

## $^{238}\text{U}$ 引起的准裂变反应的模拟计算

沈文庆

(中国科学院近代物理研究所, 兰州)

S. BJÖRNHOLM R. DONANGELO

(丹麦哥本哈根大学玻尔研究所)

### 摘 要

用一种简单的模型对  $^{238}\text{U}$  引起的准裂变反应进行了模拟计算。模拟计算证实  $^{238}\text{U}$  引起的准裂变反应中存在普适的质量弛豫时间, 并可以从实验数据提取全熔合形成截面及不含涨落的质量函数。

### 一、引 言

在一些重离子碰撞中, 人们观察到一种介于深部非弹和全熔合之间的反应, 称做快裂变或准裂变。这类反应有很大的质量转移, 反应时间介于快的深部非弹和慢的全熔合之间<sup>[1-7]</sup>。近年来在 GSI 的 Unilac 加速器上, 对这类反应进行了深入的研究<sup>[4-7]</sup>, 例如用  $^{238}\text{U}$  轰击  $^{16}\text{O}$  到  $^{89}\text{Y}$  之间的靶所产生的准裂变的研究中发现  $^{238}\text{U} + ^{16}\text{O}$  反应产物大都来自全熔合, 而从  $^{238}\text{U} + ^{27}\text{Al}$  开始出现准裂变, 此时准裂变产物的特性和全熔合类似, 但是角分布的各向异性比全熔合裂变预言的要大, 对  $Z=720$  的靶, 产物的出射角和质量之间有强烈的关联, 到  $^{238}\text{U} + \text{Zn}$ , 产物的特性已很象深部非弹了。

全熔合裂变产物的角分布可用鞍点处平衡的  $K$  分布来描述。质量分布在对称质量处成峰, 其宽度符合复合核裂变理论计算的结果。但是要由实验数据提取全熔合裂变截面和准裂变截面并不是很容易的。一些作者根据准裂变碎片角分布各向异性比全熔合裂变要大来提取这两者<sup>[8]</sup>; 另一些作者根据准裂变碎片质量分布宽度比全熔合裂变大或具有和高斯分布不同形状的质量分布来提取这两个截面<sup>[6]</sup>。仅仅依靠角分布或质量分布来提取这两个截面常常带来很大的不确定性, 考虑质量和角度的二维关联, 并由此提取这两个截面将会更可靠。本文将用一种简单的准裂变反应模拟计算方法, 由实验数据分出全熔合和准裂变的截面。这些数据可用来验证额外推动力模型及额外额外推动力模型, 以及由这两个模型导出的相应的标度规则, 从而使人们能预言重系统的全熔合截面。

另外两体产物质量对角度关联的细致测量还允许我们提取质量漂移模式的弛豫时间, 对  $^{238}\text{U}$  引起的准裂变反应, 实验数据表明质量漂移的弛豫时间和轰击能及靶无关, 这也给低轰击能时主要是一体耗散起作用提供了实验证明<sup>[7]</sup>。本文描述的准裂变反应的计算也进一步证实了  $^{238}\text{U}$  引起的准裂变反应中存在“普适”的质量弛豫时间。

本文 1986 年 10 月 10 日收到。

和  
V  
)

测  
位  
子,  
球

在  
讨  
此

AN

$^{12}\text{C}$ ,  
are  
of

在重离子反应中通常存在强烈的涨落现象,包括统计涨落和量子涨落等.例如质量漂移模式除了质量漂移外还存在涨落,实验得到的是两者的合成结果,这给理论分析带来了复杂性.本文描述的方法也能给出准裂变反应中不含涨落的质量函数,这对进一步的理论分析也是很有意义的.

## 二、准裂变反应的模拟计算方法

在我们的准裂变反应的模拟计算中假设测量的质量分布,角分布及质量-质心角二维关联可由不含涨落的质量函数  $g(A)$ ,合适的质量和角度弥散公式及合适的偏转函数来产生.假设质量函数具有简单的形式,它由两个分量组成:1)在对称质量处的  $\delta$  函数,它产生全融合裂变分量;2)产生准裂变的分量,它是梯形的,其位置和一边的斜率反映了质量漂移的大小及速度.根据我们的实验数据,已得到全融合裂变及准裂变的质量弥散的经验公式:

$$(\sigma_A)_{CN} = 0.032 A_{CN}(E^*)^{1/4}, \quad (1)$$

$$(\sigma_A)_{QF} = (\sigma_A)_{CN} \cdot \frac{\sqrt{\Delta A(2 \cdot \Delta A_\infty - \Delta A)}}{\Delta A_\infty}, \quad (2)$$

式中  $\Delta A = A_P - A$  (对类弹产物),或  $\Delta A = A - A_T$  (对类靶产物),  $\Delta A_\infty = 1/2(A_P - A_T)$ ,由实验数据得到裂变反应产物的角度弥散的经验公式为:  $(\sigma_\theta)_{QF}^2 = C(\theta_i - \theta_{ci})$ ,其中  $C = 5^\circ - 10^\circ$ ,  $\theta_i$  是观察角,  $\theta_{ci}$  是库仑偏转函数,对已知角动量的轨道可方便地计算出来.同时采用实验得到的质量漂移的弛豫曲线:

$$\frac{\Delta A}{\Delta A_\infty} = 1 - \exp\left[-\left(\frac{t - t_0}{\tau}\right)\right], \quad (3)$$

其中  $\tau$  是质量漂移的弛豫时间,  $t_0$  是质量漂移的起始时间.由于实验测到的俘获截面是全融合截面和准裂变截面之和  $\sigma_C = \sigma_{CN} + \sigma_{QF}$ .假设零到  $l_{CN}$  产生全融合裂变,  $l_{CN}$  到  $l_{QF}$  产生准裂变,且假设大的角动量产生小的质量漂移,这样对每一个在  $l_{CN}$  到  $l_{QF}$  之间的单位角动量间隔  $l_i$  到  $l_i + 1$  可根据锐切断模型算出截面  $\Delta\sigma_i$ ,根据质量函数  $g(A)$  便可从下列方程解出相应的类弹产物的质量漂移  $\Delta A_i$ ,

$$2 \int_{A_P}^{A_P - \Delta A_i} g(A) dA = \sum_{l_i}^{l_{QF}} \Delta\sigma_i \quad (4)$$

由上述质量漂移的弛豫曲线(3)可得到相应的反应时间  $t_i$ ,从而计算出转动角  $\Delta\theta_i = \hbar l_i t_i / J$  及相应的出射角  $\theta_i = \pi - \theta_{ci} - \Delta\theta_i$ .再对上述质量漂移和出射角,根据上面假设的离散公式用高斯分布弥散开来,就可得到准裂变部份的质量和质心角的二维关联.对角动量从 0 到  $l_{CN}$  的全融合核裂变部份,根据全融合质量分布离散经验公式(1)及通常的全融合裂变的归一化角分布形式  $f_{CN}(\theta)$  也可得到全融合裂变部份的质量和质心角二维关联.

这两者的和就是可以与实验比较的质量和质心角二维关联  $\frac{d^2\sigma}{d\theta dA}$ :

$$\frac{d^2\sigma}{d\theta dA} = \sum_{l_{CN}}^{l_{QF}} \Delta\sigma_i e^{-\frac{(A-A_i)^2}{2(\sigma_A)_{QF}^2}} \sum_{n=-10}^{n=10} \left[ e^{-\frac{(\theta+2n\pi-\theta_i)^2}{2(\sigma_\theta)_{QF}^2}} + e^{-\frac{(-\theta+2n\pi-\theta_i)^2}{2(\sigma_\theta)_{QF}^2}} \right]$$

公  
项(δ  
函它  
们  
分  
别  
拟  
合  
获  
得  
的  
弥  
散随  
靶  
角  
应  
跃  
变  
负  
的  
实  
验  
应  
上  
双  
形  
式  
到  
了  
反  
应  
不  
能  
才  
能

+ 相应的类靶的贡献

$$+ \sigma_{CN} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}(\sigma_A)_{CN}} e^{-\frac{(A-A_s)^2}{2(\sigma_A)_{CN}^2}} \cdot f_{CN}(\theta), \quad (5)$$

公式中  $n$  表示转动圈数, 主要贡献来自  $n=0$ ;  $A_s = \frac{1}{2}(A_P + A_T)$ . 分式中关于  $\theta$  的两项, 分别表示来自正角和负角的贡献.

在真正的模拟计算中没有弥散的质量函数  $g(A)$  作为可调参量, 它包括全熔合截面 ( $\delta$  函数) 部分及产生准裂变的梯形分量. 根据质量离散  $\sigma(A)$  的经验公式(1—2), 把质量函数  $g(A)$  弥散开来, 并对  $A$  积分可得到包含弥散的质量分布  $f(A)$ :

$$f(A) = \int_{A_T}^{A_P} g(A') \frac{e^{-\frac{(A-A')^2}{2\sigma^2(A')}}}{\sqrt{2\pi}\sigma(A')} dA'. \quad (6)$$

它可和实验质量分布比较. 从而通过拟合实验质量分布来定出质量函数  $g(A)$ . 尽管我们假设了最简单质量函数的形式, 这种模拟还不是唯一的, 但是在对称质量附近, 质量分布对产生全熔合截面的  $\delta$  函数最灵敏, 而其它部分对产生准裂变的梯形分量灵敏. 实际上我们固定一个全熔合截面(即固定  $\delta$  函数前的系数), 调节质量函数中的梯形部分来拟合实验质量分布(此时这种拟合基本上唯一的). 再用得到的质量函数的参数来产生质量-质心角二维关联分布, 把它和实验的质量-质心角二维分布比较. 然后再变化全熔合截面, 重复上述过程, 直到和实验的质量-质心角二维分布为最佳拟合, 从而从实验的俘获截面, 质量分布及质量-质心角二维关联提取出全熔合截面及相应于该反应系统的没有弥散的质量函数  $g(A)$ .

### 三、计算结果

图 1a 及图 1b 显示了拟合不同靶和轰击能时由实验数据提取的质量函数  $g(A)$ . 它随靶和轰击能量的演变是很有规律的.  $A$  小于对称质量  $A_s$  的质量函数的梯形的斜率, 当靶从  $^{26}\text{Mg}$  变到  $\text{Zn}$  时在  $^{35}\text{Cl}$  和  $^{40}\text{Ca}$  靶之间发生跃变, 由正变负. 这种斜率符号的变化反映了实验上观察到的两类准裂变反应的跃变, 即总的特性类似于全熔合裂变的准裂变反应(比  $^{35}\text{Cl}$  轻的靶)和总的特性类似于深部非弹的准裂变反应(比  $^{40}\text{Ca}$  重的靶)之间的跃变<sup>[9]</sup>. 对第一类准裂变反应, 没有弥散的质量函数有正的斜率, 对第二类准裂变反应有负的斜率. 对第一类准裂变反应, 质量函数离对称质量的距离随靶核变重而增加, 反映了实验中观察到的随靶核变重、质量-质心角二维关联的倾斜度增加. 对第二类准裂变反应, 质量函数与对称质量的距离随靶核变重而增加, 且斜率的绝对值也增加, 反映了实验上观察到的第二类准裂变反应随靶核变重, 质量漂移减小的情况. 实验上还观察到反应形式主要取决于靶核质量数和核电荷数, 对轰击能的依赖较弱, 这在模拟计算结果中也得到了反映. 实验上还发现对低轰击能量及靶核质量在 35 附近时很难区分这两类准裂变反应, 可能(它们)同时存在. 模拟计算表明对这种情况(例  $5.4 \text{ MeV/A } ^{238}\text{U} + ^{32}\text{S}$  及  $^{35}\text{Cl}$ )不能用一种简单的梯形质量函数来拟合, 必须包含具有正负斜率的两个梯形的质量函数才能拟合它们. 模拟计算进一步证实了实验上观察到的两类准裂变反应, 这种没有弥散

量来均

二来它质的均

1)

2)

一

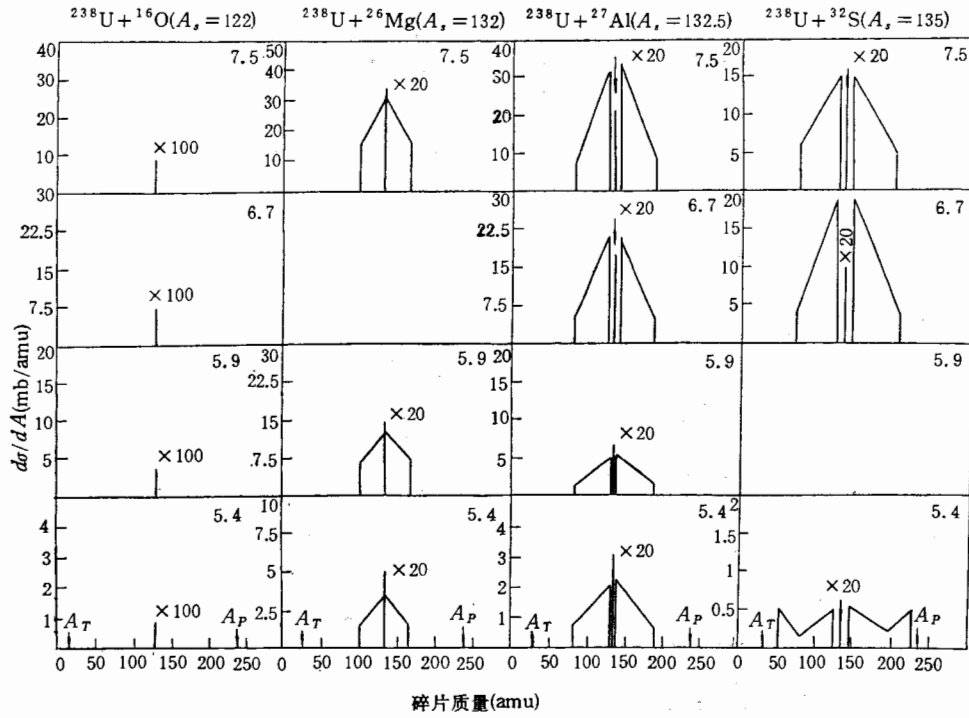
), 地

3)

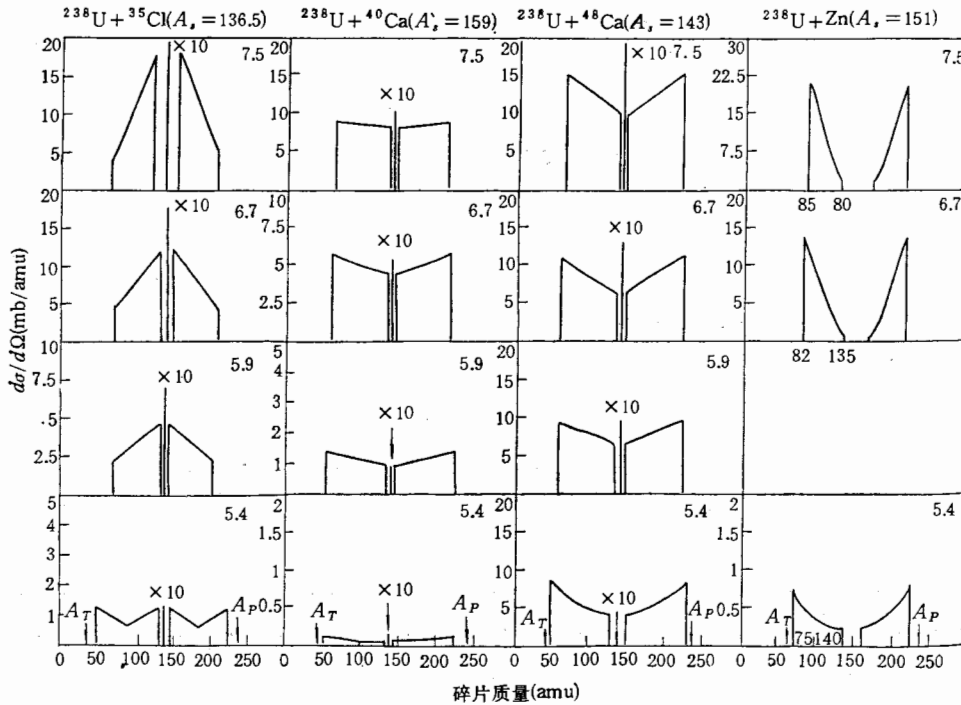
是到的从

4)

// 离动熔核



(a)



(b)

图 1 拟合实验数据提取的质量函数  $g(A)$

的质量函数在理论上的意义及是否可由理论模型直接产生这种质量函数的工作还正在进行中。

地果 +  
M<sub>0</sub>

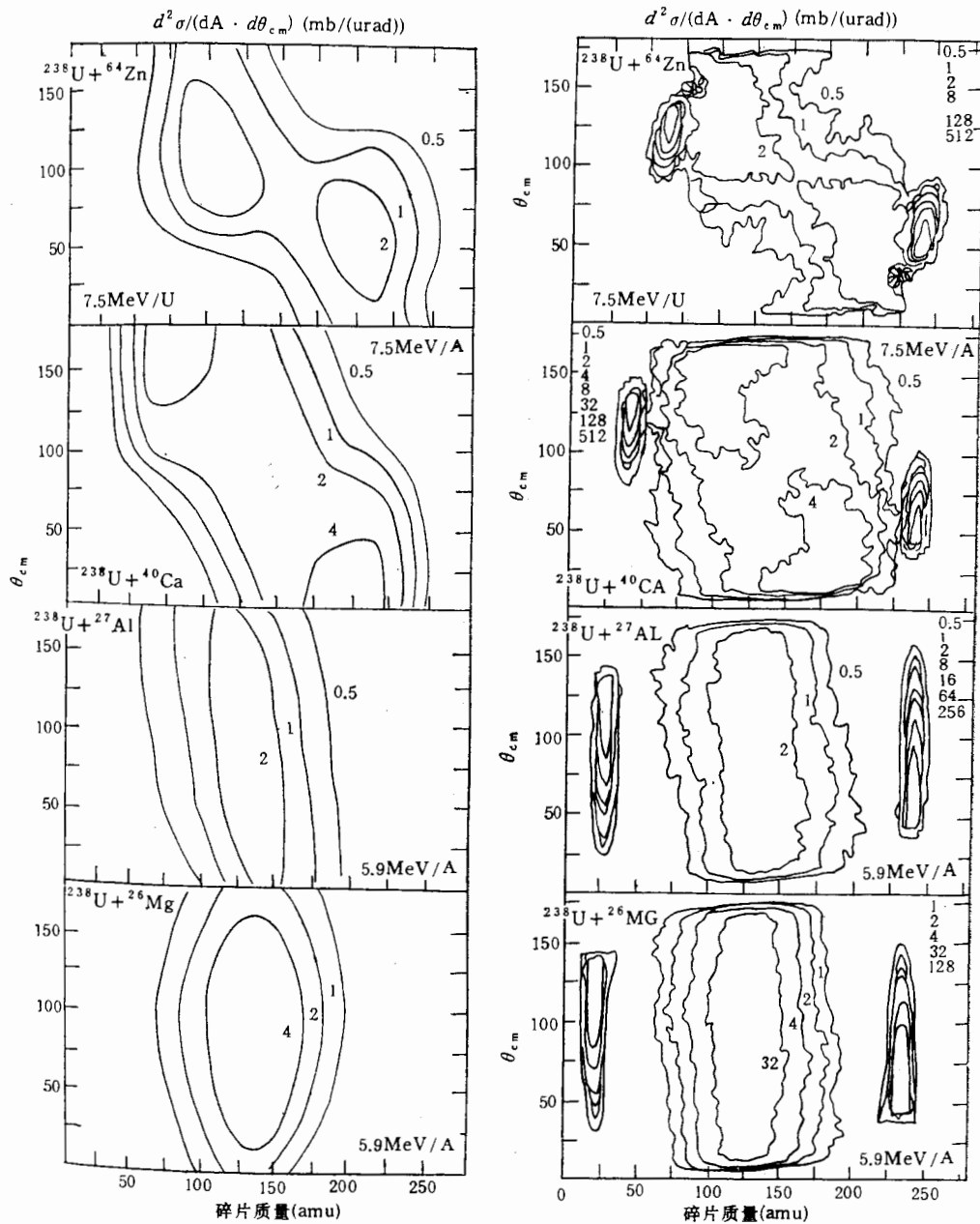


图 2 实验系模拟计算的质量-质心角两维关联的例子。

图 2 显示了一些实验和模拟计算的质量-质心角两维关联的例子。模拟计算能较好地复演 7.5 MeV/A 到 5.4 MeV/A 内,  $^{238}\text{U}$  轰击  $^{16}\text{O}$  到  $\text{Zn}$  的各种靶共 35 种系统的实验结果。图 2 显示的仅是若干种典型情况, 即 5.9 MeV/A  $^{238}\text{U} + ^{26}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$  及 7.5 MeV/A  $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ca}$ ,  $\text{Zn}$ , 它们分别属于两类不同的准裂变反应。

图 3 显示了这类计算对提取全熔合截面的灵敏性。作为例子, 图中显示了对 6.7 MeV/A  $^{238}\text{U} + ^{35}\text{Cl}$  和 5.9 MeV/A  $^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$  两个典型实验的结果及用不同的全熔合截

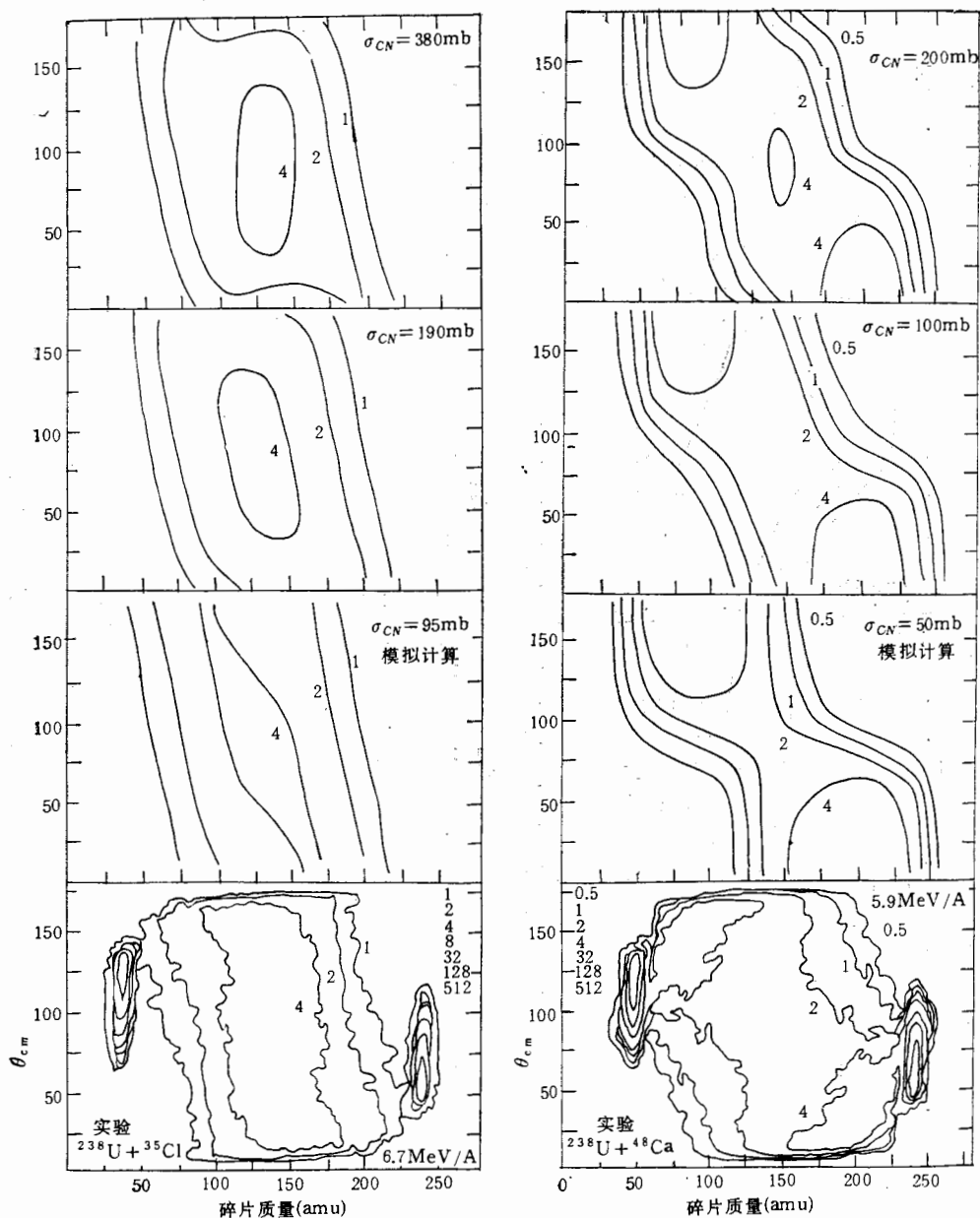


图 3 模拟计算对提取全熔合截面的灵敏性的图示

面进行的模拟计算所产生的质量-质心角二维关联。它们都能拟合实验的质量分布,但是有的不能拟合实验的质量-质心角二维关联。可以看出由拟合实验的质量和质心角二维关联取出的全熔合截面的误差小于  $\pm 25\%$ , 这比仅考虑质量分布或仅考虑角分布来提取全熔合截面要可靠得多。对我们实验的 35 个系统都取出了全熔合截面(对 Zn 靶, 全熔合截面为零)。由取出的全熔合截面我们可对额外额外推动力及其标度规则等进行讨论, 这

里

然  
间,  
况  
5.5

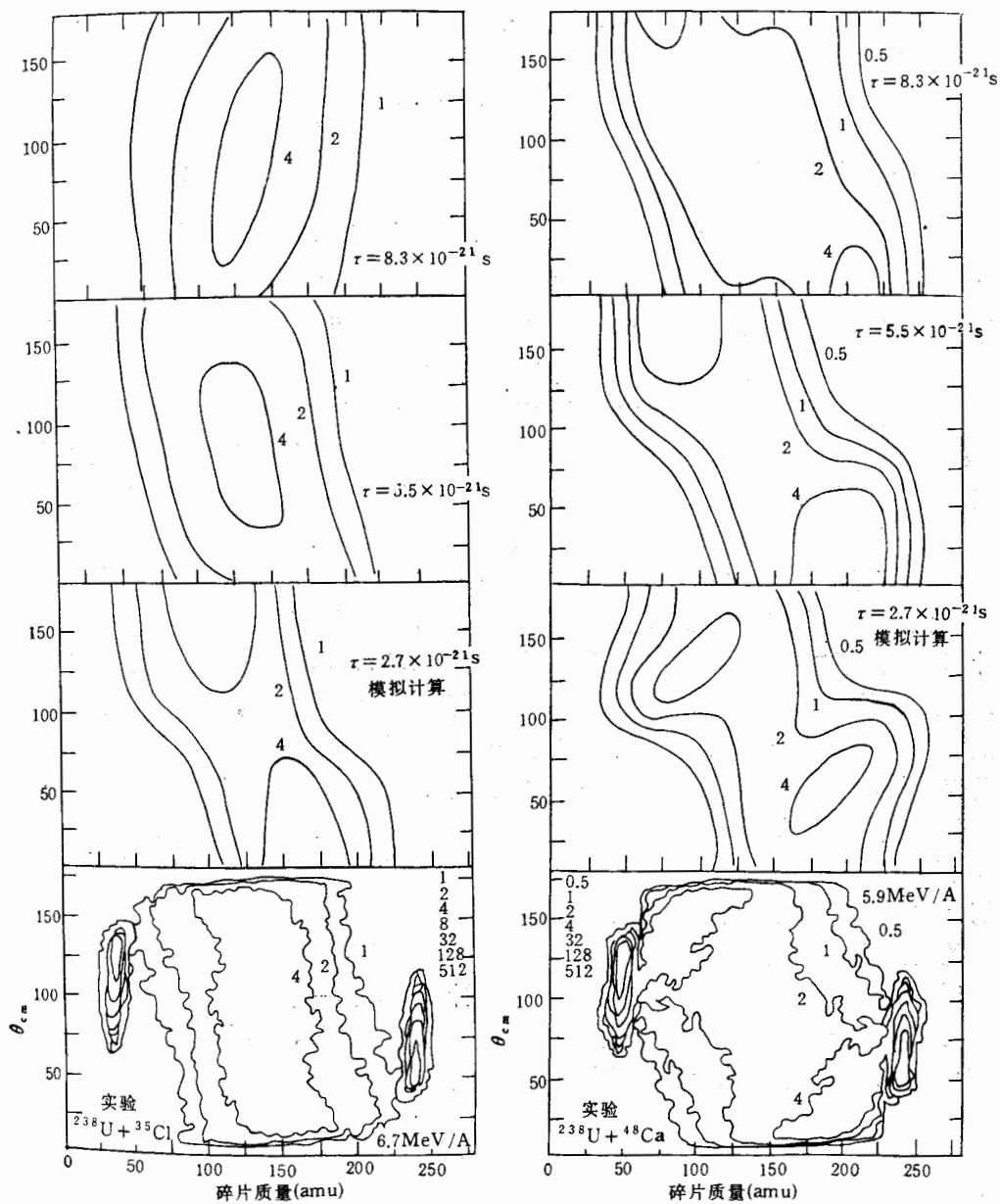


图 4 模拟计算检验“普适”的质量漂移弛豫时间的图示

里不再详细描述这方面的内容了。

图 4 显示了对上述两个典型例子,采用不同的质量漂移弛豫时间的模拟计算结果.虽然它们也都能拟合质量分布,但是仅用实验得到的对  $^{238}\text{U}$  炮弹“普适”的质量漂移弛豫时间,即  $\tau = 5.5 \times 10^{-21}$  秒<sup>[7]</sup> 才能拟合质量-质心角两维关联.对所有实验的 35 个系统情况都是如此,这表明实验得到的对  $^{238}\text{U}$  作炮弹时有“普适”的质量漂移弛豫时间及其值为  $5.5 \times 10^{-21}$  秒是合理的.

## 四、讨 论

本文描述了 $^{238}\text{U}$ 引起的准裂变反应的一种模拟计算方法。这种方法在第2节所描述的一系列假定下提供了一种较为可靠的从实验测量的俘获截面 $\sigma_c$ 、质量分布 $\frac{d\sigma}{dA}$ 及质量-质心角两维分布 $d^2\sigma/dAd\theta_{cm}$ 提取全融合截面的方法。它比只考虑质量分布<sup>[6]</sup>及只考虑角分布<sup>[8]</sup>来提取全融合截面要可靠和精确得多。同时,模拟计算也验证了我们得出并讨论过的实验数据,例如对 $^{238}\text{U}$ 引起的准裂变反应有“普适”的质量漂移弛豫时间及存在两类准裂变反应等。模拟计算导出的没有弥散的质量函数对理论研究也是很有价值的。另外这种模型计算很容易推广到其它炮弹产生的准裂变反应上去。

必须指出假设的全融合裂变的质量分布离散的经验公式(1式)和角分布形式是被大量实验所证实了的。但是对准裂变反应质量分布离散的经验公式(2式)及角度弥散的经验公式仅是从少量实验数据导出的,并未被大量实验所证实。我们相信实际情况不会偏离我们所采用的经验公式太远,但是还需要进一步的实验数据来验证。模拟计算中采用的“普适”的质量漂移弛豫公式(3式)来自我们关于35个以 $^{238}\text{U}$ 作炮弹的实验的结果。模拟计算也验证了“普适”质量漂移的弛豫时间 $\tau = 5.5 \times 10^{-21}$ 秒对这35个系统是合理的。模拟计算表明采用过长的质量弛豫时间将导致太大的转动角,从而导致第一类准裂变反应的和实验结果相反的正的斜度的质量-质心角关联;对第二类准裂变反应会导致太负的偏转角,从而不能拟合实验质量-质心角关联。模拟计算也表明过短的质量弛豫时间,使转动角太小从而也不能拟合实验的质量-质心角关联。但这些并不证明对别的系统这个时间也合适,实际上对别的系统确实应该有不同的质量漂移的弛豫时间(见文献[7])。对于没有弥散的质量函数的形式的假设是尝试性的,但是它能拟合大量实验数据,且它的变化量是有规律性的,这说明关于质量函数的形式的假设是合理的。至于没有弥散的质量函数的物理意义及如何从理论上直接计算出来是一个需要进一步探索的问题。

对于接近于或低于库仑位垒的情况它应该考虑位垒涨落,此时对角动量的锐切断描述不再适用。在这个模拟计算中引入这些因素并不困难。

## 参 考 文 献

- [1] B. Heusch et al., *Z. Phys.*, **A288**(1978), 391.
- [2] B. Borderie et al., *Z. Phys.*, **A299**(1981), 263.
- [3] C. Gregoire et al., *Phys. Lett.*, **99B**(1981), 17.
- [4] R. Bock et al., *Nucl. Phys.*, **A388**(1982), 234.
- [5] G. Guarino et al., *Nucl. Phys.*, **A424**(1984), 157.
- [6] J. Töke et al., *Nucl. Phys.*, **A440**(1985), 527.
- [7] W. Q. Shen et al., *Europhys. Lett.*, **1**(1986), 113.
- [8] B. B. Back et al., *Phys. Rev.*, **V32**(1985), 195.
- [9] W. Q. Shen XX III International Winter Meeting on Nuclear Physics., (1985), 669.



## SIMULATION OF QCASI-FISSION INDUCED BY $^{238}\text{U}$

SHEN WENQING

*(Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou)*

S. BJØRNHOLE R. DONANGELO

*(The Niels Bohr Institute, University of Copenhagen Denmark)*

### ABSTRACT

The simulation of quasi-fission reactions induced by  $^{238}\text{U}$  was performed by using a simple model. Based on the experimental data, it was proved by such simulation that there is a universal relaxation time in the mass drift mode for  $^{238}\text{U}$  induced reaction. The cross sections of the complete fusion reaction and the mass function without the dispersion can be extracted also from the experimental data by such simulation.