第3卷 第1期　高能物理与核物理　Vol. 3, No. 1
1979年1月　PHYSICA ENERGIAE FORTIS ET PHYSICA NUCLEARIS　Jan., 1979

核反应统计理论中的宽度涨落修正

苏宗涤　施向军　唐学田　田　野
（中国科学院原子能研究所）

摘　　要

本文对包括发射粒子（其中又有剩余核处于分立能级和连续能级两种情况），裂变及辐射俘获等物理过程在内的复合核反应的宽度涨落修正给予统一的处理，这种处理方法应用于实际计算中，能使各个物理过程的分截面和去弹截面之间自洽.

一、引　　言

在核反应的统计理论中往往都引入宽度涨落修正[1]. 以 Hauser-Feshbach 理论[2]（以下简记为 H-F 理论）为例，对于 c 道入射，c' 道出射的平均截面是:

$$\sigma_{cc'}^{HF} = \pi\lambda\!\!\!^{-}{}_c^2 \frac{T_c T_{c'}}{\sum\limits_{c''} T_{c''}}, \tag{1}$$

其中 T_c 是穿透系数，在分立共振区它和平均分宽度 $\langle\Gamma_{\mu c}\rangle_\mu$ 及能级平均间距 D 满足如下的关系:

$$T_c = 2\pi\langle\Gamma_{\mu c}\rangle_\mu/D, \tag{2}$$

带宽度涨落修正的 H-F 理论[1,3]（以下简记为 WHF 理论）的平均截面是:

$$\sigma_{cc'}^{WHF} = \pi\lambda\!\!\!^{-}{}_c^2 \frac{T_c T_{c'}}{\sum\limits_{c''} T_{c''}} W_{cc'}, \tag{3}$$

其中

$$W_{cc'} = \left\langle\frac{\Gamma_{\mu c}\Gamma_{\mu c'}}{\Gamma_\mu}\right\rangle_\mu \bigg/ \frac{\langle\Gamma_{\mu c}\rangle_\mu\langle\Gamma_{\mu c'}\rangle_\mu}{\langle\Gamma_\mu\rangle_\mu}, \tag{4}$$

被称为宽度涨落修正因子. 上式中的 Γ_μ 表示共振态 μ 的总宽度，它等于所有的分宽度之和，而 $\langle\ \ \rangle_\mu$ 表示对共振态求平均.

众所周知，在复合核反应截面的计算中引入宽度涨落修正将增大复合核弹性散射截面而减小其它道的截面，使得理论计算结果更好地符合实验值[4].

但是在我们所考虑的核反应中，包括有发射粒子使剩余核处于连续区的情况，有裂变

本文 1978 年 3 月 7 日收到.

及辐射俘获等物理过程，这些过程的出现给宽度涨落修正的处理带来一定的困难． Dunford 的工作[5]只考虑了有辐射过程存在时对粒子发射截面中的宽度涨落修正因子的影响．Back 等人[6]提出了计算裂变截面的宽度涨落修正因子的处理方法，但它是作为有效道数的函数给出的． Igarasi[7] 对辐射俘获截面作了宽度涨落修正．这些工作由于没有对所有物理过程的截面作统一的宽度涨落修正处理，就有可能使各种截面的计算结果不自洽．这种不自洽表现在吸收截面 σ_{abs} 和带宽度涨落修正的复合核弹性散射截面 σ_{ce} 之差(即去弹反应截面 σ_{non})不等于非弹散射截面 σ_{in} 和裂变截面 σ_F 及辐射俘获截面 σ_γ 之和，即

$$\sigma_{abs}-\sigma_{ce}\neq\sigma_{in}+\sigma_F+\sigma_\gamma$$

其中 σ_{in} 中一般包括剩余核处于分立能级的粒子发射非弹散射截面 $\sum\limits_{c'(\neq c)}\sigma_{cc'}$ 及剩余核处于连续区的粒子发射截面 σ_p 两部分．

我们这里对粒子发射、裂变及辐射等过程的宽度涨落修正给予统一处理，这样的处理方法应用于各个物理过程的截面计算中，能使各分截面和总截面自洽． 在第二节我们先简单地回顾剩余核处于分立能级的粒子发射的宽度涨落修正因子的推导，然后推广到剩余核处于连续区的粒子发射、裂变及辐射等物理过程同时存在的情况中去． 在第三节给出某些计算结果并简单地讨论一下这个处理方法．

二、宽度涨落修正因子

按照公式(4)，宽度涨落修正因子 $W_{cc'}$ 是:

$$W_{cc'}=\left\langle\frac{\Gamma_{\mu c}\Gamma_{\mu c'}}{\Gamma_\mu}\right\rangle_\mu\Big/\frac{\langle\Gamma_{\mu c}\rangle_\mu\langle\Gamma_{\mu c'}\rangle_\mu}{\langle\Gamma_\mu\rangle_\mu},$$

其中总宽度 Γ_μ，在仅有粒子发射而且此时的剩余核处于分立能级上，那么它就是 n 个粒子发射道的分宽度 $\Gamma_{\mu c}$ 之和:

$$\Gamma_\mu=\sum_c^n\Gamma_{\mu c},\tag{5}$$

所谓宽度涨落是指量

$$x_c=\Gamma_{\mu c}/\langle\Gamma_{\mu c}\rangle_\mu,\tag{6}$$

服从一定的统计分布，通常假定是服从自由度为 ν 的 χ^2 分布[8]:

$$P_\nu(x)dx=\frac{1}{2^{\nu/2}\Gamma(\frac{\nu}{2})}e^{-\nu x/2}(\nu x)^{\nu/2}\frac{dx}{x},\tag{7}$$

当 $\nu=1$ 时

$$P_1(x)dx=\frac{1}{\sqrt{2\pi x}}e^{-x/2}dx,\tag{8}$$

把公式(6)代入到公式(4)中，则

$$W_{cc'}=\langle\Gamma_\mu\rangle_\mu\left\langle\frac{x_cx_{c'}}{\sum\limits_{c''}x_{c''}\langle\Gamma_{\mu c''}\rangle_\mu}\right\rangle_\mu.$$

若简单地取 $\nu=1$ 的 χ^2 分布，并令

$$p_c=\langle\Gamma_{\mu c}\rangle_\mu/\langle\Gamma_\mu\rangle_\mu=T_c/T, \tag{9}$$

其中

$$T=\sum_c^n T_c, \tag{10}$$

那么

$$W_{cc'}=\int_0^\infty\cdots\int_0^\infty\frac{x_cx_{c'}}{\sum\limits_{c''}x_{c''}p_{c''}}\prod_{c''}^n P_1(x_{c''})dx_{c''}$$

$$=\frac{1}{(2\pi)^{n/2}}\int_0^\infty\cdots\int_0^\infty\frac{x_cx_{c'}\exp\left(-\sum\limits_{c''}^n x_{c''}/2\right)}{\sum\limits_{c''}^n x_{c''}p_{c''}}\prod_{c''}^n\frac{dx_{c''}}{x_{c''}^{1/2}}.$$

利用下面类型的积分：

$$A^{-1}=\int_0^\infty e^{-At}dt$$

把上式被积函数中的 $1\Big/\sum\limits_{c''}x_{c''}p_{c''}$ 因子变成指数形式的积分，则得

$$W_{cc'}=\frac{1}{(2\pi)^{n/2}}\int_0^\infty dt\int_0^\infty\cdots\int_0^\infty x_cx_{c'}\exp\left[-\sum_{c''}^n(1+2p_{c''}t)x_{c''}/2\right]\prod_{c''}^n\frac{dx_{c''}}{x_{c''}^{1/2}}.$$

再利用如下的积分：

$$\int_0^\infty e^{-kx}x^{m-1}dx=\frac{\Gamma(m)}{k^m}.$$

对上式就 $c=c'$ 和 $c\neq c'$ 两种情况分别进行积分，最后得到：

$$W_{cc'}=(1+2\delta_{cc'})\int_0^\infty\frac{dt}{(1+2p_ct)(1+2p_{c'}t)\prod\limits_{c''}(1+2p_{c''}t)^{1/2}}, \tag{11}$$

这就是通常的剩余核处于分立能级粒子发射的宽度涨落修正因子.

若每个道 c 分别满足自由度为 ν_c 的 χ^2 分布，完全类似地推导可得到：

$$W_{cc'}=\left(1+\frac{2}{\nu_c}\delta_{cc'}\right)\int_0^\infty\frac{dt}{(1+2p_ct/\nu_c)(1+2p_{c'}t/\nu_{c'})\prod\limits_{c''}(1+2p_{c''}t/\nu_{c''})^{\nu_{c''}/2}}. \tag{12}$$

当我们所考虑的核反应中，既有剩余核处于分立能级的粒子发射，又有剩余核处于连续区的粒子发射，此外还包括有裂变及辐射俘获等物理过程时，那么这时就必须考虑由于后面三类过程的存在对 $W_{cc'}$ 的影响，此外在计算这三类过程的截面时也要作宽度涨落修正.

在讨论剩余核处于连续区的粒子发射，裂变及辐射俘获等物理过程的宽度涨落修正时，为了计算简便，我们近似地认为这些过程的可能末态是很多的，因此共振态 μ 所包括这些过程的道数是很大的，这是我们讨论的出发点.

和剩余核处于分立能级的粒子发射情况一样，对共振态 μ 我们分别引入剩余核处于连续区的粒子发射总宽度 Γ_μ^p，裂变总宽度 Γ_μ^F 及辐射总宽度 Γ_μ^r，它们分别等于很多分宽度之和：

$$\begin{aligned}\Gamma_\mu^p &= \sum_d^{n_p} \Gamma_{\mu d}^p, \\ \Gamma_\mu^F &= \sum_d^{n_F} \Gamma_{\mu d}^F, \\ \Gamma_\mu^r &= \sum_d^{n_r} \Gamma_{\mu d}^r,\end{aligned} \tag{13}$$

其中 n_p、n_F、n_r 分别是上述三类过程的道数，并且近似地认为是很大的．共振态 μ 的总宽度：

$$\Gamma_\mu = \sum_c^n \Gamma_{\mu c} + \Gamma_\mu^p + \Gamma_\mu^F + \Gamma_\mu^r, \tag{14}$$

其中等式右边的第一项就是在(5)式中定义的剩余核处于分立能级的粒子发射总宽度．而总穿透系数 T^μ 等于上面四部分的穿透系数之和，即

$$\begin{aligned}T^\mu &= \sum_c T_c + T_p^\mu + T_F^\mu + T_r^\mu \\ &= \sum_c T_c + \sum_d T_d^p + \sum_d T_d^F + \sum_d T_d^r,\end{aligned} \tag{15}$$

T_c 和 T_d^p 分别是剩余核处于分立能级的粒子发射和连续区的粒子发射的单道穿透系数，T_d^F 及 T_d^r 分别是裂变及辐射的单道穿透系数，它们和各自的分宽度 $\Gamma_{\mu c}$、$\Gamma_{\mu d}^p$、$\Gamma_{\mu d}^F$ 和 $\Gamma_{\mu d}^r$ 之间被认为满足关系式(2)．

与上述物理过程相应的各种截面可写成：

$$\begin{aligned}\sigma_{cc'} &= \pi \lambda_c^2 T_c \frac{T_{c'} W_{cc'}}{T^\mu}, \\ \sigma_{p(c)} &= \pi \lambda_c^2 T_c \frac{\sum_d T_d^p W_{cd}^p}{T^\mu}, \\ \sigma_{F(c)} &= \pi \lambda_c^2 T_c \frac{\sum_d T_d^F W_{cd}^F}{T^\mu}, \\ \sigma_{r(c)} &= \pi \lambda_c^2 T_c \frac{\sum_d T W_{dcd}^{rr}}{T^\mu},\end{aligned} \tag{16}$$

式中的 $W_{cc'}$、W_{cd}^p、W_{cd}^F、及 W_{cd}^r 分别是上述四种过程的宽度涨落修正因子．$W_{cc'}$ 已在公式(11)及(12)中给出，当考虑了剩余核处于连续区的粒子发射、裂变及辐射等物理过程存在时，并假定所有的道都服从 $\nu = 1$ 的 χ^2 分布，用完全类似的方法可推导为：

$$W_{cc'}=(1+2\delta_{cc'})\int_0^\infty dt\,\frac{1}{(1+2p_ct)(1+2p_{c'}t)\prod\limits_{c''}(1+2p_{c''}t)^{1/2}}$$
$$\times\frac{1}{\prod\limits_{d}(1+2p_d^pt)^{1/2}\prod\limits_{d'}(1+2p_{d'}^Ft)^{1/2}\prod\limits_{d''}(1+2p_{d''}^rt)^{1/2}}.$$

其中

$$\begin{aligned}p_c&=\langle\Gamma_{\mu c}\rangle_\mu/\langle\Gamma_\mu\rangle_\mu=T_c/T^\mu,\\ p_d^p&=\langle\Gamma_{\mu d}^p\rangle_\mu/\langle\Gamma_\mu\rangle_\mu=T_d^p/T^\mu,\\ p_{d'}^F&=\langle\Gamma_{\mu d'}^F\rangle/\langle\Gamma_\mu\rangle_\mu=T_{d'}^p/T^\mu,\\ p_{d''}^r&=\langle\Gamma_{\mu d''}^r\rangle/\langle\Gamma_\mu\rangle_\mu=T_{d''}^r/T^\mu.\end{aligned}\tag{17}$$

表示相应于上述过程各个道的衰变几率．共振态 μ 的各过程的总衰变几率分别为：

$$\begin{aligned}p_\mu^p&=\sum_d p_d^p=\langle\Gamma_\mu^p\rangle_\mu/\langle\Gamma_\mu\rangle_\mu=T_\mu^p/T^\mu,\\ p_\mu^F&=\sum_d p_d^F=\langle\Gamma_\mu^F\rangle_\mu/\langle\Gamma_\mu\rangle_\mu=T_\mu^F/T^\mu,\\ p_\mu^r&=\sum_d p_d^r=\langle\Gamma_\mu^r\rangle_\mu/\langle\Gamma_\mu\rangle_\mu=T_\mu^r/T^\mu.\end{aligned}\tag{18}$$

由于这些过程包括的道数 n_p、n_F 及 n_r 都是很大的，而每个道的衰变几率是很小的，可以近似地假定：

$$\begin{aligned}p_d^p&\doteq p_\mu^p/n_p,\\ p_{d'}^F&\doteq p_\mu^F/n_F,\\ p_{d''}^r&\doteq p_\mu^r/n_r.\end{aligned}\tag{19}$$

那么

$$\begin{aligned}\prod_d^{n_p}(1+2p_d^pt)^{1/2}&\doteq\prod_d^{n_p}(1+2p_\mu^pt/n_p)^{1/2}\\ &=(1+2p_\mu^pt/n_p)^{n_p/2}\doteq e^{p_\mu^pt}\end{aligned}$$

类似地

$$\prod_{d'}^{n_F}(1+2p_{d'}^Ft)^{1/2}\doteq e^{p_\mu^Ft},$$
$$\prod_{d''}^{n_r}(1+2p_{d''}^rt)^{1/2}\doteq e^{p_\mu^rt}.$$

这样就可得到包括所有过程在内的剩余核处于分立能级的粒子发射的宽度涨落修正因子：

$$W_{cc'}=(1+2\delta_{cc'})\int_0^\infty\frac{\exp[-(p_\mu^p+p_\mu^F+p_\mu^r)t]}{(1+2p_ct)(1+2p_{c'}t)\prod\limits_{c''}(1+2p_{c''}t)^{1/2}}dt,\tag{20}$$

对于(16)式中另外三类截面 $\sigma_p(c)$、$\sigma_F(c)$ 及 $\sigma_r(c)$ 可作进一步地简化，我们以裂变为例，把由(4)式定义的宽度涨落修正因子代入到 $\sum\limits_d T_d^FW_{cd}$ 中，则

$$\sum_d T_d^F W_{cd}^F = \frac{2\pi}{D}\sum_d \langle \Gamma_{\mu d}^F\rangle_\mu \left\langle \frac{\Gamma_{\mu c}\Gamma_{\mu d}^F}{\Gamma_\mu}\right\rangle_\mu \frac{\langle \Gamma_\mu\rangle_\mu}{\langle \Gamma_{\mu c}\rangle_\mu \langle \Gamma_{\mu d}^F\rangle_\mu}$$

$$= \frac{2\pi}{D}\frac{\langle \Gamma_\mu\rangle_\mu}{\langle \Gamma_{\mu c}\rangle_\mu}\left\langle \frac{\Gamma_{\mu c}\sum_d \Gamma_{\mu d}^F}{\Gamma_\mu}\right\rangle_\mu .$$

由于这些过程包括的道数很多，可以近似地认为 $\sum_d \Gamma_{\mu d}^F$ 是和 μ 无关，把它从 $\langle\ \ \rangle_\mu$ 号中提出，则

$$\sum_d T_d^F W_{cd}^F = \left\langle \frac{\Gamma_{\mu c}}{\Gamma_\mu}\right\rangle_\mu \frac{\langle \Gamma_\mu\rangle_\mu}{\langle \Gamma_{\mu c}\rangle_\mu} T_\mu^F .$$

令

$$W_c^\mu = \left\langle \frac{\Gamma_{\mu c}}{\Gamma_\mu}\right\rangle_\mu \frac{\langle \Gamma_\mu\rangle_\mu}{\langle \Gamma_{\mu c}\rangle_\mu}. \tag{21}$$

那么

$$\sum_d T_d^F W_{cd}^F = T_F^\mu W_c^\mu$$

对其它两种情况同样地可以得到：

$$\sum_d T_d^p W_{cd}^p = T_p^\mu W_c^\mu$$

$$\sum_d T_d^r W_{cd}^r = T_r^\mu W_c^\mu$$

把它们代入到(16)式的截面表达式中，则

$$\sigma_p(c) = \pi\lambda_c^2 T_c \frac{T_p^\mu}{T^\mu} W_c^\mu ,$$

$$\sigma_F(c) = \pi\lambda_c^2 T_c \frac{T_F^\mu}{T^\mu} W_c^\mu ,$$

$$\sigma_r(c) = \pi\lambda_c^2 T_c \frac{T_r^\mu}{T^\mu} W_c^\mu . \tag{22}$$

由(21)式可清楚的看到 W_c^μ 只和入射道 c 有关，而和出射道无关，用推导 $W_{cc'}$ 同样的方法可以得到：

$$W_c^\mu = \int_0^\infty \frac{\exp[-(p_\mu^p + p_\mu^F + p_\mu^r)t]}{(1+2p_c t)\prod_{c''}(1+2p_{c''}t)^{1/2}}dt . \tag{23}$$

公式(20)及(23)中的衰变几率用(18)式中的穿透系数代替，那么(20)及(23)式可写成：

$$W_{cc'} = (1+2\delta_{cc'})\int_0^\infty \frac{\exp[-(T_p^\mu + T_F^\mu + T_r^\mu)t/T^\mu]}{\left(1+2\frac{T_c}{T^\mu}t\right)\left(1+2\frac{T_{c'}}{T^\mu}t\right)\prod_{c''}\left(1+2\frac{T_{c''}}{T^\mu}t\right)^{1/2}}dt ,$$

$$W_c^\mu = \int_0^\infty \frac{\exp[-(T_p^\mu + T_F^\mu + T_r^\mu)t/T^\mu]}{\left(1+2\frac{T_c}{T^\mu}t\right)\prod_{c''}\left(1+2\frac{T_{c''}}{T^\mu}t\right)^{1/2}}dt , \tag{24}$$

为了计算上的方便，作

$$y = 1/(1+2t)$$

变数代换，则

$$W_{cc'}=\frac{1+2\delta_{cc'}}{2}\int_0^1\frac{\exp\left[-\frac{T_p^\mu+T_F^\mu+T_r^\mu}{2T^\mu}\left(\frac{1}{y}-1\right)\right]}{y^2\left[1+\frac{T_c}{T^\mu}\left(\frac{1}{y}-1\right)\right]\left[1+\frac{T_{c'}}{T^\mu}\left(\frac{1}{y}-1\right)\right]\prod_{c''}\left[1+\frac{T_{c''}}{T^\mu}\left(\frac{1}{y}-1\right)\right]^{1/2}}dy,$$

$$W_c^\mu=\frac{1}{2}\int_0^1\frac{\exp\left[-\frac{T_p^\mu+T_F^\mu+T_r^\mu}{2T^\mu}\left(\frac{1}{y}-1\right)\right]}{y^2\left[1+\frac{T_c}{T^\mu}\left(\frac{1}{y}-1\right)\right]\prod_{c''}\left[1+\frac{T_{c''}}{T^\mu}\left(\frac{1}{y}-1\right)\right]^{1/2}}dy. \tag{25}$$

利用(25)式给出的宽度涨落修正因子及(16)式的截面表达式就可计算各种物理过程的截面. 当入射能量比较高时，剩余核处于分立能级的粒子发射的各个道的衰变几率都是很小的，显然这时 W_c^μ 是趋于 1，在此情况下可以不再考虑宽度涨落修正.

三、截面的计算结果和讨论

上面我们一般地讨论了各种截面和它们的宽度涨落修正因子. 在这一节我们用上面的处理方法计算 $n+{}^{235}\mathrm{U}$ 反应的各种截面. 对于中子入射能量不太高的情况下，我们不考虑直接相互作用的贡献及带电粒子发射的截面，在这种情况下，计算的截面包括有：吸收截面 σ_{abs}，复合核弹性散射截面 σ_{ce} 及去弹反应截面 σ_{non}，这些截面应当满足：

$$\sigma_{abs}=\sigma_{ce}+\sigma_{non}, \tag{26}$$

在去弹反应截面中又包括非弹散射截面 σ_{in}，裂变截面 σ_F 及辐射辐获截面 σ_r，它们之间满足如下的关系：

$$\sigma_{non}=\sigma_{in}+\sigma_F+\sigma_r, \tag{27}$$

有关这些截面的计算公式及所选用的参数可以参看我们的总结性文章[9]. 为了便于比较，下面我们分别给出用 H-F 理论及 WHF 理论计算的各种截面结果：

表：$n+{}^{235}\mathrm{U}$ 反应的各种截面计算结果

（在 $n+{}^{235}\mathrm{U}$ 反应中当中子能量 $E_n\geqslant0.3\mathrm{MeV}$ 后就必须考虑剩余核处于连续区粒子发射对非弹散射截面的贡献.）

E_n (MeV)	计算方法	σ_{abs} (b)	σ_{ce} (b)	σ_{non} (b)	σ_{in} (b)	σ_F (b)	σ_r (b)
0.01	H-F	4.18	0.45	3.73	0	2.36	1.37
	WHF	4.18	0.90	3.28	0	2.13	1.15
0.1	H-F	3.27	0.55	2.72	0.57	1.58	0.56
	WHF	3.27	0.98	2.29	0.44	1.38	0.47
0.3	H-F	3.31	0.48	2.83	1.59	1.00	0.24
	WHF	3.31	0.84	2.47	1.33	0.92	0.22
0.5	H-F	3.14	0.36	2.78	1.69	0.91	0.19
	WHF	3.14	0.60	2.54	1.54	0.82	0.17

以上的结果是我们任选的几个能量点的计算结果，这些结果我们不要求和实验值作比较，因为这里涉及到很多参数的选取，而是告诉我们当引入宽度涨落修正后，各个截面值的分配有所改变及变化的趋势. 对复合核弹性散射截面而言，WHF 公式计算的结果较 H-F 公式的结果要大得多，而大出的部分正好是用 WHF 公式所得的去弹反应截面所减少的部分. 而去弹反应截面中的非弹散射截面，裂变截面以及辐射俘获截面用 WHF 公式计算的结果也都较 H-F 公式的结果要小些，而保持各个截面的分配在不考虑直接相互作用的情况下是自洽的.

这里所用的宽度涨落修正的统一处理方法是简单而可行的，整个方法中只是假定剩余核处于连续区的粒子发射，裂变及辐射这些过程所包括的道数是很多的，而每个道的分宽度被近似地认为是相同的，这个假定对末态是很多的情况下是合理的. 但是这里必须指出，关于这些物理过程的道数是很多的假定并非一般都成立. 例如对于裂变问题，裂变宽度是由鞍点态的数目确定的，而在中子入射能量更低的情况下，鞍点态的数目是不大的. 显然这时用上述的宽度涨落修正处理方法有很大的近似.

这个方法应用于 Moldauer 理论[4]的计算中[9]也同样有效.

最后我们对卓益忠同志和其它同志的有益讨论及宝贵意见表示谢意.

参　考　文　献

[1] A. M. Lane et al., *Proc. Phys. Soc.*, **A70** (1957), 557.
[2] W. Hauser and H. Feshbach, *Phys. Rev.*, **87** (1952), 366.
[3] T. Ericson, ''Advances in Physics.'' **9** (1960), 425.
[4] P. A. Moldauer, *Phys. Rev.*, **135B** (1964), 642; *Rev. Mod. Phys.*, **36** (1964), 1079.
[5] C. L. Dunford, *AI-AEC-12931* (1970).
[6] B. B. Back et al., *Nucl. Phys.*, **A165** (1971), 449.
[7] Sin-iti Igarasi, *J. Nucl. Sci. Technol.*, **12** (1975), 67.
[8] C. E. Porter et al., *Phys. Rev.*, **104** (1956), 483.
[9] 苏宗涤、施向军等，铀、钚同位素中子反应的统计理论计算，hsj-78226.

THE WIDTH FLUCTUATION CORRECTION IN STATISTICAL THEORY OF NUCLEAR REACTIONS

SU ZONG-DI　SHI XIANG-JUN　TANG XUE-TIAN　TIAN YE

(Institute of Atomic Energy, Academia Sinica)

ABSTRACT

In the width fluctuation correction calculation of compound nuclear reaction, we have made a unified treatment of the reaction processes of particle emission, gamma emission and fission processes, in which the residual nuclei can be in discrete states or in the continuum. The calculated results of inelastic cross sections and the cross sections for particle emission, gamma emission and fission processes are self-consistent.