

# 非相对论 BUU 近似下的横动量分析\*

张建明 葛凌霄 张丰收

(中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

卓益忠

(中国原子能科学研究院, 北京 102413)

## 摘 要

由不同有效质量  $m^*/m$  与压缩系数  $K$  所标示的平均场的非相对论 BUU 计算, 研究了横动量的产生机制, 并讨论了  $m^*/m$  和  $K$  对横动量等的影响。发现横动量对  $K$  的依赖不太灵敏, 但对  $m^*/m$  却十分灵敏。

## 一、引 言

研究重离子核反应, 除了解其本身的反应机制外, 另一个重要的目的, 就是探索核物质在非正常密度 ( $\rho > \rho_0$   $\rho < \rho_0 = 0.16\text{fm}^{-3}$ ) 下的性质, 进而获取比较真实的核物质状态方程<sup>[1]</sup>。而从重离子核反应中可观测提取的横动量分布已为这种研究提供了探针<sup>[2]</sup>。理论上, 流体力学模型只能模拟出二倍于实验的横动量<sup>[2]</sup>, 而核内级联 (INC) 模型预言的却只有实验的  $1/2$ <sup>[3,4]</sup>, 只有 BUU (VUU) 理论模型才能获取相近于实验的结果<sup>[5]</sup>。BUU 方程中包括平均场和碰撞项, 最新研究结果表明, 横动量分布对相互作用的平均场形式<sup>[6,7]</sup>及碰撞项中核子-核子碰撞截面的大小, 即介质效应<sup>[8,9]</sup>十分灵敏。本文试图从扩展的 Skyrme 力出发, 用由不同压缩系数  $K$  和有效质量  $m^*/m$  所标示的平均场, 通过作非相对论动力学, 相对论运动学的 BUU 计算, 系统地研究有效质量  $m^*/m$  与压缩系数  $K$  对横动量等的影响, 探索横动量的产生机制和主要来源。

## 二、有效质量 $m^*/m$ 与压缩系数 $K$

已经证明<sup>[10]</sup>, 在势场非局域近似下, Vlasov 方程自然会增加动量相关的平均场项 ( $\nabla_p U \nabla_r$ ), 从而使 BUU 方程变为:

$$\frac{\partial f(r, p, t)}{\partial t} + \frac{p}{m^*} \nabla_r f(r, p, t) - \nabla_r U \nabla_p f(r, p, t) = I_{\text{coll}}(f), \quad (1)$$

本文 1990 年 8 月 22 日收到。

\* 国家自然科学基金和中国科学院兰州分院专项基金资助。

其中碰撞项:

$$I_{\text{coll}}(f) = - \int \frac{d^3 p_2 d^3 p_1' d^3 p_2'}{(2\pi)^9} \sigma_{\text{nn}} v_{12} [f f_2 (1 - f_1') (1 - f_2') - (1 - f) (1 - f_2) f_1' f_2'] (2\pi)^3 \delta^3(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_1' - \mathbf{p}_2'), \quad (2)$$

而

$$m^*/m = \frac{1}{1 + \frac{m}{p} \nabla_{\mathbf{p}} U}, \quad (3)$$

表示了平均场的动量相关性质, 对局域近似下的势场  $m^*/m = 1$ .

如相互作用取扩展的 Skyrme 力<sup>[11]</sup>, H-F 平均场  $U_{(r)}$  可以计算, 即:

$$U_{(r)} = \sum_j \langle ij | V | ij \rangle n_j, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} V_{ij}(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = & t_0(1 + x_0 p_\sigma) \delta(\mathbf{r}) + \frac{1}{6} t_3 \rho^\alpha(\mathbf{R})(1 + x_3 p_\sigma) \delta(\mathbf{r}) \\ & + \frac{1}{2} t_1(1 + x_1 p_\sigma) [\mathbf{K}'^2 \delta(\mathbf{r}) + \delta(\mathbf{r}) \mathbf{K}^2] \\ & + \frac{1}{2} t_4(1 + x_4 p_\sigma) [\mathbf{K}' \rho^\alpha(\mathbf{R}) \delta(\mathbf{r}) + \delta(\mathbf{r}) \rho^\alpha(\mathbf{R}) \mathbf{K}] \\ & + t_2(1 + x_2 p_\sigma) \mathbf{K}' \cdot \delta(\mathbf{r}) \mathbf{K} + t_5(1 + x_5 p_\sigma) \mathbf{K}' \rho^\alpha(\mathbf{R}) \\ & \cdot \delta(\mathbf{r}) \mathbf{K} + i \omega_0 (\sigma_1 + \sigma_2) \mathbf{K}' \times \delta(\mathbf{r}) \mathbf{K}', \end{aligned} \quad (5)$$

其中  $\mathbf{R} = \frac{1}{2}(\mathbf{r}_i + \mathbf{r}_j)$ ,  $\mathbf{r} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$ , 分别表示质心坐标和相对坐标;  $\mathbf{K} = \frac{1}{2i}(\nabla_i - \nabla_j)$  作用于波函数右边,  $\mathbf{K}' = -\frac{1}{2i}(\nabla_i - \nabla_j)$  作用于波函数左边;  $p_\sigma = \frac{1}{2}(1 + \sigma_i \cdot \sigma_j)$  为自旋交换算符,  $\sigma$  为泡利矩阵, 其它各参数见文献 [11]. 对称核物质作局域密度近似和无穷核物质的平面波近似, 在忽略库仑势的情况下, 由 (4) 及 (5) 得动量相关平均场<sup>[7]</sup>:

$$\begin{aligned} U(\rho, \mathbf{p}) = & \frac{1}{4} \left( 3t_0 + \frac{t_3}{2} \rho^\alpha \right) \rho + \left( \frac{m}{m^*} - 1 \right) \frac{p_\lambda^2}{2m} + \frac{1}{4} [3t_1 + 3t_4 \rho^\alpha \\ & + (5 + 4x_2)t_2 + (5 + 4x_5)t_5 \rho^\alpha] \int p_\lambda^2 f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d\mathbf{p}, \end{aligned} \quad (6)$$

其中  $p_\lambda$  为入射动量,

$$m^*/m = \left\{ 1 + \frac{1}{16} \frac{2m}{\hbar^2} [3t_1 + 3t_4 \rho^\alpha + (5 + 4x_2)t_2 + (5 + 4x_5)t_5 \rho^\alpha] \right\}^{-1}. \quad (7)$$

若在不考虑势场动量相关的前提下, 已经选用下面的形式:

$$U_{(\rho)} = A(\rho/\rho_0) + B(\rho/\rho_0)^\sigma, \quad (8)$$

其中当  $A = -124 \text{ MeV}$ ,  $B = 70.5 \text{ MeV}$ ,  $\sigma = 2$  时, (8) 式被称为硬势; 当  $A = -356 \text{ MeV}$ ,  $B = 303 \text{ MeV}$ ,  $\sigma = 7/6$ , (8) 式为软势. 不同势场参数的选取应满足核物质基态性质, 从而能得出正确的基态核物质密度和束缚能. 核物质每核子束缚能  $E$  与单核子势  $U_{(\rho)}$  或  $U_{(\rho, \mathbf{p})}$  之间的联系, 并不是简单地由每核子对能量的贡献  $E' = \frac{p^2}{2m} + U_{(\rho)}$  (或

$U_{(\rho, p)}$  来确定 (其中  $p$  为相应于核物质密度为  $\rho$  时核子 Fermi 动量), 我们可以采用 Bertsch 的建议<sup>[1]</sup>: 用向真空投放核子, 直到密度为  $\rho$  的直观假设。因每核子贡献能量为  $E'$ , 于是总的能量密度  $\rho E$  为:

$$\rho E = \int_0^\rho E'_{(\rho')} d\rho' = \int_0^\rho \frac{p(\rho')}{2m} d\rho' + \int_0^\rho U_{(\rho')} d\rho', \quad (9)$$

而可压缩性是核物质的另一重要性质, 也是势场参数选取应考虑的一个重要因素。由热力学公式知压强为

$$p = \rho^2 \frac{dE}{d\rho}, \quad (10)$$

对于我们所研究的各向同性核物质系统, 压缩系数  $K$  是体积弹性模量的 9 倍, 即:

$$K = 9 \frac{dp}{d\rho} = K_F^2 \frac{\partial^2 E}{\partial K_F^2}. \quad (11)$$

于是, 对于动量相关的势场 (6), 在考虑基态分布为 Thomas-Fermi 分布时, 每核子束缚能  $E$ , 压力  $p$  和压缩系数  $K$  分别为:

$$E = \frac{3}{10m} K_F^2 + \frac{3}{8} \tau_0 \rho + \frac{\tau_3}{16} \rho^{\alpha+1} + \frac{3}{80} [3\tau_1 + (5 + 4x_2)\tau_2] \rho K_F^2 + \frac{3}{80} [3\tau_4 + (5 + 4x_5)\tau_5] \rho^{\alpha+1} K_F^2, \quad (12)$$

$$p = K_F \left\{ \frac{3}{5m} K_F^2 + \frac{9}{8} \tau_0 \rho + \frac{3}{16} (1 + \alpha) \tau_3 \rho^{\alpha+1} + \frac{3}{16} [3\tau_1 + (5 + 4x_2)\tau_2] \rho K_F^2 + \frac{3}{80} (5 + 3\alpha) [3\tau_4 + (5 + 4x_5)\tau_5] \rho^{\alpha+1} K_F^2 \right\}, \quad (13)$$

$$K = \frac{3}{5m} K_F^2 + \frac{9}{4} \tau_0 \rho + \frac{\tau_3}{16} (3\alpha + 3)(3\alpha + 2) \rho^{\alpha+1} + \frac{3}{4} [3\tau_1 + (5 + 4x_2)\tau_2] \rho K_F^2 + \frac{3}{80} (5 + 3\alpha)(4 + 3\alpha) [3\tau_4 + (5 + 4x_5)\tau_5] \rho^{\alpha+1} K_F^2, \quad (14)$$

其中  $K_F$  为 Fermi 动量,  $\hbar = c = 1$ 。对软、硬势情况 (8), 有:

$$E = \frac{3K_F^2}{10m} + A/2(\rho/\rho_0) + \frac{B}{1+\sigma} (\rho/\rho_0)^\sigma, \quad (15)$$

$$p = \frac{K_F^2}{5m} \rho + A/2 \rho^2/\rho_0 + \frac{B\sigma}{1+\sigma} (\rho/\rho_0)^\sigma \cdot \rho, \quad (16)$$

表 1

参数	GS1	GS2	GS3	GS4	GS5	GS6	SGOI	SGOII	SKA	SKB	SKM	SGI	SGII	Hard	Soft
$m^*/m$	0.60	0.60	0.60	0.80	0.80	0.80	0.62	0.62	0.60	0.60	0.79	0.60	0.78	1	1
$K$ (MeV)	235.5	300.7	410.6	237.1	300.5	394.5	359.4	249.7	266	266	215.5	263	219.1	375.5	200

$$K = 9 \left[ \frac{K_F^2}{3m} + A(\rho/\rho_0) + B\sigma(\rho/\rho_0)^\sigma \right]. \quad (17)$$

核物质处于基态时, 每核子束缚能  $E$  应该取最小值, 核物质内部压强为零. 利用压强消失可求出基态核物质密度  $\rho_0$ , 于是便能得到 Skyrme 力各类参数下<sup>[11]</sup>及软、硬势下基态有效质量  $m^*/m$  与压缩系数  $K$ , 列于表 1.

图 1 表示  $m^*/m$  与  $\rho/\rho_0$  的变化关系. 从图中可见, 尽管在基态即  $\rho/\rho_0 = 1$  处, SKM (SGII), GS 4, GS 5 参数下  $m^*/m \approx 0.8$ , GS2, SGOI(SGOII), GS1, SGI(SKA, SKB) 参数下  $m^*/m \approx 0.6$ , 但在非正常密度时, 变化情况却迥异. 由文献[14]及相对论的结果 ( $m^* = m - g\phi$ ) 文献[15,16]知, 有效质量  $m^*/m$  随核物质密度  $\rho$  的增加而减小, 与此同时, 势场的排斥位却加大. 而图 1 中, 参数 GS1, GS4, GS5 及 GS2 当  $\rho/\rho_0$  增大到一定值时,  $m^*/m$  随  $\rho/\rho_0$  的增加反而增大, 对 GS 1, GS 4 及 GS 5, 当  $\rho/\rho_0 > 2.5$  时  $m^*/m > 1$ . 这说明这些参数所代表的势场基态与激发态不自洽, 似乎给出一个 Skyrme 力参数能否用于激发态的信息. 在使用时, 我们做了适当选择. 由文献[11]知, GS2 势参数在研究光学位时是能很好自洽的, 但不太适合于重离子碰撞.

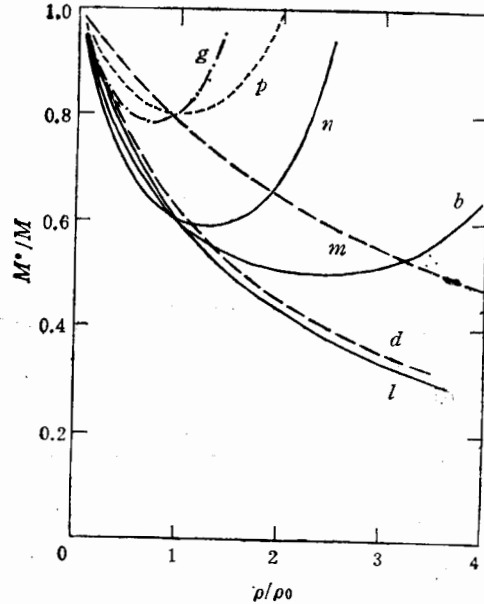


图 1 不同势参数下, 有效质量  $m^*/m$  随核物质密度变化关系.  $d$ : SGOI,  $b$ : GS2,  $q$ : GS4,  $p$ : GS5,  $n$ : GS1,  $m$ : SKM,  $l$ : SKA

### 三、BUU 动力学计算结果

对方程(1)像文献[7]中一样采用时间分步的试验粒子和网格化方法求解, 试验粒子数为 100, 碰撞截面仍取自自由核子-核子碰撞截面. 对于  $^{93}\text{Nb} + ^{93}\text{Nb}$ ,  $b = 2\text{fm}$ , 能量  $E = 200\text{MeV}/A$  对称核物质系统, 计算结果如表 2, 其中横动量  $\langle p_x \rangle/A$ , 流角  $\theta_F$  为饱和值,  $t_1$  为两核开始重叠的时间 (fm/c),  $t_2$  为重叠密度  $\rho_{\max}$  最大时的时间,  $t_3$  为重叠区最大密度为 0 时的时间, 所以  $t_3 - t_1$  为反应时间,  $t_2 - t_1$  为压缩时间,  $t_3 - t_2$  为膨胀时间. 从中可见在动量相关势场下压缩要比软、硬势下快得多; 结合表 1 可见, 对同一核物质系统, 在  $m^*/m$  相同时, 压缩系数  $K$  越大, 重叠区最大密度  $\rho_{\max}$  越小, 所产生的横动量越大. 这说明  $K$  越大, 核物质不可压缩程度越高. 由于核物质被压缩时, 内部产生压强, 压强产生的不均匀, 导致低压方向产生横流,  $K$  越大, 所产生的横动量也越大. 这不难从图 2 (在 SGOI 及 SGOII 参数下横动量随快度  $Y$  的分布) 及图 3 (在同样二参数下重叠最大密度随时间  $t$  的演化) 中进一步得到说明. 而且还不难发现, 对 SGOI 和 SGOII 参数, 基态  $m^*/m = 0.62$ ,  $|\Delta K| = |K_{\text{SGOI}} - K_{\text{SGOII}}| = 110\text{MeV}$ , 但  $|\Delta \langle p_x \rangle/A| = 0.7$

表 2

	$\theta_F^\circ$	$\langle p_x \rangle / A$ (MeV)	$\rho_{\max} / \rho_0$	$t_1$	$t_2$	$t_3$	$t_3 - t_1$	$t_2 - t_1$	$t_3 - t_2$
SGOI	22.9	45.4	1.3415	5.0	7.0	44.5	39.5	2.0	37.5
SGOII	22.2	44.7	1.5606	5.0	7.0	45.0	40.0	2.0	38.0
SGI	26.1	45.5	1.3096	4.5	6.5	45.0	40.5	2.0	38.5
SKA	26.2	45.8	1.3016	4.5	6.5	45.0	40.5	2.0	38.5
SKM	8.3	14.0	2.0456	6.0	8.5	47.0	41.0	2.5	38.5
Hard	8.9	13.7	2.4012	8.5	12.5	48.0	39.5	4.0	35.5
Soft	7.8	11.4	2.6934	12.5	17.5	49.5	37.0	5.0	32.0

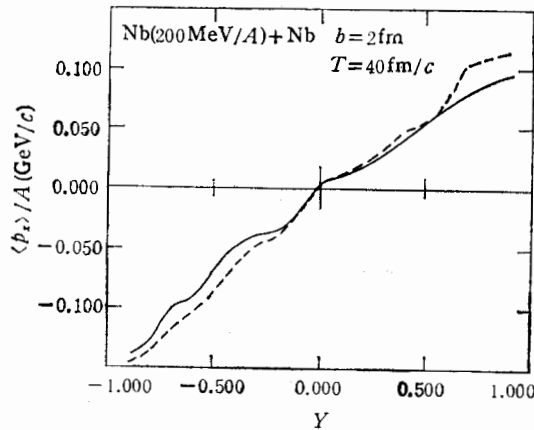


图2 在 SGOI(.....) 和 SGOII (—) 两种势参数下, 时间  $t$  为  $40\text{ fm}/c$  时, 每核子横动量随质心系中快度  $Y$  的分布

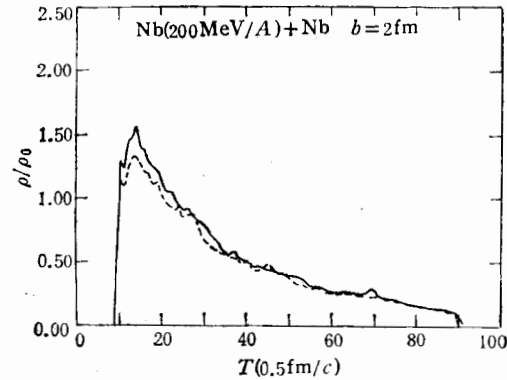


图3 在 SGOI(.....) 和 SGOII (—) 两种势参数下, 重叠区最大密度随时间  $t$  的演化

MeV,  $|\Delta\rho_{\max}|/\rho_0 = 0.2193$ . 对  $\frac{m^*}{m} = 1$ , 基态的  $|\Delta K| = 180\text{ MeV}$ , 而  $\frac{|\Delta\langle p_x \rangle|}{A} = 2.3\text{ MeV}$ ,  $\left|\frac{\Delta\rho_{\max}}{\rho_0}\right| = 0.2922$ . 而当  $m^*/m$  不同时, 从表 2 各参数下横动量及  $\rho_{\max}$  作对比可见, 它们可以相差很大. 在 SKM 参数下,  $m^*/m = 0.78$ ,  $K = 215.5\text{ MeV}$ ; 在 SKA 参数下  $\frac{m^*}{m} = 0.60$ ,  $K = 266\text{ MeV}$ . 尽管因自洽考虑未能给出  $K$  基本相同, 但  $m^*/m$  不同的参数组, 单纯的  $K$  依赖对  $\frac{\langle p_x \rangle}{A}$  及  $\rho_{\max}$  影响较小. 而在此,  $\frac{|\Delta\langle p_x \rangle|}{A} = 31.8\text{ MeV}$ ,  $\left|\frac{\Delta\rho_{\max}}{\rho_0}\right| = 0.744$ , 对软势  $\frac{m^*}{m} = 1$ ,  $K = 200\text{ MeV}$ , 与 SKM 参数势比  $K$  相差不大, 但  $\frac{m^*}{m}$  不同,  $\left|\frac{\Delta\rho_{\max}}{\rho_0}\right| = 0.6478$ ,  $|\Delta\langle p_x \rangle|/A = 2.7\text{ MeV}$ , 尽管  $\frac{|\Delta\langle p_x \rangle|}{A}$  较小. 但因  $\frac{\langle p_x \rangle}{A}$  本身小, 相对权重也较大. 所以, 似乎可以得出横动量  $\langle p_x \rangle / A$  及重叠最大密度  $\rho_{\max}$  对有效质量  $m^*/m$  比较灵敏的结论. 图 4 表示 SKA、SKM 参数下横动量随快度的分布, 图 5 为此二参数下  $\rho_{\max}$  随时间  $t$  的动力学发展. 将图 4 与图 2, 图 3 与图 5 的

分别比较, 不难进一步得出上述结论. 由于  $m^*/m$  表示了动量相关的性质, 动量相关势场下, 在核物质重叠区, 参与碰撞的核子有大的相对动量, 会产生较强的排斥位, 从而产生大的横动量, 并导致核物质不可压缩程度增高,  $\rho_{\max}$  变小. 因此,  $m^*/m$  越小, 势场的动量相关性越强, 产生的横动量也越大, 而  $\rho_{\max}$  则越小. 另外, 结合表 1, 表 2 和图 1 可见, 在 SKA 与 SGI 两参数下, 基态性质基本相同,  $m^*/m$  随  $\rho/\rho_0$  的变化也基本重合, 而动力学的计算结果也几乎一致, 这似乎揭示出由有效质量  $m^*/m$  与基态时压缩系数  $K$  表示了势场的基本性质. 所以, 讨论横动量对  $m^*/m$  与  $K$  的依赖, 对核物质状态方程的探讨有重要意义.

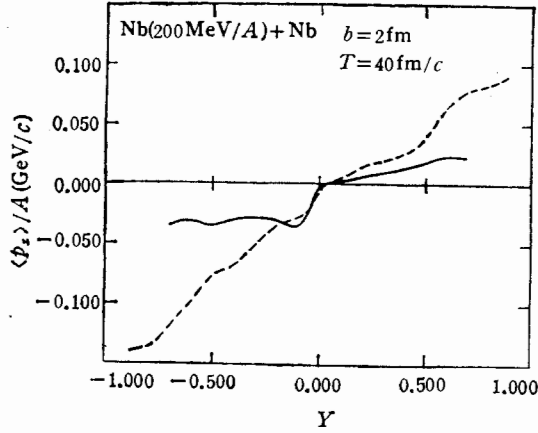


图 4 SKM(—) 和 SKA(.....) 两种势参数下, 每核子横动量在时间  $t$  为  $40\text{ fm/c}$  时随快度的分布

图 6 为硬势和动量相关 SKM 参数势由 BUU 计算产生饱和横动量在不同入射能下的变化. 因 Nb + Nb 系统计算量太大, 我们改用了  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ ,  $b = 2\text{ fm}$  核物质系统. 从图中可见, 硬势下随入射能增加, 横动量首先增大, 在能量约为  $800\text{ MeV/A}$  后又开始减小, 这与文献 [17] 结果一致. 而在 SKM 参数下, 横动量却一直增大, 当能量达  $1000\text{ MeV/A}$  左右时, 增加变得缓慢而趋于平稳. 从图中还不难发现, 对硬势, 当入射能等于  $185\text{ MeV/A}$ , 对 SKM 参数势, 能量为  $165\text{ MeV/A}$  时,  $\langle p_x \rangle / A$  为零, 即横动量消失. 这是一很有趣的现象. 最新文献 [18] 报道了对 La+La 系统, 入射能为  $50\text{ MeV/A}$  时, 实验所观测到的这一现象. 不同状态下横动量消失时能量不同, 进一步说明了核物质状态方程的影响, 加深了对其产生机制的理解. 由于重离子碰撞对核平均场的吸引部分

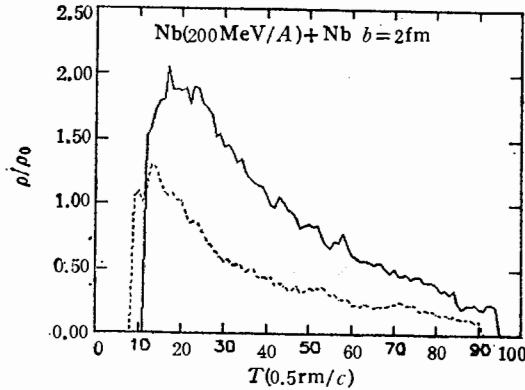


图 5 SKM(—) 和 SKA(.....) 两种势参数下, 重叠区最大密度随时间的动力学发展

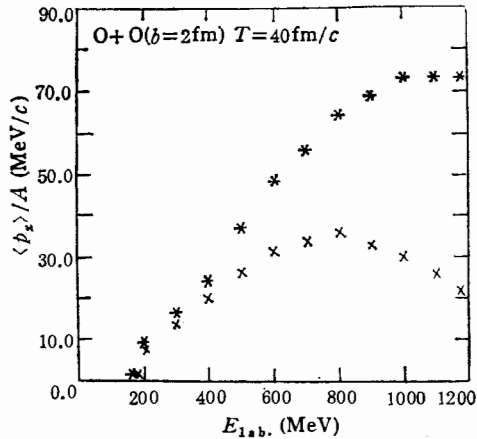


图 6 每核子饱和横动量在硬势(x)和 SKM 参数化势(\*)下随入射能量的变化

和单个核子-核子碰撞压缩核物质所产生的排斥部分十分灵敏<sup>[19]</sup>, 而 Tsang 等用 BUU 计算发现轻碎片粒子向负角散射是由于平均场的吸引部分占统治地位的缘故<sup>[20]</sup>. 随着入射能的降低, 横动量减小, 当能量降到一定值, 由排斥占统治地位的势场变成吸引占统治地位. 而且, 存在着一个阈能, 在此阈能时势场的排斥位和吸引位基本相消. 这时快度  $Y > 0$  部分,  $\frac{\langle p_x \rangle}{A}$  平均值为零, 横动量消失. 这就揭示出横动量的产生, 似乎主要是由势场的排斥位造成的.

#### 四、总 结

通过引进 Skyrme 力. 用几种不同参数下的势场, 在基态与激发态自洽前提下, 发现由有效质量  $\frac{m^*}{m}$  与压缩系数  $K$  基本表示了势场的性质, 并首次讨论了有效质量  $m^*/m$  与压缩系数  $K$  对横动量及重叠最大密度  $\rho_{\max}$  的影响, 发现横动量及  $\rho_{\max}$  对  $K$  的依赖不太灵敏, 但对  $\frac{m^*}{m}$  却十分灵敏. 这一趋势和文献 [12, 13] 用相对论 BUU 对  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  系统作动力学计算结果一致, 而且  $\frac{m^*}{m}$  越小, 势场动量依赖越强. 产生的横动量越大, 而重叠最大密度则愈小,  $K$  越大, 横动量也越大. 由于横动量的产生存在入射阈能, 从而推测出横动量可能主要来源于势场中占统治地位的排斥位. 总之, 尽管我们仅分析了单一碰撞参数下的结果, 揭示的横动量变化只能是趋势性的, 但由不同势场下计算结果的比较, 为核物质状态方程的研究提供了信息和条件, 加深了对横动量产生机制的理解.

#### 参 考 文 献

- [1] G. F. Bertsch et al., *Phys. Repts.*, **160**(1988), 189.
- [2] H. Stocker et al., *Phys. Repts.*, **137**(1986), 277.
- [3] J. Aichelin et al., *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 1461.
- [4] H. G. Ritter et al., *Nucl. Phys.*, **A447**(1985), 3c.
- [5] G. F. Bertsch et al., *Phys. Repts.*, **149**(1987), 207.
- [6] C. Gale et al., *Phys. Rev.*, **C35**(1987), 1666.
- [7] 张建明, 葛凌霄等, “动量相关势的 BUU 计算”高能物理与核物理(1991)待发表.
- [8] J. Q. Wu et al., *Nucl. Phys.*, **A499**(1989), 810.
- [9] 刘建业等“重离子碰撞中的介质效应”高能物理与核物理(1991)待发表.
- [10] 葛凌霄, 卓益忠, 高能物理与核物理, **13**(1989), 652.
- [11] Zhuo Yi-zhong et al., *Physics*, **1**(1985), 231.
- [12] B. Blattel et al., *Nucl. Phys.*, **A495**(1989), 381.
- [13] B. Blattel et al., *Phys. Rev.*, **C38**(1988), 1767.
- [14] Y. J. Lee et al., *Phys. Lett.*, **233B**(1989), 263.
- [15] C. M. Ko, *Nucl. Phys.*, **A495**(1989), 321c.
- [16] B. D. Serot et al., In advance in nuclear physics edited by J. W. Negele and E. Vogt, Vol. 16(1986).
- [17] B. Schurmann et al., *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 2848.
- [18] D. Korfcheck et al., *Phys. Rev. Lett.*, **63**(1989), 2028.
- [19] G. F. Bertsch et al., *Phys. Lett.*, **189B**(1987), 384.
- [20] M. B. Tsang et al., *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 559.

## Transverse Momentum Analysis in the non-relativistic SUU Approach

ZHANG JIANMING GE LINGXIAO ZHANG FENGSHOU

*(Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou 730000)*

ZHUO YIZHONG

*(Institute of Atomic Engery, Beijing 102413)*

### ABSTRACT

The transverse momentum distributions in heavy ion collisions have been investigated in the non-relativistic BUU approach for different mean field interactions characterized by the effective mass  $m^*$  and the compression modulus  $K$ . The production mechanism of the transverse momentum has been analysed. It is found that the transverse momentum is very sensitive to the effective mass and less sensitive to the compression modulus.