

中子皮及中子分布弥散度对核势的影响¹⁾

赵有雄 冯军 郭忠言 沈文庆 詹文龙 诸永泰

(中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

摘 要

用能量密度公式及小液滴模型给出的费米密度分布, 并引入中子皮及中子分布弥散度随中子过剩自由度增加而增加这一因素, 计算了重离子反应相互作用势及熔合位垒。熔合位垒的计算值和实验值符合很好, 特别是在中重核区域, 改善了以前的计算结果。详细研究了亲近势标度, 发现用中子皮及中子分布弥散度的变化能较好地解释中子过剩自由度对亲近势标度偏离的影响。

一、引 言

在重离子反应研究中, 相互作用势是首先要解决的问题之一。它对研究核结构、核内核子运动状态、核半径及核结合能等都具有很重要的意义。随着中能重离子加速器和次级束流线的发展, 通过丰中子核引起的核反应, 人们发现了许多新的现象来检验现有的奇异核结构及核反应理论。Tanihata 等人的实验表明 ^{11}Li 、 ^{14}Be 核有较大的中子分布半径^[1,2]。Mittig 等人从实验结果得到相互作用半径参数 r_0 随中子过剩 $N-Z$ 增加而增加^[3], 这是一个新的结果。它可能来自形变或中子皮随 $N-Z$ 的增加而增加, 我们认为它可能是由于中子分布弥散度随 $(N-Z)/A$ 增加而增加的结果^[4]。

能量密度公式是计算重离子相互作用势的一种有效方法。在原子核特性(如核结合能及核半径)及重离子相互作用研究中, 人们常采用与能量有关的密度分布模型^[5]。在这个模型中, 费米系统的总能量表示为密度函数的函数, 这对大块物质性质方面是比较精确的描述。计算中人们常采用突然近似, 即两核密度分布基本和两核分离时相同, 由于核表面性质与相互作用的排斥芯无关, 所以, 我们在分析处理熔合位垒等实验数据时常采用这种方法。

Ngo 等人用简单的球对称双参数费米分布代替 Hartree-Fock 密度计算两核相互作用势, 并在计算中考虑了中子、质子密度分布的不同, 从而简单地考虑了中子皮的影响, 熔合位垒的计算结果和实验值符合得较好, 也能得到比较好的亲近势标度。但在中重核情形下, 熔合位垒的计算值和实验值相差比较大, 当考虑中子过剩时, 亲近势标度有一定的偏离。

本文 1991 年 1 月 23 日收到。

1) 本题目由国家自然科学基金资助。

我们用小液滴模型给出的中子和质子不同的分布,并引用了和 Ngo 不同的中子皮影响及文献[4]中假设的核物质弥散度随中子过剩自由度增加而增加的影响,重新计算了重离子反应的相互作用势,并和丰中子反应熔合位垒的实验值^[6]进行了比较,发现符合得很好,和实验值的相对误差一般不超过4%,在中重核情形下,比 Ngo 等人的结果^[4]要好.最后一部分我们还研究了中子皮及中子分布弥散度的变化对亲近势标度的影响,发现用中子皮及中子分布弥散度增加能较好地解释中子过剩对亲近势偏离的影响,并讨论了可能的其它因素.

二、中子皮及中子分布弥散度对核物质密度分布的影响

基于上面的原因,我们采用下边的密度分布:

$$\rho_i(r) = \rho_{0i} \frac{1}{1 + \exp[(r - C_i)/(t_i/4.4)]}, \quad i = n, p$$

其中:

$$\rho_{0n} = \frac{3N}{4\pi C_N^3(1 + \pi^2 t_N^2/19.36 C_N^2)}, \quad \rho_{0p} = \frac{3Z}{4\pi C_Z^3(1 + \pi^2 t_Z^2/19.36 C_Z^2)},$$

C_N, C_Z 分别是中子、质子分布的半密度半径, t_N, t_Z 分别是中子、质子分布的表面弥散度. 它们由小液滴模型给出的下列公式来确定:

$$R = r_0 A^{1/3}(1 + \bar{\epsilon}), \quad \text{等效核物质分布锐半径}$$

$$d = \frac{2}{3} [(N - Z)/A - \delta] R \quad \text{中子皮厚度}$$

$$R_N = R + (N/A)d, \quad \text{中子分布锐半径}$$

$$R_Z = R - (Z/A)d, \quad \text{质子分布锐半径}$$

$$C_{N,Z} = R_{N,Z}[1 - (b_{N,Z}/R_{N,Z})^2], \quad \text{中子(质子)分布半密度半径}$$

$$b_{N,Z} = 0.413 t_{N,Z}, \quad \text{中子(质子)分布表面宽度}$$

对球形对称核^[7]:

$$\delta = \frac{I + 3C_1 Z^2/(8QA^{5/3})}{1 + 9JA^{-1/3}/4Q}, \quad \bar{\epsilon} = \frac{1}{K}(-2a_2 A^{-1/3} + L\delta^2 + C_1 Z^2/A^{4/3}).$$

其中 $I = (N - Z)/A$, 在计算中我们采用文献[8]中的一组新参数, 这组参数能给出和实验值符合得更好的核中心密度和电荷分布半径, 即:

$$a_2 = 18\text{MeV}, \quad L = -5\text{MeV}, \quad Q = 45\text{MeV}, \quad J = 29.5\text{MeV}.$$

体能系数 a_1 、密度对称系数 K 、库仑能系数 C_1 采用 Myers 和 Swiatecki 给出的标准值:

$$a_1 = 15.9\text{MeV}, \quad K = 240\text{MeV}, \quad C_1 = 3e^2/5r_0 = 0.73219\text{MeV}.$$

对稳定的电荷分布, 实验证明, t_Z 基本上为恒定值 2.4fm, 我们采用文献[4]中的假设, 即在小液滴模型的基础上, 保持电荷分布弥散度不变, 也就是说在保持核内核物质密度、基态质量等性质和小液滴模型基本一致的前提下, 丰中子核的中子分布表面弥散度随 $(N - Z)/A$ 的增加而增加, 中子分布在表面会出现长尾巴. 选用表面弥散度随中子过剩自由度的关系为:

$$r_N = r_0 + K_N[(N - Z)/A - I_\beta],$$

其中 $K_N = 10.0$, 由拟合实验数据得到^[4], $r_0 = 2.4\text{fm}$, 是稳定核的电荷分布弥散度, I_β 是 β 稳定谷内的 $(N - Z)/A$ 值^[9]:

$$I_\beta = C_1 A^{2/3} / 4J.$$

用上边的公式计算得到 ^{40}Ar 的密度分布, 如图 1 所示. 从图上可见, 考虑了中子分布弥散度增加后, 中子分布的尾巴变长, 中子分布锐半径处密度减小. 由于 r_Z 恒等于 2.4fm , 所以两者的质子分布完全重叠.

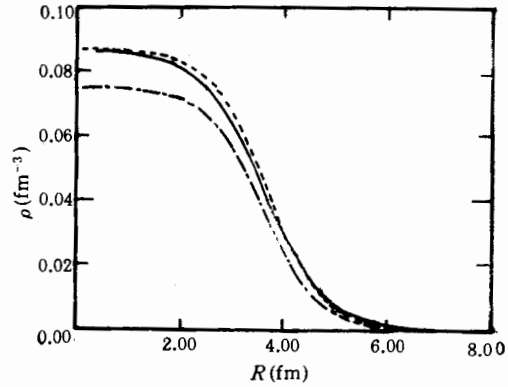


图 1 ^{40}Ar 的密度分布

考虑中子分布弥散度变化后, ——表示中子分布, ---表示质子分布; 中子分布弥散度 $r_N = 2.4\text{fm}$ 时, -·-·-表示中子密度分布, ···表示质子密度分布

三、中子皮及中子分布弥散度对核势的影响

核系统的能量密度 $\varepsilon(\mathbf{r})$ 作为一体密度的函数, 可以表示为如下形式^[5]:

$$\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon[\rho_n(\mathbf{r}), \rho_p(\mathbf{r}), \rho_c(\mathbf{r})],$$

其中 $\rho_n(\mathbf{r}), \rho_p(\mathbf{r}), \rho_c(\mathbf{r})$ 分别是中子、质子、电荷密度. 在整个空间上积分得到核系统的总能量:

$$E = \int \varepsilon(\mathbf{r}) d\mathbf{r}.$$

能量密度 $\varepsilon(\mathbf{r})$ 选用 Thomas-Fermi 表达式, 则:

$$\varepsilon = \tau_{\text{eff}} + \rho V(\rho, a) + \eta_0 (\nabla \rho)^2 + 0.5 \varepsilon \rho_p V_c - 0.7386 e^2 \rho_p^{4/3},$$

其中 $\rho = \rho_n + \rho_p, a = (\rho_n - \rho_p) / (\rho_n + \rho_p)$, 这里近似地认为 $\rho_p = \rho_c$. 由于 Thomas-Fermi 近似不适合轻粒子, 所以在计算中都取 $A > 10$.

在突然近似下, 两碰撞离子的相互作用势常采用下式:

$$V(R) = \int (\varepsilon(\rho_{1n+2n}, \rho_{1p+2p}) - \varepsilon(\rho_{1n}, \rho_{1p}) - \varepsilon(\rho_{2n}, \rho_{2p})) d\mathbf{r},$$

其中 $\rho_{1n}, \rho_{1p}, \rho_{2n}, \rho_{2p}$ 分别是两入射核的中子、质子密度, 两核质心相距 R .

相互作用势由核势及库仑势两部分组成:

$$V(R) = V_N(R) + V_C(R),$$

其中 $V_N(R)$ 主要与核内部特性, 如核大小、结构、核物质密度分布等有关, 库仑相互作用 $V_C(R)$ 与中子分布弥散度变化无关.

$^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ 的相互作用势随 R 的变化如图 2 所示, 我们计算的结果同 Ngo 的结果相比, 势阱比较深, 谷的位置基本上不变, 峰的位置略大, 峰值略低, 这可能是由于考虑了中子分布弥散度变化后中子表面位置发生变化.

$^{40}\text{Ca} + ^{108}\text{Sn}, ^{40}\text{Ca} + ^{132}\text{Sn}$ 的核势 $V_N(R)$ 随 R 变化如图 3 所示. 计算中不考虑 ^{40}Ca 的中子分布弥散度变化, 即取 $r_N = 2.4\text{fm}$, 因为 A 小于或等于 40 的核, $I_\beta = 0$. ^{132}Sn 分

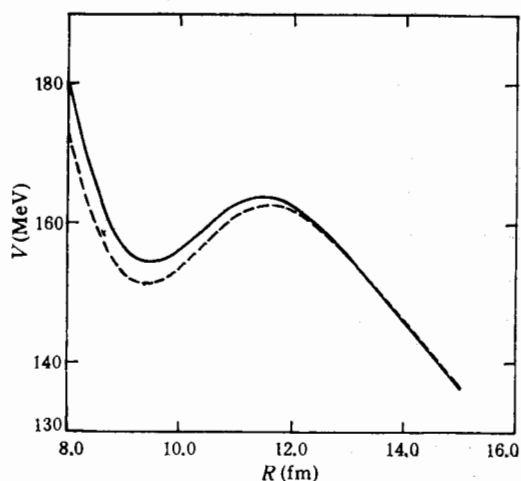


图2 $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ 的相互作用势 $V(R)$ 随 R 变化关系
——表示 Ngo 计算结果, ---表示本工作

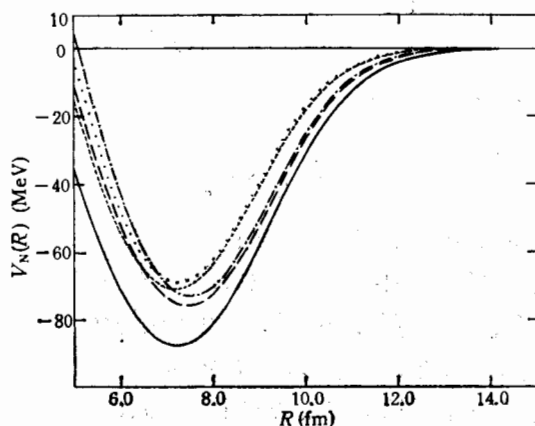


图3 Ca + Sn 核势变化图

.....表示 $^{40}\text{Ca} + ^{108}\text{Sn}$ Ngo 的结果; ---表示 $^{40}\text{Ca} + ^{132}\text{Sn}$ Ngo 的结果; ——表示 ^{132}Sn 中子分布弥散度增加后 $t_N = 3.32\text{fm}$ 时本工作; ——表示 $t_N = 2.4\text{fm}$ 时 $^{40}\text{Ca} + ^{132}\text{Sn}$ 本工作; ----表示 $t_N = 2.4\text{fm}$ 时 $^{40}\text{Ca} + ^{108}\text{Sn}$ 本工作

为 $t_N = 2.4\text{fm}$ 和考虑中子分布弥散度增加后 $t_N = 3.32\text{fm}$ 两种情形, 和 Ngo 的结果相比较, 从图上看, 我们的势阱比 Ngo 的结果略深一些, 考虑了 ^{132}Sn 中子分布弥散度增加以后, 发生了较大的变化, 这主要是由于 ^{132}Sn 是很丰中子核素。

熔合位垒是弹核与靶核表面接近处两体核势加上库仑势的极大值, 与核物质密度分布、电荷密度分布、核结构等有关。我们计算得出的丰中子反应的熔合位垒和实验值^[6]的相对误差如图4所示, 从图可见, 理论值和实验值符合得很好, 误差一般不超过4%, 特别是对中重核反应系统, 明显好于 Ngo 的结果。系统较重时, 计算值略大于实验值, 系统较轻时, 计算值略小于实验值。我们计算的系统中靶核和弹核至少有一个是丰中子核, 位

于 β 稳定线核及其以下的核不考虑中子分布弥散度变化。

为了更进一步检验丰中子核中子分布弥散度的增加,还计算了 $^{35}\text{Cl} + ^{112}\text{Sn}$ 、 $^{35}\text{Cl} + ^{116}\text{Sn}$ 、 $^{35}\text{Cl} + ^{120}\text{Sn}$ 、 $^{35}\text{Cl} + ^{124}\text{Sn}$ 的熔合位垒,并和实验值^[6]相比较,结果也给予图 4 中,由图可见,随着 Sn 同位素中子数的增加,误差减小,说明中子过剩自由度越大,中子分布弥散度增加,计算结果越符合实验值。

四、中子皮及中子分布弥散度对亲近势标度的影响

Blocki 等人得出两球形核的相互作用力可表示为^[10]:

$$F(S) = 2\pi e(S) \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} S = R - C_1 - C_2$$

$$\text{从而有: } V_N(S) = U_N(S) \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \quad (1)$$

其中 C_1 、 C_2 分别是两入射核所有核子的半密度半径, R 是两入射核中心距离, $e(S)$ 是单位面积之间的相互作用位能, $U_N(S)$ 是与系统几何形状无关的普适函数。这意味着,对一定的反应系统来说,核势可以分为两部分,一部分是纯几何性质的,另一部分是与几何形状无关的。由于费米密度分布比 Hartree-Fock 计算中密度分布变化慢,所以很容易检验亲近势标度。

Ngo 在计算中采用:

$$R = (NR_n + ZR_p)/A \quad C = R - 1/R$$

其中 R_n 、 R_p 分别是中子、质子分布的等效锐半径^[5],由此得出 ^{40}Ca 和 ^{108}Sn 、 ^{132}Sn 反应的 $U_N(S)$ 随 S 变化关系如图 5 所示,由图可见,二者有较大的差别,这是 Ngo 标度所不能解决的。

我们在计算中采用:

$$C_1 = (C_{N1}N_1 + C_{Z1}Z_1)/A_1 \quad C_2 = (C_{N2}N_2 + C_{Z2}Z_2)/A_2$$

其中 C_{N1} 、 C_{N2} 、 C_{Z1} 、 C_{Z2} 分别是两入射核的中子、质子半密度半径。和文献[5]一样,我们考虑中子数相差很大的 ^{132}Sn 、 ^{108}Sn 和 ^{40}Ca 反应, V_N 随 R 的变化如图 3 所示, $U_N(S)$ 随 S 变化如图 5 所示,从图上看,若不考虑中子分布弥散度变化,经过上边修正后的标度, $^{40}\text{Ca} + ^{108}\text{Sn}$ 和 $^{40}\text{Ca} + ^{132}\text{Sn}$ 反应的尾巴基本上重合。但考虑 ^{132}Sn 中子分布弥散度增加后, $U_N(S)$ 的变化较大,随着 $(N-Z)/A$ 的增加, $U_N(S)$ 减小,所以, $U_N(S)$ 中可能含有与 n_N 有关的量。在 S 较小时,出现了显著的差别,这表明此时突

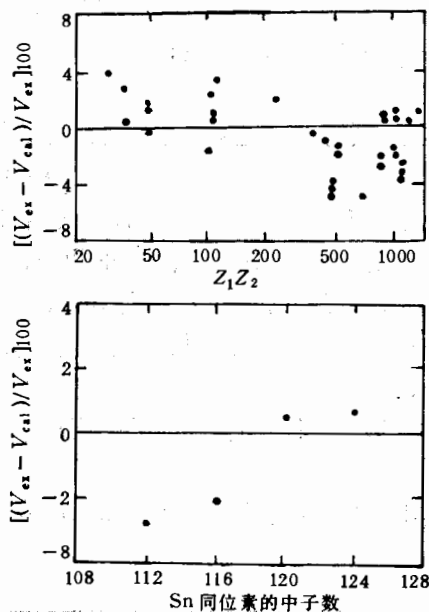


图 4

上图,一些丰中子反应的熔合位垒计算值和实验值相对误差随 $Z_1 Z_2$ 变化。下图, $^{35}\text{Cl} + \text{Sn}$ 熔合位垒计算值和实验值相对误差随 Sn 同位素中子数的变化

然近似已不适用。

中子过剩对亲近势标度的影响首先是两入射离子的半密度半径与中子过剩自由度有关,另外还有如下影响:

$$U_N(S) = 4\pi r \phi(S) \quad (2)$$

其中 $\phi(S)$ 是普适函数, r 是表面张力系数:

$$r = 0.9517[1 - 1.7825I^2]$$

r 中的系数来自液滴模型, $I = (N_1 + N_2 - Z_1 - Z_2)/(A_1 + A_2)$.

对于 $^{40}\text{Ca} + ^{132}\text{Sn}$, $^{40}\text{Ca} + ^{108}\text{Sn}$, $\phi(S)$ 随 S 变化如图 6 所示, 考虑 ^{132}Sn 的中子分布弥散度增加以后, 亲近势标度中的偏离更加不能通过对 I^2 的关系来解释。所以, 我们认为亲近势标度中的偏离与弥散度有关, 即中子、质子表面位置有关, 随着 r_N 增加, $\phi(S)$ 减小。

从文献[8]中方程(26)得到:

$$U_N = 4\pi r b \phi(S) \quad (3)$$

其中 r 与方程(2)中的 r 相同, b 是核子分布表面宽度, 对现有的 Woods-Saxon 势表面

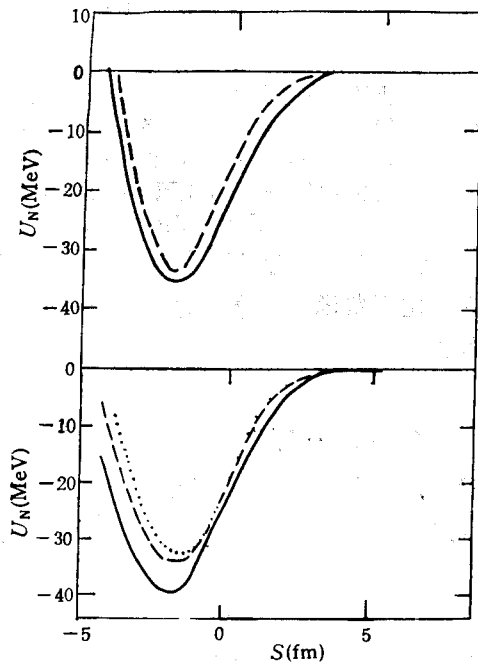


图 5

上图, Ngo 的结果 (—表示反应 $^{40}\text{Ca} + ^{132}\text{Sn}$, ---表示反应 $^{40}\text{Ca} + ^{108}\text{Sn}$). 下图, 我们从方程(1)得出的 $U_N(S)$ 随 S 变化关系 (----表示 $^{40}\text{Ca} + ^{108}\text{Sn}$ 中 ^{108}Sn 的 $r_N = 2.4$ fm 的结果; -·-·表示 $^{40}\text{Ca} + ^{132}\text{Sn}$ 中 ^{132}Sn 的 $r_N = 2.4$ fm 的结果; —表示 $^{40}\text{Ca} + ^{132}\text{Sn}$ 中 ^{132}Sn 的中子分布弥散度增加后 $r_N = 3.2$ fm 的结果)

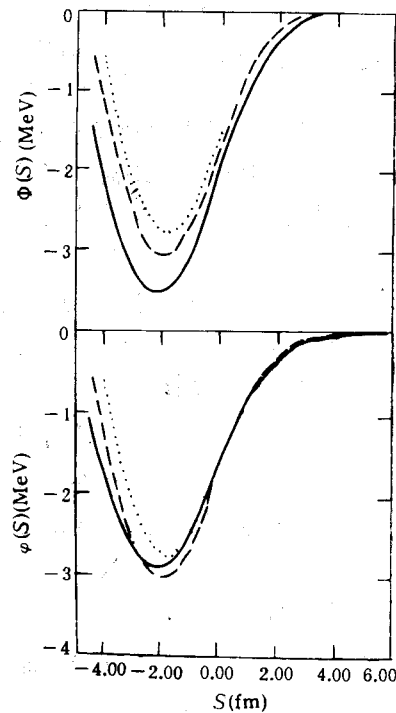


图 6

上图, 方程(2)中 $\phi(S)$ 随 S 变化关系, 各种线条代表的意义同图 5 下图。下图, 方程(3)中 $\phi(S)$ 随 S 变化关系, 各种线条代表的意义同图 5 下图

分布形状, Süssan 认为表面宽度 b 是^[10]:

$$b = [\pi/(2\sqrt{3\ln 9})]t = 0.4127t$$

当弥散度 $t = 2.4\text{fm}$ 时, $b = 0.99\text{fm}$, 分别考虑中子、质子的表面宽度 b_N 、 b_Z , 总的表面宽度是^[11]:

$$b_p^2 = (N/A)b_N^2 + (Z/A)b_Z^2 + (NZ/A^2)d^2$$

其中 d 是中子皮厚度, 在本文计算中 $b_Z = 0.99\text{fm}$.

用上边考虑中子分布弥散度对亲近势标度的影响后计算出的 $\varphi(S)$ 随 S 变化如图 6 所示, 在谷处的微小偏离表明表面张力系数不仅与 I 有关, 还可能与 I_1 、 I_2 有关, 这或许需要考虑表面张力系数与 I 更复杂的关系, 也可能需要较细致地考虑弥散度的影响, 如质子分布弥散度的变化等.

五、结 论

我们用能量密度公式及突然近似计算了重离子反应相互作用势. 计算中采用了小液滴模型给出的能够细致描述核物质密度分布的双参数费米分布, 并分别考虑中子、质子不同的分布及中子皮和中子分布弥散度随中子过剩自由度的变化. 计算的熔合位垒和实验值符合得很好, 特别是对于中重核反应系统, 比以往的结果要好. 这表明, 随着中子过剩自由度增加, 中子皮和中子分布弥散度对相互作用势及熔合位垒有一定的影响.

考虑了中子弥散度随中子过剩自由度变化后, 也能比较好地解释中子过剩对亲近势标度的影响, 但还有细小的偏离, 这表明还有其它因素的影响, 如可能有质子分布弥散度的影响、表面张力系数对中子过剩自由度更复杂的依赖关系等.

作者感谢 C. Ngo 教授、钟纪泉副教授给予的热情帮助.

参 考 文 献

- [1] I.Tanihata et al. *Phys.Lett.*, **160B**(1985), 380.
- [2] I.Tanihata et al., *Nucl.Phys.*, **A488**(1988),113C.
- [3] W.Mitting et al., *Phys.Rev.Lett.*, **59**(1988),1889.
- [4] Shen Wen Qing et al. *Nucl.Phys.*, **A491**(1989),130—156.
- [5] H.Ngo, Ch. Ngo, *Nucl.Phys.*, **A348**(1980),140—156.
- [6] LC.Vaz and J.M.Alexander, *Phys. Report*, **69**(1981),373.
- [7] Willan D.Myers and W.J.Swiatecki, *Annals of Physics*, **55** (1969) 396—505.
- [8] D. Berdichevsky, *Z.Phys.* **A322**(1985),141.
- [9] W.D.Myers et al., *Nucl.Phys.*, **A336**(1980),267.
- [10] J.Blocki, et al., *Annal of Physics*, **105** (1977),427.
- [11] W. D. Myers and H.Von Groote, *Phys. Lett.*, **15**(1976),125.

The Effect of the Neutron Skin and the Neutron Distribution Diffusion on Nuclear Potential

ZHAO YOUXING FENG JUN GUO ZHONGYAN SHEN WENQING

ZHAN WENLONG ZHU YONGTAI

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

ABSTRACT

The interaction potentials between two heavy ions are calculated by using the energy density formalism and the nuclear Fermi density distributions, the factor of the neutron skin and the surface diffusion of the neutron distribution increasing with the increases of the neutron excess is considered. In this calculation, the experimental fusion barriers are well reproduced, and improved for the intermediate heavier nuclear systems. It is found that the neutron skin and the neutron distribution diffusion can explain the influence of the neutron excess degree of freedom on the proximity scaling.