第12卷 第6期 高能物理与核物理 Vol. 12, No. 6
1988年11月 HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS Nov., 1988

以巨共振为门口态的多步过程复合核反应

曹文强 陈星渠 王顺金 徐躬耦
(兰州大学)

摘要

本文分析了以巨共振态为门口态的核反应过程的特点，对 FKK 理论作了适当修改，推导了以巨共振为门口态的多步过程复合核反应截面的一般公式并给出了扩充的激子模型公式．对以巨偶极共振为门口态的光核反应作了激子模型近似处理及考虑离壳 (off-shell) 效应后的修正．

一、引言

核反应机制可分为直接反应、复合核反应及中间过程反应(包括以巨共振为门口态及中间态的反应)三类．对头两类反应均有现成理论[1,2]，问题集中在中间过程反应．在激子模型[3]的推动下，多步过程反应统计理论[4,5,6,7]有了迅速的发展．

近十多年来，大量实验结果表明，巨共振态出现在从轻核到中重核的广大核区，在众多核反应(包括重离子反应)中起着重要作用[8,9,10,11]．因此近几年来国际上对它的研究十分活跃．研究路线集中在 RPA 理论[12]、线性响应理论[13]、ATDHF 与 GCM[14] 以及流体动力模型[15]等几个方面并主要集中于对共振结构的描述，而巨共振参与的核反应的完善理论尚未形成．因此，发展和完善巨共振参与的核反应理论将具有重要意义．

高激发能、短寿命、高度集体性激发的巨共振态是作为门口态或更一般作为中间态参加反应的．因此，对巨共振参与的核反应过程的描述，要求发展(i)以巨共振为门口态的核反应理论；(ii) 更一般地，以巨共振为中间态的核反应理论．对 (i) 的理论描述较复杂[16]，放在以后讨论．本文重点讨论(i)，在分析巨共振参与的核反应的特征基础上，借助 FKK 理论[4]，建立以巨共振为门口态的多步过程复合核反应的模型理论和微观理论．

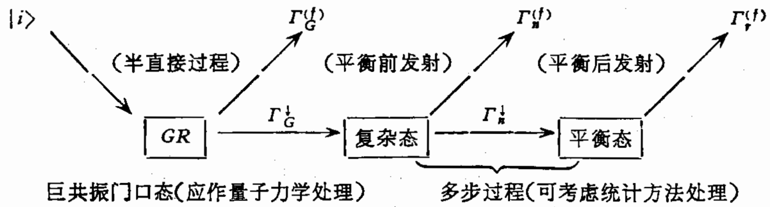
二、唯象描述

巨共振态的特点及其在核反应中的作用可概括为：它是普遍存在的核激发态，是集体性很强的高能量激发态，由于它是寿命很短的似稳态与其它核态有强的耦合，在核反应中它是作为中间态(包括门口态)而起作用的．

由于巨共振态是集体性很强的激发态，故可采用某种宏观平均而忽略其细节；因反应

本文 1987 年 3 月12日收到．

中包含复杂的微观结构，可考虑作统计处理；又因它的激发能高，可诱发多步过程反应，需考虑平衡前发射．基于这样的分析，在门口态以巨共振激发占支配地位的假设下，以巨共振为门口态的核反应可以唯象地考虑如下图示的反应过程：



相应的以巨共振为门口态的核反应多步过程反应截面公式可唯象地表述为

$$\sigma_{fi} = \sigma_G^{(i)} \left\{ \frac{\Gamma_G^{(f)}}{\Gamma_G} + \sum_{n=2}^{r} \frac{\Gamma_n^{(f)}}{\Gamma_n} \frac{\Gamma_{n-1}^{\downarrow}}{\Gamma_{n-1}} \cdots \frac{\Gamma_2^{\downarrow}}{\Gamma_2} \frac{\Gamma_G^{\downarrow}}{\Gamma_G} \right\}. \tag{1}$$

式中 $\sigma_G^{(i)}$ 为巨共振门口态形成截面．$\dfrac{\Gamma_G^{(f)}}{\Gamma_G}$ 分支比给出通过巨共振门口态直接衰变发射粒子的半直接过程的贡献，第二项给出平衡前及平衡后发射粒子的贡献．

三、微观描述及反应截面的理论推导

按 FKK[4]，多步复合核反应涨落截面为

$$\sigma_{fi}^{(\mathrm{fluct})} = \frac{4\pi^3}{k^2} \langle |\mathscr{T}_{fi}^{(\mathrm{fluct})}|^2 \rangle, \tag{2}$$

引入开、闭道投影算子 P、Q，并进一步按复合核复杂程度分解子空间后，则跃迁矩阵可按多步过程子空间分解为

$$\mathscr{T}_{fi}^{(\mathrm{fluct})} = \sum_{n=1}^{r} \mathscr{T}_{fi}^{(n)} \ (r\text{:平衡态}). \tag{3}$$

在复杂程度为 n 的子空间里(以下推导均采用[4]所用符号)，

$$\mathscr{T}_{fi}^{(n)} = \left\langle \phi_f^{(-)} \middle| V_{pn} \frac{1}{E - h_{QQ}} V_{1p} \middle| \phi_i^{(+)} \right\rangle, \tag{4}$$

其中 E 是入射粒子能量，$\phi^{(\pm)}$ 是开道广义光学势 H_{OPT} 满足渐近边条件的本征解，h_{QQ} 为闭道等效哈密顿量．在不回头链式串级反应假定下：

$$Q_{j-1} \frac{1}{E - h_{QQ}} Q_j = 0, \ h_{m,n} \equiv Q_m h_{QQ} Q_n = 0\,(\text{当}\ |m-n| \geqslant 2), \tag{5}$$

易证明 h_{QQ} 在 Q_j 空间的传播子可表示为

$$G_j \equiv Q_j \frac{1}{E - h_{QQ}} Q_j = Q_j \frac{1}{E - h_{D_jD_j}} Q_j = Q_j \frac{1}{E - h_{j,j} - W_{jj}} Q_j, \tag{6}$$

其中 $W_{jj} \equiv V_{j,j+1} G_{j+1} V_{j+1,j}$ 为等效作用势，残余相互作用 $v_{i,j} = h_{i,j}$．利用上述关系易得链恒等式

$$Q_j \frac{1}{E - h_{QQ}} Q_1 = Q_j G_j V_{j,j-1} G_{j-1} \cdots G_2 V_{2,1} G_1 Q_1 \tag{7}$$

于是(4)式可改写为

$$\mathscr{T}_{fi}^{(n)}=\left\langle\phi_f^{(-)}\middle|V_{pn}G_nV_{n,n-1}Q_{n-1}\frac{1}{E-h_{QQ}}V_{1p}\middle|\phi_i^{(+)}\right\rangle. \tag{8}$$

由开、闭道耦合方程组,可导出有用关系式

$$Q_K|\Psi_i^{(+)}\rangle=Q_k\frac{1}{E-h_{QQ}}V_{1p}|\phi_i^{(+)}\rangle=Q_kG_kV_{k,k-1}Q_{k-1}\frac{1}{E-h_{QQ}}V_{1p}|\phi_i^{(+)}\rangle, \tag{9}$$

并进一步将(8)式改写为

$$\mathscr{T}_{fi}^{(n)}=\langle\phi_f^{(-)}|V_{pn}G_nV_{n,n-1}Q_{n-1}|\Psi_i^{(+)}\rangle. \tag{10}$$

其中 $\Psi_i^{(+)}$ 是系统总的哈量H满足渐近初边界条件的本征解. 而 $H_{PQ}=PHQ$, $H_{QP}=QHP$, $H_{QQ}=QHQ$,

$$V_{pn}=V_{PQ}Q_n=H_{PQ}\left[\frac{i\,\Gamma/2}{E-H_{QQ}+i\,\Gamma/2}\right]^{1/2}Q_n,$$

$$V_{1p}=Q_1V_{QP}=Q_1\left[\frac{i\,\Gamma/2}{E-H_{QQ}+i\,\Gamma/2}\right]H_{QP}.$$

对我们所讨论的情况,$n=1$ 的门口态是集体性很强的巨共振态,不能运用无规位相假定. 即我们需对 FKK 理论做如下修改: FKK 理论中无规位相假定只适用于巨共振门口态以外的其它一切复合核态. 因仅 $n=1$ 时位相无规假定不成立,故

$$\begin{aligned}\langle|\mathscr{T}_{fi}^{(\text{fluct})}|^2\rangle&=\left\langle\sum_{n,n'=1}^{r}\mathscr{T}_{fi}^{(n)}\mathscr{T}_{fi}^{(n')*}\right\rangle=\langle|\mathscr{T}_{fi}^{(1)}|^2\rangle+\langle\mathscr{T}_{fi}^{(1)}\rangle\sum_{n=2}^{r}\langle\mathscr{T}_{fi}^{(n)*}\rangle\\&\quad+\langle\mathscr{T}_{fi}^{(1)*}\rangle\sum_{n=2}^{r}\langle\mathscr{T}_{fi}^{(n)}\rangle+\sum_{n=2}^{r}\langle|\mathscr{T}_{fi}^{(n)}|^2\rangle=\langle|\mathscr{T}_{fi}^{(1)}|^2\rangle+\sum_{n=2}^{r}\langle|\mathscr{T}_{fi}^{(n)}|^2\rangle\\&=\sum_{n=1}^{r}\langle|\mathscr{T}_{fi}^{(n)}|^2\rangle\end{aligned} \tag{11}$$

对修改后的 FKK 仍成立. 这里用到了$n\geqslant2$时, $\langle\mathscr{T}_{fi}^{(n)}\rangle=0=\langle\mathscr{T}_{fi}^{(n)*}\rangle$ 这一位相无规假定. 上式表明, 以巨共振为门口态的多步过程反应截面仍等于各个子空间分截面贡献之和:

$$\sigma_{fi}^{(\text{fluct})}=\frac{4\pi^3}{k^2}\sum_{n=1}^{r}\langle|\mathscr{T}_{fi}^{(n)}|^2\rangle=\sum_{n=1}^{n}\sigma_{fi}^{(n)}. \tag{12}$$

下面分 $n=1$ 及 $n>1$ 两种情况计算.

1) $n=1$ 时, 位相无规假定不成立. 在巨共振态 $|G\rangle$ 在 Q_1 空间占支配地位的假设下,由

$$\begin{aligned}\langle|\mathscr{T}_{fi}^{(1)}|^2\rangle&=\left\langle\left|\langle\phi_f^{(-)}|V_{p1}\frac{1}{E-h_{QQ}}V_{1p}|\phi_i^{(+)}\rangle\right|^2\right\rangle\\&=\left\langle\left|\langle\phi_f^{(-)}|V_{p1}|G\rangle\right|^2\frac{1}{(E-E_G)^2+\Gamma_G^2/4}\left|\langle G|V_{1p}|\phi_i^{(+)}\rangle\right|^2\right\rangle,\end{aligned}$$

有

$$\sigma_{fi}^{(1)}=\frac{\Gamma_G^{(f)}}{\Gamma_G}\sigma_G^{(i)}(E,E_G). \tag{13}$$

式中

$$\Gamma_G^{(f)} = 2\pi\langle|\langle\phi_f^{(-)}|V_{p1}|G\rangle|^2\rangle,\quad \Gamma_G^{(i)} = 2\pi\langle|\langle G|V_{1p}|\phi_i^{(+)}\rangle|^2\rangle, \tag{14}$$

$$\sigma_G^{(i)}(E) = \frac{2\pi^2}{k^2}\frac{\Gamma_G\Gamma_G^{(i)}}{2\pi[(E-E_G)^2+\Gamma_G^2/4]} \tag{15}$$

分别为通过$|G\rangle$向末态衰变的逃逸宽度，，从初态进入$|G\rangle$门口态的宽度及巨共振形成截面．而 E_G 为巨共振峰位置，Γ_G 为巨共振门口态总宽度．

2）$n>1$ 时．按同于 $n=1$ 的假设，利用前面已给出的关系，按 FKK [4]的通常推导，可推出

$$\langle|\mathscr{T}_{fi}^{(n)}|^2\rangle = \frac{\Gamma_n^{(f)}}{\Gamma_n}\left[\prod_{l=2}^{n-1}\frac{\Gamma_l^{\downarrow}}{\Gamma_l}\right]\frac{1}{D_2}\langle|\langle\widetilde{2\alpha}|V_{2,1}G_1V_{1p}|\phi_i^{(+)}\rangle|^2\rangle$$

$$= \frac{\Gamma_n^{(f)}}{\Gamma_n}\left[\prod_{l=2}^{n-1}\frac{\Gamma_l^{\downarrow}}{\Gamma_l}\right]\frac{\langle|\langle\widetilde{2\alpha}|V_{2,1}|G\rangle|^2\rangle\langle|\langle G|V_{1p}|\phi_i^{(+)}\rangle|^2\rangle}{D_2[(E-E_G)^2+\Gamma_G^2/4]},$$

得

$$\sigma_{fi}^{(n)} = \frac{\Gamma_n^{(f)}}{\Gamma_n}\left[\prod_{l=2}^{n-1}\frac{\Gamma_l^{\downarrow}}{\Gamma_l}\right]\frac{\Gamma_G^{\downarrow}}{\Gamma_G}\sigma_G^{(i)}(E,E_G). \tag{16}$$

其中

$$\begin{cases}\Gamma_n^{(f)} = 2\pi\langle|\langle\phi_f^{(-)}|V_{pn}|n\alpha\rangle|^2\rangle,\quad \Gamma_l^{\downarrow} = \dfrac{2\pi}{D_{l+1}}\langle|\langle\widetilde{l+1},\alpha|V_{l+1,l}|l\alpha\rangle|^2\rangle,\\ \Gamma_G^{\downarrow} = \dfrac{2\pi}{D_2}\langle|\langle\widetilde{2\alpha}|V_{2,1}|G\rangle|^2\rangle.\end{cases} \tag{17}$$

分别为逃逸宽度，$Q_l\to Q_{l+1}$ 衰变的扩展宽度以及从 $|G\rangle$ 门口态向 Q_2 空间衰变的扩展宽度．

汇总 $n=1$，$n>1$ 两种情况，得以巨共振为门口态的多步过程复合核反应理论的截面公式：

$$\sigma_{fi}^{(\mathrm{fluct})}(E) = \sigma_G^{(i)}(E)\left\{\frac{\Gamma_G^{(f)}}{\Gamma_G}+\sum_{n=2}^{r}\frac{\Gamma_n^{(f)}}{\Gamma_n}\left[\prod_{l=2}^{n-1}\frac{\Gamma_l^{\downarrow}}{\Gamma_l}\right]\frac{\Gamma_G^{\downarrow}}{\Gamma_G}\right\}. \tag{18}$$

从而得与(1)式完全一样的形式．式中除 $\sigma_G^{(i)}$，分支比 $\Gamma_G^{(f)}/\Gamma_G$，$\Gamma_G^{\downarrow}/\Gamma_G$ 三项因涉及 $|G\rangle$ 的激发和衰变需用量子力学方法处理外，普通分支比 $\Gamma_n^{(f)}/\Gamma_n$，$\Gamma_l^{\downarrow}/\Gamma_l$ 则可用统计方法计算．

Γ_n 与 $\Gamma_n^{\downarrow}$，$\Gamma_n^{(c)}$ 间的关系，如 FKK[4] 用求迹运算所论证的那样

$$\Gamma_n^{(1)} = \sum_{(c)}\Gamma_n^{(c)} \equiv \Gamma_n^{\uparrow},$$

并在弱耦合近似下得到 $\Gamma_n^{(2)} = \Gamma_n^{\downarrow}$，因此 Q_n 空间总宽度

$$\begin{aligned}\Gamma_n &= -2\langle I_m\langle\widetilde{n\alpha}|h_{n,n}|n\alpha\rangle\rangle - 2\langle I_m\langle n\alpha|W_{nn}|n\alpha\rangle\rangle\\ &= \Gamma^{(1)}+\Gamma^{(2)} = \sum_{(c)}\Gamma_n^{(c)}+\Gamma_n^{\downarrow}.\end{aligned} \tag{19}$$

完全类似处理，同样可得

$$\begin{aligned}\Gamma_G &= -2\langle I_m\langle\tilde{G}|h_{1,1}|G\rangle\rangle - 2\langle I_m\langle\tilde{G}|W_{11}|G\rangle\rangle\\ &= \Gamma_G^{(1)}+\Gamma_G^{(2)} = \sum_{(c)}\Gamma_G^{(c)}+\Gamma_G^{\downarrow}.\end{aligned} \tag{20}$$

应当指出,上述的推导在修改的 FKK 理论的意义上是严格的并改进了原来的 FKK 理论:即对巨共振激发和衰变以及半直接过程由于严格用量子力学处理从而改进了 FKK 理论,而对于 Q_2 空间以后的多步复合核过程的处理,则其近似性与 FKK 理论一样.

我们知道 FKK 理论是可以进行微观计算也可以参数化的;参数化形式就是通常的激子模型.下面我们讨论扩展的 FKK 理论公式(18)参数化问题.完全采取从 FKK 理论向激子模型过渡的同样步骤,用激子模型的量 $\lambda_+^{(n)}$, $L_n(f)$ 来表示 $\Gamma_n^{\downarrow}$, $\Gamma_n^{(f)}$,则有

$$\frac{\Gamma_n^{\downarrow}}{\Gamma_n}=\frac{\lambda_+(n)}{\lambda_+(n)+L_n},\quad \frac{\Gamma_n^{(f)}}{\Gamma_n}=\frac{L_n(f)}{\lambda_+(n)+L_n},\text{其中 } L_n=\sum_{(c)}L_n(c), \tag{21}$$

于是(18)式可改写为

$$\sigma_{fi}^{(\text{fluct})}(E)=\sigma_G^{(i)}(E)\left\{\frac{\Gamma_G^{(f)}}{\Gamma_G}+\sum_{n=2}^{r}\frac{L_n(f)}{\lambda_+(n)+L_n}\left[\prod_{l=2}^{n-1}\frac{\lambda_+(l)}{\lambda_+(l)+L_l}\right]\frac{\Gamma_G^{\downarrow}}{\Gamma_G}\right\}. \tag{22}$$

上式可以看作是考虑巨共振门口态后的扩充的激子模型公式,是量子与统计过程混合形式.(22)式对(18)式的关系和近似程度,就象激子模型对 FKK 理论的关系和近似程度一样.

在应用(22)式时,λ、L 用激子模型计算,而涉及 G 的量用量子力学方法处理.这时处理问题成败的关键在于对 $|G\rangle$ 态结构及门口态等效哈量 $h_{1,1}$ 及等效势 W_{11} 等量的正确描述.

四、光核反应

由于巨共振态的结构相当复杂,从巨共振态精确计算有关量是较困难的.为此,作为初步尝试,对光核反应我们考虑如下近似.

采用壳模型,设 $|G\rangle$ 是 $1p$-$1h$ (粒子-空穴)的相干激发,

$$|G\rangle=\sum_{\lambda}C_{G\lambda}|\lambda\rangle,\quad |\lambda\rangle=|1p1h\rangle,$$

从 $|G\rangle\to f$ 道的跃迁振幅为

$$\gamma_G^{(f)}\propto\langle G|V_{1p}|f\rangle=\sum_{\lambda}C_{G\lambda}^{*}\langle\lambda|V_{1p}|f\rangle=\sum_{\lambda}C_{G\lambda}^{*}\gamma_\lambda^{(f)},$$

因 $|G\rangle$ 中包含大量 $1p1h$ 态,我们假定矩阵元 $\gamma_\lambda^{(f)}=\langle\lambda|V_{1p}|f\rangle$ 对不同 λ 是近乎位相无规分布的,则

$$|\nu_G^{(f)}|^2=\langle\gamma_G^{(f)}\gamma_G^{(f)*}\rangle=\sum_{\lambda}|C_{G\lambda}|^2|\gamma_\lambda^{(f)}|^2,$$

或

$$\Gamma_G^{(f)}=\sum_{\lambda}|C_{G\lambda}|^2\Gamma_\lambda^{(f)}(1p1h). \tag{23}$$

扩展宽度 $\Gamma_G^{\downarrow}$ 定义为从 $|G\rangle$ 的 $|1p1h\rangle\to|2p2h\rangle$ 的衰变宽度.同样由 $\gamma_G^{\downarrow}\propto\langle 2p2h|V_{2,1}|G\rangle$, $\gamma_\lambda^{\downarrow}\propto\langle 2p2h|V_{2,1}|\lambda\rangle$,有

$$\gamma_G^{\downarrow} = \sum_{\lambda} C_{G\lambda}\gamma_{\lambda}^{\downarrow}(1p1h), \quad \Gamma_G^{\downarrow} = \sum_{\lambda} |C_{G\lambda}|^2 T_{\lambda}^{\downarrow}(1p1h). \tag{24}$$

(23)(24)式包含巨共振态中$(1p1h)$态的离壳效应对 $\Gamma_G^{\downarrow}$、$\Gamma_G^{(f)}$ 的贡献．应用(20)式，且将(23)(24)中的普通宽度 Γ 用激子模型的量来代替，将其参数化，这时

$$\left.\begin{aligned} \frac{\Gamma_G^{\downarrow}}{\Gamma_G} &= \frac{\sum_{\lambda} |C_{G\lambda}|^2 \lambda_+(1,E_\lambda)}{\sum_{\lambda} |C_{G\lambda}|^2 \lambda_+(1,E_\lambda) + \sum_{\lambda,(c)} |C_{G\lambda}|^2 L_c(1,E_\lambda)} \\ \frac{\Gamma_G^{(f)}}{\Gamma_G} &= \frac{\sum_{\lambda} |G_{G\lambda}|^2 L_f(1,E_\lambda)}{\sum_{\lambda} |C_{G\lambda}|^2 \lambda_+(1,E_\lambda) + \sum_{\lambda,(c)} |C_{G\lambda}|^2 L_c(1,E_\lambda)} \end{aligned}\right\} \tag{25}$$

其中标号 1 表示为 Q_1 空间的量．　又从初态 $|\phi_i^{(+)}(E)\rangle$ 到 $|G\rangle$ 的跃迁振幅 $\gamma_G^{(i)} \propto \langle G|V_{1p}|\phi_i^{(+)}(E)\rangle = \sum_{\lambda} C_{G\lambda}^*(E_\lambda)\langle\lambda|V_{1p}|\phi_i^{(+)}(E)\rangle = \sum_{\lambda} C_{G\lambda}^*(E_\lambda)\gamma_\lambda^{(i)}(E_\lambda,\ E)$，考虑能量守恒，则 $\gamma_\lambda^{(i)}(E_\lambda,E) = \gamma_\lambda^{(i)}(E_\lambda)\delta_{E,E_\lambda}$，故 $\gamma_G^{(i)} = C_{G\lambda}^*(E_\lambda = E)\gamma_\lambda^{(i)}(E_\lambda = E)$．　代入(14)有 $\Gamma_G^{(i)} = 2\pi|C_{G\lambda}(E_\lambda = E)|^2|\gamma_\lambda^{(i)}|^2$．　由 (15) 式知 $\sigma_{GDR}^{(i)}(E) = \sigma_G^{(i)}(E) \propto \Gamma_G^{(i)}$，故(25)中 $|C_{G\lambda}|^2$ 可用巨偶极共振截面的经验公式或实验结果来估计，即

$$\sigma_{GDR}^{(i)}(E) \propto |C_{G\lambda}(E_\lambda = E)|^2. \tag{26}$$

这样，我们就得考虑离壳效应后的巨偶极共振光核反应激子模型近似公式．此参数化的公式，只输入巨偶极共振形成截面 $\sigma_{GDR}^{(i)}$，即可得出各种出射粒子的反应截面和能谱．

对 T_a^{181}，M_n^{55} 等的光核反应计算结果[17]表明，考虑离壳效应后对在壳 (on-shell) 效应无重大修正．即(25)式只需考虑能量守恒部分的贡献，并退化为

$$\frac{\Gamma_G^{\downarrow}}{\Gamma_G} = \frac{\lambda_+(1,E)}{\lambda_+(1,E) + \sum_{(c)} L_c(1,E)}, \quad \frac{\Gamma_G^{(f)}}{\Gamma_G} = \frac{L_f(1,E)}{\lambda_+(1,E) + \sum_{(c)} L_c(1,E)} \tag{27}$$

这样就有巨偶极共振的激子模型近似公式

$$\sigma_{fi}^{(\text{fluct})}(E) = \sigma_{GDR}^{(i)}(E)\left\{\sum_{n=1}^{r} \frac{L_n(f)}{\lambda_+(n) + L_n} \prod_{l=1}^{n-1} \frac{\lambda_+(l)}{\lambda_+(l) + L_l}\right\}. \tag{28}$$

五、小结与讨论

我们从分析巨共振态及其参与的核反应过程的特点出发，提出了以巨共振为门口态的核反应多步过程的唯象模型．进而，我们适当修改了 FKK 理论，使之适合于描述以 $|G\rangle$ 为门口态的核反应过程，并从微观上推导出了前面提出的唯象模型的理论公式．

当把这个模型用于光核反应时，我们又做了进一步的近似．从巨共振态的壳模型分析，我们又得到了考虑离壳及在壳效应的巨偶极共振激子模型近似公式．近似好坏的程度，有待于对具体光核反应进行数值计算加以检验．这方面的工作已接近完成，我们将另文[17]讨论．

在我们所得到的理论公式中，核反应过程分为：(i) 巨共振态的激发与衰变的半直接

过程,要用量子力学方法处理. (ii)巨共振态向更复杂的核态演化而发生复合核多步过程反应,有平衡前及平衡后发射粒子的过程,这要用 FKK 理论处理. 上述物理图象和理论公式的获得源于两条基本假定: (i) 巨共振在门口态 ($n=1$) 中占支配地位; (ii) FKK 理论无规位相假定适用于除巨共振态以外的其它复合核态. 这两条假定成立与否及成立的条件,关系到理论公式的适用范围,需从理论和实际计算两个方面加以研讨. 巨共振态的求和定则表明,大多数巨共振态集体性很强,它们在求和定则中占支配地位. 也有一些巨共振激发强度分配比较分散.这暗示,假定(i) 有一定适用范围. 对此种情况,我们将需要考虑包括巨共振态和单粒子组态激发在内的多门口态问题. 假定(ii)涉及 FKK 理论本身,也需进一步研究.

在上述假定 (i)(ii) 适用范围内,要得到好的结果,关键在于正确处理巨共振态激发与衰变的半直接过程. 这是一个复杂的量子力学过程,是我们下一步应集中研究的主要课题之一. 这里的核心问题是如何恰当地描述具有衰变宽度的巨共振态,使之适合于我们模型理论的要求.

我们目前的处理方案,没有考虑发射粒子的角分布问题. 一个完全的理论必须顾及到这个问题. 这要求对半直接过程和其后的复合核多步过程做更精细的处理. 这也是今后我们应当研究的课题之一.

在本文完成以后,我们见到 H.Dias 和 M.S.Hussein 处理巨共振衰变的文章[18],其目的和我们一样,想法也十分接近. 他们企图在 Hussein-Mcvoy 理论[19]框架内描述以巨共振为孤立态的核反应过程,但只给出反应截面的半唯象公式,且反应截面的前平衡部分也未分解为半直接过程和多步前平衡统计过程. 他们的初步结果表明,对这一课题的研究目前尚处于很不成熟的初级阶段.

本文得到核数据中心的大力支助,特致谢意.

参 考 文 献

[1] N. K. Glendening, Direct Nuclear Reactions, Academic Press, 1963.
[2] J. M. Blatt and V. F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics W. Hauser and H. Feshbach, *Phys. Rev.*, **87** (1952), 366.
C. Mahaux and H. A. Weidenmüller, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 29(1979), 1.
[3] J. J. Griffin, *Phys. Rev. Lett.*, **17**(1966), 478.
[4] H. Feshbach et al., *Ann. Phys.*, **125**(1988), 429.
[5] D. Agassi et al., *Phys. Rept.*, **22C**(1975), 145.
[6] W. A. Friedman et al., *Phys. Rept.*, **77**(1981), 47.
[7] K. W. Mcvoy et al., *Phys. Rept.*, **94**(1983), 139.
[8] B. L. Berman and S. C. Fultz, *Rev. Mod. Phys.*, **47**(1975), 713.
[9] J. Speth and Avan der Woude, *Rep. Progr. Phys.*, **44**(1981), 719.
[10] K. Goeke and J. Speth, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **32**(1982), 65.
[11] B. A. Brown et al., *Phys. Rept.*, **101**(1983), 313.
[12] D. R. Bes et al., *Phys. Rept.*, **16C**(1975), 1.
[13] K. F. Liu and G. E. Brown, *Nucl. Phys.*, **A265**(1976), 385.
G. F. Bertsch and S. F. Tsai, *Phys. Repts.*, **18**(1975), 125.
[14] K. Goeke, in "Common Problems in Low and Medium Energy Nuclear Reactions" Edited by B. Castel et al., Plenum Publishing Corporation, 1979.

[15] Eisenberg, M. Judah and Greiner, Walter, Nuclear Theory, VI, Nuclear Models Collective and Single-Particle Phenomena.
[16] A. Mekjian, *Advances in Nuclear Physics*, **7**(1973), 1.
[17] 曹文强,王顺金,用扩充的激子模型分析巨偶极共振光核反应截面,待发表.
[18] H. Dias and M. S. Hussein, *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 1998.
[19] M. S. Hussein and K. Mcvoy, *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 1645.

MULTI-STEP COMPOUND NUCLEAR REACTIONS WITH GIANT RESONANCES AS DOOR-WAY STATES

CAO WENQIANG CHEN XINQU WANG SHUNJ N XU GONGOU
(*Lanzhou University*)

ABSTRACT

The characteristics of nuclear reactions with giant resonances as door-way states is discussed. The Feshbach-Kerman-Koonin theory is modified properly and used to derive the cross section formula of multi-step compound nuclear reactions with resonances as door-way states. In parameterization, the extended exciton model is obtained. As examples, the photo-nuclear reactions is described in such an extended exciton model.