

# 关于裂变中子谱的进一步研究\*

叶宣化 王德熿

## 提 要

本文基于裂变中子是从运动的碎片蒸发出来的假设,推导出中子能谱和角分布  $N(E, \theta)$  的一般公式。同时较深入地讨论了三种不同吸收截面对裂变中子能谱、角分布的影响,并指出,相对于碎片运动方向  $0^\circ$  附近的能谱形状较敏感地依赖于吸收截面。

文中计算了  $Cf^{252}$  (自发裂变)和  $U^{235}$  (热中子裂变)的固定角度能谱,并与实验数据作了比较。结果表明:(1)应用光学模型的或常数的吸收截面计算的中子能谱与实验比较一致;(2)轻重碎片的平均中子数之比  $\bar{\nu}_1/\bar{\nu}_2$  (对  $U^{235}$  1.45; 对  $Cf^{252}$  1.16)与其他计算的结果符合,而比直接测量的大;(3)在  $90^\circ$  方向理论的中子能谱,比相应的实验低 15—30%。

## 一、引 言

影响裂变中子的因素很多,如裂变机构;裂变碎片的激发能、动能和质量分布;碎片质心系统的中子谱性质等等。早期的实验,大都限于能谱,角分布和平均中子数等;这些都是上述各种因素的平均结果。因此,要了解这些因素所起的作用是不容易的。近几年来,实验技术有了进一步的完善,开始研究一些较细致的过程,例如:固定角度的中子能谱<sup>[1-5]</sup>;固定中子能量的角分布<sup>[6,7]</sup>;固定碎片质量比的中子数目和能谱<sup>[8]</sup>等。此外,还有裂变物理其他方面的测量结果。这些新的实验数据,显然将使我们对裂变中子能谱、角分布的性质有进一步的了解。

假定裂变中子主要是从运动的碎片蒸发出来的,许多作者对裂变中子的性质都进行过研究。在这些理论工作中,对吸收截面  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon)$  作了不同假定,有的用  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon) \sim \epsilon^{-\frac{1}{2}[1,2,3,9]}$ ,有的则用  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon) = \text{const}^{[4,7,11]}$  或光学模型吸收截面  $\sigma_{op}^{[10]}$ 。尽管大体上都能解释实验的一些结果,但它们之间是有显著区别的。本文将较深入地研究这个问题,以求得出可能的结论。此外,对碎片核温度分布,碎片质心系统蒸发中子角分布各向异性及其他有关因素也将加以讨论。希望对裂变中子的性质有进一步的了解。

本文基于裂变中子是从运动碎片蒸发出来的假定,导出了相应于实验上测量情况的理论公式,对这些公式可能呈现的现象加以讨论。其次计算了  $U^{235}$  (热中子裂变)和  $Cf^{252}$  (自发裂变)的固定角度的中子能谱,并与相应的实验进行比较。最后是结果的讨论。

## 二、理论公式

许多工作均表明,绝大多数的裂变中子(90%以上)是从运动碎片蒸发出来的假定是

\* 1964 年 6 月 4 日收到。

正确的。根据这个假定，设碎片质心系统的中子能谱是  $n(\varepsilon)$ ，角分布是  $\psi(\varphi)$ ；碎片的质量数为  $A$ ，其动能为  $E_k = AE_f$ ；如图 1 所示，经过简单的坐标变换，就得到实验室系统中子能量处在  $E - E + dE$ ，与碎片运动方向成  $\theta$  角的  $d\Omega$  立体角内的裂变中子数为

$$N(E, \theta) dE d\Omega = n(\varepsilon) \psi(\varphi) J(E, \theta) dE d\Omega, \quad (1)$$

式中坐标变换的 Jacobi

$$J(E, \theta) = \left(\frac{E}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{2}},$$

$$\varepsilon = E_f + E - 2(E_f E)^{\frac{1}{2}} \cos \theta,$$

$$E = E_f + \varepsilon + 2(E_f \varepsilon)^{\frac{1}{2}} \cos \varphi.$$

根据蒸发理论，

$$n(\varepsilon) = C \sigma(\varepsilon_0, \varepsilon) \varepsilon \omega(\varepsilon_0 - \varepsilon_b - \varepsilon), \quad (2)$$

其中  $C$  为归一化常数， $\sigma(\varepsilon_0, \varepsilon)$  为能量为  $\varepsilon$  的中子打在激发能为  $\varepsilon_0 - \varepsilon_b - \varepsilon$  的靶核上形成复合核的截面，或称吸收截面。通常靶核处于激发态的吸收截面是不知道的，而以靶核处于基态的截面来代替。 $\varepsilon_0$  为碎片最初的激发能； $\varepsilon_b$  为中子结合能。剩余核的能级密度近似地认为

$$W(\varepsilon_0 - \varepsilon_b - \varepsilon) = \text{const} \exp(-\varepsilon/T); \quad (3)$$

$$T = \left(\frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_b - \bar{\varepsilon}}{a}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

$\bar{\varepsilon}$  为蒸发中子的平均能量； $a$  为核温度常数。

如果假定碎片质心系统蒸发中子是  $90^\circ$  对称的，且仅限于  $\cos^2 \varphi$  项，则

$$\psi(\varphi) = \frac{3}{4\pi} \frac{1 + b(\varepsilon) \cos^2 \varphi}{3 + b(\varepsilon)}, \quad (4)$$

$$\iint \psi(\varphi) d\Omega = 1,$$

$b(\varepsilon)$  为随  $\varepsilon$  变化的各向异性因子。

实验指出，每个核裂变时都有二个相反方向飞出的碎片；裂变碎片的动能、质量和激发能都有一定的分布。因此，实验上测量的裂变中子能谱、角分布就不是象(1)式所描写的单一碎片，单一温度的情况那样简单，而是复杂得多。尽管实际情况要复杂得多，我们仍先讨论(1)式简单情况的  $N(E, \theta)$  的特点。其中某些特点仍不受这些复杂因素的影响。

实验上对裂变中子的一系列测量有能谱  $N(E)$ ，角分布  $N(\theta)$ ，相对于碎片运动某一角度  $\theta = \theta_0$  的能谱  $N(E, \theta_0)$  以及固定中子能量  $E = E_0$  的角分布  $N(E_0, \theta)$  等。测量  $N(E)$ ， $N(\theta)$  虽然也可得到有关裂变中子特点的某些知识，但对某些因素是不敏感的。因此，我们下面将详细地讨论后二情况。

### 1. 固定角度的中子能谱 $N(E, \theta_0)$

固定某一角度  $\theta_0$  的能谱实验，可以得到能谱和角分布的实验难以得到的某些情况，特别值得注意的是  $0^\circ$  的实验。

从(1)–(4)式可得  $\theta = 0^\circ$  的能谱公式如下：

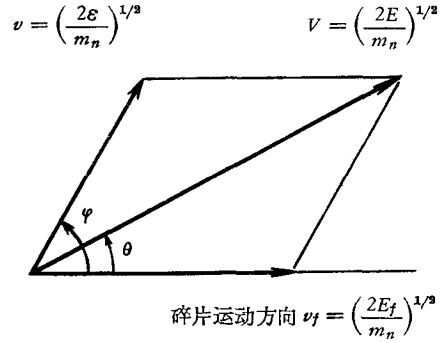


图1 运动碎片蒸发中子的角关联

$\varphi$ ——中子在质心系的方向； $\theta$ ——中子在实验室系统的方向

$$N(E, 0^\circ) = C \frac{3}{4\pi} \frac{1 + b(\epsilon)}{3 + b(\epsilon)} \sigma(\epsilon_0, \epsilon) (E\epsilon)^{\frac{1}{2}} \exp(-\epsilon/T), \quad (5)$$

$$\epsilon = |\sqrt{E} - \sqrt{E_f}|^2.$$

如果假定质心系统角分布各向异性因子  $b(\epsilon)$  随中子能量  $\epsilon$  变化不大, 则(5)中前三项是常数. 这时  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon)$  的作用就十分明显. 下面我们讨论当  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon)$  取三种不同形式时  $N(E, 0^\circ)$  所表现的特点.

当  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon) \sim \epsilon^{-\frac{1}{2}}$  时, (5)式相当于熟知的 Watt 谱, 这时

$$N_w(E, 0^\circ) \sim E^{\frac{1}{2}} \exp\{-|\sqrt{E} - \sqrt{E_f}|^2/T\}. \quad (6)$$

当  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon) = \text{const}$  时, (5)式相当于 Feather 谱情况, 给出

$$N_F(E, 0^\circ) \sim E^{\frac{1}{2}} |\sqrt{E} - \sqrt{E_f}| \exp\{-|\sqrt{E} - \sqrt{E_f}|^2/T\}. \quad (7)$$

为了方便起见, 靶核处于基态的光学模型吸收截面  $\sigma_{op}$  可用近似解析式表示:

$$\sigma_{op} = \sigma_0 + h \left( a + \frac{\cos k\epsilon}{\epsilon^{1/2}} \right) e^{-q\epsilon}, \quad (8)$$

式中常数  $\sigma_0$ ,  $h$ ,  $a$ ,  $k$  和  $q$  可和光学模型的计算结果比较而定(见表3). 因此, 当  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon) = \sigma_{op}$  时, 得到

$$N_0(E, 0^\circ) \sim \sigma_0 E^{\frac{1}{2}} |\sqrt{E} - \sqrt{E_f}| \exp(-|\sqrt{E} - \sqrt{E_f}|^2/T) +$$

$$+ h a E^{\frac{1}{2}} |\sqrt{E} - \sqrt{E_f}| \exp(-|\sqrt{E} - \sqrt{E_f}|^2/t) +$$

$$+ h E^{\frac{1}{2}} \cos k |\sqrt{E} - \sqrt{E_f}|^2 \exp\left(\frac{-|\sqrt{E} - \sqrt{E_f}|^2}{t}\right), \quad (9)$$

式中  $t = \frac{T}{1 + qT}$ . 实际情况  $\sigma_0 + ha \gg h$ , 所以后一项是修正项.

比较(6), (7)和(9)式可以看出,  $N_F(E, 0^\circ)$ ,  $N_0(E, 0^\circ)$  和  $N_w(E, 0^\circ)$  一个显著的区别是在于前二种能谱在  $E = E_f$  时能谱有极小值, 而后者没有极小值. 因此, 如果精确地测量  $0^\circ$  的能谱低能部分, 就可以判断哪一种截面和实验更一致. 如果实验已证明  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon)$  应当采用常数的或光学模型的截面, 则能谱极小值正好对应于蒸发中子瞬间碎片的动能, 因而提供一种测量  $E_f$  的方法. 将这个  $E_f$  值和实验上测量的碎片动能值比较, 就可以判断碎片在蒸发中子时, 动能是否达到极大值. 其次,  $N_F(E, 0^\circ)$  和  $N_0(E, 0^\circ)$  的区别, 主要表现在(9)式的第三项上. 因为  $N_F(E_f, 0^\circ) = 0$ , 而  $N_0(E_f, 0^\circ) \neq 0$ ;  $N_F(E, 0^\circ)$  的曲线是光滑变化的, 而由于  $\cos k(\sqrt{E} - \sqrt{E_f})^2$  项的存在,  $N_0(E, 0^\circ)$  的曲线就有微小的波动.

当  $\theta \neq 0^\circ$  时, 情况就要复杂些, 这时不仅  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon)$  起作用, 而且质心系统角分布各向异性也起作用, 即和  $\psi(\varphi)$  有关. 对特定角度  $\theta_0$ ,

$$N(E, \theta_0) = C \psi(\varphi) \sigma(\epsilon_0, \epsilon) (E\epsilon)^{\frac{1}{2}} \exp(-\epsilon/T), \quad (10)$$

$$\epsilon = E_f + E - 2(EE_f)^{\frac{1}{2}} \cos \theta_0.$$

为了清楚起见, 我们首先考虑  $\psi(\varphi)$  在  $\theta = \theta_0$  时随  $E$  的变化情况. 将(4)式变换到实验室坐标, 得到

$$\psi(\varphi) = \frac{1}{4\pi} \left\{ 1 + \frac{2b(\epsilon)}{3 + b(\epsilon)} \left[ 1 - \frac{3}{2} \frac{E \sin^2 \theta_0}{E + E_f - 2(EE_f)^{1/2} \cos \theta_0} \right] \right\}. \quad (11)$$

假定  $b(\epsilon)$  不随  $\epsilon$  变化, 作为一个例子, 我们计算了  $b = 0.25$  的情况, 如图 2 所示, 在  $\theta_0$  不太大时, 在  $E = E_f$  附近, 有极小值; 在  $E > E_f$  时, 将使得不同  $\theta_0$  的各向同性的  $N(E, \theta_0)$  曲线位置有移动。

另一方面, 我们假定  $b(\epsilon) = 0$ , 来看一下三种不同截面  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon)$  的  $N(E, \theta_0)$  曲线的特点。当  $E > E_f$  时, 三种不同  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon)$  的  $N(E, \theta_0)$  曲线的特点类似: 即如果  $\theta_i > \theta_j$ , 则  $N(E, \theta_i) < N(E, \theta_j)$ 。当  $E \approx E_f$  时, 对于  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon) = \text{const}$  或  $\sigma_{\text{op}}$  情况, 小角度的  $N(E, \theta_0)$  曲线可能比大角度的低。换句话说, 对  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon) \sim \epsilon^{-\frac{1}{2}}$  情况, 当  $\theta_i > \theta_j$ ,  $N_w(E, \theta_i) < N_w(E, \theta_j)$ , 曲线不相交。对于  $N_F(E, \theta_0)$  和  $N_0(E, \theta_0)$ , 在某些小角度  $\theta_0$ , 曲线有相交现象。

光学模型吸收截面情况的  $N_0(E, \theta_0)$  曲线, 除二项类似于  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon) = \text{const}$  情况外, 还有一项

$$N'_0(E, \theta_0) \sim h \cos k(E_f + E - 2\sqrt{EE_f} \cos \theta_0) E^{\frac{1}{2}} \times \exp\{-(E_f + E - 2\sqrt{EE_f} \cos \theta_0)/T\}. \quad (12)$$

从(12)式可以看出, 由于余弦项的存在, 曲线将是波动的, 但实际情况,  $h$  数值不大, 因此, 这种波动现象是很小的。

## 2. 固定中子能量的角分布

有时为了更清楚了解  $N(E, \theta)$  的特点, 也可以固定某一中子能量  $E_0$  来测量角分布  $N(E_0, \theta)$ 。对于  $E_0 \ll E_f$  和  $E_0 \gg E_f$  情况, 角分布一般是向前方向来得大。只有对  $E_0 = E_f$  情况最有兴趣。

当  $E_0 = E_f$  时,  $\epsilon = 4E_f \sin^2 \frac{\theta}{2}$ , 三种不同吸收截面的角分布公式如下:

$$N_w(E_f, \theta) \sim \left[1 + b(\epsilon) \sin^2 \frac{\theta}{2}\right] E_f^{1/2} \exp\left\{-4E_f \sin^2 \frac{\theta}{2} / T\right\},$$

$$N_F(E_f, \theta) \sim \left[1 + b(\epsilon) \sin^2 \frac{\theta}{2}\right] E_f \sin \frac{\theta}{2} \exp\left\{-4E_f \sin^2 \frac{\theta}{2} / T\right\},$$

$$N_0(E_f, \theta) \sim \left[1 + b(\epsilon) \sin^2 \frac{\theta}{2}\right] \left\{2\sigma_0 E_f \sin \frac{\theta}{2} \exp\left(\frac{-4E_f \sin^2 \frac{\theta}{2}}{T}\right) + 2haE_f \sin \frac{\theta}{2} \exp\left(\frac{-4E_f \sin^2 \frac{\theta}{2}}{t}\right) + h \cos\left(4kE_f \sin^2 \frac{\theta}{2}\right) E_f^{1/2} \exp\left(\frac{-4E_f \sin^2 \frac{\theta}{2}}{t}\right)\right\}. \quad (13)$$

这三种不同的角分布的区别是,  $N_w(E_f, \theta)$  随  $\theta$  加大指数下降, 而  $N_F(E_f, \theta)$  和  $N_0(E_f, \theta)$

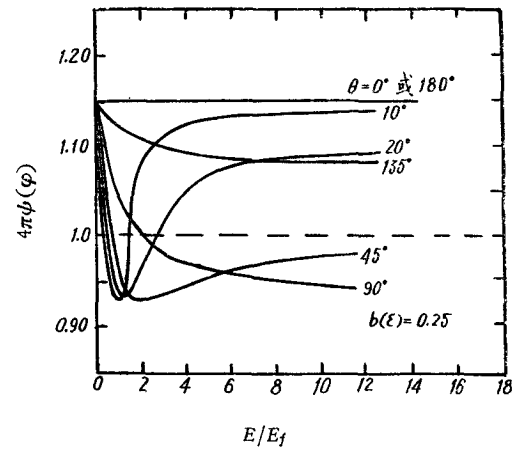


图2 碎片质心系中子角分布各向异性在实验室系统中的表现

在  $0^\circ$  处有一个极小值,在不大的角度有极大值,然后随  $\theta$  加大指数下降.此外,  $N_0(E_f, \theta)$  曲线由于有  $\cos\left(4kE_f \sin^2 \frac{\theta}{2}\right)$  项存在,角分布有微小的波动.

从上面对于一个碎片情况的分析可以看出,测量固定角度的裂变中子谱,特别是  $0^\circ$  附近情况,可以提供我们许多有用的知识.

### 三、数值计算

根据已有的实验数据,我们计算了  $\text{Cf}^{252}$  (自发裂变) 和  $\text{U}^{235}$  (热中子裂变) 的固定角度裂变中子能谱. 计算中所用的一些参数的选取说明如下.

#### 1. 裂变碎片平均动能 $E_f$

数值计算时将裂变碎片分成轻、重两群,对应的平均动能以  $E_f^l$  和  $E_f^h$  表示.  $E_f^l, E_f^h$  取自 Terrell (1959 年) 数据<sup>[11]</sup>. 最近 Terrell (1962 年) 又根据新的实验数据求得平均值<sup>[12]</sup>,但对结果改正不大,我们仍用 1959 年的数据. 这些数据列于表 1.

表 1  $E_f^l$  和  $E_f^h$  值

裂 变 核	$E_f^l$ (MeV)	$E_f^h$ (MeV)	文 献
$\text{U}^{235}$	$1.05 \pm 0.02$	$0.48 \pm 0.01$	[11]
	$1.01 \pm 0.02$	$0.48 \pm 0.01$	[12]
$\text{Cf}^{252}$	$0.971 \pm 0.018$	$0.559 \pm 0.010$	[11]
	$0.94 \pm 0.02$	$0.54 \pm 0.01$	[12]

#### 2. 温度分布及平均中子能量

各个裂变碎片初始激发能不同,而且大多数碎片可蒸发一个以上的中子,因此终核的激发能以及其温度就有一定分布. Terrell<sup>[11]</sup>曾假定初始激发能是 Gauss 分布,而得到  $\text{U}^{235}$  和  $\text{Cf}^{252}$  裂变碎片的温度分布. 我们的计算是取了几个温度值,其比例大致上和 Terrell 的分布类似. 但最后的比例是和固定角度中子能谱的实验比较而定,同时要求裂变中子的平均能量与实验一致.

实验室坐标下的中子平均能量为

$$\bar{E} = \frac{E_f^l + E_f^h}{2} + \bar{\epsilon}, \quad (14)$$

$\bar{\epsilon}$  为质心系统的平均中子能量;对应于三种不同的  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon)$ ,  $\bar{\epsilon}$  的公式各不相同.

所得的温度分布和  $\bar{\epsilon}$  值列于表 2.

表 2—1  $\text{U}^{235}$  的温度分布及中子平均动能

$\sigma(\epsilon_0, \epsilon)$	$T$ (MeV)					$\bar{\epsilon}^{(1)}$ (MeV)
	0.10	0.30	0.50	0.70	1.0	
const	0.064	0.156	0.234	0.312	0.234	1.27
$\sigma_{\text{op}}$	0.018	0.138	0.255	0.334	0.255	1.23

1) 实验值  $\bar{\epsilon} = 1.21 \pm 0.05$  MeV<sup>[12]</sup>

表 2—2 Cf<sup>252</sup> 的温度分布及中子平均动能

$\sigma(\epsilon_0, \epsilon)$	T (MeV)						$\bar{\epsilon}^{(1)}$ (MeV)
	0.073	0.20	0.373	0.60	1.0	1.2	
const	0.0219	—	0.4061	—	0.5720	—	1.45
$\sigma_{op}$	—	0.06	0.08	0.30	0.47	0.09	1.41

1) 实验值  $\bar{\epsilon} = 1.44 \pm 0.08$  MeV<sup>[42]</sup>;  $1.41 \pm 0.08$  MeV<sup>[121]</sup>

### 3. 平均中子数 $\bar{\nu}_l, \bar{\nu}_h$

实验上对轻重碎片群平均中子数  $\bar{\nu}_l, \bar{\nu}_h$  只有少数测量结果。例如, Апалин<sup>[13]</sup>用液体闪烁装置测量 U<sup>235</sup> (热中子裂变) 得到  $\bar{\nu}_l/\bar{\nu}_h = 1.17$ , Whetston<sup>[14]</sup>用同样方法测量 Cf<sup>252</sup> (自发裂变) 得到  $\bar{\nu}_l/\bar{\nu}_h = 1.02 \pm 0.02$ . Terrell<sup>[12]</sup>利用飞行时间方法测量的碎片质量分布(未蒸发中子)和放射化学方法测量的碎片质量分布(已蒸发中子)数据,计算了 U<sup>233</sup>, U<sup>235</sup>, Pu<sup>239</sup> 热中子裂变和 Cf<sup>252</sup> 自发裂变的平均中子数, 得到所有裂变核  $\bar{\nu}_l/\bar{\nu}_h = 1.0 \pm 0.1$ . 这些结果表明  $\bar{\nu}_l$  和  $\bar{\nu}_h$  几乎相等。

我们的计算则将  $\bar{\nu}_l, \bar{\nu}_h$  作为参数去和固定角度中子能谱的实验值比较而定。

### 4. 光学模型吸收截面 $\sigma_{op}$

我们计算中所用的光学模型吸收截面  $\sigma_{op}$  是用(8)式表示, 其中的参数由同 Beyster<sup>[9]</sup>

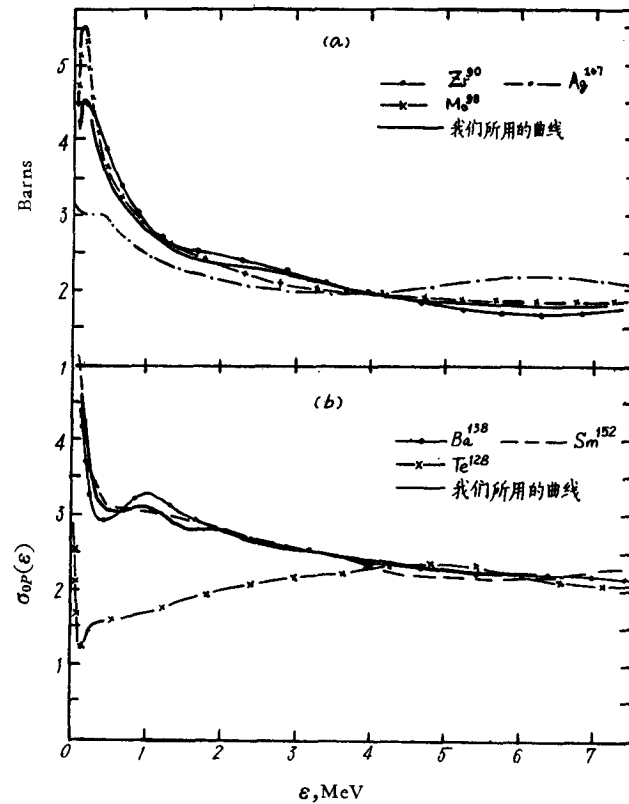


图 3 光学模型吸收截面和我们所用曲线之比较  
(a) 轻碎片群; (b) 重碎片群(数据取自文献[9])

的計算結果比較而定。对重碎片羣只有  $\text{Te}^{128}$ ,  $\text{Ba}^{138}$  和  $\text{Sm}^{152}$  的截面数据, 对輕碎片只有  $\text{Zr}^{90}$ ,  $\text{Mo}^{98}$  和  $\text{Ag}^{107}$  的截面数据。我們所用的曲綫画于图 3, 其参数列于表 3。

表 3 光学模型吸收截面的参数

碎 片 羣	$\sigma_0$	$h$	$a$	$q$	$k$	说 明
$l$	1.7	0.5	3.8	0.5	$\frac{2}{3}\pi$	
$h$	2.15	0.5	3.1	0.5	$2\pi$	$0 \leq \epsilon \leq 0.25 \text{ MeV}$
	2.05	0.111	11.5	1/3	$2\pi$	$\epsilon \geq 0.25 \text{ MeV}$

### 5. 角分布各向异性因子 $b(\epsilon)$

計算中假定碎片質心系各向同性蒸发, 即  $b(\epsilon) = 0$ 。因为計算和实验比較表明  $b(\epsilon)$  不大, 所以只在有关的問題上才作定性討論。

对  $\text{Cf}^{252}$  实验数据取自文献[4], 对  $\text{U}^{235}$  取自文献[3,5]。

## 四、結果与討論

我們的計算結果与实验比較得出三点結論, 下面将分別討論。

### 1. 关于吸收截面 $\sigma(\epsilon_0, \epsilon)$ 問題

前面已指出,  $0^\circ$  角的能譜实验可用来判断  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon)$  的性質和确定  $E_f$  值。可惜实验上还没有这方面的测量。Нефедов<sup>[2]</sup> 测量了  $\text{U}^{235}$  热中子裂变时固定角度能譜, 同时指出  $0^\circ$  角能譜在低能处有极小值, 由此定出  $E_f^l = 0.635 \text{ MeV}$ ,  $E_f^h = 0.405 \text{ MeV}$ 。这些值均比表 1 从碎片动能实验給出的  $E_f$  值小得多。由于在他的实验中, 张角为  $\pm 15^\circ$ , 且能譜比其他工作給出的硬, 因此, 还不能得出結論: 中子是在碎片动能未达极大值时就蒸发出来。Блинов 等人<sup>[3]</sup> 也测量了  $\text{U}^{235}$  的固定角度能譜。但因张角  $\pm 10^\circ$ , 且没有将輕重碎片分开, 没有看到低能处  $0^\circ$  角度的能譜有极小值的現象。Skarsvåg<sup>[5]</sup> 对  $\text{U}^{235}$  也作了测量, 因张角  $\pm 10^\circ$ ,  $0^\circ$  角能譜已被  $\theta > 0^\circ$  角中子所模糊, 因此, 只观察到相对于輕碎片运动方向的  $0-10^\circ$  能譜在  $\sim 1 \text{ MeV}$  处有些凹下。由于低能部分未测量, 因此, 相对于重碎片运动方向的能譜这个現象未观察到。Bowman 等人<sup>[4]</sup> 测量了  $\text{Cf}^{252}$  的能譜, 张角不超过  $\pm 1^\circ$ , 可惜未测量  $0^\circ$  的能譜, 最小的角度是  $11.25^\circ$ 。但可看出, 对于輕碎片在  $E < 1.2 \text{ MeV}$  处,  $22.5^\circ$  的能譜比  $11.25^\circ$  的能譜高。对重碎片,  $E < 0.5 \text{ MeV}$  未测量。

为了判断  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon)$  的性質, 我們特別画出相对于輕碎片运动方向小角度能譜的計算曲綫和实验点子(图 4)。考虑到  $\text{U}^{235}$  的实验张角为  $\pm 10^\circ$ , 除了計算  $0^\circ$  角能譜外, 还計算了  $10^\circ$  角的能譜。实验数据取自文献[4, 5]。从图 4 可看出, 假定  $b(\epsilon) = 0$  时, 用  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon) \sim \epsilon^{-\frac{1}{2}}$  时是难以和实验符合的, 另二种截面的計算結果則大致上和实验一致。当  $b(\epsilon) \neq 0$  时, 我們仍然可以看到, 用  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon) \sim \epsilon^{-\frac{1}{2}}$  还是无法解释实验結果的。从图 2 可看到, 当  $\theta \lesssim 45^\circ$  时, 尽管  $\psi(\varphi)$  曲綫可以使得  $N_w(E, \theta_0)$  曲綫在  $E \approx E_f$  处有极小值, 但不同曲綫相交規律和实验是不同的。实验上对  $\text{Cf}^{252}$  相对于輕碎片运动方向,  $11.25^\circ$  和

22.5° 的中子能谱在  $E \approx 1.2$  MeV 处相交, 45° 能谱则绝不和上述二角度能谱相交(图 4, 图 6)。但  $N_w(E, \theta_0)$  曲线在  $\theta \leq 45^\circ$  时所有角度均会相交。因此, 如果有各向异性角分布存在, 可预料到各向异性因子  $b(\epsilon)$  也是很小的。至于  $b(\epsilon)$  的大小, 我们没有进行计算。

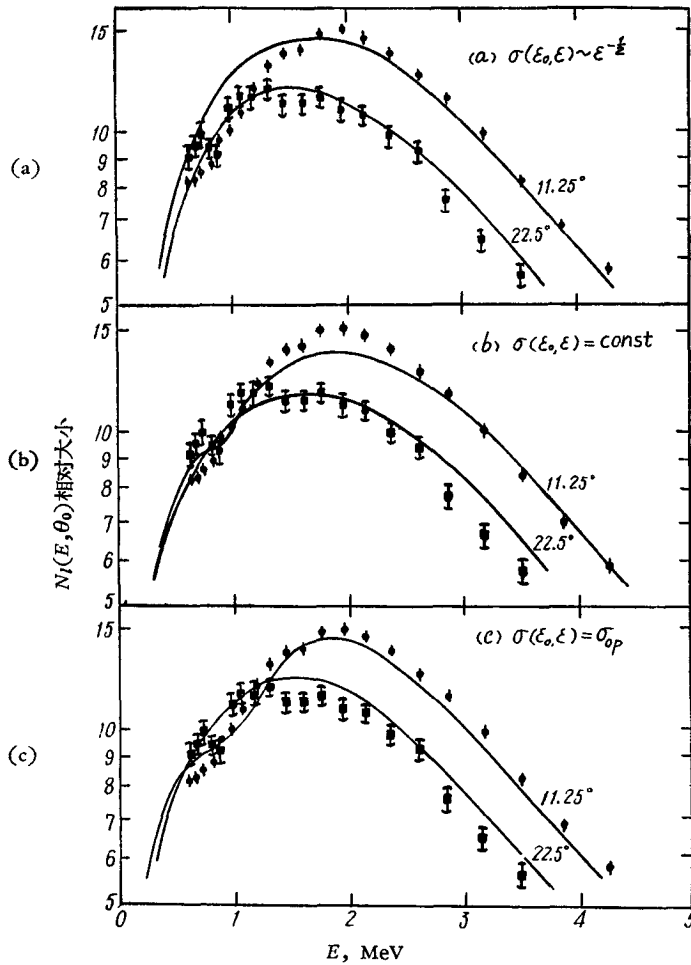
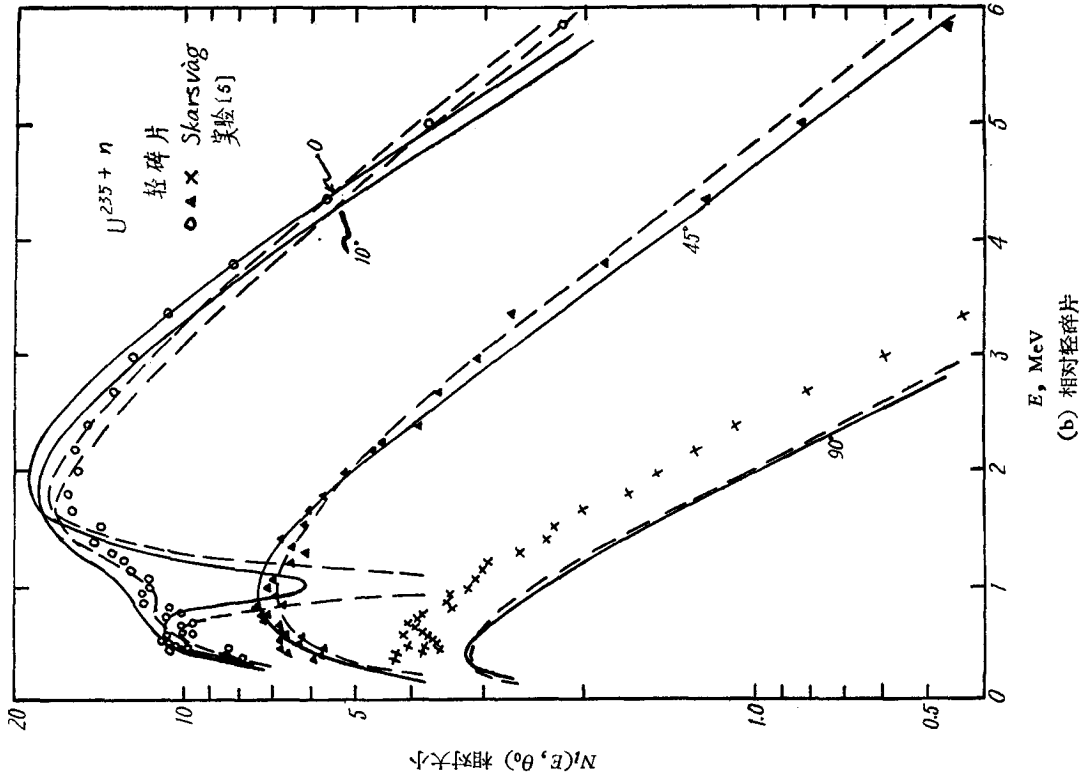


图 4 三种不同吸收截面计算的固定角度中子能谱与实验之比较  
Cf<sup>252</sup>的实验数据取自文献[4];  $\theta = 11.25^\circ$  和  $22.5^\circ$  是相对于轻碎片运动方向

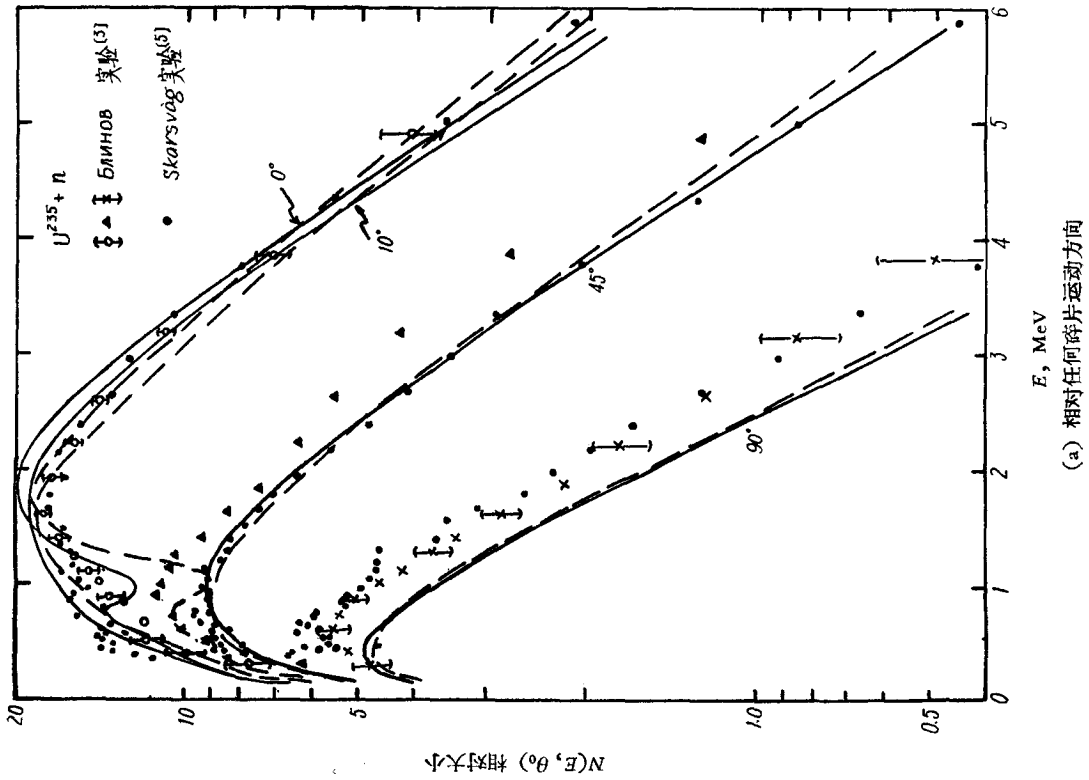
从上面的讨论可以得出结论: 用吸收截面  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon) \sim \epsilon^{-1/2}$  计算的固定角度的中子能谱是难以解释实验结果的。而用  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon) = \text{const}$  或  $\sigma_{op}$  计算的结果是可以解释  $0^\circ$  附近固定角度中子能谱所呈现的现象。

此外, 理论分析曾指出, 用  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon) = \text{const}$  和  $\sigma_{op}$  计算的固定角度中子能谱  $N_f(E, \theta_0)$  和  $N_0(E, \theta_0)$  之区别在于  $N_f(E, \theta_0)$  曲线是光滑的, 而  $N_0(E, \theta_0)$  曲线上有微小的波动现象。从图 5 和图 6 可以看出, 在我们所选的  $\sigma_{op}$  曲线情况下, 计算的  $N_0(E, \theta_0)$  并没有显著的波动现象。而在现有测量精确度范围内, 实验上也未发现符合  $\sigma_{op}$  引起的有规律的波动现象。因此, 还无法区分这两种截面哪一种更正确。





(b) 相对轻碎片



(a) 相对任何碎片运动方向

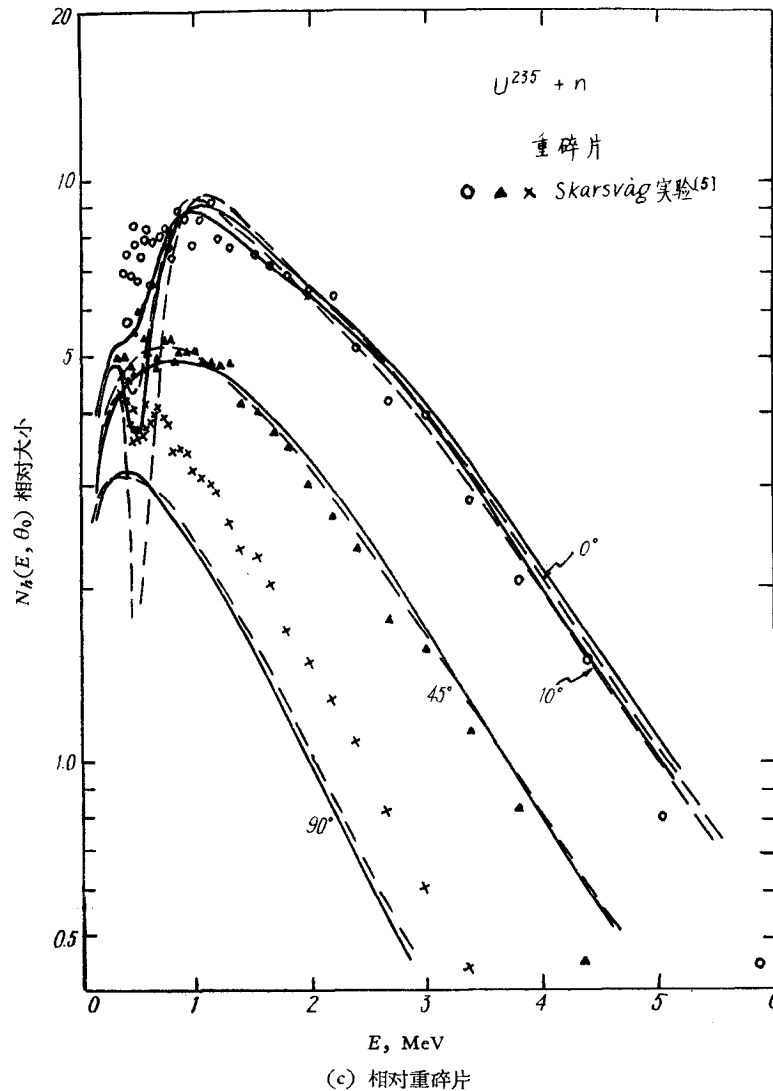


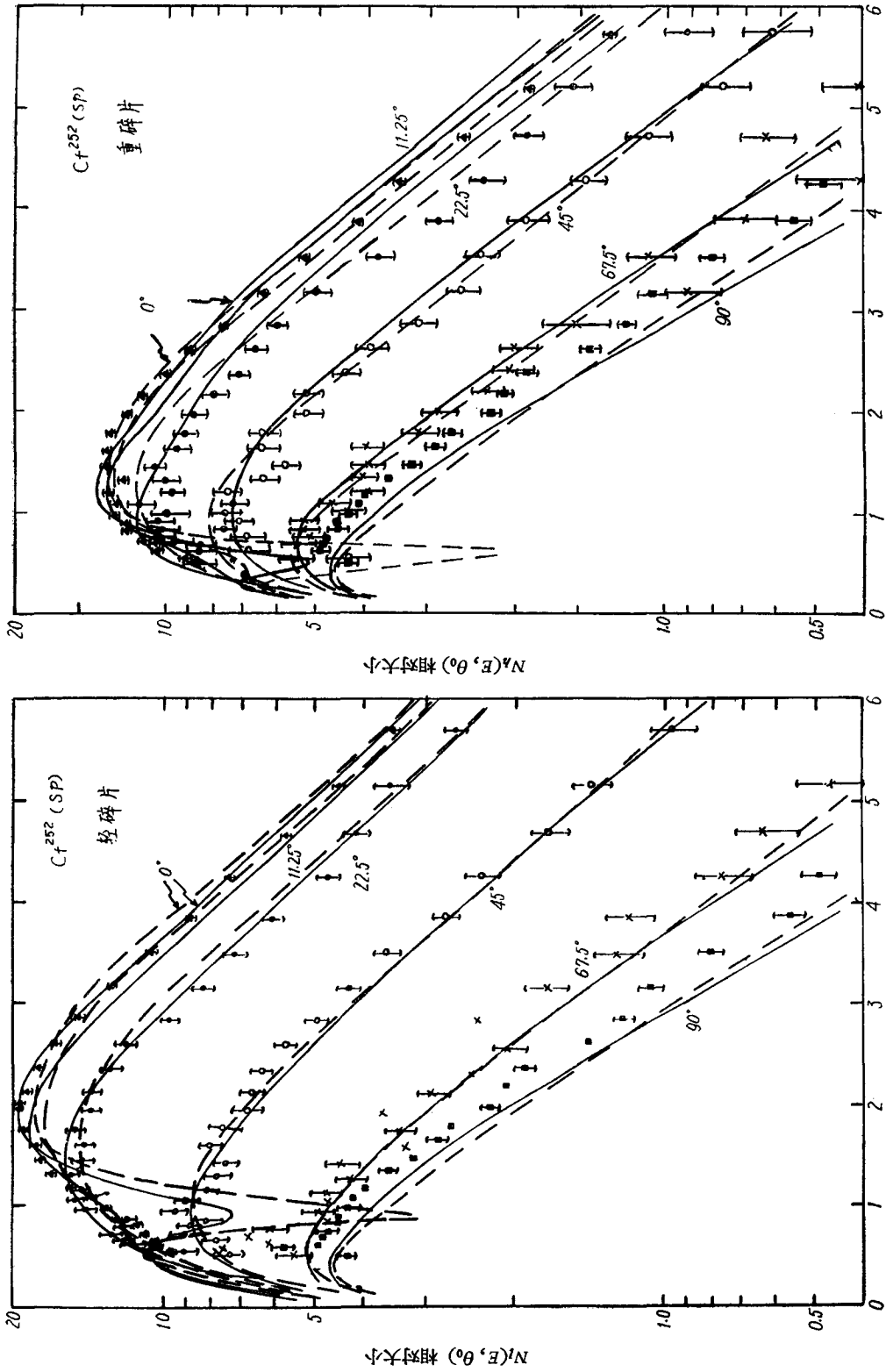
图5  $U^{235} + n$  固定角度中子能谱计算与实验之比较

—— 为  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon) = \sigma_{op}$ ; - - - - 为  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon) = \text{const}$ ;  $\bar{\nu}_l / \bar{\nu}_h = 1.45$

最后,还必须指出,由于现有的测量还不够精确,特别缺少  $0^\circ$  角(张角要尽可能小)能谱实验,因此,要从实验上定出极小值,进一步来确定裂变碎片何时蒸发中子,还有待进一步的测量。

## 2. 轻重碎片中子数之比 $\bar{\nu}_l / \bar{\nu}_h$

我们的计算和实验比较表明,温度分布不甚敏感,且用相同的温度分布都可以符合轻重碎片群的能谱实验曲线。因此,根据轻重碎片温度分布相同,碎片动能已达极大值时蒸发中子,且是各向同性的假定,我们作了数字计算。计算的固定角度中子能谱和实验比较表明,如果用  $\bar{\nu}_l / \bar{\nu}_h = 1$  是无法符合实验的,而要和实验一致,必须假定  $\bar{\nu}_l > \bar{\nu}_h$ 。从计算和实验比较得到,对于  $U^{235}$ ,  $\bar{\nu}_l / \bar{\nu}_h = 1.45$ ; 对  $Cf^{252}$ ,  $\bar{\nu}_l / \bar{\nu}_h = 1.16$ 。



(a) 相对轻碎片

(b) 相对重碎片

图 6 固定角度中子能谱理论与实验之比较

—— 为  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon) = \sigma_{op}$ ; - - - - 为  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon) = \text{const}$ ;  $\bar{v}_1/\bar{v}_n = 1.16$ ; 实验数据取自文献[5]

其他工作类似于我们的假定，计算结果也和我们的结果接近。例如，对  $U^{235}$ ，Skarsvåg<sup>[5]</sup> 用  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon) \sim \epsilon^{-\frac{1}{2}}$  计算给出  $\bar{\nu}_l/\bar{\nu}_h = 1.45$ ；Ramanna<sup>[7]</sup> 用  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon) = \text{const}$  计算给出为 1.30。对于  $Cf^{252}$ ，Bowman 等人<sup>[4]</sup> 用  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon) = \text{const}$  计算给出为 1.16。

上面所给出的  $\bar{\nu}_l/\bar{\nu}_h$  值并未考虑  $90^\circ$  方向的中子数目计算值比实验值少的现象。在后面将要讨论到，如果认为这个现象是由于可能有 10—15% 中子是在实验室坐标各向同性蒸发的，考虑到这因素，上述  $\bar{\nu}_l/\bar{\nu}_h$  值将减少些（约 5%）。

实验上用闪烁液体装置直接测量  $\bar{\nu}_l/\bar{\nu}_h$ ，正如前面已提到，对  $U^{235}$  是  $1.17^{[13]}$ ，对  $Cf^{252}$  是  $1.02 \pm 0.02^{[14]}$ 。用碎片质量分布计算值则均为  $1.0 \pm 0.1^{[12]}$ 。可见，我们计算的结果都比这些直接测量值大得多。

必须指出，在我们的计算中，吸收截面的选择，温度分布，以及碎片质心系统蒸发中子的各向异性等因素对  $\bar{\nu}_l/\bar{\nu}_h$  值影响不大。因此，理论计算结果和实验不一致的现象是值得注意的。

可能的原因之一是，如果认为裂变中子是在碎片动能未达极大值时蒸发出来，则可以使得计算值更接近于实验值。但是，还应当指出，计算的固定角度中子能谱大致上和实验的能谱符合，因此，这个差别也很可能是两类不同实验方法（能谱实验和闪烁液体装置实验）测量结果的不自洽。因此，实验上还得作更精确的测量。

### 3. $\theta = 90^\circ$ 的能谱问题

从图 5、图 6 以及图 7 和图 8 可以看出，计算的  $90^\circ$  方向中子数目比实验的少得多。由图 7 和图 8 得到， $U^{235}$  计算的比实验的约少 30%，对  $Cf^{252}$  少于 15%。在文献[4]，[5] 和[7]中也指出这一现象。

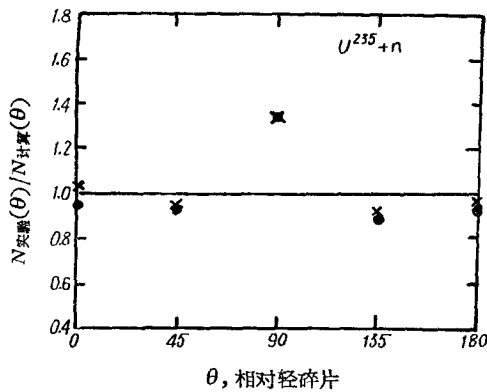


图 7 角分布实验值和计算值之比较

• 为  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon) = \sigma_{op}$ ; × 为  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon) = \text{const}$

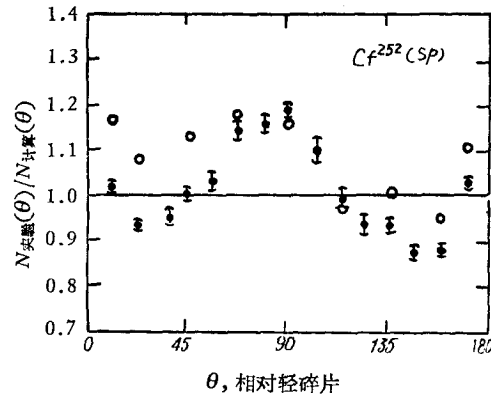


图 8 角分布实验值与计算值之比较

o 为  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon) = \sigma_{op}$ ; I 为  $\sigma(\epsilon_0, \epsilon) = \text{const}$

在本文计算中，有一些因素未考虑进去，下面我们就讨论这些因素可能的影响。

首先是温度分布的影响。由于还无法知道碎片最初的激发能分布，在我们计算中是作为参数和实验比较而定。除了表 2 所列的温度分布外，我们还用另一组稍为不同的分布，仍可以符合实验，而未改变上述结论。Kapoor 等人<sup>[7]</sup> 在计算  $U^{235}$  固定中子能量的角分布中，用的是线性的温度分布，结论也是一样。可见，温度分布不会影响这个结果。

其次是碎片质心系统角分布各向异性  $\psi(\varphi)$  的影响。我们计算中是假定各向同性蒸

发的,即  $b(\epsilon)=0$ 。如果  $b(\epsilon)\neq 0$ ,只要将  $\psi(\varphi)$  乘以我們計算的結果。图 2 画了  $b(\epsilon)>0$  的  $\psi(\varphi)-E$  曲线。可以看出,当  $b(\epsilon)>0$  时,  $0^\circ$  和  $90^\circ$  的能谱将离得更开,将使上述现象更加显著。如果  $b(\epsilon)<0$ ,  $\psi(\varphi)$  的作用和  $b(\epsilon)>0$  相反。尽管  $0^\circ$  和  $90^\circ$  能谱接近了,但其他角度能谱就很难和实验一致。因此,如果存在这一因素影响也是很小的,而且从一般复合核理论知道<sup>[15]</sup>,角分布常常是向前方向来得大,因而将是  $b(\epsilon)>0$ 。

最后,我們討論碎片动能  $E_f$  可能的影响。在我們的計算中,  $E_f$  是取自碎片质量分布和动能分布的平均值。实际上,动能  $E_k$  是近似于 Gauss 分布,其宽度约 25—30 MeV<sup>[18]</sup>,对  $E_f$  的影响为  $\pm 0.15$  MeV。我們知道,运动碎片蒸发中子时,在实验室坐标上看,如果  $E_f$  小,则角分布趋于各向同性,而  $E_f$  大,向前方向的中子较多。这从图 5 和图 6 比较轻重碎片( $E_f^1 \approx 1$  MeV,  $E_f^2 \approx 0.5$  MeV)的能谱可看出,  $E_f$  值小的,固定角度的中子能谱曲线就较集中。因此,  $E_f$  值对計算的  $90^\circ$  能谱影响较大。如上所述,碎片动能是 Gauss 分布,是对称的。因此,这一因素不大会影响上述结论。但要指出,如果裂变中子是在碎片动能未达极大值时就蒸发出来(即  $E_f$  值比表 1 所列的值小),就可能改变上述结论。Нефедов<sup>[21]</sup>实验指出,  $E_f$  值比表 1 小的现象,但精确度不高,难以肯定的结论,还有待于进一步作精确测量。

Кароор 等人<sup>[7]</sup>作了极端假定,即认为  $U^{235}$  裂变时有 10% 的中子是在  $E_f=0$  时发射的。他们考虑的物理机构是在过鞍点后,裂变核的变形能可分配到各自由度上,因为到达断点时是准静态过程,在分裂前,裂变核有足够激发能先释放出少数中子。这只是一种猜想,可靠性还难确定。Wheeler 等人<sup>[16]</sup>则认为,裂变过程不是准静态,因此,在断颈时,由于剧烈的扰动和碎片断点的收缩,可能在  $90^\circ$  方向发射中子。Fuller<sup>[17]</sup>对这问题也曾加以讨论。究竟是何种物理因素使得  $90^\circ$  計算的中子数比实验少,还须进一步研究。

最后,作者对何泽慧教授和于敏先生对本工作的关心和所提的宝贵意见表示感谢,对卓益忠、李泽清、黄胜年和叶宗垣等同志的有益讨论表示感谢。并感谢計算組林仲琨等同志协助数字計算。

### 参 考 文 献

- [1] Васильев, Н. А. и т. д., *Атомная энергия*, **9** (1960), 449.
- [2] Нефедов, В. Н., *ЖЭТФ*, **38** (1960), 1659.
- [3] Блинов, М. В. и т. д., *ЖЭТФ*, **42** (1962), 1017.
- [4] Bowman, H. R., et al., *Phys. Rev.*, **126** (1962), 2120.
- [5] Skarsvåg, K. and Bergheim, K., *Nucl. Phys.*, **45** (1963), 72.
- [6] Ramanna, R., et al., *Nucl. Phys.*, **25** (1961), 136.
- [7] Кароор, S. S., Ramanna, R., et al., *Phys. Rev.*, **131** (1963), 283.
- [8] Bowman, H. R., et al., *Phys. Rev.*, **129** (1963), 2133.
- [9] Beyster, S., U. S. Atomic Energy Commission Report, LA-2099 (1956).
- [10] 王德煊、叶宣化, *物理学报*, **9** (1962), 471.
- [11] Terrell, J., *Phys. Rev.*, **113** (1959), 527.
- [12] Terrell, J., *Phys. Rev.*, **127** (1962), 880.
- [13] Апалин, В. И., *Атомная энергия*, **8** (1960), 15.
- [14] Whetstone, S. L., *Phys. Rev.*, **114** (1959), 581.
- [15] Ericson, T. and Strutinski, V., *Nucl. Phys.*, **8** (1958), 284; **9** (1958/1959), 689; Струтинский, В. И., *ЖЭТФ*, **37** (1959), 862.
- [16] Hill, D. and Wheeler, J. A., *Phys. Rev.*, **89** (1953), 1102.

[17] Fuller, R. W., *Phys. Rev.*, **126** (1962), 684.

[18] Fraser, J. S. and Milton, J. C. D., *Can. J. Phys.*, **40** (1962), 1626.

## О ДАЛЬНЕЙШЕМ ИССЛЕДОВАНИИ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ

Е Сюань-хуа Ван Дэ-юй

### Резюме

На основе того, что нейтроны деления испаряются из движущихся фрагментов, в данной работе показаны общие формулы для спектра и углового распределения нейтронов  $N(E, \theta)$ , а также более подробно рассмотрено влияние трёх различных сечений поглощения на спектры и угловые распределения нейтронов. Указано, что форма спектров вблизи  $0^\circ$  относительно направления движения фрагментов более чувствительно зависит от сечений поглощения.

В работе приведены численные вычисления спектров нейтронов при определенных углах  $\text{Cf}^{252}$  (спонтанное деление) и  $\text{U}^{235}$  (тепловое нейтроное деление) и сравнения рассчитанных с экспериментальными данными. Результаты показывают: 1) Спектры нейтронов, рассчитанных по оптической модели или постоянным сечениям поглощения, хорошо совпадают с экспериментальными данными. 2) Отношение усредненного числа нейтронов легких к числу нейтронов тяжелых фрагментов  $\bar{\nu}_l/\bar{\nu}_h$  (1,45 для  $\text{U}^{235}$ ; 1,16 для  $\text{Cf}^{252}$ ) согласено с другими расчетами, но больше прямых измеренных. 3) Теоритические спектры нейтронов при  $90^\circ$  ниже на 15—30%, чем соответствующие экспериментальные.