

# 研 究 簡 报

## 裂 变 統 計 理 論 存 在 的 問 題\*

喻 傳 贊 郭 建 中

### 一、引 言

现有的裂变统计理论<sup>[1-4]</sup>作了如下的假定：裂变过程是准靜态的，因此不同裂变方式的相对几率决定于过程的最后阶段，正比于断裂一瞬间碎片量子态密度的乘积。经过计算之后，裂变断裂道的数目

$$N(A_L, A_H) \propto e^{2\sqrt{aE}}, \quad (1)$$

也就是说，不同方式的裂变几率主要决定于二碎片的能级密度参数之和  $a = a_L + a_H$ ，及内部激发能之和  $E = E_L + E_H$ 。足码  $L, H$  分别表示轻、重碎片， $A$  为质量数。

目前，只有统计理论能够定量地计算裂变碎片的质量分布。但现有的理论<sup>[1-4]</sup>，用一套参数只能计算出某一裂变核的质量分布，至今还没有同时计算出两个裂变核的质量分布能与实验符合的，更没有计算出裂变核随  $A$  的增加，质量分布从单峰变到三峰，再由三峰变到双峰的变化。即使对一个裂变核来说，计算结果也只是质量分布与实验符合，而计算得到的碎片动能和释放次级中子数，亦与目前实验测量的结果<sup>[5,6]</sup>有很大的差别。因此现有的裂变统计理论是否成功，是值得怀疑的。

本文认为，可以利用现有关于碎片的动能<sup>[5]</sup>和释放次级中子数<sup>[6]</sup>的实验材料，加上断点势能极小的条件，可以定出碎片的内部激发能  $E$ ；以及用碎片释放次级中子的实验资料，计算出碎片的能级密度参数  $a$ 。用这样两个由实验材料算出的参数，代入式(1)可以检验现有裂变统计理论是否正确。

### 二、 $E$ 和 $a$ 的計算

#### 1. 内部激发能 $E$

裂变在断裂一瞬间的形状如图1所示。假定碎片呈扁球变形，并在长轴的联线上相切，轻、重碎片的长半轴分别为  $B_L$  和  $B_H$ ，其同体积球形核的半径分别为  $R_L$  和  $R_H$ 。

因此，断点的库仑能可以近似表示为

$$E_K = \frac{Z_L Z_H e^2}{B_L + B_H} = 1.44 \frac{Z_L Z_H}{B_L + B_H} \text{ MeV}, \quad (2)$$

式中  $Z_L$  和  $Z_H$  分别为轻、重碎片的电荷数。

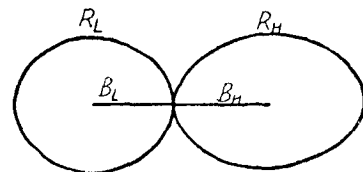


图1 裂变在断裂一瞬间假定的近似形状

\* 1965年3月1日收到。

碎片的变形能为

$$D_L = K_L \left( \frac{B_L}{R_L} - 1 \right)^2,$$

$$D_H = K_H \left( \frac{B_H}{R_H} - 1 \right)^2,$$

式中  $K$  为硬度参数。此时与变形有关的势能为

$$P = D_L + D_H + E_K.$$

在裂变决定于过程的最后阶段的假定下,利用势能对变形的极小条件得到

$$\frac{\partial P}{\partial B_L} = \frac{2K_L}{R_L} \left( \frac{B_L}{R_L} - 1 \right) - \frac{E_K}{B_L + B_H} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial P}{\partial B_H} = \frac{2K_H}{R_H} \left( \frac{B_H}{R_H} - 1 \right) - \frac{E_K}{B_L + B_H} = 0. \quad (4)$$

若内部激发能  $E$  在二碎片之间被等分 (比较合理的是等温分配,但并不显著影响结果),每一碎片释放  $\gamma$  射线的能量为 3.5 MeV,那么碎片释放中子的能量为

$$E_n^L = D_L + \frac{1}{2} E - 3.5, \quad (5)$$

$$E_n^H = D_H + \frac{1}{2} E - 3.5. \quad (6)$$

已由实验测出<sup>[5]</sup>,断裂之后,断点的库仑能转化为碎片的动能;每一碎片释放次级中子的能量也有实验数据<sup>[6]</sup>.那么现有的  $B_L, B_H, K_L, K_H$  和  $E$  五个参数,则可以由上述(2)至(6)五个方程唯一的决定.

由式(3),(4)得

$$K_L = \frac{E_K^2 R_L}{2.88 Z_L Z_H \left( \frac{B_L}{R_L} - 1 \right)},$$

$$K_H = \frac{E_K^2 R_H}{2.88 Z_L Z_H \left( \frac{B_H}{R_H} - 1 \right)}.$$

由式(5),(6)及式(2)得

$$B_L = \frac{1.44 Z_L Z_H}{E_K} \left[ \frac{1}{2} + \frac{E_n^L - E_n^H}{E_K} \right] - \frac{R_H - R_L}{2},$$

$$B_H = \frac{1.44 Z_L Z_H}{E_K} \left[ \frac{1}{2} - \frac{E_n^L - E_n^H}{E_K} \right] + \frac{R_H - R_L}{2},$$

$$E = E_n^L + E_n^H + E_r - D_L - D_H,$$

或

$$E = E_f - E_K - D_L - D_H.$$

$E_f$  为裂变释放能量,可由核质量表计算得出.

计算得到的硬度参数  $K$  随碎片质量数  $A$  的变化关系如图 2 所示,与 Vandenbosch<sup>[7]</sup> 得到的结果类似,和外推裂变碎片的  $C_2$  参数<sup>[8]</sup> 也很接近.在壳层的地方  $K$  很大,此时核很硬,不易变形;不是壳层的地方,  $K$  很小,易于变形.

碎片变形能  $D$  随  $A$  的变化,类似于碎片发射次级中子数随  $A$  的变化,呈锯齿形结构

(见图 3)。一对互补碎片变形能之和  $D_L + D_H$  对于  $U^{235}$  热中子裂变来说, 在对称裂变比最可几裂变只大 5 MeV 左右, 这与 Fong<sup>[8]</sup> 最近得到的结果一致。

这样得到的内部激发能  $E$ , 对  $U^{235}$  热中子裂变, 在对称裂变比最可几裂变约大 25 MeV, 对  $Cf^{252}$  自发裂变, 对称比最可几处约大 10 MeV 左右。因此这一结果使对称裂变得有利得多。

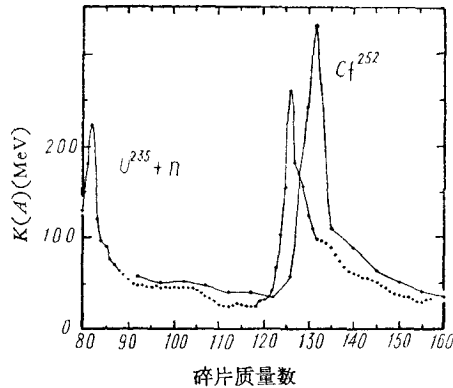


图 2 碎片硬度参数  $K$  随质量数的变化关系

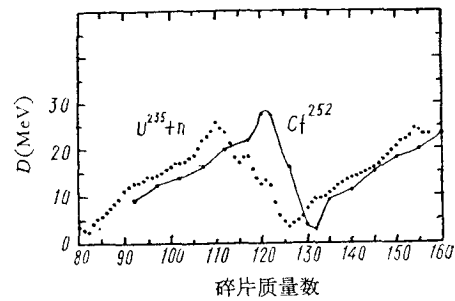


图 3 碎片变形能  $D$  随质量数  $A$  的变化关系

用上述方法, 我们还用了  $\alpha_2$  和  $\alpha_3$  变形作过计算, 得到的结果也完全类似; 还作过碎片间内部激发能是等温分配的。对一对碎片的内部激发能  $E$ , 其结果并无显著的变化。

## 2. 能级密度参数 $a$

最近 Lang<sup>[9]</sup> 利用  $Cf^{252}$  自发裂变碎片释放次级中子数的实验资料<sup>[10]</sup>, 计算出了碎片的能级密度参数  $a$  (如图 4 所示)。

按能级密度参数  $a$  的定义, 它只与核中的质子数和中子数有关, 与激发程度无关。因此, 对于质子数和中子数相同的碎片,  $a$  值可以通用。由于 Th, U, Pu 等裂变核的中质比与  $Cf^{252}$  的接近, 故这一结果对 Th, U 和 Pu 的碎片是可以通用的。从图 4 可以看到, 对于 Th, U 和 Pu 等核的裂变来说, 仍然是对称裂变附近的  $a$  值较大, 因此仍然是对称裂变得有利。

从以上的计算可以看到, 将实验材料计算得到的  $E$  和  $a$  值代入式(1), 得到的主要是对称裂变, 质量分布是单峰, 与大多数裂变核的实验事实不符合。

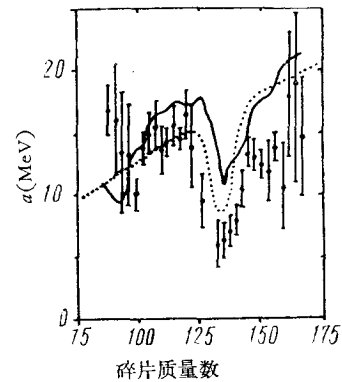


图 4 能级密度参数  $a$  随碎片质量数的变化关系

图中  $\square$  为 Lang<sup>[9]</sup> 根据 Bowman 等的实验资料<sup>[10]</sup> 的计算值。实线为用 Newton<sup>[11]</sup> 的理论计算值。虚线为用 Ross<sup>[12]</sup> 的壳模型理论计算值。

## 三、结 论

从裂变碎片的质量分布、电荷分布、碎片的动能和释放次级中子等的实验材料可以看到, 它们都具有一定的分布, 因此裂变过程应具有统计的性质。

从上节的计算可以看出, 现有的裂变统计理论是很难解释实验的。本文认为, 这主要是由于假定的不够正确所引起的。我们在另一篇文章<sup>[13]</sup>里, 分析了质量分布的实验材料,

认为不同方式裂变的相对几率,主要决定于裂变过了位垒之后新的壳层的形成过程,而不是决定于过程的最后阶段。

因此,有必要放弃现有的裂变统计理论的假定,来进一步发展裂变统计理论。

### 参 考 文 献

- [1] Fong, P., *Phys. Rev.*, **89** (1953), 332; **102** (1956), 434.
- [2] Erba, E., et al., *Phys. Letts.*, **6** (1963), 294.
- [3] Newton, T. D., Proc. of the Symp. on the Phys. of Fission (1956), 307.
- [4] Cameron, A. G. W., Second Int. Conf. on the peaceful Uses of Atomic Energy (1958), 198.
- [5] Milton, J. C. D. and Fraser, J. S., *Can. J. Phys.*, **40** (1962), 1626.
- [6] Апален, В. Ф. и др., *ЖЭТФ*, **46** (1964), 1197; *Nucl. Phys.*, **55** (1964), 249.
- [7] Vandenbosch, R., *Nucl. Phys.*, **46** (1963), 129.
- [8] Fong, P., *Phys. Rev. Letts.*, **11** (1963), 275.
- [9] Lang, D. W., *Nucl. Phys.*, **53** (1964), 113.
- [10] Bowman, H. R., et al., *Phys. Rev.* **126** (1962), 2120; **129** (1963), 2133.
- [11] Newton, T. D., *Can. J. Phys.*, **34** (1956), 804.
- [12] Ross, A. A., *Phys. Rev.*, **108** (1957), 720.
- [13] 喻传赞, *物理通报*, 1965, 342.