



第二屆和平利用原子能國際會議文獻

原子核物理學及 儀器設備

6

中國科學院原子核科學委員會編輯委員會編

科學出版社出版

原子核物理学及仪器设备 (6)

中国科学院原子核科学委员会編輯委员会編

*

科学出版社出版 (北京朝陽門大街 117 号)

北京市书刊出版业营业登记证出字第 061 号

中国科学院印刷厂印刷 新华书店总經售

*

1960 年 10 月第 一 版 书号: 7292 字数: 74,000

1960 年 10 月第一次印刷 开本: 787 × 1092 1/16

(京) 0001... 5000 印张: 3 1/8

定价: 0.41 元

目 录

P/52	用硼堆作 $\bar{\nu}$ 的精密测量.....	(1)
P/660	核裂变的动力学.....	(7)
P/1086	超子反应.....	(14)
P/1483	以核乳胶法测定反应堆谱.....	(17)
P/1881	涉及光学模型的中子截面测量.....	(25)
P/2426	中子散射共振能级的角动量分布.....	(35)
P/2519	关于核裂变时碎片的激发能.....	(44)

2 040 7911 1



用硼堆作 $\bar{\nu}$ 的精密測量

考尔文(D. W. Colvin)[†]
索威尔貝(M. G. Sowerby)

1. 引言

在作 $\bar{\nu}$ (每次裂变产生的平均中子数目)的绝对测量时,主要的困难在于准确校准中子探测器。现有的标准中子源所固有的不准确性使这些中子源不能用于这种测量工作,而做这项校准工作的任何较好的方法都有一个附加优点,就是能够对(中子)源作更准确的标准化工作。

2. 测量对于裂变中子能譜的探测器的效率这个问题在这个效率与中子的能量无关时是比较容易解决的。此外,假使这个效率很高,探测器就会给出关于中子多重耦合性(neutron multiplicity)的有用的情报,也会使我们能够在比长期电子迁移(Long term electronic drifts)短的时间內得到在統計上重要的結果。

3. 中子探测器

在中子探测器中,上述察得出与中子能无关的高效率性质应该和低的 γ 射线灵敏度和良好的偏压曲綫联合起来。一架合适的探测器要包含一块装有¹⁰B的良好减速剂(moderator)。快速中子流使得重水减速器和在大气压下的充气計数器的联合使用令人

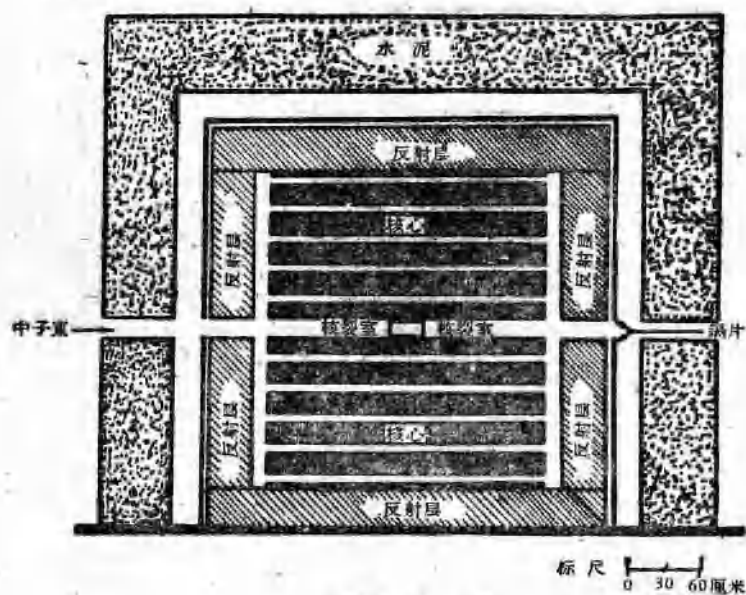


图 1 硼 堆

* “第二届和平利用原子能国际会议”文献编号 A/CONF. 15/P/52, 英国, 1958, 原文为英文。
† 哈威尔英国原子能委员会原子能研究中心。

不满意。目前所谓“砌堆”的探测器(见图1)包括装在石墨鑄模中的一列240个 $^{10}\text{BF}_3$ 正比计数器(proportional counters)。在“原子堆”核心(边长220厘米的立方体)外围繞着35厘米厚的石墨反射层,反射层外順序环繞了0.4毫米厚的銅和61厘米厚的水泥所組成的中子保护层(neutron shield)。原子堆的核心凿穿了一組 11×11 的孔行列,每个孔的直径是5.35厘米,孔間距离是20厘米;中央一个孔的直径是10.1厘米,形状象一个鎖眼,其余的孔每个都包含2个 $^{10}\text{BF}_3$ 正比计数器,这些计数器是由0.025英寸(約0.634毫米)厚的无氧銅制成的,而且由96%加浓的 $^{10}\text{BF}_3$ 装满到70厘米汞柱压力,它們的有效长度(active length)是107厘米。十条或十一条沿軸金属綫在干燥的鋁罐中并联到一个“总放大器”(head amplifier)。在图2中可以看到第12到第22个箱子,此图显出沒有装保护层的,而頂端和末端的反射层也已拿走的“原子堆”。“总放大器”是装在右手边的支架上,在箱子行列的中間也可以看到原子堆的中心孔。各个“总放大器”再并联到三个主要的放大器上。它們的輸出,经过对噪声的甄別最后联合成一个輸出。

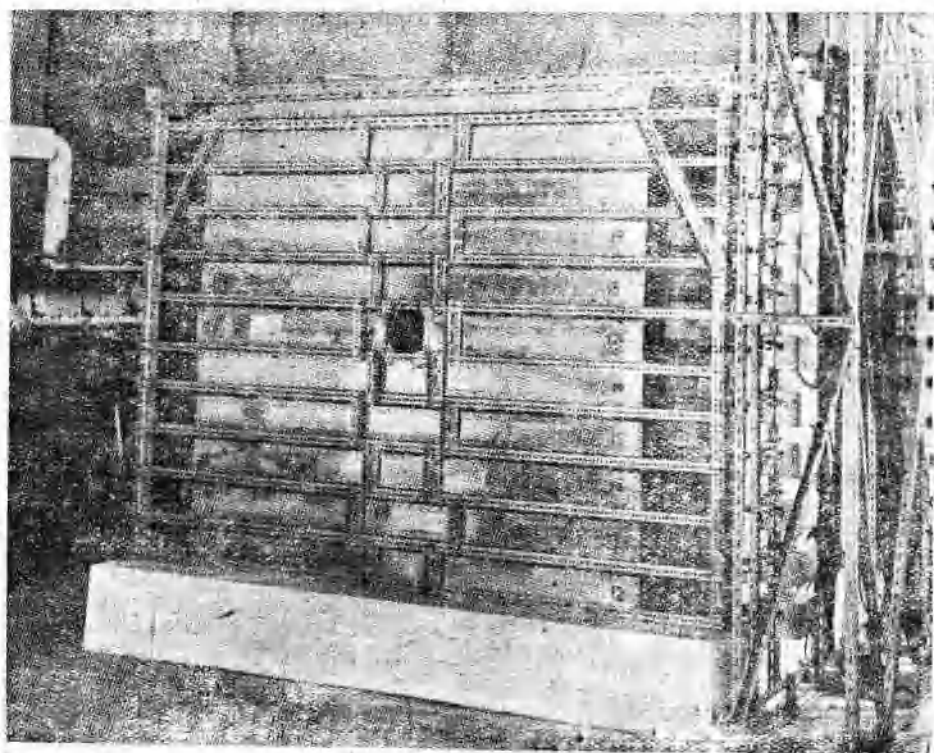


图 2

4. 对不同的信号波道(signal channels)作适当配比后的这种探测器的积分偏压曲线如图3所示。在工作范围(5到10伏之間)內有0.7%/伏的斜率。因此,由电子起伏(electronic fluctuation)所产生的誤差在0.1%的数量級。当附近产生中子的机器停止作用时,本底計数(background count)是每秒50次,但比較典型的数值是每秒100次。

5. $\bar{\nu}$ 的測定

測定 $\bar{\nu}$ 时,要測量每次裂变时所探测到的“即发”中子(prompt neutrons)的数目 $\bar{N}$ 。做这项工作时在“砌堆”的中央放一个核裂室,而在研究由中子引起的裂变时,用一束准直的

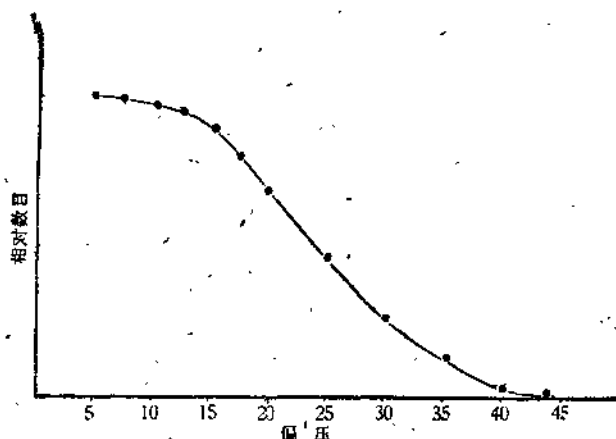


图 3 对于 240 个 $^{10}\text{BF}_3$ 计算器的积分偏压曲线

(平行的) 中子束来轰击此室。为了尽可能减少散射, 使中子束在抽空的逸出管 (flight tube) 中通过原子堆。从热反应堆 GLEEP 得到的中子通量是在 100 个中子/厘米²/秒的数量级。

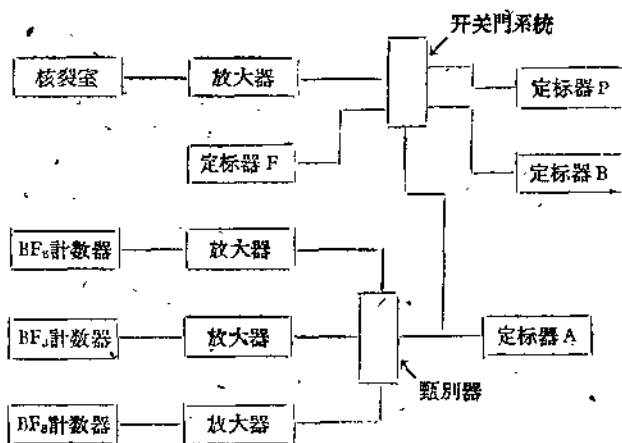


图 4 电子设备的方框图

6. 图 4 显示脉冲选择电子线路 (pulse sorting electronics) 的框图, 所用的“开系统” (gating system) 可以将本底中子 (background neutrons) 的影响减到最低限度, 而且可以不需要准确测定产生裂变的次数, 一个放大的裂变脉冲将“即发”门 (“prompt gate”) 打开 1 秒钟, 允许中子脉冲到定标器 P。15 毫秒后, 当所有的裂变中子都被俘获后, 另一个完全相同的门, “本底”门 (background gate) 开了, 而脉冲就记录在定标器 B 上。定标器 F 记录开关的次数, 而定标器 A 记录总的中子计数。假使上述定标器所记录的计数分别是 P, B 和 F, 那末, 每次裂变时计数的中子的平均数目可由下式得出:

$$\bar{R} = (P - B) / F \quad (1)$$

对于(脉冲)交迭的损失必须作一个数量级为 0.5% 的改正而得出 $\bar{R}'$ 的改正数字, $\bar{R}'$ 和 $\bar{N}$ 之间的关系由下式表示;

$$\bar{R}' = \bar{N}(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (2)$$

式中 τ 是在系统中的中子的平均寿命, 对于不同 t 值下 ^{240}Pu 的自发裂变的 $\bar{R}'$ 的测量结果得出 $\tau = 1.22 \pm 0.02$ 毫秒。每次裂变时“即发”中子的数目由下式给出:

$$\bar{\nu}_p = \bar{N}/\epsilon \quad (3)$$

式中 ϵ 是效率。用基宾(Keepin)等人的数据^[1]对缓发中子加以改正后就可以从 $\bar{\nu}_p$ 得出 $\bar{\nu}$ 的最终数值。

7. 因为“硼堆”的效率随着中子能的改变很少, 而各种元素的裂变中子光谱又是非常相似的^[2], 所以, 对于已定的 t , 两种元素的 $\bar{R}'$ 的比值等于 $\bar{\nu}_p$ 的比值, 在用下面描述的方法测量 $\bar{\nu}$ 的比值时, 使用 4.3 毫秒的“开关时间”(gate lengths), 这样有百分之三的中子是在“关门”以后被俘获。

8. 效率的测量

探测器的效率是利用一种已知 $\bar{\nu}$ 等于 1 的反应, 也就是氘的光致蜕变来测量的。测量 $\bar{N}$ 时用的裂变元素和中子束分别由氘和 γ 射线源来替代。光激质子(photo-proton)脉冲开动同样的“开系统”(gating system), 而光激中子还是用上面的方法来探测。使用一系列的 γ 射线可以使我们在裂变谱所需要的中子能的范围内校准探测器。任何一种 γ 射线都会产生一组抛物线型分布的中子能, 在 γ 射线的 20 兆电子伏的范围内, 这种分布的展布的范围(extreme spread)从 20% 变到 27%。

9. 在一个有快速(电子集聚)栅极的, 灵敏体积(sensitive volume)为 450 厘米³的电离室中放了以四氘甲烷(即四氘化碳)形式出现的氘; 这种电离室在操作时的最大气压可达 80 个大气压。使用甲烷而不用氘可以使产额提高一倍, 可以减少“壁效应”(wall effect), 可以避免对阴电性中毒(electronegative poisoning)的异常的灵敏性, 还可以容许将电子线路快些切断以免 γ 射线的累积。对每一种 γ 射线能量, 室内充气所达到的压强要在既顾到“壁效应”又顾到(γ 射线的)累积之间取得折衷。到目前为止还是使用 ^{24}Na 放出的 γ 射线; 在最后测定 $\bar{N}$ 以后, 原子堆就移到哈威尔的 5 兆电子伏的范德格喇夫加速器, 在那里, 当一束聚焦了的质子束射到原子堆中央室内的一个靶子上以后, 就会从各种轻元素(p, γ)反应中产生 γ 射线。就这样, 中子效率的校准范围可从 26 万电子伏到 770 万电子伏。

10. 由于孔行列的影响, 探测器的效率稍许和方向有关; 因此, 裂变源和光致蜕变源的中子的角向分布应该有所不同, 前者是各相同性的而后者是显著地 $\sin^2\theta$ 型, 其中 θ 是 γ 射线和光激中子方向间的夹角。将 γ 射线源绕氘室的中心转移 90° , 而且, 如果源的强度适当, 用一个单独的波道分析器(channel analyser)来选取质子的能量, 因而也选取了光激中子的方向(和能量)以后, 就可以足够准确地从这种极端的各向异性推导出对于各向同性中子源的探测器效率的准确数值。

11. 初步的结果

效率: 用了 ^{24}Na 发出的 γ 射线来照射含有 5 个绝对大气压的氘的游离室, 测定了对于能量约为 260 千电子伏的中子的效率。中子源是替换地放置恰在游离室的正下面或在室的末端, 所选择的光激质子(光激中子)的能量则大于(小于)平均值, 也就是说, 中子是显著地在平行或垂直于点阵排列的平面内。对于 10 伏的中子偏压测得的效率是 58.8 ± 0.9 和 $61.7 \pm 1.9\%$ 。到目前为止, 所得的结果是由一个未知的外界的电干扰原因所限制。

12. $\bar{\nu}$ 比值

表 1 给出对于各种元素的裂变, 在一个 4.3 毫秒“开关时间”的系统中探测到的中子数; 如果裂变是由中子引起的, 这些数值可以当作是每秒 2200 米的数值。已经对脉冲交迭的损失作了改正。给出的结果是对与上面所说的干扰脉冲的存在有关的中子计数器上的两个偏压而言的。

13. 在工作过程中, 裂变室的偏压是在工作值(operating point)的附近改变, 但是对 $\bar{R}$ 并没有找到可以探测的影响, 假使在脉冲的高度和路程方向之间有任何有效的联带关系, 那就可以预计到这种影响, (考虑到效率的各向异性)。假使将偏压作一定数量的提高使得只能探测到 25% 的裂变, 那 $\bar{R}$ 就会有显著的改变, 这是由于 $\bar{\nu}$ 和总的裂变碎片能量 (fission fragment energy) 之间的关系所产生的结果^[3]。

14. 对于中子引起的裂变, 曾经作了一些“无束实验”(no-beam experiment)来显示可以忽略的 α 粒子和乱真脉冲(spurious pulse)。在 ^{239}Pu 的情形, 由于箔上的 ^{240}Pu 会产生少量的计数, 因而对这一点曾作了一个小量的改正。

15. 曾做了二个实验来证实改正背景(background correction)的步骤。在第一个实验中, 从一个没有入射中子束的裂变室中发出的 α 粒子脉冲在用来开动“开系统”时, 产生的 $\bar{R}$ 的数值在统计误差范围内等于零。在第二个实验中, 当人为地将中子的背景提高时, 对于裂变的 $\bar{R}$ 没有发现到可以探测的变化。一种“符合技术”(coincidence technique)演示在中子计数器中探测到的“即发”裂变(prompt fission) γ 射线的数目少于 3×10^{-1} /每次裂变。

16. 表 2 给出由表 1 中的结果决定的, 并对缓发中子作了改正的 $\bar{\nu}$ 比值。可以看出从 $\frac{^{238}\text{U} + n}{^{235}\text{U} + n}$ 比值和 $\frac{^{239}\text{Pu} + n}{^{240}\text{Pu} + n}$ 比值得到的结果和卡利西尼阔娃 (Kalishnikova) 等人^[4]的记录是符合得很好的, 但是比散德斯(Sanders)^[5]和美国人的记录^[6]要高一些, 虽然并不是不一

表 1 在 4.3 毫秒“开关时间”的系统中探测到的每次裂变的中子数

元 素	中子偏压	$\bar{R}$
$^{235}\text{U} + n$	5	1.441 ± 0.007
$^{235}\text{U} + n$	10	1.400 ± 0.014
$^{238}\text{U} + n$	5	1.499 ± 0.009
$^{239}\text{Pu} + n$	10	1.678 ± 0.012
^{240}Pu	5	1.329 ± 0.007
^{240}Pu	10	1.284 ± 0.006

表 2 $\bar{\nu}$ 比值

比	本实验的结果	散德斯的结果 ^[5]	卡拉西尼阔娃的结果 ^[4]	美国人的结果 ^[6]
$\frac{^{238}\text{U} + n}{^{235}\text{U} + n}$	1.034 ± 0.008	1.005 ± 0.015	1.03 ± 0.01	1.02 ± 0.01
$\frac{^{239}\text{Pu} + n}{^{240}\text{Pu} + n}$	1.196 ± 0.012	1.168 ± 0.022	1.19 ± 0.01	1.17 ± 0.01
$\frac{^{240}\text{Pu}}{^{235}\text{U} + n}$	0.915 ± 0.006			
$\frac{^{239}\text{Pu} + n}{^{240}\text{Pu}}$	1.306 ± 0.011	0.317 ± 0.050	1.33 ± 0.03	
$\frac{^{239}\text{Pu}}{^{235}\text{U} + n}$	1.158 ± 0.013	1.162 ± 0.029	1.15 ± 0.01	1.15 ± 0.01

致,假定 ^{235}U 的 $\bar{\nu} = 2.47 \pm 0.03^{[6]}$, 那末,对 ^{240}Pu 的数值就是 2.260 ± 0.036 , 这个结果和狄文(Diven)等人^[7]所给的数值 2.257 ± 0.045 是符合得极好的。

参 考 文 献

- [1] G. R. Keepin, T. F. Wimett and R. K. Zeigler, Delayed Neutrons from fissionable isotopes of Uranium, Plutonium and Thorium, *Phys. Rev.* **107**, 1044, (1957).
- [2] J. E. S. Bradley, *Physics of Nuclear Fission*, Pergamon Press, London, (1958).
- [3] T. A. Hicks, J. Ise, Jr., R. V. Pyle, G. Choppin, and B. Harvey, Correlations between the neutron multiplicities and the spontaneous fission modes of ^{252}Cf , *Physical Review*, **105**, 1507, (1957).
- [4] V. I. Kalashnikova, V. I. Lebedev, L. A. Mikac'yan, P. E. Spivak, and V. P. Zakharova, *Conf. Acad. Sci. U. S. S. R., Proc. Phys. and Maths. Sect.*, 156, (1955).
- [5] J. E. Sanders, A Comparison of the average number of neutrons emitted in the fission of some Uranium and Plutonium isotopes, *Journal of Nuclear Energy*, **2**, 247, (1956).
J. E. Sanders, Relative neutron yields from induced Fission of ^{239}Pu and Spontaneous Fission of ^{240}Pu , A. E. R. E. Report RP/R 1635, (1955).
- [6] D. J. Hughes and J. A. Harvey, Supplement No. 1 Neutron Cross Sections (BNL 325), Brookhaven National Laboratory, New York, (1957).
- [7] B. C. Diven, H. C. Martin, R. F. Taschek and J. Terrell, Multiplicities of Fission Neutrons, *Physical Review*, **101**, 1012, (1956).

核裂变的动力学*

希路(D. L. Hill)†

核裂变过程对核理论提出一个强烈的要求。这是由于核物质的不可否认的复杂集体运动已超出壳模型理论范围之外,虽然这些壳模型理论在关联基态及微弱受激原子核的性质上已表明是非常有用的。关于大大地变形的核的理论对了解裂变作用提供了一些帮助,但是远远不够提供一个裂变理论。即使对所有可设想的形变来说,关于整个核系统及各个粒子能级的形变能都已知道,所得到的知识也受到它仅适用于静态形状的体系这一事实的限制。静态体系的性质可能完全被在运动中的核物质的动力学效应所掩盖。

所以,核裂变理论的一个首要的任务必然是把这些动力学效应明确起来并作出计算,这是在数学及理论上都相当复杂的一项任务。我们的方法是从一个模型开始,这模型要能提供可接受的兼有易于处理而又接近自然本质的优点,要能作出预测,然后通过较为成竹在胸的途径对它们作出我们所能作的精炼。这一篇短文的用意是概述这一计划中所应遵循的方法并引用一些主要的物理概念。

核的液滴模型正好作为一个符合我们的要求的开头的模型。动力学特点,对一个具有均匀体积电荷及定值表面能量或“表面张力”的明显表面。在无旋流动中的不可压缩流体来说,可以很容易地探求。此外,除容易处理而外,这一模型在所有它主要特点上都是我们对重原子核所具知识的一个很好的近似。所假定的均匀体积电荷是与快电子散射分析的结果^[1],即均匀内部电荷密度及在表面处的陡然降落,相适合的。对实验及理论的综述指出,在原子核中中子密度及质子密度是很接近于正比的;这一事实支持了模型所假定的恒值质量密度,而从实验和理论所发现的体积压缩的高模量也同样给以支持。无旋流动表征着一种流体的运动特点,这流体以最低的动能按照加于其表面上的运动而流动,所以无旋流动也许适用于低能量裂变,特别是适用于在“马鞍点形状”附近的关键决定性运动,这个形状是介乎求近于球体的形状及自动破裂形状之间的形状。(必须注意,从转动状态的分析所推导出的惯性矩不与无旋流动一致。当我们讨论集体模型时,我们将回到这一问题)。所假定的定值表面张力对近似球体的形状在表面上是说得通的,但是对剧烈变形的形状来说,这可能是这个模型的最弱而无力的假定。

这个模型的运动是用从起始形状(或者近于球形,或者近于马鞍点形状)及起始速度开始按时间求积分来跟踪考察的。可接受的速度限于与表面振子的状态相符合的,这些状态在球体附近是由一个轴对称的核体系的表面矢量数值的极坐标式中 α_i 的量子化所确定的,这个式子是

$$R(\mu) = R_0 \left[1 + \sum_{i=1}^N \alpha_i P_i(\mu) \right], \quad (1)$$

* “第二科伦比昂国际会议”文献编号 A/CONF. 15/P/660, 美国 1958, 原文为英文。

† 美国加利福尼亚大学雷斯阿托斯 (Los Alamos) 科学实验室。

其中 $P_i(\mu)$ 是 $\mu = \cos\theta$ 的勒让德 (Legendre) 多项式。(这里的 α_1 不代表一个独立的振荡, 而是用来使联系着 $\alpha_3, \alpha_5, \dots$ 的运动的动量守恒的。象 U^{235} 这样一个原子核中粒子的有

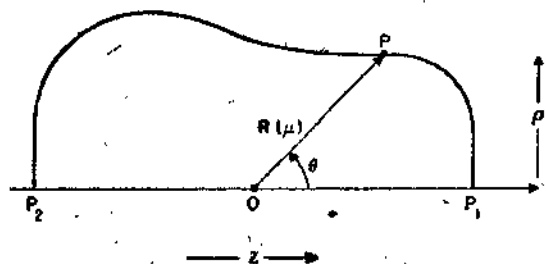


图 1 从模型表面的一端, P_1 , 到变动点 P 的弧给出方程 (4) 所定义的广义角度, $\hat{\theta}$ 。表面只限于轴对称式, P_1 及 P_2 为表面与对称轴的相交点。方程 (1) 的距离 $R(\mu)$ 是从体系的质

量中心, O , 量到表面的。

标的工作, 取 z 沿对称轴, 取 ρ 与之垂直, 并用下两式来描写表面:

$$z_P = B_0 + \sum_{i=1}^N B_i \cos \hat{\theta}_P; \quad \rho_P = \sum_{i=1}^N A_i \cos \hat{\theta}_P, \quad (3)$$

其中, 如在图 1 中所示,

$$\hat{\theta}_P = \pi \int_{P_1}^P ds / \int_{P_1}^{P_2} ds, \quad (4)$$

当形状是球状时, 化为普通的欧几里德角 θ 。无旋流动中的速度场可表为

$$\bar{v} = -\nabla\varphi, \quad \varphi = \sum_{l=0}^N C_l B_l(\rho, z), \quad (5)$$

其中函数 $B_l(\rho, z)$ 为拉普拉斯 (Laplace) 方程 $\nabla^2 B_l(\rho, z)$ 的解所给的 l 级的齐次多项式。那么量

$$H = \dot{U} + P + \frac{1}{2} M \bar{v}^2 \quad (6)$$

也满足拉普拉斯方程, 并由

$$H = \sum_{l=0}^N b_l B_l(\rho, z) \quad (7)$$

表示, 结果 b_l 的意义是

$$\frac{\partial c_l}{\partial t} = b_l, \quad (8)$$

因而方程 (2) 的积分可如下得出: 求得体系的起始 ($t = 0$) 形状的 b_l 的数值, 计算速度场及在一个小时間间隔 Δt 后的表面形状, 又求得 b_l , 如此作下去直至运动已求到所希望的程度。为求得 b_l 的数值, 我们使下一积分在体系表面上成最小值,

$$\int (H - H_i)^2 dS \rightarrow \text{最小}, \quad (9)$$

其中 H 为方程 (7) 所给, H_i 为方程 (6) 所给, $z = z(\hat{\theta})$ 及 $\rho = \rho(\hat{\theta})$ 为方程 (3) 所给。在这里压强的数值是

$$\rho(\hat{\theta}_i) = OK(\hat{\theta}_i), \quad (10)$$

有限数目要求 N 不大于 ~ 6 。) 加速度是由一个质量密度为 M , 非粘滞的不可压缩流体的欧勒运动方程

$$M \frac{d\bar{v}}{dt} = -\nabla(U + P) \quad (2)$$

所确定, 式中的 U 是每单位体积的静电势, P 是流体中的压强。

对这一方程进行积分的程序可在几行中写完, 这就部分地说明模型的容易处理。这就便利了转换为圆柱坐

O 是表面张力, $\kappa(\theta)$ 是在 $\hat{\theta} = \hat{\theta}_i$ 处表面的曲率;而在一些变换之后,每单位体积的静电势为下式所给出:

$$U(\hat{\theta}_i) = 2\rho_e^2 \int_0^{\pi} \frac{\rho_m}{g_{im}} \{ [\rho'_m(z_m - z_i) - z'_m(\rho_m + \rho_i)] K(k_{im}^2) + \rho_i z'_m D(k_{im}^2) \} d\hat{\theta}_m, \quad (11)$$

其中 ρ_e 是电荷的体积密度,撇号表记对 $\hat{\theta}_m$ 取微商,

$$g_{im}^2 = (z_m - z_i)^2 + (\rho_m + \rho_i)^2, \\ k_{im}^2 = 4\rho_m\rho_i/g_{im}^2, \quad (12)$$

$$\kappa(k_{im}^2) = \int_0^{\pi/2} (1 - k_{im}^2 \sin^2 \varphi)^{-3/2} d\varphi,$$

及

$$D(k_{im}^2) = \int_0^{\pi/2} \frac{\sin^2 \varphi d\varphi}{(1 - k_{im}^2 \sin^2 \varphi)^{1/2}}. \quad (13)$$

在图 2 中示出对 U^{235} 利用这一方法所作的一个计算举例,所跟踪的运动是由一个起始的球体到一个正在分开的形状。这一情况仅相应于大数量的开始对称激发,即对垂直于柱对称轴的中間平面是对称的运动。它表明,对純对称运动来说,核物质的可观数量是存在于两分端之間的中間区域或頸部。因为这里所表的核为 235 个粒子所組成,所示的詳細表面,特别是那伸得最长的形状,对实在的核不能有直接的解釋。但是,所示的結果确意味着,对下面所讲由运动的非对称部分而来的效应在其中受到偶然抑制的那些少数裂变作为来说,是有走向三分甚至四分的裂变的趋势。虽然在图 2 的情况中在頸部的物质的大部分在分开之前已流到两端,在分开形状的頸部中仍被拘留的物质大約有一个 α 粒子的质量,这就使我们回忆起三分裂变的最常见的形状^[2],它也暗示給我們一个实验会发見在三分裂变中所发射的两个重裂块的质量比值接近于一。

自然,如图 2 中所作对运动的非对称方式的抑制不过是一个人为的限制。我們知道非对称运动必然存在,至少要到非对称表面振子的零点激发的数量級。对鉅来说,最低級的非对称运动有并非很少的零点激发 1.4 兆电子伏,而运动的高級非对称方式中存在着較大数量的能量。显然,把这不可避免的非对称激发加在图 2 所示的純对称运动上将有重要的效应。沿着伸长模型的頸部来回跑的非对称激发波将趋向于使体系的一个非对称的分裂在頸部所含大量核物质有机会流出之前发生,这是与图 2 的情况截然不同。采用一个对称和非对称激发的正常混合所作的计算証实了这一预期。为了得到这一模型所預告的质量分布,要求用相对于最低級对称运动来说是最低級非对称运动的周相各有不同的起始条件进行一些计算。我們假定在对称与非对称运动的周相間有无規的关系,并对結果作一平均以得出相应于这假定的无規情况的质量分布。在这模型的结构中作一个完全的计算将涉及具有从所有合理出現的运动的对称及非对称方式而起的分运动的起始条件。

当裂块分离之际,它們是从球状高度地变形了,因此它們具有可观的激发能。在这模型中这个能量容易计算,就是表面能及庫仑能之和減去这些能量在球状时的数值所给出。这个激发能的结果数值与中子蒸发的统计模型合用起来就使有可能預告和应于裂变的各种方式的中子发射的多重性。

包括在上面概述的计算方法中尚有力求得所有形变的模型的形变能。这些变形能

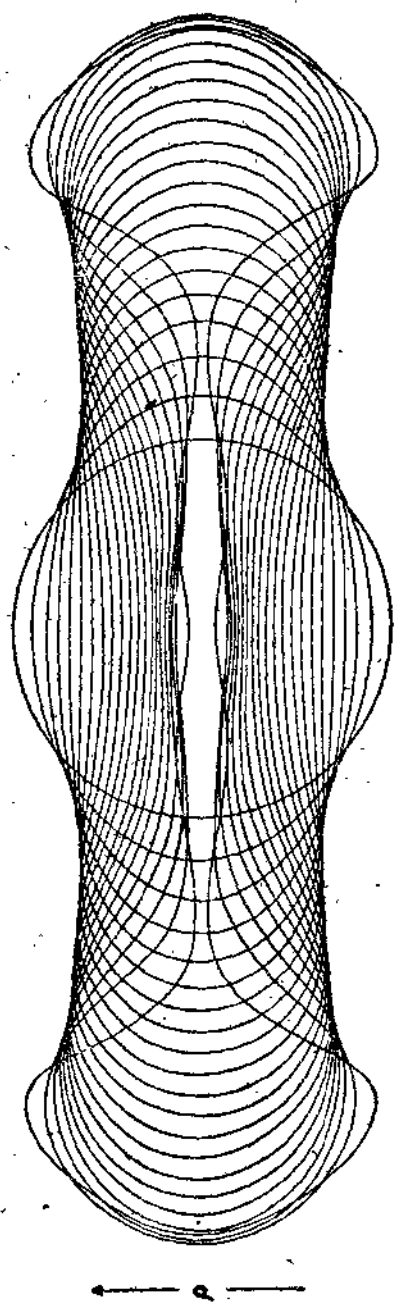
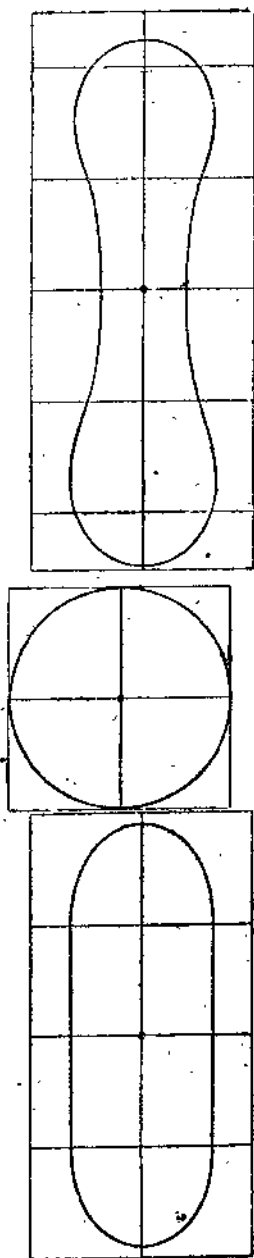


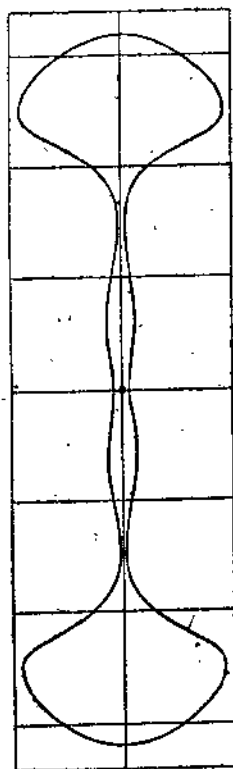
图 2 所示是对从球状开始具有绝对称的速度分布的运动液珠模型的面所呈递次相繼的形状。在这組合图中从一个形状到过到相繼的形状置用了二十級的时间积分。为了清楚起見，从这一組合图中选出一些有代表性的形状，另行分开画出。我对 Glenn Carter 在计算机所增的计算中的有价值的帮助以及他在制图中的帮助表示謝意。



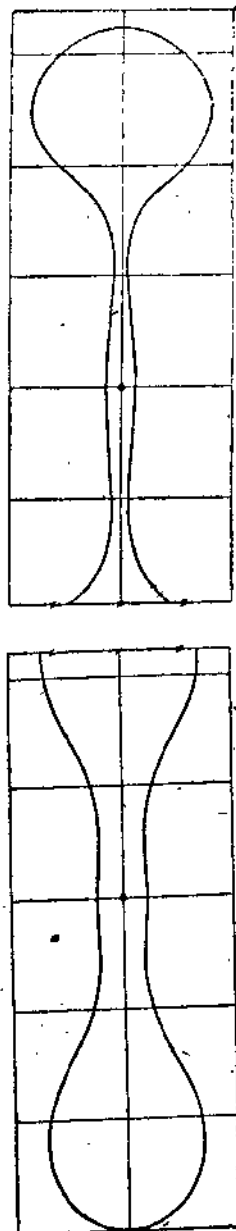
$t = 50$

$t = 0$

$t = 25$



$t = 100$ 折断前的一周



$t = 75$

$t = 95$

面已与 W. J. Swiatecki^[3] 采用級数展开技巧所独立地求得的结果相比较, 他的结果指出引向裂变的途径的多重性, 这些途径中至少有一部分和分成多于两个裂块的裂变相联系着。

液滴模型很容易用来计算与自发裂变相联系着的穿透因数。为此必须求得确定液滴形状的参量空间的度量。这个度量是为计算穿透积分所需要的, 且是通过如方程(5)所述借 c_1 来确定速度场及如方程(1)所述借 α_1 来指明体系的形状而求得的。其步骤是直接了当的, 但是麻烦的, 详情将不在这里给出。穿透裂变的势垒^[2] 在正能量裂变及自发裂变中都有重要的效应。但是, 有一种建议认为势垒穿透是核裂变的不对称性的原因^[4], 并引起分析^[2]。这一结论已为近来关于自发裂变的质量分布的数据^[5] 所证实, 这些数据指明自发裂变的质量分布与为低能量中子激发所引起的越垒裂变的质量分布是很相似的。这两个质量分布的有趣的相似看来最合理的是把它了解为来自对穿透势垒及越过垒上两种裂变都相同的动力效应。

我们现在扼要地叙述当较精确的模型被用来研究裂变时引起的几个特点。最简单形式的集体模型保留了液滴的明确表面, 但考虑到组成体系的核子们的各个能级。各种不同的粒子状态是由不同的量子数, 因此就是由节点密度的不同的空间配置而区分的。所以, 不同的能级是以不同的方式来响应表面的变形。对一个处于基态的原子核来说, 所有各个粒子能级都被填满直到已填的最高一级, 在这以上所有的态都是空的。变形所引起的能级的交错混杂有如下的结局效应: 当形变发生时, 如粒子状态不改变, 则形变所需的能量远大于液滴模型所近似的局面, 在这局面中对于每一形状核子们都是处在最低可能达到的能级中。正在变形的原子核中的核子们能够重新调整以在一切时都留在最低可能状态中的难易程度是与在能级之间有效的相互作用的数目有关的。对表面的高度不规则形状来说, 这些扰变是最大的, 而对一个平滑的对称形变来说, 它们是最小的。所以我们立刻有如下的一个有趣的结论: 那些通过高度不规则形状而伸长的原子核, 比那些以一个较对称的方式来振荡的且因而在能量上许可的形变振幅大受限制的原子核来, 有较大的机会达成裂变。在一个很快变形的体系中各个能级自然不是明显确定的, 但是这里所述的定性结论仍似乎有效。

分析^[6] 指出, 在对集体运动的一个本身一致的处理中必须包括运动的转动方式。对液滴中的无旋流动来说我们是被迫作出表面转动在低能量裂变中不能起重要作用的结论。但是, 对集体模型来说, 我们就被导至一种认识, 即由于在原子核内部可能存在着反转动流动, 表面的转动运动即使在一个低能量低自旋的体系中也可以是重要的。所以我们必须承认一种可能性, 即转动运动在裂变的势垒的动力学定义中是重要的。简单估计指出, 即使是核表面的和缓转动对质量分开的方式也可以有重大的效应。在这种情况下为使体系的自旋守恒所需的反转动的内部流动似乎可能与中能量裂变所给裂块的在相反方向的大自旋有关系。

当集体模型被进一步加以精炼, 以包括作用于简单集体模型所假定的平均共同势阱之上的核子间的剩余力时, 一个立刻明显的结果就是使在一个变形中的原子核中核子能级的重新调整容易一些。能级重新调整的速率的定量计算是当裂变理论通过这些较复杂但较切合实际的模型的分析而发展时所必须完成的早期工作中的一个。

参 考 文 献

- [1] Hill, D. L., Matter and Charge Distribution within Atomic Nuclei, Encyclopedia of Physics, Volume 39, Springer-Verlag, Berlin, (1957).
- [2] Hill, D. L., and Wheeler, J. A., Nuclear Constitution and the Interpretation of Fission Phenomena, Phys. Rev. **89**:1102—45, (1953).
- [3] Swiatecki, W. J., (Univ. of California, Berkeley), 私人通信.
- [4] Frenkel, J., On Some Features of the Process of Fission in Heavy Nuclei, Journal of Physics, USSR, **10**: 533—39, (1946).
- [5] Glendenin, L. E., and Steinberg, E. P., Fission Yields in Spontaneous Fission of Cf^{252} , J. Inorganic and Nuclear Chemistry, **1**:45—48 (1955).
- [6] Nagata, S., Tamagaki, R., Arai, S., and Marumori, T., On the Collective Mode of Internal Motion of the Nucleus to be Coupled with the Irrotational Surface Motion, (已交稿)我对这些供给我发表前文稿的作者表示谢意.
- [7] Steinberg, E. P., (Univ. of Chicago), 人通信.

超 子 反 应*

普雷托(F. E. Prieto)†

1. 近几年来提出了关于元粒子的一些模型的建議，认为有些所謂元粒子实际上并不是沒有内部結構，而是由一些真正的元粒子組合形成。我們可以称它們为基本元粒子。直到現在，所提出的关于元粒子的各种复合模型都有一个共同特点，即假定各种核子(质子, 中子, 反质子, 反中子)是基本元粒子。我們現在提出一个模型，在这个模型里以前的假定被減弱，使得中子及反中子不再是基本元粒子而是复合的粒子。

2. 我們將假定基本元粒子是质子 p ，反质子 $\bar{p}$ ，以及中性和荷电的 K ，介子 $K^0, \bar{K}^0, K^+, K^-$ 。現在再引用一个复式假設，即所有其余的元粒子都按照下述两个定則由这些基本元粒子的种种結合形成：

3. A) 两个基本元粒子或复合粒子，当且仅当它們不是完全等同的而且至少它們中的一个具有不等于零的奇異数，才可以結合成为另外一个复合粒子。

4. B) 除質量外复合粒子所有其他性質將是其組成粒子的对应性質的代数和。

5. 表 I 表明出已知的元粒子按照这个模型应有的結構。

表 I 元粒子的 p - K 型結構

粒 子	結 构	粒 子	結 构
π^+	$K^+\bar{K}^0$	Σ^+	$p\bar{K}^0$
π^-	K^0K^-	Λ^0	pK^-
$\pi^0(\pi^*)$	$K^0\bar{K}^0$	n	pK^0K^-
$\pi^0(\pi^*)^-$	K^+K^-	Ξ^0	$p\bar{K}^0K^-$
		Ξ^-	pK^-K^-
		$\Sigma^0(A^{0*})$	$pK^-K^0\bar{K}^0$
		$\Sigma^0(A^{0*})^-$	$pK^-K^+K^-$
		Σ^{*-}	$pK^0K^-K^-$

6. 应当注意到 $K^0\bar{K}^0$ 及 K^+K^- 的組合与 π^0 完全相同，它們的所有性質都等于零，而按照引用的結合法則，它們可以和任一其他奇異数不为零的基元或复合粒子相結合而形成新的复合粒子，这个新的复合粒子將与原来的粒子具有完全相同的性質。我們可以設想这个新的复合粒子是原来粒子的某种激发态，同时我們称組合 $K^0\bar{K}^0$ 及 K^+K^- 为激发偶。那些被 $K^0\bar{K}^0$ 組合激发的粒子，我們用右上角标 * 表示；那些被 K^+K^- 組合激发的粒子，我們用右上角标 $\times$ 表示。二重，三重，等等激发的可能性并不被排除，这些态將表以 **，* $\times$ ， $\times\times$ ，等等。

7. 我們現在要提出，在本文中所建議的元粒子的复合模型的体系之内，超子反应被解

* * “第二届和平利用原子能国际會議”文献編号 A/CONF, 15/P/1086 墨西哥，1953，原文为英文。

† 墨西哥大学国立科学研究所。