原子能译丛

原子核裂变物理

I

1958

"原子能"編譯委員会編

科学出版社出版

原子能譯丛 1

編輯者	中国物理学会 “原子能”編輯委員会 （北京郵箱 287 号）
出版者	科学出版社
印刷者	中国科学院印刷厂
发行者	新华书店

(京) 801—2,800　　1958年4月出版

定价：[redacted]元　　1959年3月第二次印刷

1.20

目　　录

(編者註：这一期是从苏联"原子能"雜誌副刊第1期«Приложение № 1 к журналу "Атомная энергия" за 1957 г.» 翻譯来的)

核裂变理論(綜合評論)(蓋里克曼)…………………………… 1
快中子引起的核裂变截面(查墨雅特宁)……………………… 22
裂变产物的質量和电荷分布(牧林)…………………………… 27
关于能量閾附近重核裂变的理論(諾索夫)…………………… 46
关于核裂变过程的各向异性(弗朗克)………………………… 52
裂变中子(叶洛孰林姆斯基)…………………………………… 66
关于在低激发能与高激发能时核裂变的某些特点(彼尔斐洛夫)……………………………………………………… 87
高能質子引起的鈾裂变截面及伴随着裂变产生的輕帯电粒子的分析(依万諾娃)…………………………………… 102
用厚乳胶板方法測定发射裂变閾(沙莫夫)………………… 114
重核的自发裂变(彼得尔热阿克)…………………………… 132
重核自发裂变的若干特点(密海独夫)……………………… 157
光致裂变(拉查列娃，尼基金娜)…………………………… 164

核裂变理論

（綜合評論）

盖里克曼 (Б. Т. Гейликман)

裂变理論的主要任务是：1)裂变几率的計算；2)計算碎片的質量和电荷分布，以及碎片的角分布和 3)裂变閾的計算。

計算碎片的激發几率和估計放出次級中子的能量和数目同样是有很大意义的。最多的論文是关于在各种裂变方式的位垒計算的。更复杂的計算裂变几率的任务只在少量論文中研究过。

这篇綜合評論的第一部分談到計算裂变位垒的研究工作。第二部份是有关裂变几率的工作。第三部份叙述关于裂变过程的定性見解。第四部份将談到碎片的質量及电荷分布和碎片的角分布等的工作。

I. 裂变位垒

最初的工作，按照波尔(N. Bohr)及惠勒(Wheeler)[1]和弗倫凱尔(Френкель)[2]的裂变理論，核对于裂变的稳定度是在核液滴模型最简单的方案基础上来研究的。在这些工作中假設核液体是不可压縮的，并在作任何形变时电荷是均匀的。只研究了核对于球形作很小的偏离的情形：

$$r=R\left[1+\alpha_0+\sum_n \alpha_n P_n(\cos\theta)\right], \tag{1}$$

这里 $\alpha_n \ll 1$。

这里我們得到庫倫能与~~表面能的和（核总能量中的~~其它各項与它的形状無关）为

$$E_{表+电}=4\pi R^2\sigma\left(1+\frac{2}{5}\alpha_2^2+\cdots+\frac{(n-1)(n+2)}{2(2n+1)}\alpha_n^2+\cdots\right)+$$

$$+\frac{3}{5}\frac{Z^2e^2}{R}\left(1-\frac{\alpha_2^2}{5}-\cdots-\frac{5(n-1)}{(2n+1)}\alpha_n^2-\cdots\right), \qquad (2)$$

式中 σ——表面張力；$R=r_0A^{1/3}$；$r_0=1.2\cdot10^{-13}$厘米。(以前假設 $r_0=1.4-1.5\cdot10^{-13}$厘米)。

由(2)可見，如果

$$\frac{Z^2}{A}=\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{临界}=\frac{40\pi}{3}\cdot\frac{\sigma r_0^3}{e^2},$$

核对于小振动来說就将是不稳定的[1][2]。

根据[1] $\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{临界}=47.8$。在論文[3]中$\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{临界}$是等于45.5*。比值 $\frac{Z^2/A}{(Z^2/A)_{临界}}=x$ 表征核的稳定程度。

由(2)可見，在 x 很小和 x 很大两个極端的情况下，核对于分成两个相等的碎片来說是不稳定的。

在第一种情形下，裂变位垒 E_f 可由两个相等的互相接触的球形碎片与原始核之間的庫倫和表面能之差算出：

$$E_f=4\pi r_0^2\sigma\left[2\left(\frac{A}{2}\right)^{2/3}-A^{2/3}\right]+\frac{Z^2e^2}{r_0}\left(2\frac{3}{5}\frac{\left(\frac{1}{2}\right)^2}{\left(\frac{A}{2}\right)^{1/3}}+\right.$$

$$\left.+\left(\frac{1}{2}\right)^2\frac{1}{2\left(\frac{A}{2}\right)^{1/3}}-\frac{3}{5A^{1/3}}\right)=4\pi r_0^2A^{2/3}\sigma(0.260-0.215x). \qquad (3)$$

在第二种情形下，为了探討位垒能量，計算时取准确度到 α_2^3, α_2^4, $\alpha_2^2\cdot\alpha_4$ 各項：

$$E_{表+电}=4\pi r_0^2A^{2/3}\sigma\left[\frac{2}{5}\alpha_2^2-\frac{4}{105}\alpha_2^3+\frac{101}{35}\alpha_2^4-\frac{4}{35}\alpha_2^2\alpha_4+\alpha_4^2\right]-$$

$$-\frac{3Z^2e^2}{5r_0A^{1/3}}\left[\alpha_2^2+\frac{4}{105}\alpha_2^3+\frac{58}{35}\alpha_2^4+\frac{6}{35}\alpha_2^2\alpha_4+\frac{5}{27}\alpha_4^2\right]. \qquad (4)$$

* 由于在 $R=r_0A^{1/3}$式中 r_0 常数的改变引起了 σ 及 $(Z^2/A)_{临界}$的改变(見[67])。当 $r_0=1.2\times10^{-13}$ 时 $E_n=17.8A^{2/3}$兆电子伏和 $(Z^2/A)_{临界}=50$(校样时注)。

位垒 E_f 是由表示 $E_{表+电}$ 作为变数 $\alpha_2, \alpha_4, \cdots$ 的函数的曲面上的轉折点决定的。此时 E_f 等于

$$E_f = 4\pi r_0^2 A^{2/3}\sigma[0.728(1-x)^3 - 0.661(1-x)^4 + \cdots], \tag{5}$$

式中 $1-x \ll 1$。

对于中間值的 x, E_f 可以用內插法求得。[1]中引入的內插曲綫的准确度在 $Z\approx92$, $A\approx238$ 区域中是不大的，因为在这样的 Z 及 A 值时 $x=0.74$。由此可見，裂变不是与小的形变有关，而是与大的形变有关[4]。

由(3)(4)可見，在 $x\approx1$ 时，最低的位垒相应于对称裂变。因为由实驗知道，在热能或不很快的中子作用下出現非对称裂变(碎片質量的最可几比例等于3:2)，所以在所有以后的工作中都試圖去証明，在实际上，非对称裂变的位垒要来得低。

为了这个目的，論文[5][6]在 $E_{表+电}$ 的式中算出包含 α_3, α_5 的各項，并且一直分解到六次項。但是，即使在这种情况下，还是对称裂变的位垒最低。

在最近的論文之一，論文[7]中，位垒高度粗糙地估計为等于在球形碎片相接触时的斥力 Q 与裂变时放出能量 ΔE 的能量差数。对于 Q 曾选擇了 $Z_1Z_2e^2R$ 来表示，并且 R 的值任意地取为常数，等于 1.3×10^{-12} 厘米(与 Z_1 和 Z_2 無关)。除此之外，关于在位垒頂点裂变核的两部份是球形的假設，显然是不对的。因此工作[7]的結果是，差数 $Q-\Delta E$ (即 E_f)在 $Z_1\approx37$ 和 $Z_2\approx55$ 时等于零，是完全不能令人信服的。

[8]紧接着工作[7]。作者們認为，由实驗数据可以作出关于 Z 接近于 $Z_1\approx35$ 和 $Z_2\approx55$ 的最稳定的核的結論。

因此，在这种情况下可以預期 ΔE 将会比实际大一些，因此当 Q 值不变时差数 $Q-\Delta E$ 会比实际为小。但是，正如在論文[1]中更准确的計算所得到的結論那样，关于 Q 的常数的假設就是不正确的。

論文[1]研究了小的形变。在弗倫凱尔 (S. Frankel) 及灭德罗波里斯 (N. Metropolis) 的論文[9]中，能量 $E_{表+电}$ 是用电子計算机对大形变計算出的。此时，仍然求得，在 $x\approx1$ 时最低的位垒相应于对称裂变，并且它的值与[1]中所得的值差别很小。在[9]中同样也計算了带有电荷

Z 的原始核的庫倫和表面能量与带有不同电荷 Z_1 和 Z_2 的两个相接触的球形碎片能量的差 E_f(这个値当 $x \ll 1$ 时近于 E_f 值，見前文)。他們証明了，当 $x>0.60$ 时函数 $E_f(Z_1)$ 的曲綫在 $Z_1=Z/_2$ 处(見圖 1)有極小值，而当 $x<0.60$ 时在 $Z_1=Z/_2$ 处(見圖 2)有極大值，亦即，当 $x<0.60$ 时对称裂变的位垒高于非对称裂变位垒。

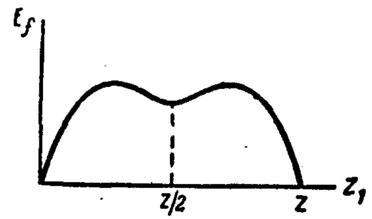

圖 1 当 $\frac{Z^2/A}{(Z^2/A)_{临界}}<0.60$ 时裂变能量与碎片 Z 的关系

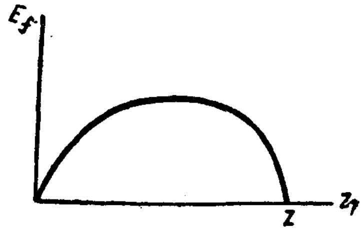

圖 2 当 $\frac{Z^2/A}{(Z^2/A)_{临界}}>0.60$ 时裂变能量与碎片 Z 的关系

对于任何 x 值，E'_f 可以写成下面的形式：

$$E'_f=4\pi r_0^2 A^{2/3}\sigma\left\{\left(\frac{A_1}{A}\right)^{2/3}+\left(\frac{A_2}{A}\right)^{2/3}-1+x\left[\left(\frac{A_1}{A}\right)^{5/3}+\right.\right.$$
$$\left.\left.+\frac{5}{3}\frac{A_1A_2}{A^2}\left(\left(\frac{A_1}{A}\right)^{1/3}+\left(\frac{A_2}{A}\right)^{1/3}\right)^{-1}-1\right]\right\}. \qquad (6)$$

在雍格曼 (J. Jungerman) 的論文[10]中，把核的形状取作椭圓体作为計算的出發点，然后研究椭圓体的小形变。可是在这个情况下，对称裂变的裂变位垒还是最低的。

在以上所有的研究工作中，核被看成为均匀荷电的不可压縮的液滴。为了解釋非对称裂变，斯伐捷斯基(W. J. Swiatecki)在論文[11]、[12]中第一次計入了可压縮性。[12]中的計算只有定性的性質，除此之外它还与表征核液体的可压縮性的不定参数有关。这种粗糙的考虑到可压縮性的計算給出，在碎片質量之比为 2:1 时位垒最低。作者指出，計入核液体的極化也会增加非对称程度。但是[12]中的計算是非常粗糙的，因此是不能使人信服的。

佛留格 (S. Flügge) 及伏要斯德 (K. Woeste) 的文章[3][13]研究了可

压縮的和極化的核的振动。但是作者沒有算出裂变位垒的值，而只是估計了核液体的可压縮性和極化对于核对裂变而言的稳定程度的影响。伏要斯德得出了可压縮性的影响特别大的結論。計入了可压縮性之后，在核对于小的四極形变变成不穩时的$(Z^2/A)_{臨界}$将是44.7而不是像对不可压縮的核那样等于45.5。

諾索夫(В. Г. Носов)[14]指出，核液体極化的影响不大。

黑尔(D. Hill)及惠勒[15]注意到，裂变核如为非球状的則裂变位垒的数值将会改变。对于拉长了的核位垒低于球形的核（在其他条件相同时），而被压扁的位垒高于球形核，这只是一系列可能發生的效应之一，这些效应是从表面自由度与单个核子运动的关联而产生的。

在波尔提出計入核的集体和单个自由度之間关系的所謂綜合核模型[16][17]之后，显然根据簡单的液滴模型来計算裂变位垒是不完全的。确实，由于核子运动与核表面的关联，单个核子的能級$E_{表}^{核子}$是决定核形状的参数α_2, α_3的函数。由此可見，不只是宏观的庫倫能和表面張力能，而且未滿壳層的核子能量，甚至可能滿了的壳層，都与参数$\alpha_2, \alpha_3 \cdots$有关。可惜現在壳層理論和波尔的綜合理論極难定量的計算核子能量与形变参数的关系。对于非对称振动子模型，核子的能量与对称形变参数α_2的关系是由伏要斯德[18]和尼尔松(S. Nilsson)[19]求出的。

諾索夫[14]計算了更有兴趣的核子在长方形位阱中模型的能級，但只在形变非常大的極端情况下作了計算。但是所有这些結果都不能用来作定量的計算，这是由于模型的不定性質(特别是振动模型)而主要是因为不知道充填核子能級的次序，也由于壳層模型本身的近似性質。虽然如此，在所有定性估計的基础基上，还是可以确定，与形变参数α_2，$\alpha_3 \cdots$有关的，由单个核子的运动决定的对核能量的貢献，在数量上可以和按照液滴模型所計算出的液体动力学能量相比較。

II. 裂变的几率

1. 激發能量为5到10兆电子伏的裂变几率。

根据波尔及惠勒的文章[1]，裂变寬度Γ_f可以按下面的方法来估計。考虑一个复合核，它的激發能量在E到$E+dE$的間节中。我們用

$\rho(E)dE$表示激發能量在E到$E+dE$間节中的核的状态数。令核的总数等于$\rho(E)dE$,即在每一个状态上有一个核。这时在1秒鐘內將有$\rho(E)dE\frac{\Gamma_f}{\hbar}$个核裂变。这个数目应該等于在1秒鐘內穿过位垒的过渡状态核数。波尔和惠勒推出,在發生裂变以前,核的过渡状态能級数等于

$$\frac{dpd\alpha}{h}\rho^*(E-E_f-K)dE, \tag{7}$$

式中K及p——分飞时裂变碎片的能量和动量;ρ^*——复合核的与裂变無关的能級密度;$d\alpha$——核的"頸"層厚度(層方向垂直于裂变的方向)。引入变数α使波尔与惠勒的計算具有某种不定性。

因为起初每个状态上有一个核,作者們認为,1秒鐘內的裂变数目等于

$$n=dE\int\frac{vdp}{h}\rho^*(E-E_f-K), \tag{8}$$

式中$v=\frac{d\alpha}{dt}$——碎片的相对速度。当考虑到$vdp=dk$时就得到

$$n=\frac{dE}{h}N^*(E-E_f), \tag{9}$$

其中N^*——复合核的能量不超过$E-E_f$与裂变無关的能級总数。

使$\rho dE\Gamma_f/\hbar$与(9)相等,求得Γ_f:

$$\Gamma_f=\frac{D}{2\pi}N^*(E-E_f),\ D=\frac{1}{\rho(E)}. \tag{10}$$

因为在閾附近裂变时$N^*(E-E_f)\approx1$,所以

$$\Gamma_f\approx D/2\pi. \tag{10a}$$

知道了Γ_f就可以求出在共振附近的裂变截面:

$$\sigma_f=\frac{\pi\lambda^2(2J+1)}{(2s+1)(2i+1)}\cdot\frac{\Gamma_n\Gamma_f}{(E-E_0)^2\frac{\Gamma^2}{4}}\text{及}$$

对足够快的中子[7][20]

$$\sigma_f=2\pi^2\lambda^2g\frac{\Gamma_n\Gamma_f}{\Gamma D},\quad g=\begin{cases}1 & \text{当 } i=0\\ \frac{1}{2} & \text{当 } i>0\end{cases} \tag{10б}$$

在佛热莫多(J. Fujimoto)及亚馬古奇(J. Jamaguchi)的論文[21]中,

(8)式的积分曾在 $\rho^*(E)=\rho(E)$ (实际小 $\rho^*\neq\rho$) 的假設下导出，而且求得了裂变寬度 Γ_f：

$$\Gamma_f=\frac{\theta}{2\pi}e^{-\frac{E_f}{\theta}}, \tag{11}$$

这里 θ——核的温度。

克拉米尔斯(H. Kramers)在关于在力場中布朗运动的一般理論的論文[22]中，对于在 $E_f\gg\theta$ 的条件下穿过位垒的几率 $W_f=\frac{\Gamma_f}{\hbar}$ 得到下式：

$$\left.\begin{aligned} &\text{a)}\quad W_f\approx\frac{2\pi\omega\omega'}{\eta}e^{-E_f/\theta}, && \eta\gg\omega,\\ &\text{б)}\quad W_f\approx\omega e^{-E_f/\theta}, && \eta\ll\omega',\\ &\text{в)}\quad W_f\approx\eta\frac{E_f}{\theta}e^{-E_f/\theta}, && \eta\ll\omega, \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

式中 ω——在位阱底处的振动频率；ω'——当位能符号改变时，在位垒的位置所形成的阱底的振动频率；η——摩擦系数除以質量。

克拉米尔斯認为，公式(12б)与实际最接近。克拉米尔斯公式的缺陷是 η 值的不确定性。除此之外。它們是对于一个自由度的(一个参数 α) 抽象状态导出的，这个状态就是与恒温器处在平衡下的状态，恒溫器的能量比 E_f 大得多。

在[23]中，根据依照波尔兹曼原理算得的与将核抛到位垒頂端相应的热漲落的等待时間，得出 Γ_f 的一般估計：

$$\Gamma_f=\frac{\hbar}{\tau}e^{\Delta s/k}, \tag{13}$$

此处 $\Delta s/k$——核的基态与激發态熵之差，而 τ——核液体的弛豫时間。

在[14]中給出了 Γ_f 的更詳細的估計：

$$\Gamma_f\approx\frac{\hbar\omega}{2\pi}\cdot\frac{N^*(E-E_f)}{N^*(E)}. \tag{14}$$

其中 ω 与 N^* 有着以前的意义。当 $\hbar\omega\ll\theta$ 时，$N^*(E)\approx\frac{\hbar\omega}{\theta}N(E)\approx\frac{\hbar\omega}{D}$ (因为 $N(E)\approx\frac{\theta}{D}$) 而公式(14)就变成波尔和惠勒的公式 (10a)。諾索夫証明，在公式(10)及(14)的基础上，可以解釋为什么在快中子作用下裂变的某些元素(Th^{232}, U^{234}, U^{236} 等等)的 $\sigma_f(E)$ 曲綫上紧接着閾

出現的極小值的存在．的确，当 $E-E_f$ 差由第一能級的能量改变到第二能級的能量（即对偶-偶核来說距离为 1 兆电子伏）及类推时，(14) 式分母中的函数 $N^*(E)$ 的值大約像 $e^{a\sqrt{E}}$ 一样地增加，而分子中的函数不变．这样，在能量稍小于下一个能級的能量处 Γ_f 将有極小的值*．

在論文[25]中指出了在 $\sigma_f(E)$ 曲綫上出現極小值的另一个原因．从平均裂变截面的一般公式(106)中

$$\sigma_f = 2\pi^2 \lambda^2 g \frac{\Gamma_n \Gamma_f}{\Gamma D}$$

可以看出，甚至在 Γ_f 与能量有单調的关系时——因为在能量等于原始核能級能量时，总寬度 Γ 将剧烈地增加——在这个能量上 σ_f 将剧烈地下降．

符拉基米尔斯基 (B. B. Владимирский)[26]注意到，在比較激發的实驗曲綫和理論曲綫时，应該考虑到垒下裂变．垒下裂变的几率在与位垒直接相邻处并不太小．因此垒下裂变連續地轉到垒上裂变．看来，在这篇論文中，对于垒下裂变的作用，有些夸大．

$\Gamma_f(E)$ 的不規則的变化过程，对于捕获热中子即起裂变的元素，在能量为 ~1—10电子伏时正如惠勒[27]所指出，可以用与角动量有关的对于这个能量区域中能級的禁戒来解釋．

2. 自發裂变的几率．根据已知的穿过位垒几率的公式，在弗倫凱尔[2]，波尔和惠勒[1]的論文中，第一次估計了自發裂变的几率：

$$W_f \approx \omega\, e^{-2/\hbar \int_{\alpha_2}^{\alpha_1} \sqrt{2(E_{表+电}(\alpha)-E)\Sigma m_i (dx_i/d\alpha)^2 d\alpha}}, \tag{15}$$

这里 $E_{表+电}(\alpha)$——位能，它是描写核形变的参数 α 的函数；m_i——核子的質量；x_i——核子的坐标．

因为不知道函数 $E_{表+电}(\alpha)$ 的形式，波尔及惠勒提出利用下式来作粗略的估計

$$W_f \approx \omega\, e^{-\alpha/\hbar\sqrt{ME_f}}, \tag{16}$$

其中 M——核的質量．如果 $\alpha \approx 10^{-13}$ 厘米，由(16)就求得 $W_f^{-1} \approx 10^{22}$ 年．

* 后来，惠勒独立地發表了类似的观点[72]（校样时注）．

根据佛列略夫 (Г. Н. Флёров) 和被特尔热阿克 (К. А. Петржак) 發現自發裂变的实驗数据，当 $Z=92$ 时，$W_f^{-1}\approx10^{17}$ 年[28]。米格达尔 (А. Б. Мигдал) 及彼列斯捷斯基 (В. Б. Берестецкий)[4]証明，如果把在关于核的小形变假設基础上所得的 $E_{表+电}$(4) 式代入公式 (15)，则 W_f^{-1} 就近似地等于 1 小时。这个結果又一次表明，与裂变有关的形变是很大的。

西波格 (G. Seaborg) 在論文[29]中假設，对于各种核自發裂变几率的經驗关系式为

$$W_f\approx e^{rZ^2/A},$$

但是它与实驗数据并不十分相符。

密海多夫 (В. Н. Мехедов)[30]指出了另外的經驗定律：对于自發裂变的平均寿命与对于 α 衰变的平均寿命之比与 Z 的依賴关系很弱，而是中子数 N 的下降函数。

在分析实驗数据时，尤繩格 (J. Huizenga)[31]注意到，对于同一元素的各种同位素的自發裂变寿命 τ_f 在某一原子量 A 处有極大值。不久以前，斯伐捷斯基[32]提出了考虑到偶数性效应和其它不規則效应的計算 τ_f 的有趣的經驗公式。

所有这些經驗規定，目前还沒有获得理論的解釋。但因为由它們得到的裂变几率与参数 Z^2/A 的关系曲綫是非常单調的，則毫無疑义，它們表明单个核子对于与形变参数有关的那部份核能量有显著的貢献(見第 I 节)*

3. 大激發能量情况时的裂变几率。当鈾被能量为 90 兆电子伏的中子和能量为 190 兆电子伏的氘引起裂变时，發現碎片原子量之和比原始核的原子量少掉 10—12 个单位。因此格克尔蒙 (R. Goeckermann) 和彼尔蒙 (J. Perlman)[33]假設，在这种情况下裂变是發射性的，即激發核起初先放出中子。在激發能量降低到中子結合能值之后，中子寬度就变得很小了。

但是因为放出中子后比值 Z^2/A 增加，裂变位垒就会变得小于中子結合能，而这样的核的裂变几率就成为压倒优势的了。

---

* 在斯伐捷斯基[73]和里根賀尔特 (R. L. Ligenfelter)[74]的論文中引入了关于自發裂变經驗統計的补充数据(校样时注)。

例如，对于鉍在放出10—12个中子后，按波尔及惠勒，裂变位垒就与 $Z=92$ 的裂变位垒大致相等[33]（亦見論文[34]）。

在論文[35]—[37]中曾用細节平衡原則对裂变寬度与中子寬度 Γ_n 的比值作过估計：

$$\frac{W_f}{W_n} \approx \frac{N_1(E_1)\,N_2(E_2)}{N(E)}, \tag{17}$$

其中 $N_1(E_1)$ 及 $N_2(E_2)$——激發能量为 E_1 及 E_2 的激發碎片的能級数；$N(E)$——放出中子后激發核的能級数。

这个估計在激發能量足够大时是正确的。确实，在这种情况下，过程的几率与終态的权重成正比（見費米关于介子丛生的文献[38]），即对于裂变来說是 $N_1(E_1)N_2(E_2)$，而对于放射中子来說是 $N(E)$（指数前的因子并不起重要作用）。

用(17)就可以証明，在一般情况下，中子寬度显着地大于裂变寬度。但是对于中等原子量的核来說，正如在[39]中指出的，看来在大激發能量时比值 W_f/W_n 可能是不很小的。这一点是由于能量大时表面張力 σ 降低，因而 E_f 也減少所促成的。

在这种情况下的裂变应該具有明显的不对称性。实驗上發現了中等原子量的核在很快的粒子作用下能起裂变作用，这就証明了强激發核的裂变确是可能的[40][41]。的确，簡单的計算表明，在[40][41]实驗中，中等原子量的核的發射裂变是不可能的，因为甚至在所有的激發能量都被放出的中子带走后，Z^2/A 还不会增加到能使裂变位垒低于中子結合能的程度。由此可見，中等原子量的核的裂变只有处在激發能級上才是可能的。

III. 裂变过程的准靜态及碎片的激發[37]

为了要闡明越过位垒之后裂变过程的性質，确定它的准靜态程度是很重要的。

在閾附近裂变的情况下，核由位垒頂峰下降到 $2R$ 数量級的距离（即已在"頸"断开之后）所經过的时間为

$$\tau_\text{я} \sim 2R/\sqrt{2(E-E_f)/M} \sim 1—3\cdot 10^{-20}\text{秒},$$

其中 M——核的質量；$E-E_f$——激發能量与裂变位垒 E_f 之差($E-E_f\sim0.5$—1 兆电子伏)。

因为 $\hbar\omega$ 大致等于 1—2 兆电子伏，所以表面八極振蕩的特性时間約为

$$\tau_{\text{к}}\sim\frac{\hbar}{\hbar\omega}\approx10^{-21}\text{秒}.$$

四極振蕩在由位垒上降下的时間內并不發生。对于更高的多極振蕩，$\tau_{\text{к}}$ 要比八極的更小。

由此可見，由位垒頂峰降下之后的裂变过程一般是一个在核的振蕩自由度方面的准靜态。对于核的单个核子的自由度来說，也是准靜态。因为 $\tau_{\text{н}}\sim\frac{\hbar}{\Delta E_{\text{H}}}\lesssim\tau_{\text{к}}$(在靠近閾裂变时)，这里 $\Delta E_{\text{н}}$——核的核子能級之間的距离。已知，只有在非准靜态过程的情况下，內部自由度的激發几率才会相当大。因为由位垒頂峰上降下的时候，对于准靜态的偏离很小，所以在裂变过程中由于动能而激發振蕩能級和核子能級的几率不大（对于相反的过程，两个核結合的过程来說也是这样)。旋轉能級的激發不起作用，因为在閾附近裂变时核沒有足够的动量矩。

但是，在裂变过程中有一个阶段准靜态被显著地破坏。在[43]，[37]中曾証明，在計入庫倫作用时，两个相接触核的形状相当于两个压扁的球，也就是說，在(1)式中 $P_2(\cos\theta)$ 項的系数 α_2 是負的(見圖3)。此时如果 Z_1 和 Z_2 的值足够大，那么与球形的偏离是相当大的：$|\alpha_2|\sim0.2$—0.3。餅 (Лепешкообразная) 的形状，即在垂直于联合核中心的直綫的平面中电荷的"流散"(Растекание)，显然相应于系統能量的最小值。核因为被压偏，就能够比在沒有形变时更加靠近，而这导致使核結合的位垒有显著的升高(約为15—20%)。[44]中所作的，关于在形变时位垒減低的錯誤結論，主要地可用作者們沒有考虑到核之間最小距离減小

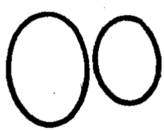

圖 3 相接触核的餅状

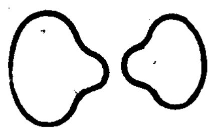

圖 4 裂变之后碎片的形状

的效应来解釋。

根据波尔[16][17]，在重核相接近时，由于单个核子的作用也能使核压扁。

因此两个相接触的核的平衡状态的形状是餅状的，然而在“頸”裂开的瞬間碎片有着十分不相同的形式——带有“突起”的(見圖4)。在“頸”裂开之后，碎片很快的采取平衡的形状，把“突起”吸进去(这些見解是屬于米格达尔的)。因为过程的这个阶段是在非准靜态进行的，所以紧接着頸裂开之后，振蕩激發的几率(依靠碎片的庫倫能)可能是相当大的。所获得的能量也就主要地确定了被碎片放出的次級中子和γ量子的数目和能量。不久以前隔里茨基(Галицкий)注意到，碎片激發的某一部份，可以用在頸裂开之后碎片的庫倫激發来說明。根据威尔逊(Wilson)彼涅德梯(De Benedetti)和弗萊寿(Фрезер)的实驗，我們假定，次級中子基本上是在“頸”裂开之后被激發碎片放出来的[45]—[47]。

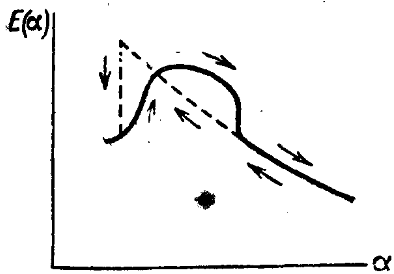

圖5 核及碎片的位能与参数α的关系

在两个核結合时(在閾附近)，一直到它們相接触为止，过程都是近于准靜态的。核相接触之后，看来核表面迅速地縮小，因为表面的縮小使系統能量降低。我們看到，核的裂变过程与相反的核的結合过程是以不同的方法进行的。这个区别簡单的表示在圖5，其中画着作为参数α的函数的核及碎片的位能圖，α在“頸”裂开之前是描写原始核对称形变的参数，而在“頸”裂开之后它就等于碎片中心之間的距离。

在李奇曼(R. B. Leachman)等人的报告[48]中，根据統計核模型进行了对于由碎片放出一定数目中子的几率計算。根据关于碎片动能的实驗数据，再知道了質量亏損，就很容易求得碎片的激發能量。对于每一个激發能量的値都能計算出碎片的溫度，并且利用核的統計理論的近似公式(見[49]例)，就可以求得蒸發一定数目中子的几率。用这种方法算出的放射中子几率的曲綫相当令人滿意地与实驗数据符合。

有一个尙未得到理論解釋的有意思的实驗事实，就是輕碎片与重碎片所放出的中子数目有差别。根据弗莱寿[47]，由輕碎片放出的瞬时中子平均数等于由重碎片所放出中子数的 1.3 倍。

IV. 碎片的質量分布及电荷分布．碎片的角分布

1. 質量分布． 裂变理論中最复杂的一个問題是碎片的質量分布。

如曾在第 I 部分指出的，根据簡单的液滴模型最低的位垒相应于对称裂变。

很多論文試圖去解釋在实驗上观察到的閾附近非对称裂变现象。这些論文可以分成两部分。第一方面的工作中假設，在裂变时核經过的是平衡状态，也就是有着最合算的动量状态。在第二方面的工作中，例如在[15]中，为了解釋非对称性假設，在裂变时核所經过的状态不是平衡的，因此計入了动力学的效应；注意，此时論文[15]中作了一系列任意的假設。

如在第 III 部分已証明的，在閾附近的裂变与准靜态的偏离不大。所以，为了解釋非对称性，看来在第一次近似中可以略去动力学的效应。这个观点的实驗証明是，自發裂变和閾附近的裂变碎片的質量分布曲綫差别不大。在自發裂变时，过程無疑地是准靜态。

在第 I 部分中指出的，想用修正液滴模型来获得对非对称裂变的最低位垒的各种試圖，是不成功的。

弗倫凱尔为了解釋非对称性，提出了下面的假設，即在热中子作用下的裂变主要是垒下裂变[50]。那么由穿透位垒的几率公式

$$W_f \approx \omega e^{-2/\hbar \int \sqrt{2\mu(U(\alpha)-E)}\, d\alpha}$$

($\mu = \dfrac{M_1 M_2}{M}$——碎片的折合質量)得到，W_f 在非对称裂变时比較大。

符拉基米尔斯基同样地假設，閾附近的裂变是垒下的，并且是發生于低于位垒頂峰 2—2.5 兆电子伏的能級上[26]。裂变的非对称性是这样来解釋的：在位垒頂峰和在它下面的穿出点之間有着失去对于非对称形变稳定性的点。如果把核的能量写成参数 $\alpha_2\alpha_3\cdots$ 的函数，則这一点 ($\alpha_2 = (\alpha_2)_{臨界}$) 由条件

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \alpha_3^2}(\alpha_2, \alpha_3, \cdots)\Big|_{\alpha_3=0}=0\ ,$$

决定；当 $\alpha_2>(\alpha_2)_{临界}$ 时 $\left(\frac{\partial^2 U}{\partial \alpha_3^2}\right)\Big|_{\alpha_3=0}<0$，当 $\alpha_2<(\alpha_2)_{临界}$ 时 $\frac{\partial^2 U}{\partial \alpha_3^2}\Big|_{\alpha_3=0}>0$。由位垒下面穿出之后核对于非对称形变就成为不稳定的了。可惜，在論文[26]中 $(\alpha_2)_{临界}$ 点的位置是在形变很小的假設下計算的，这对于在位垒外面的核来説，不論怎样也不能認为是正确的。

然而，更重要的是，实际上在閾附近的裂变决不能認为基本上是垒下的。关于这一点，旣有实験数据的証实，又有理論估計的証实（見[14]、[15]）。除了垒上裂变以外，只有低于垒峰有效值不超过 0.1 兆电子伏的垒下裂变能起显著的作用。

非对称裂变的最有意义的解釋是由諾索夫[14][51]及稍迟由布新那洛(U. Businaro)和伽龙納 (S. Gallone)[52]給出的。假定裂变具有垒上的性質，而且对称裂变的位垒較低，諾索夫認为，如果失去与 α_3 有关的稳定度的点 $(\alpha_2)_{临界}$ 处在"頸"断开点之前，那么非对称裂变在穿过位垒頂峰之后就可能發生。为了决定 $(\alpha_2)_{临界}$ 的位置，在論文[14]中根据液滴模型，研究了一个橢圓体，在橢圓体上叠加着小的对称形变（这些形变給出"頸"）和小的非对称形变。这样，对于球形来説，对称形变不是很小的。这时發現，$(\alpha_2)_{临界}$ 点确实存在，而且对于鈾核它位于位垒頂峰外不很远的地方。

在[14]，[51]和[52]中沒有計入按波尔所説（見第Ⅰ部份）与单个核子的作用有关的 $U(\alpha)$ 与 $\alpha_2, \alpha_3 \cdots$ 的关系。因此在这些工作中得到的結論不能認为是定量的，但定性的来説，它們是相当确切的。

在馮 (P. Fong) 的文章中提出了对非对称性的唯象解釋[53]（也見[54]）*。

馮为了解釋在閾附近的非对称裂变，利用了細节平衡原理。但是从这个原理出發只能得到粗糙的定性估計（見Ⅱ中§3）。在論文[53]中，为了証明，非对称裂变时碎片的激發能量 E_{B} 比对称裂变时大上一个必需的数，他作了一系列或多或少的是任意的假設。因为，按照細节平衡原理，过程的几率与碎片的激發状态数 $N_1(E_1)\ N_2(E_2)$ 成正比（見

* 不久以前發表了馮关于 U^{235} 的更詳細的論文[75]（校样时注）——原注。