

其中有
义一个

将它用

立刻可
又称波
势,而这
考虑其
写入射
更
 $d + {}^3\text{H}$
别代表

分方程

$$\left\{ \frac{\lambda}{2} \right.$$

$$\left. \frac{\lambda}{2} \right\}$$

其中

其他有
 $f_{ln}(R)$

$$V_c$$

$$V_c$$

极轻核间的等效定域核势的特性

曾繁安 赵玄
(中国科学院原子核研究所)

摘 要

本文用单道 RGM 和双道 RGM 近似分别对四核子系统的 $d + d$ 单道和五核子系统的 $d + {}^3\text{H}$ 和 $n + \alpha$ 两个道的等效定域核势进行了研究, 得出了这些等效势的能量依赖和态依赖(包括奇-偶轨道角动量依赖和道自旋依赖)的规律性, 这对于轻核光学势参数的选取有一定的参考价值。

一、引 言

共振群方法(RGM)是一种能统一描述核结构和核反应的微观理论,它对轻核系统用得相当成功^[1,2,3]。不仅如此,它的可调参数非常少,当每个集团的波函数由结合能或(和)均方根半径确定后,一般仅需调一个交换混合参数 u 。至于光学模型,可调参数却很多,有时竟多至 10 个以上。大家知道,对于中重核和重核已有不少公认的具有一定普适性的光学模型参数组^[4,5]可资使用,并且对于 ${}^{16}\text{O}$ 以上的一些核已有不少微观光学势^[6-10]和半微观光学势^[11]的计算结果可供参考。但是,对于很轻的核,不但可资使用的光学模型参数很少,而且普适性也很差。这是因为轻核的个性远比中重核和重核要强得多,不同的轻核往往需要用差别很大的光学模型参数^[12,13]。是否能用[6—11]的微观或半微观方法来计算极轻核的光学势呢?看来难于得出好的结果。本文用对轻核系统很适用的 RGM 计算了 $d-d$ 和 $d-{}^3\text{H}$ 的等效定域核势,进而探讨了这些等效势的变化规律,为轻核光学模型参数的选取提供了一定的数值参考和理论依据。

二、RGM 等效定域核势的计算

为了研究具有类 d 或类 α 集团结构的少数核子系统,了解这些核子集团间的等效定域核势是非常有用的。对 $d + d$ 单道,相对运动波函数满足如下的微分-积分方程:

$$\begin{aligned} & [1 + (-1)^{l+l'}] \left\{ \frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{d^2}{dR^2} - \frac{l(l+1)}{R^2} \right] - V_{Nc}(R) - iW_c(R) - V_c(R) + E_r \right\} f_{cc}(R) \\ & = \int_0^\infty K_{lc}(R, R') f_{lc}(R') dR', \end{aligned} \quad (1)$$

其中有关的量和计算公式见文献 [14]. 我们可以用满足方程 (1) 的波函数 $f_{li}(R)$ 来定义一个等效定域核势 $V_{\text{eff}}^{li}(R)$,

$$V_{\text{eff}}^{li}(R) \equiv V_{N_i}(R) + iW_i(R) + \frac{1}{f_{li}(R)} \int_0^\infty K_{li}(R, R') f_{li}(R') dR', \quad (2)$$

将它用于下一方程:

$$\left[1 + (-1)^{l+l'} \right] \left\{ \frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{d^2}{dR^2} - \frac{l(l+1)}{R^2} \right] - V_{\text{eff}}^{li}(R) - V_c(R) + E_r \right\} \tilde{f}_{li}(R) = 0. \quad (3)$$

立刻可看出由此解得的 $\tilde{f}_{li}(R)$ 一定会与从方程 (1) 解得的 $f_{li}(R)$ 一样, 所以这种等效势又称波函数等效势. (3) 和 (1) 所不同的是, (1) 中含有来自波函数反对称交换的非定域势, 而这个非定域势在 (3) 中不出现了, 但其效应却包含在新引入的等效定域势中. 为了考虑其他道对弹性道的影响, 通常采用的简便方法是引入一个定域的虚数势 $iW(R)$ 来描写入射粒子离开入射道以代替复杂的多道计算^[11,14].

更合理的应该用多道 RGM 近似, 这样就不必引入唯象的虚数势. 对五核子系统的 $d + {}^3\text{H}$ 和 $n + \alpha$ 这两个道, 我们便采用双道 RGM 来进行研究. 用 $f_{li}(R_f)$ 和 $g_{li}(R_g)$ 分别代表 $d + {}^3\text{H}$ 和 $n + \alpha$ 道的相对运动波函数径向分波, 则它们满足如下的耦合微分-积分方程 (对 $s = \frac{1}{2}$):

$$\left. \begin{aligned} & \left\{ \frac{\hbar^2}{2\mu_f} \left[\frac{d^2}{dR_f^2} - \frac{l(l+1)}{R_f^2} \right] - V_{N_f}(R_f) - V_{C_f}(R_f) + E_f \right\} f_{li/l_j}(R_f) \\ & = \int_0^\infty K_{ff}^{ll/2}(R_f, R'_f) f_{li/l_j}(R'_f) dR'_f + \int_0^\infty K_{fg}^{ll/2}(R_f, R'_g) g_{li/l_j}(R'_g) dR'_g, \\ & \left\{ \frac{\hbar^2}{2\mu_g} \left[\frac{d^2}{dR_g^2} - \frac{l(l+1)}{R_g^2} \right] - V_{N_g}(R_g) - \eta_{lj} V_{s,og}(R_g) - V_{C_g}(R_g) + E_g \right\} g_{li/l_j}(R_g) \\ & = \int_0^\infty K_{gf}^{ll/2}(R_g, R'_f) f_{li/l_j}(R'_f) dR'_f + \int_0^\infty [K_{gg}^{ll/2}(R_g, R'_g) \\ & \quad + \eta_{lj} K_{s,og}^{ll/2}(R_g, R'_g)] g_{li/l_j}(R'_g) dR'_g, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

其中

$$\eta_{lj} = \begin{cases} l, & J = l + 1/2, \\ -(l+1), & J = l - 1/2; \end{cases} \quad (4')$$

其他有关的量和双道 RGM 方程的解法见文献 [15]. 同样, 我们可用满足方程 (4) 的 $f_{li/l_j}(R_f)$ 和 $g_{li/l_j}(R_g)$ 来定义这两个道的等效定域核势 $V_{\text{eff}}^{ll/2J}(R_f)$ 和 $V_{\text{eff}}^{ll/2J}(R_g)$:

间的等效定域方程:

$E_r \} f_{er}(R)$

(1)

$$\left. \begin{aligned} & V_{\text{eff},f}^{ll/2J}(R_f) \equiv V_{N_f}(R_f) + \frac{1}{f_{li/l_j}(R_f)} \left\{ \int_0^\infty K_{ff}^{ll/2}(R_f, R'_f) f_{li/l_j}(R'_f) dR'_f \right. \\ & \quad \left. + \int_0^\infty K_{fg}^{ll/2}(R_f, R'_g) g_{li/l_j}(R'_g) dR'_g \right\}, \\ & V_{\text{eff},g}^{ll/2J}(R_g) \equiv V_{N_g}(R_g) + \eta_{lj} V_{s,og}(R_g) + \frac{1}{g_{li/l_j}(R_g)} \left\{ \int_0^\infty K_{gf}^{ll/2}(R_g, R'_f) f_{li/l_j}(R'_f) dR'_f \right. \\ & \quad \left. + \int_0^\infty [K_{gg}^{ll/2}(R_g, R'_g) + \eta_{lj} K_{s,og}^{ll/2}(R_g, R'_g)] g_{li/l_j}(R'_g) dR'_g \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

性

单道和五
了这些等
的规律性,

对轻核系统用
吉合能或(和)
参数却很多,
一定普适性的
势^[6-10]和半
壳学模型参数
不同的轻核
用方法来计算
RGM 计算了
壳学模型参数

将此两等效势用于下一耦合方程:

$$\left. \begin{aligned} \left\{ \frac{\hbar^2}{2\mu_f} \left[\frac{d^2}{dR_f^2} - \frac{l(l+1)}{R_f^2} \right] - V_{\text{eff},f}^{n,l}(R_f) - V_{Cf}(R_f) + E_f \right\} \tilde{f}_{l,n,l}(R_f) = 0, \\ \left\{ \frac{\hbar^2}{2\mu_g} \left[\frac{d^2}{dR_g^2} - \frac{l(l+1)}{R_g^2} \right] - V_{\text{eff},g}^{n,l}(R_g) - V_{Cg}(R_g) + E_g \right\} \tilde{g}_{l,n,l}(R_g) = 0, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

也立刻可看出由此解得的 $\tilde{f}_{l,n,l}(R_f)$ 和 $\tilde{g}_{l,n,l}(R_g)$ 一定会与从耦合方程(4)解得的 $f_{l,n,l}(R_f)$ 和 $g_{l,n,l}(R_g)$ 一样。(6)和(4)所不同的是(4)中含有非定域势而(6)中只有定域势了。值得指出,由方程(1)和(4)解得的波函数均为复函数^[14,15],因而(2)式的 $V_{\text{eff}}^{l,s}$ 和(5)式的 $V_{\text{eff},f}^{n,l}$ 及 $V_{\text{eff},g}^{n,l}$ 均为复数。

三、等效定域核势的计算结果和讨论

为了将等效定域核势与直接核势进行比较,我们先在图1中画出了 $d-d$ 直接核势

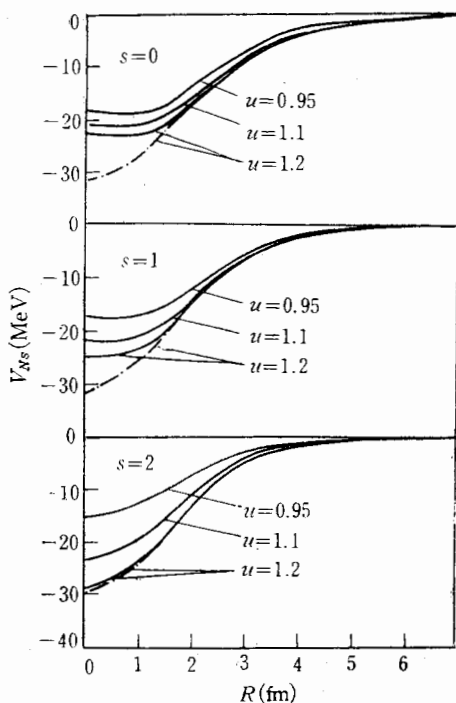


图1 $d-d$ 直接核势 $V_{N_s}(R)$ ^[14].

— 用有软排斥心的 $N-N$ 势计算的曲线;
- - - 用无排斥心的 $N-N$ 势计算的曲线.

和(或) l 越小 $f_{l_s}(R)$ 的零点就越多,因而纯实 $V_{\text{eff}}^{l,s}$ 的奇点也就越多;但由于有虚数势时算得的 $f_{l_s}(R)$ 是复函数,其实部和虚部一般不在同一 R 处为零^[1],所以由(2)式算得的

$V_{N_s}(R)$ ^[14]. 从图1可看出, V_{N_s} 与 E (相对运动能量,下同)和 l 无关,也无 Pauli 排斥心,但与 s 有关¹⁾. 特别是当用有软排斥心的 $N-N$ 势时, V_{N_s} 的扩散边随 s 增大而变得扩散得多. 从统计的观点来看,两个核集团相互穿透形成大 s 的复合核态的几率比形成小 s 的大(因为 s 越大形成的复合核可处的态越多),而在势模型中,更扩散的势更易于穿透进去,所以 V_{N_s} 随 s 增大而变得更扩散正是理论上所要求的.

对于四核子系统的 $d+d$ 道,我们对 $E=2$ 和 20 MeV 用单道 RGM 在无虚数势和有虚数势情况下分别计算了 $d-d$ 等效定域核势 $V_{\text{eff}}^{l,s}(R)$ ^[14], 其实部 $\text{Re}V_{\text{eff}}^{l,s}$ 分别画于图2(a)和2(b)中,其虚部 $\text{Im}V_{\text{eff}}^{l,s}$ 分别画于图3(a)和3(b)中.

从图2(a)和2(b)可以看出:①无虚数势时算得的纯实 $V_{\text{eff}}^{l,s}$ 均有奇点,而且 E 越大和(或) l 越小奇点就越多;但有虚数势时算得的 $\text{Re}V_{\text{eff}}^{l,s}$ 则无奇点. 这是因为无虚数势时算得的 $f_{l_s}(R)$ 是有零点的纯实函数^[14],所以由(2)式算得的纯实 $V_{\text{eff}}^{l,s}$ 也就自然有奇点了,且 E 越大

1) 这些特点可从[14]的(76)式直接看出来.

图2(a)
 $\text{Re}V_{\text{eff}}^{l,s}(R)$
实(
 $\text{Re}V_{\text{eff}}^{l,s}$
强度就
规律^[5].
“感觉”
的形状.
但直接
赖从 P.

$$\left. \begin{aligned} &) = 0, \\ &) = 0, \end{aligned} \right\} (6)$$

呈(4)解得的
而(6)中只有
因而(2)式的

-d 直接核势
与 E (相对运
动) 排斥心,但
中心的 N-N 势
扩散得多,
相互穿透形成
s 的大(因为
多),而在势核
,所以 V_{N_r} 随
斥要求的。

们对 $E = 2$
数势和有虚
改定域核势
于图 2 (a) 和
图 3 (a) 和

① 无虚数
且 E 越大和
势时算得的
势时算得的
以由(2)式
, 且 E 越大
有虚数势时
) 式算得的

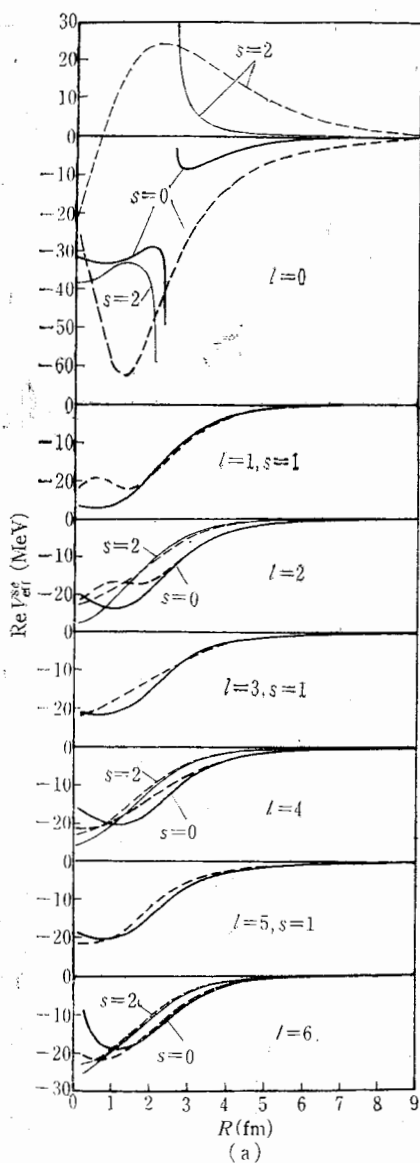


图 2 (a) $E=2\text{MeV}$ 的 $d-d$ 等效定域核势的实部 $\text{Re}V_{\text{eff}}^l(R)$. 用有软排斥心的 $N-N$ 势, $u = 1.1$. 实(虚)线是无(有)虚数势的计算结果。

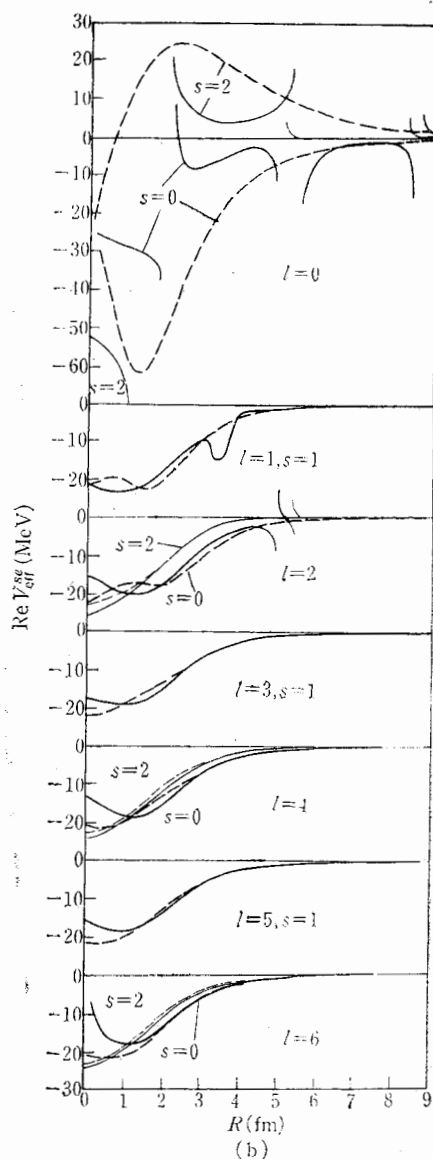


图 2 (b) $E=20\text{MeV}$ 的 $d-d$ 等效定域核势的实部 $\text{Re}V_{\text{eff}}^l(R)$. 用有软排斥心的 $N-N$ 势, $u = 1.1$. 实(虚)线是无(有)虚数势的计算结果。

$\text{Re}V_{\text{eff}}^l$ 一般也就无奇点了(参考 [1], p. 230). ② 一般说来, E 越大 $\text{Re}V_{\text{eff}}^l$ 的总积分强度就越小. 这是与核函数的能量依赖项相关的^[14], 并与唯象光学势的实部随 E 的变化规律^[15] 相一致. 定性说来, 这是由于 E 大时相互作用的两个核对 $N-N$ 势的排斥部分的“感觉”更为强烈. ③ 一般说来, l 越小 $\text{Re}V_{\text{eff}}^l$ 的总作用强度就越大. 此外, $\text{Re}V_{\text{eff}}^l(R)$ 的形状表现出很强的奇-偶 l 依赖和 s 依赖, 特别是 $l=0$ 时 $s=0$ 和 2 的差别最显著. 但直接势则无此显著差别, 这说明 $\text{Re}V_{\text{eff}}^l$ 的 s 依赖来自非定域交换. 其实 $\text{Re}V_{\text{eff}}^l$ 的 s 依赖从 Pauli 阻塞效应来看更为清楚. 从 $d+d$ 系统的 $s=0$ 和 2 的自旋-同位旋波函

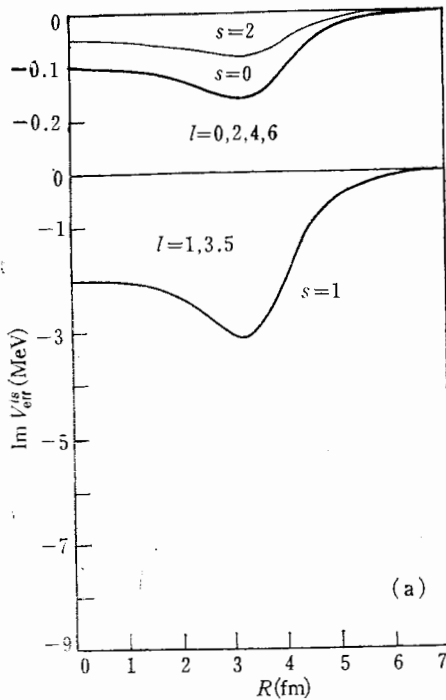


图 3(a) 有虚数势时 $E = 2\text{MeV}$ 的 $d-d$ 等效定域核势的虚部 $\text{Im}V_{\text{eff}}^l(R)$ 。用有软排斥心的 N-N 势, $u = 1.1$ 。

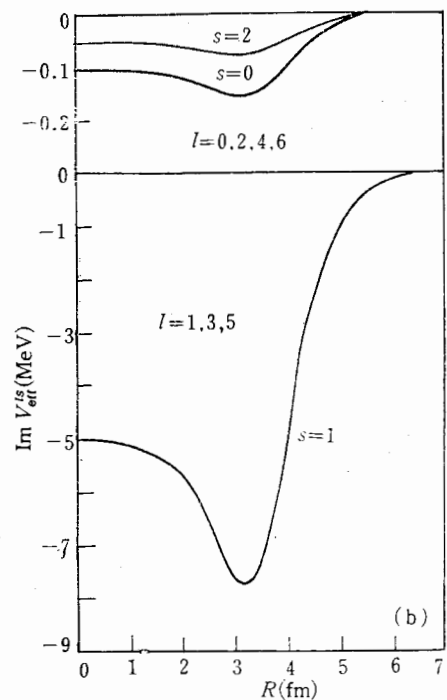


图 3(b) 有虚数势时 $E = 20\text{MeV}$ 的 $d-d$ 等效定域核势的虚部 $\text{Im}V_{\text{eff}}^l(R)$ 。用有软排斥心的 N-N 势, $u = 1.1$ 。

从图的,但都对奇 l 则 $\text{Im}V_{\text{eff}}^l$ 有赖关系是开放的反相当的虚度的总和和(2)中这是来自对于虚数势的作为例证图 4(a) 和 RGM 的 R 的)。同 RGM 的在作用强度

$$\text{数}^{[14]} \xi_{00} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left\{ \begin{array}{c} \uparrow\uparrow\downarrow\downarrow \\ 1\ 2\ 3\ 4 \end{array} + \begin{array}{c} \downarrow\downarrow\uparrow\uparrow \\ 1\ 2\ 3\ 4 \end{array} - \frac{1}{2} \left[\begin{array}{c} \uparrow\uparrow\downarrow\downarrow \\ 1\ 2 \end{array} + \begin{array}{c} \downarrow\downarrow\uparrow\uparrow \\ 1\ 2 \end{array} \right] \left[\begin{array}{c} \uparrow\downarrow\downarrow\uparrow \\ 3\ 4 \end{array} + \begin{array}{c} \downarrow\uparrow\uparrow\downarrow \\ 3\ 4 \end{array} \right] \right\} \text{ 和}$$

$\xi_{22} = \begin{array}{c} \uparrow\uparrow\downarrow\downarrow \\ 1\ 2\ 3\ 4 \end{array}$ 来看, ξ_{00} 中每一项的 $d(12)$ 的各核子组态与 $d(34)$ 的各核子组态全不相同,无阻塞效应;而 ξ_{22} 中 $d(12)$ 的核子 1 和 2 的组态分别与核子 4 和 3 的组态相同,两个 d 的核子相互阻塞,从而表现出相当强的排斥效应,这就是 $\text{Re}V_{\text{eff}}^{02}$ 相对于 $\text{Re}V_{\text{eff}}^{00}$ 来说向排斥方向变化的原因。于是,与光学模型对应,经过计算分析, $\text{Re}V_{\text{eff}}^{00}$ 和 $\text{Re}V_{\text{eff}}^{02}$ 可近似地解析表示为

$$\left. \begin{aligned} \text{Re}V_{\text{eff}}^{00}(R) &= -V_{00} \left\{ \frac{1}{1 + e^{(R-R_1)/a_1}} + \frac{4e^{(R-R_1)/a_1}}{[1 + e^{(R-R_1)/a_1}]^2} \right\}, \\ \text{Re}V_{\text{eff}}^{02}(R) &= -V_{02} \left\{ \frac{-1}{1 + e^{(R-R_2)/a_1}} + \frac{4e^{(R-R_2)/a_1}}{[1 + e^{(R-R_2)/a_1}]^2} \right\}, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} V_{00} &= 40\text{MeV}, R_1 = 1.75\text{fm}, a_1 = 0.5\text{fm}, \\ V_{02} &= 35\text{MeV}, R_2 = 1.15\text{fm}, a_2 = 0.5\text{fm}. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

对于 $l \neq 0$ 的 $\text{Re}V_{\text{eff}}^l$, 一般说来,偶 l 时 $s = 2$ 的有较为明显的排斥心,而 $l = \text{奇数}$ 且 $s = 1$ 的排斥心则介乎相邻偶 l 的 $s = 0$ 和 $s = 2$ 的情况之间。 $l \neq 0$ 的 $\text{Re}V_{\text{eff}}^l$ 可近似地解析表示为

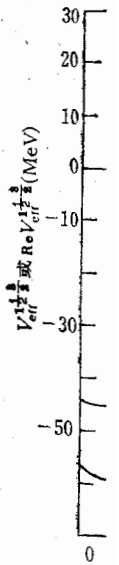


图 4(a) $E = 2\text{MeV}$ 定域核势

$$\text{Re}V_{\text{eff}}^{l_i}(R) = C_l V_{N_i}(R), \quad C_l = \begin{cases} 1.1, & l = \text{奇数}, \\ 0.8-0.95, & l = \text{偶数}. \end{cases} \quad (8)$$

从图 3 (a) 和 3 (b) 可看出： $d-d$ 的 $\text{Im}V_{\text{eff}}^{l_i}$ 对各偶 l 是一样的，对各态 l 也是一样的，但都有明显的表面吸收^[14]。此外，这里的 $\text{Im}V_{\text{eff}}^{l_i}$ 对偶 l 是 E 无关的，且强度很小，但对奇 l 则显然与 E 有关，且强度比偶 l 的大得多，且随 E 增大而增大。总的说来，各 $\text{Im}V_{\text{eff}}^{l_i}$ 有明显的奇偶 $l(s)$ 依赖，且其积分强度的总和是随 E 增大而增大的。这种能量依赖关系是与唯象光学势的虚部随 E 的变化规律^[7] 相一致的。定性说来，这是因为 E 大时开放的反应道增多，入射粒子离开入射道的几率变大，而在单道 RGM 中正是用与 $\text{Im}V_{\text{eff}}^{l_i}$ 相当的虚数势来考虑入射粒子被吸收而离开入射道这一过程的，所以各 $\text{Im}V_{\text{eff}}^{l_i}$ 的积分强度的总和随 E 增大而增大是合理的。应该指出，这里的 $\text{Im}V_{\text{eff}}^{l_i}$ 只是半微观的，因为在 (1) 和 (2) 中已经引入了唯象的虚数势。注意这里的 $\text{Im}V_{\text{eff}}^{l_i}$ 比之 [14] 表 2 中的强度要大一些，这是来自非定域的贡献。（公式形式与 [14] 中的公式 (14) 一样。）

对于五核子系统的 $d + {}^3\text{H}$ 和 $n + \alpha$ 这两个道，我们在 $E = 2$ 和 20 MeV 情况下用无虚数势的单道 RGM 和双道 RGM 分别计算了 $s = 1/2$ 的 $d-{}^3\text{H}$ 的等效定域核势 $V_{\text{eff}}^{l_i}$ ^[15]。作为例证，现将这两个能量下的纯实 $V_{\text{eff}}^{l_i}$ ^{2/3/2} 和 $\text{Re}V_{\text{eff}}^{l_i}$ ^{2/3/2} 分别画于图 4 (a) 和 4 (b) 中。从图 4 (a) 和 4 (b) 可看出：① 无虚数势时单道 RGM 的纯实 $V_{\text{eff}}^{l_i}$ ^{2/3/2} 有奇点。至于双道 RGM 的 $\text{Re}V_{\text{eff}}^{l_i}$ ^{2/3/2}，一些说来已无奇点（如 2 MeV 的），只是偶尔还有奇点出现（例如 20 MeV 的）。同 $d-d$ 情况一样，奇点的出现来源于径向分波的零点，而奇点的消失则是因为双道 RGM 的径向分波也是复函数，其实部和虚部一般不在同一处出现零点。② $\text{Re}V_{\text{eff}}^{l_i}$ ^{2/3/2} 的作用强度随 E 增大而减小。这也同 $d-d$ 情况一样。③ 单道的纯实 $V_{\text{eff}}^{l_i}$ ^{2/3/2} 全是吸引势，而



图 3 (a) 和 3 (b) 可看出： $d-d$ 的 $\text{Im}V_{\text{eff}}^{l_i}$ 对各偶 l 是一样的，对各态 l 也是一样的，但都有明显的表面吸收^[14]。

子组态全不相同，两个 V_{eff}^{00} 来说向 V_{eff}^{22} 可近似地

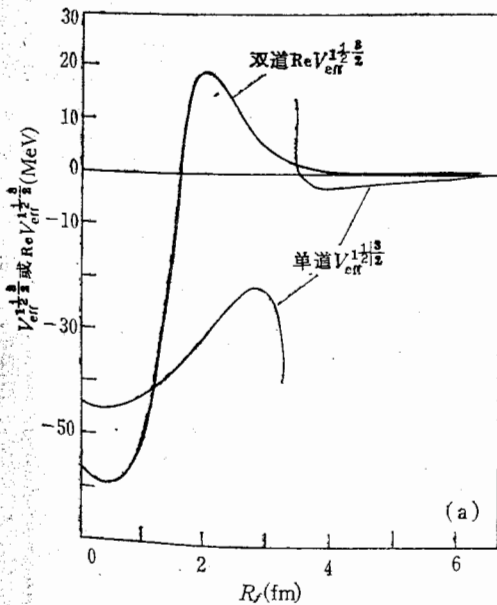


图 4 (a) 用单道 RGM 和双道 RGM 计算的 $E = 2\text{MeV}$, $l = 1$ 和 $s = 1/2$ 的 $d-{}^3\text{H}$ 等效定域核势的实部。用有软排斥心的 N-N 势， $u = 0.9$, $V_1 = 224.8\text{MeV}$ 。

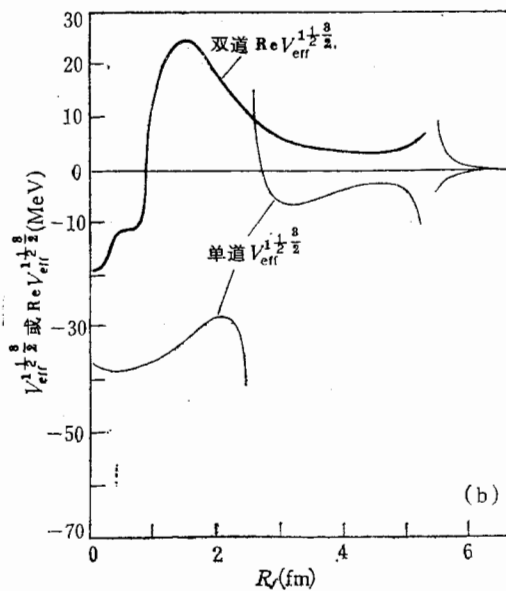


图 4 (b) 用单道 RGM 和双道 RGM 计算的 $E = 20\text{MeV}$, $l = 1$ 和 $s = 1/2$ 的 $d-{}^3\text{H}$ 等效定域核势的实部。用有软排斥心的 N-N 势， $u = 0.9$, $V_1 = 224.8\text{MeV}$ 。

行 $l = \text{奇数}$ $\text{Re}V_{\text{eff}}^{l_i}$ 可近

双道的 $\text{Re}V_{eff}^{1/2}$ 则出现了明显的位垒,而且这种位垒随 E 的增大而增大. 在多道情况,尽管核子势是实的,但从物理上考虑,道之间有转移,从弹性道转移出去的部分即为吸收,因此必然会出现等效的虚部势部分. 关于这点的数学上的讨论可参考文献 [1].

综上所述, $d-d$ 直接核势只有明显的 s 依赖, $d-d$ 和 $d-^3\text{H}$ 等效定域核势的能量依赖和态依赖 (s 、 l 和 J 依赖, 特别是奇-偶 l 依赖) 都十分显著. 这种等效定域核势和直接核势的明显差别说明了为考虑 Pauli 原理而引入的波函数的反对称交换在轻核系统计算中是非常重要的, 这也正是轻核光学势随核态变化显著的原因, 因此在选取轻核光学势时除考虑到能量依赖外, 还应特别考虑到由 Pauli 原理造成的随核态而异的态依赖. 例如, 在 [13] 中曾建立了能量依赖的 $N-^4\text{He}$ 等效定域核势, 在 [3] 中曾建立了 l 依赖的 $N-^4\text{He}$ 等效定域核势, 在 [1] 中 [(11.99) 式] 还建立了考虑 l 依赖的 Pauli 排斥的等效定域核势.

应当提及, 本文用多道 RGM 研究微观光学势还是初步的, 尚待进一步深入研究. 还应强调一点, 即纯实等效定域核势由于有奇点因而不是最令人满意的, 但跨越这些奇点的光滑曲线的确能反映出核集团相互作用的特征, 因而本文关于等效定域核势的能量依赖和态依赖的一些讨论和结论仍是正确的. 再者, 即使用这种有奇点的等效定域核势来解方程 (3), 并不会得出荒诞的结果, 而正好是得到原来定义该等效势的径向分波, 因而可得到原来应有的相移和截面等.

参 考 文 献

- [1] K. Wildermuth and Y. C. Tang, *A Unified Theory of the Nucleus*, Academic Press, New York, 1977.
- [2] D. A. Zaikin, *Nucl. Phys.*, **A170**(1971), 584.
- [3] Hiroyuki Kanada et al., *Prog. Theor. Phys.*, **61**(1979), 1327.
- [4] Melkanoff, Nodvik, Saxon, and Woods, *Phys. Rev.*, **106**(1957), 793.
- [5] F. Bjorklund and S. Fernbach, *Phys. Rev.*, **109**(1958), 1295; 第二次日内瓦会议论文集 14 卷 (1958), p.24.
- [6] J. P. Jeukenne et al., *Phys. Reports*, **25C**(1976), 83.
- [7] C. Mahaux, *Microscopic Optical Potentials*, Lecture Notes in Physics, Vol. 89, p. 1 (Springer-Verlag Berlin, 1979).
- [8] F. A. Brieva and J. R. Rook, *Nucl. Phys.*, **A291**(1977), 299, 317.
- [9] N. Vinh Mau and A. Bouyssy, *Nucl. Phys.*, **A257**(1976), 189.
- [10] V. Bernard and Nguyen Van Giai, *Nucl. Phys.*, **A327**(1979), 397; V. Bernard and Nguyen Van Giai, *Nucl. Phys.*, **A348**(1980), 75.
- [11] 申庆彪等, *原子核物理*, **3**(1981), 232; *高能物理与核物理*, **6**(1982)91, 185.
- [12] H. S. Sherif et al., *Few Partical Problems in the Nuclear Interaction*, p. 691(1972).
- [13] G. R. Satchler et al., *Nucl. Phys.*, **A112**(1968), 1.
- [14] 赵玄, 曾繁安, *原子核物理*, **5**(1983), 239; *Nuclear Science and Engineering* **89**(1985), 351.
- [15] 曾繁安, 张家驹, 赵玄, *原子核物理*, **5**(1983), 51; *Chinese Physics*, **3**(1983), 975.

nel R
tials t
which

. 在多道情况,
部分即为吸收,
:[1].

核势的能量依
定域核势和直
在轻核系统计
选取轻核光学
异的态依赖。
建立了 l 依赖
Pauli 排斥的等

步深入研究。
跨越这些奇点
核势的能量依
等效定域核势来
向分波, 因而

FEATURES OF EQUIVALENT LOCAL POTENTIALS BETWEEN EXTREMELY LIGHT NUCLEI

ZENG FAN-AN ZHAO XUAN

(Institute of Nuclear Research, Academia Sinica)

ABSTRACT

The features of $d-d$ and $d-^3\text{H}$ equivalent local potentials are studied by using single channel RGM and two-channel RGM, respectively. The results show that those equivalent potentials have energy and state dependences (containing odd-even l -dependence and s -dependence), which are useful in choosing the phenomenological optical model parameters of light nuclei.

New York, 1977.

文集 14 卷 (1958)

inger-Verlag Berlin

Nguyen Van G

351.