各线与流为 0 的线的交点对应的能量即为流消失能量。可看到流消失能量在 105 MeV 和 110 MeV 间变化, 显然流消失能量对我们研究的范围的  $b$  ( $b \leq 4$  fm) 不敏感。这和中能量下集体流对多重数不很敏感的实验结果<sup>[2]</sup>一致。

### 3.3 流消失能量跟平均场的关系

真实核力不仅密度相关而且动量相关, 状态方程由两个量决定: 压缩系数  $K$  和有效质量  $m^*$ 。本工作覆盖了  $K$  和  $m^*$  很宽的范围, 分别为 210 MeV 至 560 MeV 和 0.54 m 至 0.85 m。从图 5 (a) 看到, 当  $K$  和  $m^*$  在这样宽的范围变化时, 流消失能量仅在一个很小的范围即 95 MeV 和 105 MeV 间变化, 可以得出流消失能量对平均场不很敏感的结论。这和前一部分高能集体流对平均场的关系恰好相反。为什么高能碰撞集体流对  $m^*$

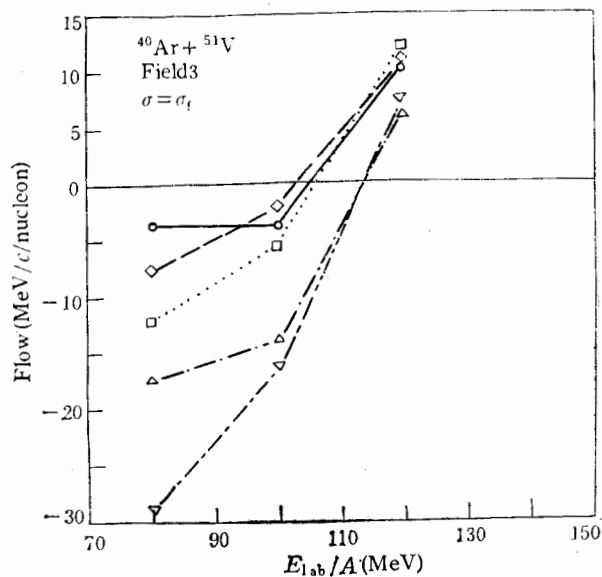


图 4 不同碰撞参数  $b$  下的流(作为束流能量的函数)

—○—  $b = 1$  fm, —◇—  $b = 2$  fm, …□…  $b = 3$  fm,  
—△—  $b = 4$  fm, —△—  $b = 5$  fm.

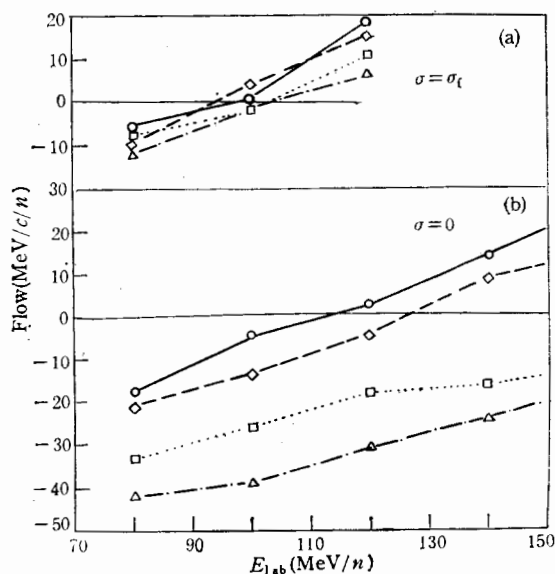


图 5 不同平均场下的流, 其中碰撞参数取 2 fm

在 (a) 中截面  $\sigma = 0.64\sigma_t$ , 在 (b) 中去掉了碰撞项即截面  $\sigma$  取为 0。  
—○—Field1, —◇—Field2, …□…Field3, —△—Field4.

敏感,而中能碰撞流消失能量对平均场不很敏感? D.Krofcheck 等的非相对论 VUU 计算显示,去掉碰撞项即截面  $\sigma$  取为 0 的纯平均场产生的流对平均场不敏感。但从图 5(b)

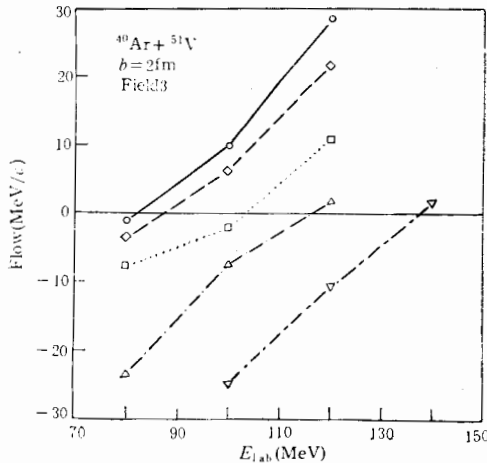


图 6 不同有效核子-核子截面下的流  
 —○—  $\sigma = 1.73\sigma_f$ , —◇—  $\sigma = 1.36\sigma_f$ ,  
 ...□...  $\sigma = \sigma_f$ , ·—△—·  $\sigma = 0.64\sigma_f$ ,  
 ---▽---  $\sigma = 0.45\sigma_f$ .

看到,在 RVUU 中情况并不是这样,不同的平均场对流的直接贡献(截面  $\sigma$  取为 0)很不相同,  $m^*$  越小,流越大;而加上碰撞项后(图 5(a))这种差别变小了。可见平均场通过碰撞项对流又有间接贡献。  $m^*$  越小,强排斥使碰撞中心密度越低,减小了碰撞项的贡献。从第二部分知道,碰撞项的贡献是增大集体流。这样  $m^*$  通过碰撞项对流的间接贡献是  $m^*$  越小,流越小。不同平均场对流的不同的直接贡献和间接贡献在这个中能区抵销,导致中能碰撞流消失能量对平均场不很敏感。在比流消失能量低的碰撞能区,核子-核子碰撞被 Pauli 原理阻塞,流主要被平均场控制。在很高的碰撞能区,平均场的动量相关性很强,这种抵销机制相对很弱,流还是被平均场

控制。只有在中能的流消失能区这种抵销机制使流对平均场不敏感。

### 3.4 流消失能量跟核内核子-核子截面的关系

和图 4、图 5(a) 对照,从图 6 中可以看到流消失能量对核内核子-核子截面非常敏感。截面从  $1.73\sigma_f$  到  $0.45\sigma_f$ ,流消失能量从 82 MeV 变到 138 MeV。由于流消失能量与碰撞参数  $b$  和平均场不太敏感,直接以此结果与实验数值<sup>[15]</sup>即  $EVF = 85 \pm 10 \text{ MeV}$  比较,得到核子有效截面约为  $\sigma = 1.4\sigma_f$ 。

## 4 总结与讨论

本文首先计算了高能 (1200 MeV/A Ar + KCl) 碰撞的集体流,包括在平面平均横动量的快度分布  $\langle p_x(Y) \rangle$  和出平面方位角关联函数  $C(\phi)$ 。发现在这样一个比较高的能区,  $\langle p_x(Y) \rangle$  对表示平均场的一个因素——基态核内核子有效质量  $m^*$  很灵敏,对表示平均场的另一个因素——基态核压缩系数  $K$  不敏感。  $\langle p_x(Y) \rangle$  对介质中核子-核子散射截面  $\sigma$  也比较敏感。  $C(\phi)$  对  $m^*$  非常灵敏,对  $K$  不敏感。这和  $\langle p_x(Y) \rangle$  的行为相似。和  $\langle p_x(Y) \rangle$  不同的是,  $C(\phi)$  在感兴趣的截面范围对介质中截面  $\sigma$  不很敏感。  $C(\phi)$  的这种行为显然对探测平均场的  $m^*$  很有价值。数值计算结果与实验结果做了比较,由  $C(\phi)$  发现  $m^*$  取  $0.83 m - 0.85 m$  比较合适。再由  $\langle p_x(Y) \rangle$  得有效截面  $\sigma$  取  $0.64\sigma_f$  比较合适。

对中能(几十到一百 MeV)重离子碰撞中的集体流消失现象的分析发现,流消失能

量 (EVF) 对两核近中心碰撞的碰撞参数和包含了动量相关的平均场不敏感, 而对核子-核子散射截面敏感。因此, 流消失能量的计算对探测核物质中核子-核子有效散射截面提供了一个有力的工具。通过理论和实验的比较抽出核子-核子有效散射截面约为  $1.4\sigma_f$ 。

可以看出, 由高能和中能集体流得到有效截面很不相同, 分别为  $0.64\sigma_f$  和  $1.4\sigma_f$ , 虽然采用 Cugnon 参数化的自由核子-核子截面  $\sigma_f$  本身已是能量相关的。重离子碰撞的这个截面结果说明介质效应是能量、密度相关的。即在中能区(能量  $E_{lab} \sim 100$  MeV, 平均密度  $\rho \sim 1.3\rho_0$ ) 有效截面比自由截面高, 约为  $1.4\sigma_f$ , 在 高能区(能量  $E_{lab} \sim 1.2$  GeV, 平均密度  $\rho \sim 2.5\rho_0$ ) 有效截面比自由截面低, 约为  $0.64\sigma_f$ 。这与 RBHF<sup>[18]</sup> 的结果定性一致, 也与 Mao Guangjun, Li Zhuxia, Zhuo Yizhong 等<sup>[19]</sup> 的与 Walecka 模型平均场自洽的介质中有效截面的计算结果一致。本文研究说明, 介质效应对重离子碰撞动力学过程非常重要。

我们的研究表明, 通过理论分析重离子反应过程中的多种实验观测量, 找到了一些对核物质状态方程两因素即  $K$  和  $m^*$ 、介质中有效核子-核子截面  $\sigma$  分别敏感的观测量, 从而有可能得到关于核态方程和有效截面的比较确切的信息。因此进一步系统的分析是需要的。同时采用更为自洽的理论框架以取得更为确切的信息也是十分必要的。

### 参 考 文 献

- [1] H. Stocker, W. Greiner, *The Nuclear Equation of State* (1986 Plenum Press) 1.
- [2] K. H. Kampert, *J. Phys.*, **15G**(1989)691.
- [3] H. Kruse et al., *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985)289.
- [4] J. J. Molitoris et al., *Phys. Rev. Lett.*, **B162**(1985)47.
- [5] G. F. Bertsch et al., *Phys. Rev.*, **C32**(1985)346.
- [6] 刘建业等, *高能物理与核物理*, **15**(1991)66.
- [7] 张建明、葛凌霄、张丰收等, *高能物理与核物理*, **9**(1991)844.
- [8] 葛凌霄、张建明、张丰收等, *高能物理与核物理*, **11**(1991)1041.
- [9] H. T. Elze et al., *Mod. Phys. Lett.*, **2**(1987)451.
- [10] Jin Xuemin, Zhuo Yizhong, Zhang Xizhen et al. *Nucl. Phys.*, **A506**(1990)655.
- [11] Zhou Hongbo, Li Zhuxia, Zhuo Yizhong, *Communications in Theoretical Physics*, **19**(1993)199.
- [12] J. Cugnon et al., *Nucl. Phys.*, **A352**(1981)505.
- [13] D. Keane et al., *Phys. Rev.*, **C37**(1988)1447.
- [14] S. Wang, Y.M. Liu, Y.Z. Jing et al., *Phys. Rev.*, **C44**(1991)1091.
- [15] Hong Ming Xu, *Phys. Rev.*, **C46**(1992)R389.
- [16] V. de la Mota et al., *Phys. Rev.*, **C46**(1992)677.
- [17] D. Krofcheck et al., *Phys. Rev.*, **C46**(1992)1416.
- [18] B. ter Haar and R. Malfliet, *Phys. Rev.*, **C36**(1987) 1611.
- [19] Mao Guangjun, Li Zhuxia, Zhuo Yizhong, et al., *Z. Phys.*, **A345**(1994).



**Studying the Influences of Mean Field and NN Cross Section  
on the Collective Flow at High and Intermediate Energy  
in the Relativistic VUU Approach**

Zhou Hongbo    Li Zhuxia    Zhuo Yizhong

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

Received 14 July 1993

**Abstract**

We have studied the collective flow at high and intermediate energy in a relativistic Vlasov-Uehling-Uhlenbeck (RVUU) approach based on Walecka's QHD-I model, with the aim of probing the nuclear matter equation of state (EOS) and the in-medium n-n cross section.

**Key words** collective flow, RVUU, EOS, n-n cross section.