

$^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{20}\text{Ne}$ α 转移反应机制的研究¹⁾

高成群 何国柱
(南开大学)

摘 要

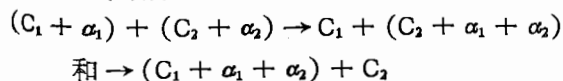
$^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{20}\text{Ne}$ 反应微分截面中的振荡结构在核分子轨道理论框架下, 基于由共价道到离子道的 α 转移机制得到满意的解释。

一、引 言

近年来,大量的实验工作和理论研究业已表明, α 组态核之间的弹性散射过程存在着 α 转移的贡献。例如 $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ 和 $^{20}\text{Ne} + ^{12}\text{C}$ 的弹散角分布的振荡结构^[1,2], 就体现了 α 转移过程的影响。这类过程在核分子轨道理论(LCNO)的框架下得到了很好的解释^[3], 从而支持了 α 组态核之间的弹散过程中存在着核分子态的观点。

最近,人们对 α 组态核之间的反应过程中核分子态的形成发生了兴趣。与弹散过程一样, α 组态核间的反应微分截面也存在类似的振荡结构, 例如 $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ 反应^[4] 和 $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}^*)^{20}\text{Ne}^*$ 反应^[4,5]。对头一个反应, 基于非全同核芯的核分子轨道耦合理论成功地说明了角分布中呈现振荡结构的原因^[6]; 对后一个反应, Kondo 等人采用“带交叉模型”(Band Crossing Model) 讨论了剩余核 ^{20}Ne 处于 4_1^+ 激发态的情况^[7]。然而实验结果表明^[4,5], 在 $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}^*)^{20}\text{Ne}^*$ 反应中, 只有反应产物都处于基态的过程的角分布才有明显的振荡结构, 其实验数据尚未得到恰当的理论上的解释。

角分布的结构特征显然与反应机理和参与碰撞的原子核的结构有关。对于象 ^{16}O 这样的 α 组态核, 其表面形成 α 结团的几率较大, 一些关于 ^{16}O 核能谱的 α 结团模型研究也证明了该核存在 $^{12}\text{C} + \alpha$ 组态^[8]。因此在 $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{20}\text{Ne}$ 反应过程中, 在适当的人射能量(稍高于库仑位垒)下, 有可能形成由两个 ^{12}C 核芯加芯外两个 α 结团组成的核分子态, 如图(1)所示。这样一来, 反应过程就是



这两种实验上不可区分的过程的迭加, 其中 C_1 和 C_2 代表两个 ^{12}C 核芯, α_1 和 α_2 代表芯外

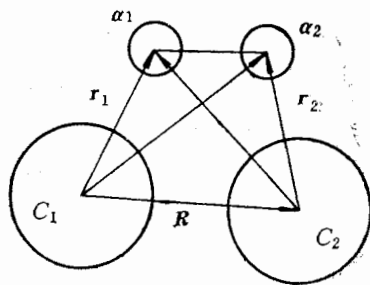


图1 两个核芯加芯外两个粒子组成的核分子态

本文1986年2月25日收到。

1) 本工作受到高等学校科学技术基金资助。

两个 α 结团。上述反应机制在 LCNO 理论中通常称为共价道入射、离子道出射的 α 转移机制。

诚然,由 $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ 引起的反应尚有许多其他类型的出射道,其中包括他种粒子的转移反应(如 $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{14}\text{N})^{18}\text{F}$ 等)和他种类型的 α 转移过程(如 $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{24}\text{Mg})^8\text{Be}$ 等)。然而实验结果表明^[9]:前者与 $^{12}\text{C} + ^{20}\text{Ne}$ 出射道相比有小得多的截面;而后者与 $^{12}\text{C} + ^{20}\text{Ne}$ 出射道相比又需要较高的人射能量。因此,在讨论 $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{20}\text{Ne}$ 的 α 转移反应时可以忽略其他出射道的影响,换言之,基于核分子轨道理论模型研究 $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ 引起的转移反应时,可以将这种共价道入射离子道出射的 α 转移反应单独予以处理。

本文基于上述考虑,应用 LCNO 理论计算了 $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C}_{g.s.} + ^{20}\text{Ne}_{g.s.}$ 过程的微分截面,讨论了决定这一过程的直接势和交换势的作用,自然地解释了角分布中的振荡结构。在某种程度上支持了 α 组态核间的反应也可能存在核分子态的观点。

二、理论简述

根据核分子轨道理论^[9],对于图(1)所示碰撞系统,总波函数可表示为:

$$\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \mathbf{R}) = \sum_{\mu, \mu'} C_{\mu\mu'} \chi_{\mu\mu'}(\mathbf{R}) \Phi_{\mu\mu'}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \mathbf{R}). \quad (1)$$

其中 $\chi_{\mu\mu'}$ 描述两个芯核 C_1 和 C_2 之间的相对运动, μ 和 μ' 标记给定状态的量子数集合,而 $\Phi_{\mu\mu'}$ 表示由两个 ^{12}C 核芯和两个 α 结团组成的核分子态波函数。如果求和计及所有可能的核分子态,那末我们就能严格处理剩余核处于基态和激发态的全部可能的反应道,然而这就必须处理不同分子态之间的耦合方程。为了避免陷入冗长的数值计算之中,为了得到较为清晰的物理图象,本文将仅讨论其角分布呈现出振荡结构的 $^{12}\text{C}_{g.s.} + ^{20}\text{Ne}_{g.s.}$ 出射道。在此近似下,核分子态波函数将有如下形式:

$$\begin{aligned} \Phi_{\mu\mu'} \approx & \frac{p_\mu}{2} [\phi_{C_1\alpha_1} \phi_{C_2\alpha_1} + p_\mu p_{\mu'} \phi_{C_1\alpha_1} \phi_{C_2\alpha_2}]_{\text{cov}} \\ & + \frac{1}{2} [\phi_{C_1\alpha_1} \phi_{C_2\alpha_2} + p_\mu p_{\mu'} \phi_{C_2\alpha_1} \phi_{C_1\alpha_2}]_{\text{ion}} \end{aligned} \quad (2)$$

式(2)即为两态近似分子态波函数,其中 $\phi_{C_i\alpha_j}$ 表示第 j 个 α 粒子束缚于第 i 个核芯 C_i 上的核轨道波函数, p_μ 和 $p_{\mu'}$ 是芯核交换算符的本征值,即 $p_\mu, p_{\mu'} = \pm 1$ 。式中第一个方括号表示两个价 α 粒子分别束缚于不同芯核上的共价组态,第二个方括号表示两个价 α 粒子束缚于同一核芯上的离子组态。展开系数 $C_{\mu\mu'}$ 由入射道波函数的渐近行为确定,在两态近似下,其值为:

$$C_{\mu\mu'} = p_{\mu'}/\sqrt{2} = \begin{cases} C_{++} = C_{-+} = 1/\sqrt{2} \\ C_{--} = C_{+-} = -1/\sqrt{2} \end{cases}. \quad (3)$$

将(2)式和(3)式代入(1)式,并考虑到总波函数所满足的薛定谔方程,我们最后可以得到关于相对运动波函数 $\chi_{\mu\mu'}$ 所遵从的退耦方程:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{M} \nabla_{\mathbf{R}}^2 + V_{C_1 C_2}(R) + 2K(R) + 2p_\mu \delta_{p_\mu p_{\mu'}} J(R) \right]$$

$$-E_{\text{eff}} \chi_{\mu\mu'}(\mathbf{R}) = 0. \quad (4)$$

式中 $K(R)$ 和 $J(R)$ 前面的因子“2”来自交换过程中有两个处于相同状态的价 α 粒子, 相对运动的有效能 E_{eff} 等于质心系入射能量 E_{cm} 与反应 Q 值之和. $K(R)$ 和 $J(R)$ 分别称为直接势和交换势, 分别由下列直接积分和交换积分给出:

$$K(R) = \langle \phi_{C_1\alpha_1}(\mathbf{r}_1) | V_{C\alpha}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{R}) | \phi_{C_1\alpha_1}(\mathbf{r}_1) \rangle, \quad (5)$$

$$J(R) = \langle \phi_{C_1\alpha_1}(\mathbf{r}_1) | V_{C\alpha}(\mathbf{r}_1) | \phi_{C_2\alpha_1}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{R}) \rangle. \quad (6)$$

由(4)式可以看出, 具有不同对称性的 $\chi_{\mu\mu'}$ 将受到不同的交换势的作用.

对于共价道入射的反应过程, 考虑到总波函数在芯核交换下的对称性, 其出射道的渐近形式可写出如下:

$$\begin{aligned} \Psi \xrightarrow{R \rightarrow \infty} & \frac{1}{\sqrt{2}} [\phi_{C_1\alpha_1}\phi_{C_2\alpha_2}e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}} + \phi_{C_1\alpha_2}\phi_{C_2\alpha_1}e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}}] \\ & + \frac{e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}}}{R} [f_c(\hat{R})\phi_{C_1\alpha_1}\phi_{C_2\alpha_2} + f_c(-\hat{R})\phi_{C_1\alpha_2}\phi_{C_2\alpha_1}]_{\text{cov}} \\ & + \frac{e^{i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{R}}}{R} [f_i(\hat{R})\phi_{C_1\alpha_1}\phi_{C_2\alpha_2} + f_i(-\hat{R})\phi_{C_2\alpha_1}\phi_{C_2\alpha_2}]_{\text{Ion}} \end{aligned} \quad (7)$$

其中 f_i 和 f_c 分别是离子道出射和共价道出射的散射振幅. 同样, 相对运动波函数的渐近行为是:

$$\begin{aligned} \chi_{\mu\mu'} \xrightarrow{R \rightarrow \infty} & \frac{1}{2} [e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}} + p_{\mu}p_{\mu'}e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}}] + f_{\mu\mu'}^c \frac{e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}}}{R}, \quad (\text{共价出射道}) \\ & \rightarrow f_{\mu\mu'}^i e^{i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{R}}/R, \quad (\text{离子出射道}) \end{aligned} \quad (8)$$

将(2)式、(3)式和(8)式代入(1)式, 将结果与(7)式比较后则得到共价道入射、离子道出射的转移反应微分截面公式:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_i(\hat{R})|^2 = \frac{1}{4} |f_{++}^i - f_{--}^i - f_{+-}^i + f_{-+}^i|^2, \quad (9)$$

f_{++}^i 、 f_{--}^i 、 f_{+-}^i 和 f_{-+}^i 四个反应振幅可以通过求解不同对称性下的方程式(4)得到. 如果两个 α 粒子处于相同的核基态, 则有 $f_{+-}^i = f_{-+}^i$, 从而上式可简化为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4} |f_{++}^i - f_{--}^i|^2 \quad (10)$$

式(10)表明对于共价道入射离子道出射, 且剩余核都处于基态的 α 转移反应只有偶分波的贡献.

三、直接势和交换势

由上面分析可知, 直接势和交换势对反应中的 α 转移过程起着决定的作用, 但在过去的处理中, 通常人们并没有将(5)式和(6)式的积分真正计算出来, 而是做了如下近似处理: 对直接积分是把它并入二芯核相互作用 $V_{C_1C_2}$ 中, 然后用一个 Wood-Saxon 光学势代替, 即

$$V_{C_1C_2} + 2K(R) \approx V_{\text{opt}}$$

而对交换积分采用所谓的 $B-G$ 近似^[10]:

$$J(R) \approx (SN)^2 E_B \exp(-k_a R) / k_a^4 R$$

式中, S^2 是谱因子, N 是核轨道波函数的归一化常数, E_B 是价粒子的结合能, $k_a^2 = 2m_a E_B / \hbar^2$. 但是该近似仅对核力程之外的大 R 区域适用.

鉴于直接势和交换势的重要性, 上述近似处理似乎过于粗糙, 且对 α 结团的转移过程也不大适用^[9]. 下面我们对 ^{16}O 核采用独立 α 粒子模型波函数加以描述, 从而把(5)式和(6)式精确积出, 有了解析形式的直接势和交换势, 就便于澄清转移过程中这两种势的作用和核结构的影响.

对电子和 ^{16}O 核散射的研究表明^[11], ^{16}O 的独立 α 粒子模型波函数 $\phi_{c\alpha}$ 可取为:

$$\begin{aligned} \phi_{c\alpha}(\mathbf{r}) &= \phi(\mathbf{r}) Y_{00}(\theta, \varphi) \\ &= \frac{1}{\sqrt{8\pi}} (a^6 \pi)^{-1/4} \left[(2 - \sqrt{6}) \right. \\ &\quad \left. + \sqrt{\frac{8}{3}} (r/a)^2 \right] \exp(-r^2/2a^2), \end{aligned}$$

α 粒子与芯核的相互作用 $V_{c\alpha}$ 取为双高斯型^[12], 即

$$V_{c\alpha}(r) = V_A \exp(-\mu_A r^2) + V_R \exp(-\mu_R r^2),$$

其形状如图 2 细实线所示. 这样一来, (5)式和(6)式可解析积出, 分别表示如下:

$$K(R) = \alpha_A (A_0 + A_2 R^2 + A_4 R^4) \exp(-\beta_A R^2) + \alpha_R (B_0 + B_2 R^2 + B_4 R^4) \exp(-\beta_R R^2), \quad (11)$$

$$J(R) = \eta_A (C_0 + C_2 R^2 + C_4 R^4) \exp(-\xi_A R^2) + \eta_R (D_0 + D_2 R^2)$$

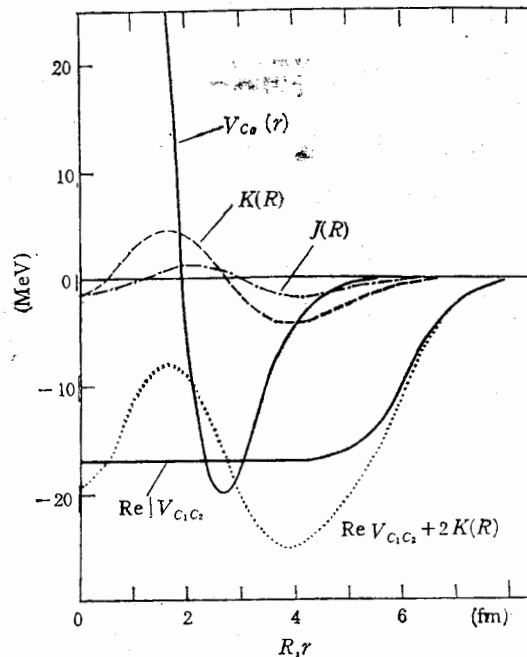


图 2 各类势曲线

$$+ D_4 R^4) \exp(-\xi_R R^2). \quad (12)$$

式中的全部系数都是参数 a 、 V_A 、 V_R 、 μ_A 和 μ_R 的函数(见附录)。直接势和交换势的形状分别用虚线和点划线示于图 2 中。

四、结果和讨论

本文计算了质心系入射能量 $E_{\text{cm}} = 22.75, 23.88, 25.25, 26.25, 27.25$ 和 25.75 MeV 的 $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C}_{g.s.} + ^{20}\text{Ne}_{g.s.}$ 反应的微分截面, 前五个能量和最后一个能量的实验数据分别取自文献[4]和文献[5]。核轨道波函数的谐振参量 a 使用文献[11]用电子与 ^{16}O 核散射所确定的数值, 即 $a = 1.2 \text{ fm}$, 描述两个芯核相互作用的势 $V_{\text{C,C}}$ 采用文献[9]对 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 所取的 Wood-Saxon 光学势, 势参数与其一致(见表 1), 价 α 结团与芯核相互作用的势参数 V_A 、 V_R 、 μ_A 和 μ_R 对六个能量的计算取同一组数值, 不做单独调整, 库仑半径参数 r_c 取为 1.2 fm 。计算使用了 NK-LCNO 转移反应计算程序, 在南开大学计算中心的 M-340 机上进行。

理论计算结果由图(3)和图(4)的实线示出。对结果进行分析之后, 可以得出以下几点结论:

(1) 从图(4)可以看出, 理论曲线与实验数据符合较好, 振荡峰的幅度、数目和相位与实验数据一致。图(3)所示曲线虽然在 $60^\circ < \theta_{\text{cm}} < 80^\circ$ 区域与实验数据出现较大偏离, 然而振荡峰的数目与实验相符, 其幅度和相位在小角度区和大角度区与实验符合尚好。由此看来, 共价道入射离子道出射的 α 转移机制用来解释 $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{20}\text{Ne}$ 反应的实验微分截面的振荡结构是适用的。

(2) 计算表明, 直接势 $K(R)$ 对角分布振荡峰的分布和结构相当敏感, 将二倍的 $K(R)$ 迭加到光学势的实部上, 得到的有效势的形状类似酒瓶底状, 如图(2)中点线所示。显然 $V_{\text{C,C}} + 2K(R)$ 是不能用一个 Wood-Saxon 势来等效的。

(3) 本工作是在无反冲近似和两态近似下讨论的, 如果取消两态近似的限制, 在分子态中计及激发的核态就能顾及到各出射道之间的耦合效应, 从而使得剩余核处于基态和激发态的所有可能的反应道得到统一的说明, 不过此时就需要处理复杂得多的核分子态耦合方程组。

在两态近似下所取得的理论结果在一定程度上肯定了 LCNO 理论在处理 α 组态核之间的 α 转移反应的可行性, 所以在此基础上考虑各个可能的核分子态之间的耦合, 进一步研究 $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}^*)^{20}\text{Ne}^*$ 反应的各个出射道的角分布和激发函数将是一项有意义的工作。

表 1 势参数和 Q 值

$V(\text{MeV})$	$r(\text{fm})$	$a(\text{fm})$	$W(\text{MeV})$	$r_i(\text{fm})$	$a_i(\text{fm})$	$V_A(\text{MeV})$	$V_R(\text{MeV})$	$\mu_A(\text{fm}^{-2})$	$\mu_R(\text{fm}^{-2})$	$Q(\text{MeV})$
17	1.35	0.46	3.2	1.35	0.30	-975	1182	0.290	0.342	-2.43

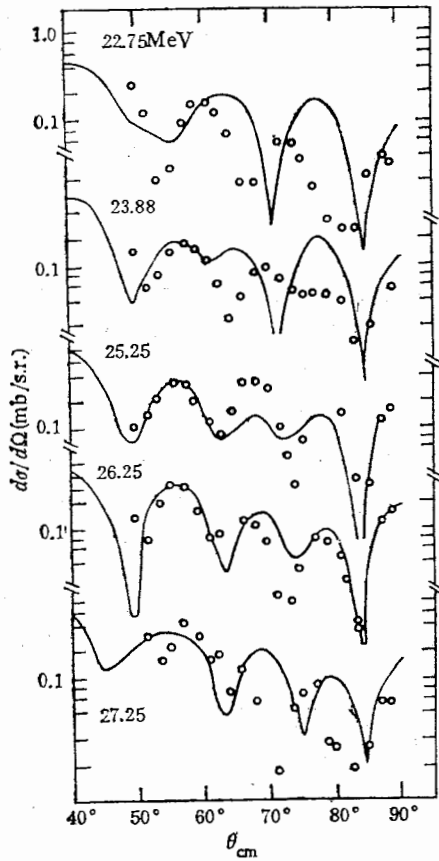


图 3 质心系入射能量分别为 22.75, 23.88, 25.25, 26.25, 27.25 MeV 的情况下, $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C}_{g.s.} + ^{20}\text{Ne}_{g.s.}$ 反应微分截面。曲线对应 LCNO 理论计算

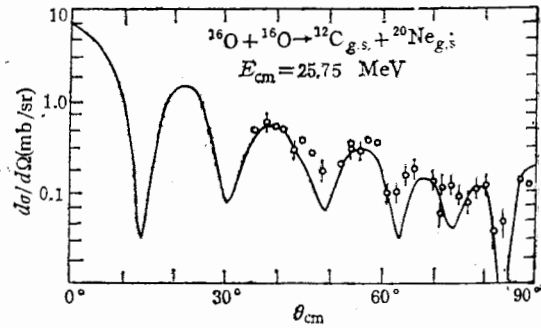


图 4 $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C}_{g.s.} + ^{20}\text{Ne}_{g.s.}$ 反应微分截面。曲线对应 LCNO 理论计算

附 录

$$\alpha_A = V_A / (3a^3 S_A^{3/2}), \alpha_R = V_R / (3a^3 S_R^{3/2}),$$

$$\eta_A = 2V_A / (3a^2 S_A^{3/2}), \eta_R = 2V_R / (3a^2 S_R^{3/2}),$$

$$A_0 = 0.075765a^4 - 0.82576a^2/S_A + 3.75/S_A^2,$$

$$B_0 = 0.075765a^4 - 0.82576a^2/S_R + 3.75/S_R^2,$$

$$C_0 = 0.037882a^2 - 0.41288/S_A + 1.875/a^2 S_A^2,$$

$$D_0 = 0.037882a^2 - 0.41288/S_R + 1.875/a^2 S_R^2,$$

$$A_2 = -0.55051a^2 \mu_A^2 / S_A^2 + 5\mu_A^2 / S_A^3,$$

$$B_2 = -0.55051a^2 \mu_R^2 / S_R^2 + 5\mu_R^2 / S_R^3,$$

$$C_2 = -0.13762 + 0.88762/a^2 S_A - 1.3188/a^4 S_A^2 + 0.625/a^6 S_A^3,$$

$$D_2 = -0.13762 + 0.88762/a^2 S_R - 1.3188/a^4 S_R^2 + 0.625/a^6 S_R^3,$$

$$A_4 = (\mu_A/S_A)^4, B_4 = (\mu_R/S_R)^4,$$

$$C_i = 0.125\mu_A/a^6S_A^3 + 0.03125/a^{10}S_A^4,$$

$$D_i = 0.125\mu_R/a^6S_R^3 + 0.03125/a^{10}S_R^4,$$

$$\beta_A = \mu_A/a^2S_A, \quad \beta_R = \mu_R/a^2S_R,$$

$$\xi_A = (\mu_A + 1/2a^2)/(2a^2S_A),$$

$$\xi_R = (\mu_R + 1/2a^2)/(2a^2S_R),$$

$$\text{where } S_A = \mu_A + 1/a^2 \text{ and } S_R = \mu_R + 1/a^2.$$

参 考 文 献

- [1] M. Paul, et al., *Phys. Rev.*, **C21** (1980), 1802.
 [2] D. Shapira, et al., *Phys. Rev.*, **C26** (1982), 2470.
 [3] C. Gao, P. Ning and G. He, *Nucl. Phys.*, **A438** (1985), 281.
 [4] P. P. Singh, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **28**(1972), 1714.
 [5] H. H. Rossner, et al., *Nucl. Phys.*, **A218** (1974), 606.
 [6] L. Xia, C. Gao, P. Ning and G. He, *Phys. Rev.*, **C31** (1985), 2128.
 [7] Y. Kondo and T. Tamura, *Phys. Rev.*, **C30** (1984), 97.
 [8] Y. Fujiwara et al., *Suppl. of Prog. Theor. Phys.*, **68**(1980), 29.
 [9] W. von Oertzen and H. G. Bohlen, *Phys. Rep.*, **19C** (1975), 1.
 [10] P. I. A. Buttle and L. T. B. Goldfarb, *Nucl. Phys.*, **78**(1966), 409.
 [11] 李清润, 陈生忠, 赵恩广, *高能物理与核物理*, **5**(1981), 531.
 [12] K. M. Khanna and M. L. Shabma, *Czech J. Phys.*, **B23** (1973), 295.

ON THE REACTION MECHANISM OF ALPHA TRANSFER REACTION FOR $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{20}\text{Ne}$

GAO CHENG-QUN HE GUO-ZHU

(Nankai University)

ABSTRACT

The oscillatory structure appeared in the differential cross section of the reaction for $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{20}\text{Ne}$ may be explained by particle transfer from covalent channel to ionic channel in the nuclear molecular orbital theory.