

氘-核微观光学势的自洽研究*

施 建 青

浙江省技术物理应用研究所, 杭州 310012

1991 年 12 月 23 日收到

从同一种 Skyrme 相互作用出发, 利用 Green 函数的质量算符方法, 推导了氘-核微观光学势的解析公式; 利用半经典变分方法, 确定了靶核的核子密度分布。然后, 再利用上述计算公式和密度分布, 系统地研究了在不同的氘核入射能量下 $^2\text{D} + ^{40}\text{Ca}$, $^2\text{D} + ^{90}\text{Zr}$ 和 $^2\text{D} + ^{208}\text{Pb}$ 的光学势实部和虚部。这样得到的氘-核光学势是完全自洽和微观的。

PACC: 2410H; 2550

一、引 言

有关光学势理论和实验的研究一直是核反应理论和应用中一个十分活跃的领域^[1-3], 而其中氘-核光学势的研究又占有相当重要的地位。

从 Skyrme 相互作用出发推导氘-核光学势是一个十分有效的途径^[4], 它可以比较可信地预言无实验的非稳定核素的核反应数据。主要思想是: 忽略氘核内部相互作用, 利用多体理论的 Green 函数方法, 得到双粒子 Green 函数的一级和二级质量算符; 然后, 再利用 Skyrme 相互作用和定域密度近似 (LDA), 并且对氘核的基态做折叠, 得到氘-核光学势实部和虚部的解析表示。但是, 也应该指出: 在以前的工作中^[4-6], 靶核核子密度分布 ρ_q 是唯一地引入的(简单地取为 Negele 经验公式^[7]), 没有很好地考虑静态性质(靶核核子密度分布)和动力学性质(氘-核光学势)之间的自洽性, 所得到的氘-核光学势实际上只能是半微观和非自洽的。

另一方面, 近几年来, 半经典变分 (SCV) 方法重新又被人们所重视。用这种方法讨论重离子反应过程的动力学行为已取得了很大成功^[8-11]。它是一种以核子密度 ρ_q 作为直接处理对象的研究方法, 可以避免单粒子波函数 $\{\varphi_a(\mathbf{r}, \sigma, q)\}$ 所引起的复杂性, 因为 $\{\varphi_a(\mathbf{r}, \sigma, q)\}$ 对应于密度矩阵 $\hat{\rho}_q$, 而 ρ_q 只是 $\hat{\rho}_q$ 的对角(或定域)部分。所以, 半经典变分方法具有物理图象清晰和数值计算简单的特点, 而且很容易从零温度推广到有限温度。

本文将采用半经典变分方法确定的靶核核子密度分布来研究氘-核光学势的实部和虚部。由于采用同一种 Skyrme 相互作用来确定靶核核子密度和计算氘-核光学势, 氘-核光学势将是完全自洽和微观的。本文仅讨论零温度情况, 有限温度情况的研究工作正

* 国家自然科学基金部分资助的课题。

在进行中。

二、理论分析

按照多体理论的观点,对于一定能量的散射过程而言,Green 函数的质量算符对应于光学模型势。氘核是由一个中子和一个质子组成的双粒子体系,对应的双粒子 Green 函数的质量算符用 M 表示,其微扰展开为

$$M \simeq M^{(1)} + M^{(2)}, \quad (1)$$

$M^{(1)}$ 和 $M^{(2)}$ 分别为一级和二级质量算符。在忽略氘核内部相互作用的情况下,双粒子 Green 函数的一级和二级质量算符就是各个单粒子质量算符之和。严格而言,光学势的实部和虚部应该来自一级和二级质量算符的全部。但事实上,在质量算符的微扰展开中,相对于一级质量算符而言,二级质量算符实部的贡献是比较小的。曾经有人在计算核子-核光学势实部时通过色散关系考虑了二级质量算符实部的贡献,结果发现^[12]这种修正仅仅使实部势略微加深而已。有鉴于此,在本文中,作为近似,取一级质量算符为光学势的实部,也就是 Hartree-Fock(HF) 平均场;二级质量算符的虚部为光学势的虚部,忽略二级质量算符的实部对光学势实部的贡献。这样,可以得到

$$M_{\alpha\beta}^{(1)} = V_{\alpha\beta}^{\text{HF}} - \sum_{\lambda} [V_{\alpha\lambda,\alpha\lambda} n_{\lambda} + V_{\beta\lambda,\beta\lambda} n_{\lambda}], \quad (2)$$

$$\text{Im} M_{\alpha\beta}^{(2)} = \frac{1}{2} \pi \sum_{\lambda, \mu, \nu} [V_{\alpha\lambda,\mu\nu} V_{\mu\nu,\alpha\lambda} \delta(E_{\alpha} + \varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\mu} - \varepsilon_{\nu}) + V_{\beta\lambda,\mu\nu} V_{\mu\nu,\beta\lambda} \delta(E_{\beta} + \varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\mu} - \varepsilon_{\nu})] n_{\lambda} (1 - n_{\mu}) (1 - n_{\nu}), \quad (3)$$

其中 $\varepsilon_{\lambda}, \varepsilon_{\mu}$ 等均为 Hartree-Fock 的单粒子能量, n_{λ} 为零温度下的 Fermi 分布,

$$n_{\lambda} = \begin{cases} 1 & \text{在 Fermi 面以下;} \\ 0 & \text{在 Fermi 面以上;} \end{cases} \quad (4)$$

$V_{\alpha\lambda,\mu\nu}$ 为矩阵元,

$$V_{\alpha\lambda,\mu\nu} = \langle \alpha\lambda | V | \mu\nu \rangle_A \quad A \text{ 表示反对称化。} \quad (5)$$

在核物质中,单粒子波函数为平面波,

$$\varphi_{\alpha} = \frac{1}{\sqrt{\Omega}} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \chi_{\sigma_{\alpha}} \chi_{\tau_{\alpha}}, \quad (6)$$

$\chi_{\sigma_{\alpha}}, \chi_{\tau_{\alpha}}$ 分别为自旋和同位旋波函数

利用扩展 Skyrme 相互作用的具体形式(详细见文献[5,11])

$$V = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} V_{ij},$$

$$V_{ij} = t_0(1 + x_0 \rho_{\sigma}) \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) + \frac{1}{6} t_3 \rho^{\alpha} \frac{\delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)(1 + x_3 P_{\sigma})}{[\frac{1}{2}(\mathbf{r}_i + \mathbf{r}_j)]^2}$$

$$+ \frac{1}{2} t_1(1 + x_1 P_{\sigma}) [k'^2 \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) + \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) k^2]$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{2} \iota_4 (1 + x_4 P_\sigma) [k'^2 \rho_{\frac{1}{2}(\mathbf{r}_i + \mathbf{r}_j)} \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) + \rho_{\frac{1}{2}(\mathbf{r}_i + \mathbf{r}_j)} \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) k^2] \\
& + \iota_2 (1 + x_2 P_\sigma) \mathbf{k}' \cdot \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \mathbf{k} \\
& + \iota_5 (1 + x_5 P_\sigma) \mathbf{k}' \cdot \rho_{\frac{1}{2}(\mathbf{r}_i + \mathbf{r}_j)} \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \mathbf{k} \\
& + i\omega_0 (\boldsymbol{\sigma}_i + \boldsymbol{\sigma}_j) \cdot \mathbf{k}' \times \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \mathbf{k}.
\end{aligned} \quad (7)$$

再利用核物质近似和定域密度近似 (LDA), 就可以计算氘-核光学势. 在具体的计算中, 考虑到氘核是有限大小的, 核内的中子和质子有一定的分布, 氘-核光学势就不能简单地认为是中子-核和质子-核光学势之和, 还应该对氘核的基态进行折叠^[13,14]. 这样, 最后得到的氘-核光学势的计算公式为

$$U_D = V_D + iW_D. \quad (8)$$

实部势为

$$V_D(R) = \int d\mathbf{r} |\phi_D(\mathbf{r})|^2 [V_n(|\mathbf{R} + \frac{\mathbf{r}}{2}|) + V_p(|\mathbf{R} - \frac{\mathbf{r}}{2}|)], \quad (9)$$

虚部势为

$$W_D(R) = \int d\mathbf{r} |\phi_D(\mathbf{r})|^2 [W_n(|\mathbf{R} + \frac{\mathbf{r}}{2}|) + W_p(|\mathbf{R} - \frac{\mathbf{r}}{2}|)], \quad (10)$$

其中氘核的基态波函数取下列形式:

$$\phi_D(\mathbf{r}) = \frac{1}{r} \left[\frac{\alpha\beta(\alpha + \beta)}{2\pi(\beta - \alpha)^2} \right]^{\frac{1}{2}} \cdot [e^{-\alpha r} - e^{-\beta r}], \quad (11)$$

$$\alpha = 0.23 \text{ fm}^{-1}, \quad \beta = 1.61 \text{ fm}^{-1},$$

$\mathbf{R}$ 和 $\mathbf{r}$ 分别为氘核的质心坐标和氘核内部核子间的相对坐标, 核子-核实部势 V_q 和核子-核虚部势 W_q 的表达式如下:

$$\begin{aligned}
V_q = \frac{1}{f_q} \Big\{ & \left[\left(1 + \frac{1}{2} x_0 \right) \rho - \left(x_0 + \frac{1}{2} \right) \rho_q \right] + \frac{1}{6} \iota_3 \rho^a \left[\left(1 + \frac{x_3}{2} \right) \rho - \left(x_3 + \frac{1}{2} \right) \rho_q \right] \right. \\
& + \frac{3}{40} (3\pi^2)^{\frac{2}{3}} \rho_q^{\frac{2}{3}} [\iota_1 (1 - x_1) + \iota_4 \rho (1 - x_4) + 3\iota_2 (1 + x_2) + 3\iota_5 \rho (1 + x_5)] \\
& + \frac{3}{20} (3\pi^2)^{\frac{2}{3}} \rho_q^{\frac{2}{3}} \left[\iota_1 \left(1 + \frac{1}{2} x_1 \right) + \iota_4 \rho \left(1 + \frac{1}{2} x_4 \right) + \iota_2 \left(1 + \frac{1}{2} x_2 \right) \right. \\
& \left. \left. + \iota_5 \rho \left(1 + \frac{1}{2} x_5 \right) \right] + (f_q - 1) \left(\frac{2M}{2M + M_D} \frac{1}{2} E_D - V_C \delta_{q, \frac{1}{2}} \right) \right\}, \quad (12)
\end{aligned}$$

$$W_q = -\frac{1}{(2\pi)^5} \sum_{i=1}^7 W_i, \quad (13)$$

其中 $W_1 \sim W_7$ 的具体形式在文献[5,6]中详细给出; 标号 $q = 1/2$ 和 $-1/2$ 分别代表质子和中子, f_q 为核子有效质量(具体的表达式由下面的(18)式给出), M_D 和 M 分别是氘核和靶核的质量, E_D 是氘核在实验室系的人射能量, V_C 是库仑相互作用势. 需要顺便提一下, 尽管 Skyrme 相互作用((7)式)是一个复变函数, 但将(7)式代入(2)式后得到的 HF 势(即实部势)却是一个实数. 这是因为: 将(7)式中的虚部项(W_0 项)代入(2)式时存在一个为零的公因子($(\mathbf{k}_\sigma - \mathbf{k}_\rho) \times (\mathbf{k}_\sigma - \mathbf{k}_\rho) = 0$), 从而使 ω_0 项的贡献消失.

对于靶核的核子密度 ρ_q , 在以前的工作中, 简单地取为经验密度, 从而使工作缺乏自洽性; 本工作采用半径变分方法自洽地确定 ρ_q , 方法如下:

为了使靶核的核子密度与氘-核光学势完全自洽, 采用同一种扩展 Skyrme 相互作用. 类似于文献[15]的推导, 得到靶核系统的扩展 Skyrme 能量密度 $\mathcal{E}(r)$ 为

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(r) = & \frac{\hbar^2}{2m_n} \tau_n + \frac{\hbar^2}{2m_p} \tau_p \\ & + \frac{1}{4} \left[t_1 \left(1 + \frac{1}{2} x_1 \right) + t_2 \left(1 + \frac{1}{2} x_2 \right) + t_4 \left(1 + \frac{1}{2} x_4 \right) \rho + t_5 \left(1 + \frac{1}{2} x_5 \right) \rho \right] \rho \tau \\ & + \frac{1}{4} \left[-t_1 \left(\frac{1}{2} + x_1 \right) + t_2 \left(\frac{1}{2} + x_2 \right) - t_4 \left(\frac{1}{2} + x_4 \right) \rho + t_5 \left(\frac{1}{2} + x_5 \right) \rho \right] \\ & \times (\rho_n \tau_n + \rho_p \tau_p) + \frac{1}{2} \left[t_0 \left(1 + \frac{1}{2} x_0 \right) + \frac{t_3}{6} \left(1 + \frac{1}{2} x_3 \right) \rho^2 \right] \rho^2 \\ & - \frac{1}{2} \left[t_0 \left(\frac{1}{2} + x_0 \right) + \frac{t_3}{6} \left(\frac{1}{2} + x_3 \right) \rho^2 \right] (\rho_n^2 + \rho_p^2) \\ & + \frac{1}{16} \left[-3t_1 \left(1 + \frac{1}{2} x_1 \right) + t_2 \left(1 + \frac{1}{2} x_2 \right) - \frac{5}{2} t_4 \left(1 + \frac{1}{2} x_4 \right) \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} t_5 \left(1 + \frac{1}{2} x_5 \right) \rho \right] \rho \Delta \rho \\ & + \frac{1}{16} \left[3t_1 \left(\frac{1}{2} + x_1 \right) + t_2 \left(\frac{1}{2} + x_2 \right) + 2t_4 \left(\frac{1}{2} + x_4 \right) \rho \right] (\rho_p \Delta \rho_p + \rho_n \Delta \rho_n) \\ & - \frac{1}{16} \left[t_4 \left(\frac{1}{2} + x_4 \right) + t_5 \left(\frac{1}{2} + x_5 \right) \right] \rho \cdot [(\nabla \rho_n)^2 + (\nabla \rho_p)^2] \\ & + \frac{1}{2} \omega_0 [2\mathbf{J}_n \cdot \nabla \rho_n + 2\mathbf{J}_p \cdot \nabla \rho_p + \mathbf{J}_n \cdot \nabla \rho_p + \mathbf{J}_p \cdot \nabla \rho_n], \end{aligned} \quad (14)$$

其中动能密度 $\tau_q(r)$ 和自旋-轨道密度 $\mathbf{J}_q(r)$ 的定义见文献[14].

利用半径经典的 $\hbar$ 展开, 精确到 $\hbar$ 的二次方, 得到动能密度泛函 $\tau_q(\rho_n, \rho_p)$ 和自旋-轨道密度泛函 $\mathbf{J}_q(\rho_n, \rho_p)$ 如下:

$$\begin{aligned} \tau_q(\rho_n, \rho_p) = & \frac{3}{5} (3\pi^2)^{\frac{2}{3}} \rho_q^{\frac{5}{3}} + \frac{1}{36} \frac{(\nabla \rho_q)^2}{\rho_q} + \frac{1}{3} \Delta \rho_q \\ & + \frac{1}{6} \cdot \frac{\nabla f_q \cdot \nabla \rho_q}{f_q} + \frac{1}{6} \rho_q \frac{\Delta f_q}{f_q} - \frac{1}{12} \rho_q \left(\frac{\nabla f_q}{f_q} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^2 \left(\frac{W_q}{f_q} \right)^2, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\mathbf{J}_q(\rho_n, \rho_p) = - \frac{2m_q}{\hbar^2} \frac{\rho_q}{f_q} \mathbf{W}_q, \quad (16)$$

其中自旋-轨道势 $\mathbf{W}_q$ 和核子有效质量 f_q 分别定义为

$$\begin{aligned} \mathbf{W}_q = & \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \mathbf{J}_q} \\ = & - \frac{1}{2} W_0 (2\nabla \rho_q + \nabla \rho_{-q}), \\ f_q = & \frac{2m_q}{\hbar^2} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \tau_q} \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned}
& -1 + \frac{m_q}{2\hbar^2} \left\{ t_1 \left[\left(1 + \frac{1}{2} x_1\right)\rho - \left(x_1 + \frac{1}{2}\right)\rho_q \right] \right. \\
& + t_4 \rho \left[\left(1 + \frac{1}{2} x_4\right)\rho - \left(\frac{1}{2} + x_4\right)\rho_q \right] + t_2 \left[\left(1 + \frac{1}{2} x_2\right)\rho + \left(\frac{1}{2} + x_2\right)\rho_q \right] \\
& \left. + t_5 \rho \left[\left(1 + \frac{1}{2} x_5\right)\rho + \left(\frac{1}{2} + x_5\right)\rho_q \right] \right\}. \quad (18)
\end{aligned}$$

将(15)–(18)式代入(14)式, 就可以得到扩展 Skyrme 能量密度的泛函表示 $\mathcal{E}(\rho_n, \rho_p)$. 它只与定域核子密度 ρ_n 和 ρ_p 的分布有关, 从而可以避免由核子波函数带来的复杂性.

考虑到核内核子数不变的约束条件

$$N = \int \rho_n(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (19)$$

$$Z = \int \rho_p(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (20)$$

变分的对象必须是下列 Lagrangian 泛函:

$$\mathcal{L}(\rho_n, \rho_p) = \int \{ \mathcal{E}(\rho_n, \rho_p) - \lambda_n \rho_n - \lambda_p \rho_p \} d\mathbf{r}, \quad (21)$$

λ_n 和 λ_p 为不定乘子.

Lagrangian 泛函 $\mathcal{L}(\rho_n, \rho_p)$ 取极值的必要条件

$$\delta \mathcal{L}(\rho_n, \rho_p) = 0. \quad (22)$$

解由(19)–(22)式组成的联立方程组, 就可以得到核子密度 ρ_n 和 ρ_p (见附录 A).

三、结果与讨论

本工作采用扩展 Skyrme 相互作用 GS 两套参数.

我们知道, 原子核的质量分布是不能精确确定的, 但电荷密度分布已经在实验上比较精确地确定. 利用(19)–(22)式得到的核子密度, 再通过下列关系:

$$\rho_c = \int f_p(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \rho_p(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \quad (23)$$

就可以确定电荷密度分布. 在图 1 中给出 ^{40}Ca , ^{90}Zr 和 ^{208}Pb 核的电荷密度 ρ_c 随核半径 r 的变化曲线, 并且与实验结果作了比较. 在表 1 中给出中子、质子、电荷均方根半径和中子皮厚度. 从图 1 和表 1 的理论计算结果与实验结果的比较来看, 它们符合得较好. 说明半经典变分方法对研究核的

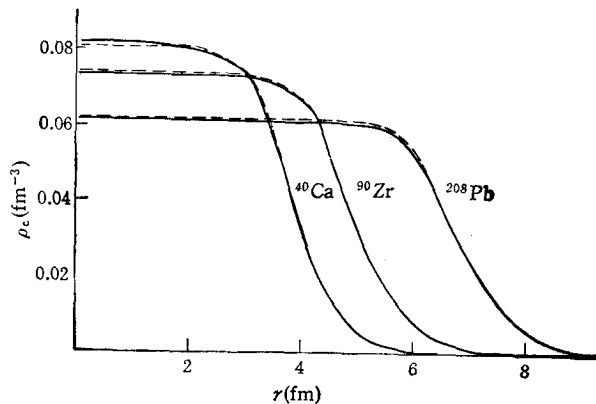


图 1 ^{40}Ca , ^{90}Zr 和 ^{208}Pb 核的电荷密度 ρ_c 随核半径 r 的变化曲线 ——为理论计算结果;为实验结果

表 1 ^{40}Ca , ^{90}Zr 和 ^{208}Pb 核的中子、质子电荷均方根半径和中子皮厚度

	理 论				实 验			
	$\langle r_n^2 \rangle^{\frac{1}{2}}(\text{fm})$	$\langle r_p^2 \rangle^{\frac{1}{2}}(\text{fm})$	$\langle r_c^2 \rangle^{\frac{1}{2}}(\text{fm})$	$t(\text{fm})$	$\langle r_n^2 \rangle^{\frac{1}{2}}(\text{fm})$	$\langle r_p^2 \rangle^{\frac{1}{2}}(\text{fm})$	$\langle r_c^2 \rangle^{\frac{1}{2}}(\text{fm})$	$t(\text{fm})$
^{40}Ca	3.42	3.44	3.46	-0.02	3.48	3.49	3.48	-0.02 ± 0.05
^{90}Zr	4.32	4.21	4.31	0.11	4.41	4.26	4.27	0.1 ± 0.1
^{208}Pb	5.65	5.53	5.56	0.12	5.56	5.50	5.50	0.1 ± 0.2

注: 在实验上, 中子皮厚度 t 是一个难以测定的量, 尚有许多不一致的地方, 表中所列是一些文献的平均值.

静态性质是完全合理和可行的.

从(8)–(13)式看到, 在计算氘-核光学势时, 必须计算靶核的核子有效质量 f_n . 核

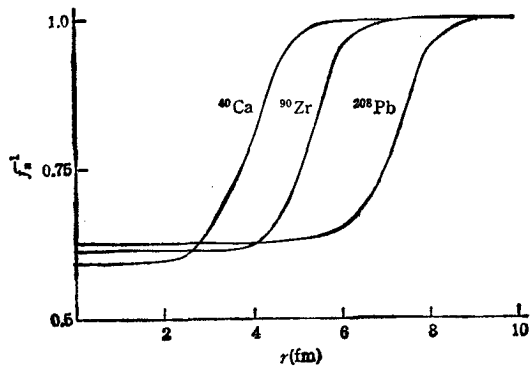


图 2 ^{40}Ca , ^{90}Zr 和 ^{208}Pb 核的中子有效质量随核半径 r 的变化曲线

子有效质量是一个很重要的量, 它反映了核内其它核子对所考虑的核子的影响. 从(18)式, 计算了 ^{40}Ca , ^{90}Zr 和 ^{208}Pb 核的中子有效质量, 见图 2 所示. 从图 2 可知, 在核内部 $f_n^{-1} < 1$, 但在核表面 $f_n^{-1} \rightarrow 1$.

将得到的靶核核子密度和核子有效质量代入(8)–(13)式, 就可以详细计算氘-核光学势. 我们计算了氘核以四个不同的能量入射到靶核 ^{40}Ca , ^{90}Zr 和 ^{208}Pb 时的氘-核光学势实部和虚部. 所

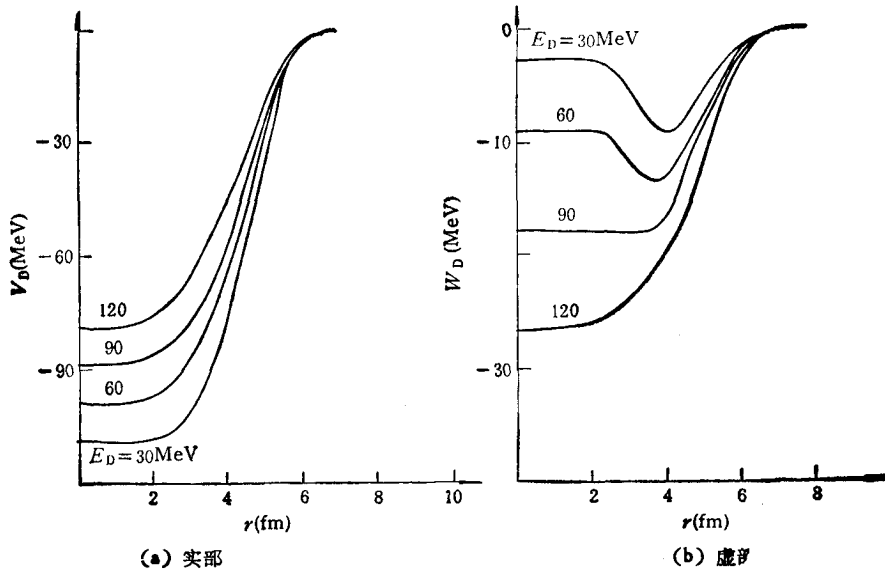
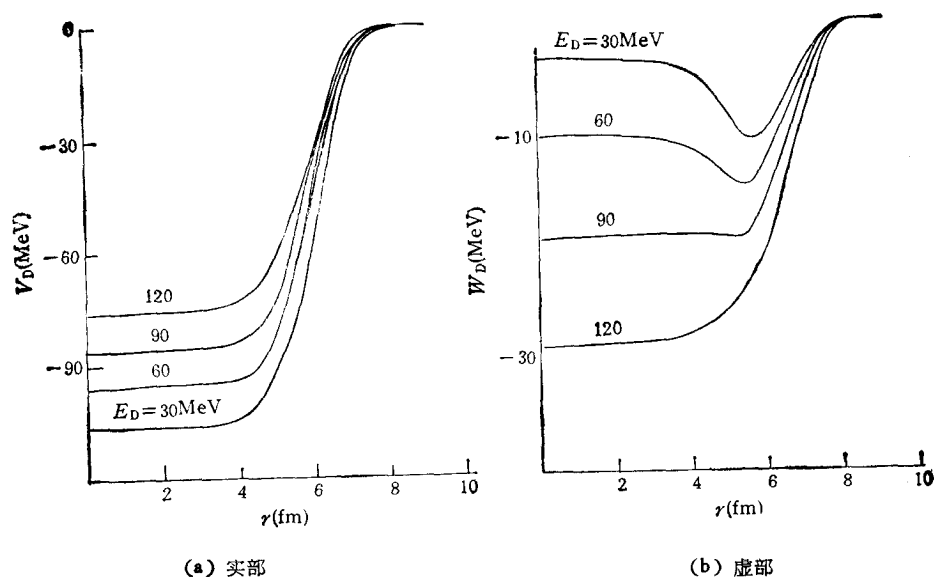
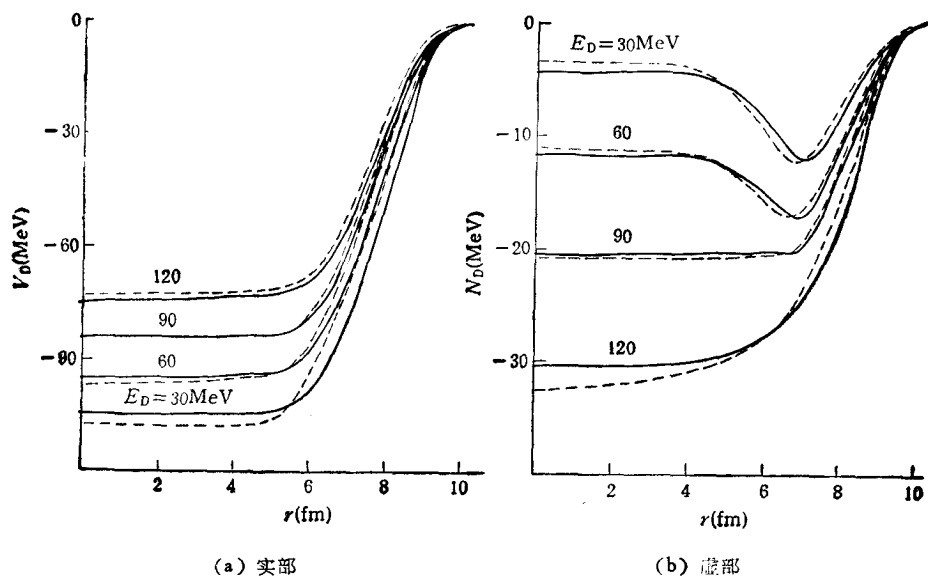


图 3 $^2\text{D} + ^{40}\text{Ca}$ 光学势的实部和虚部

图 4 $^2\text{D} + ^{90}\text{Zr}$ 光学势的实部和虚部图 5 $^2\text{D} + ^{208}\text{Pb}$ 光学势的实部和虚部(虚线表示经验密度的计算结果)

有的计算结果都在图 3($^2\text{D} + ^{40}\text{Ca}$), 图 4($^2\text{D} + ^{90}\text{Zr}$) 和图 5($^2\text{D} + ^{208}\text{Pb}$) 中给出。其中图 3—图 5 中 (a) 为实部势情况, 自上而下的曲线对应于氘核入射能量 $E_D = 120, 90, 60$ 和 30MeV ; (b) 为虚部势情况, 自上而下的曲线对应于 $E_D = 30, 60, 90$ 和 120MeV 。为了便于比较, 在图 5 中还给出采用经验密度得到的 $^2\text{D} + ^{208}\text{Pb}$ 光学势实部和虚部(在图 5 中用虚线表示)。

从图 3, 图 4 和图 5 中, 不难得到下列结论: 1) 实部势具有 Woods-Saxon 势形式。实部势的势阱深度与入射能量 E_D 成线性关系, 并且随着入射能量的增加而变浅。如果

计入二级质量算符对实部势的贡献,这种线性关系就会遭到破坏. 2)虚部势随着入射能量 E_D 的增加而加深,并且逐渐由以面吸收为主转变成以体吸收为主. 3)用半经典变分方法给出的光学势与用经验密度给出的光学势具有一定的差异. 对于实部势,这种差异是比较小的;但对于虚部势,则存在着较大的差异. 它不仅表现在势的深度上,而且还表现在势的形状上. 特别在入射能量 E_D 较高时,在核内部虚部势差异相当明显,如 $E_D = 120\text{MeV}$ 时,两者相差达 10% 左右. 另外,相对而言,用半经典变分方法给出的虚部势的“谷”的位置更接近于核表面. 4)在一定能量的氘核入射到不同的靶核时,随着靶核的核子数的增加,实部势和虚部势都将向外扩展.

四、结 语

本文详细论述了用半经典变分方法确定靶核核子密度分布与用质量算符方法计算氘核光学势相结合的可能性与必要性. 与以前的工作比较,由于我们采用同一种 Skyrme 相互作用确定靶核核子密度分布和计算氘核-核光学势,我们的工作是完全自洽和微观的.

半经典变分方法已被广泛地应用于核物理的许多领域,如形变核的裂变势垒,核巨共振性质和重离子光学势等. 本文用此方法来讨论氘核-核光学势,无疑拓宽了应用范围,这也是本工作的目的之一.

附 录 A

由(22)式可得二个相互耦合(中子自由度和质子自由度)、高度非线性化的偏微分方程,即通常所说的 Euler-Lagrange 方程. 直接求解这样的方程是非常困难的,这相当于在不受任何限制的全空间内寻找使泛函 $\mathcal{L}$ 取极值的 ρ_q . 但正如大多数变分计算所采用的方法一样,可以在某一个有限的变分空间内寻找 ρ_q ,从而使问题得到简化.

对于核子密度分布,采用下列 Fermi 型的参数化密度:

$$\rho_q(r) = \frac{\rho_{0q}}{1 + \exp[(r - a_q)/t_q]}, \quad (\text{A.1})$$

其中 ρ_{0q} , a_q 和 t_q 为变分参数

由此,(22)式就变成下列形式:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \rho_{0n}} = 0, \quad \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \rho_{0p}} = 0, \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial a_n} = 0, \quad \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial a_p} = 0, \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t_n} = 0, \quad \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t_p} = 0. \quad (\text{A.4})$$

对于 (A.2), (A.3) 和 (A.4) 六个偏微分方程,通过冗长的推导,都可以转化为代数方程. 最后得到的方程形式是极其繁复的,这里不再写出.

这样,连同粒子数守恒的二个方程(19)和(20),共有 8 个方程,恰好确定 8 个未知数 (6 个变分参数 ρ_{0n} , ρ_{0p} , a_n , a_p , t_n , t_p 和 2 个不定乘子 λ_n , λ_p), 从而得到核子密度分布 ρ_n 和 ρ_p .

- [1] J. D. Child *et al.*, *Phys. Rev.*, **C10**(1974), 217.
- [2] M. Beyer and H.J. Weber, *Prog. Theor. Phys. Rev.*, **C35** (1987), 14.
- [3] Zhuo Yizhong *et al.*, *Prog. Theor. Phys.*, **79** (1988), 110.

- [4] 鲁从山等, 高能物理与核物理, **15**(1991), 919.
- [5] Zhuo Yizhong *et al.*, *Advance in Sciences of China, Physics*, **1** (1985), 231.
- [6] Shen Qinbian *et al.*, *Commun. in Theor. Phys.*, **2** (1983), 1233.
- [7] J. W. Negele, *Phys. Rev.*, **C1** (1970), 1260.
- [8] M. Brack, C. Guet and H.B. Hakansson, *Phys. Rep.*, **123** (1985), 275.
- [9] C. Gregoire *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A465**(1987), 317.
- [10] L. Vinet *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A466**(1987), 329.
- [11] Li Guoqiang, *Commun Theor. Phys.*, **13** (1990).
- [12] 申庆彪等, 高能物理与核物理, **10**(1986), 231.
- [13] J.R. Rook, *Nucl. Phys.*, **61** (1965), 219.
- [14] F.G. Perey *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A97** (1967), 515.
- [15] D. Vautherin and D.M. Brack, *Physics* **C5** (1972), 626.

SELFCONSISTENT STUDY OF DEUTERON-NUCLEUS MICROSCOPIC OPTICAL POTENTIALS

SHI JIAN-QING

Institute of Applied Technical Physics of Zhejiang Province, Hangzhou 310012

(Received 23 December 1991)

ABSTRACT

The analytical formula for deuteron-nucleus microscopic optical potentials is derived using the mass operator method of Green function, and the nucleon density distributions of target nuclei are determined with the semiclassical variation (SCV) approach. These formula and density distributions are utilized to evaluate the real and imaginary parts of $^2\text{D} + ^{40}\text{Ca}$, $^2\text{D} + ^{90}\text{Zr}$ and $^2\text{D} + ^{208}\text{Pb}$ optical potentials at different energies. The potentials obtained in this way are fully selfconsistent and microscopic, since the same Skyrme interaction is employed in determining the nucleon density distributions of target nuclei and in calculating the potentials.

PACC: 2410H; 2550