



# 核裂变和裂变机制的模型理论

张竞上

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

## 一、裂变反应的发现及其意义

1932年查德威克发现了中子,使人类终于找到一把打开核反应大门的钥匙。由于中子和原子核之间没有库仑排斥力,可以很容易进入核内而产生各种类型的核反应过程,例如弹性散射、非弹性散射、粒子转移反应、敲出反应、俘获辐射反应等。俘获辐射反应是指中子被靶核俘获后以光子辐射退激,因而产生比靶核更重的元素。基于这种思路,当时费米等人试图先用铀元素吸收中子,再通过 $\beta$ -衰变产生超铀元素,但是却发现了许多比铀核轻很多的产物核,不能用轻核和中重核出现的粒子交换反应等反应机制来解释。这种现象在1939年被梅特纳(Meitner)和弗里彻(Frisch)称为核裂变,它是一种新的反应机制。值得重视的是,每次裂变不仅可以释放大约200MeV的能量,而且还有足够的次级中子产生,因而可以产生链式反应,使得裂变过程可以达到自维持,使人类获取核能源变成可能。后来研究表明,只要入射能足够大,所有原子核都能产生核裂变。因而人们将很低能量就能使之发生裂变的原子核称为易裂变核,例如钍、铀、钚等重核。

1942年,在费米指导下,美国首先设计建造了世界上第一座裂变反应堆,人类第一次得到原子核能源。当时是在秘密条件下进行的,因为它主要是为首枚原子弹研制提供设计所用的核数据信息。1956年,第一座以裂变为能源的实验核电站运转。这也是科学研究成果转化为生产力的典型实例。基础研究的新发现在不到20年内就应用到现实生活中。目前,世界范围内已经有大量的核电站建成。

## 二、裂变反应的实验测量

核裂变发现以后,进行了大量有关裂变反应的实验测量,测量精度不断提高,并取得了丰硕的成果。首先是裂变反应截面的测量,在中子诱发的易裂变核中,凡是奇中子的易裂变核的裂变反应道都是无阈的,这是由于入射中子可以和未配对的中子形成中子对,并释放1—2MeV的配对能到激发能中,这时激发能可以超过裂变位垒,形成无阈的裂变反应;相反,对于偶中子的易裂变核,因为没有配对能的释放,裂变反应道是有阈的。以中子诱发的 $^{238}\text{U}$ 和 $^{232}\text{Th}$ 裂变截面为例,如图1、图2所示。图1中裂变截面呈现出标准的阶梯形状, $n+^{238}\text{U}$ 是有阈

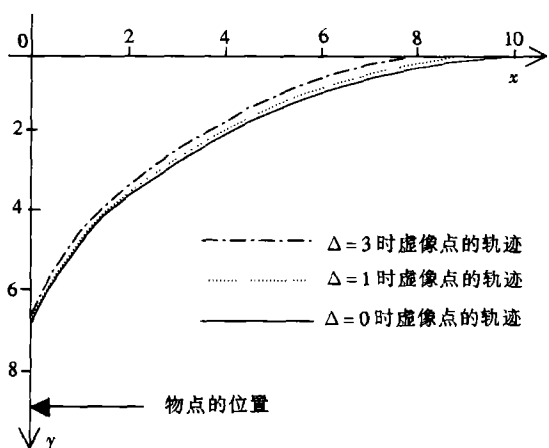


图5 当 $\Delta=0, \Delta=1, \Delta=3$ 时虚像点的轨迹

由虚像点的轨迹方程(10)及实际观测虚像点位置坐标的原理式(6)和(7),可得 $\Delta$ 取不同值时虚像点的轨迹曲线如图5所示(由等式(11)知,若 $x=10$

时 $D=8.82$ )。

由以上讨论可知,水中物体的“运动”有以下规律:(1)实际观测水中物体的视深度的原理式,不是折射角或入射角的单值函数,而是随观察装置口径的增大而减小,随观察装置离观测位置的距离的增大(可折算成 $\Delta$ 的减小)而增大。(2)实际在水面上能观察到的虚像点的范围也随观察装置口径的增大而减小,随观察装置离观测位置的距离的增大而增大。(3)水中物体视深度的测量值总是小于理论值。

以上三点不管是在大学物理“光学”部分的理论课教学中,还是在实验方法测量水中物体视深度中都未涉及。其原因就是在实际观测水中物体的视深度时,忽视了观察装置的口径及观察装置离观测位置 $L$ (不变的水面位置)的距离也是对测量结果产生影响的因素。

反应,第一台阶对应 $(n, f)$ 反应过程;第二台阶对应 $(n, nf)$ 反应过程;第三台阶对应 $(n, 2nf)$ 反应过程。

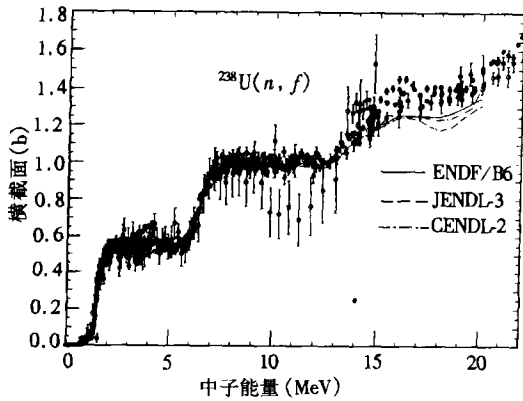


图1  $n + {}^{238}\text{U}$  裂变截面

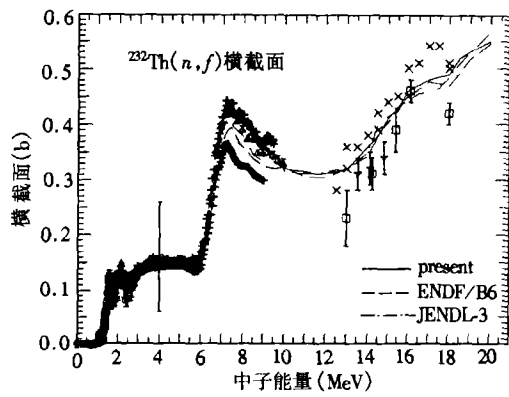


图2  $n + {}^{232}\text{Th}$  裂变截面

由图2可以看出,不是所有裂变截面都有很明显的阶梯形状。可以看出,各种易裂变核的中子奇偶性导致的裂变反应道有阈或无阈是对效应造成的,因而对效应是裂变反应中的一个重要因素。

对裂变碎片的质量分布和电荷分布已经进行了大量的数据测量,但是至今尚没有满意的理论可以定量地预言这些实验结果。以热中子和14MeV聚变中子诱发的 ${}^{238}\text{U}$ 质量产额分布为例(如图3和图4所示),热中子情况下,质量产额分布呈现的双峰结构是壳效应造成的。随着中子入射能量提高,对称裂变的成分增加,在足够高的能量下对称裂变的成分继续加大,而质量产额分布将变为以对称裂变为中心的单峰结构,这是因为在高激发能的情况下壳效应可以被忽略。这种现象对所有易裂变核都成立。因而壳效应在低能中子诱发的裂变反应中起明显作用。

伴随裂变过程发射的中子可区分为瞬发中子和缓发中子,它们通称为裂变 $\nu$ 值。所谓瞬发中子是

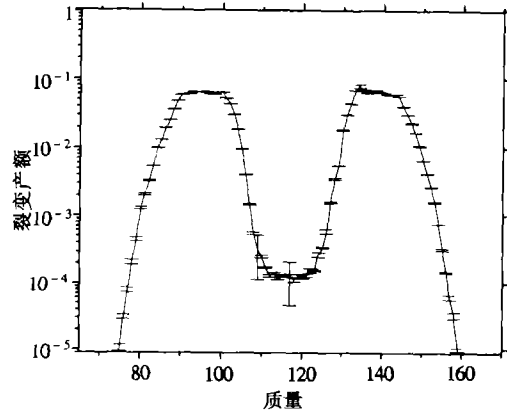


图3 热中子诱发的 ${}^{238}\text{U}$ 质量产额分布

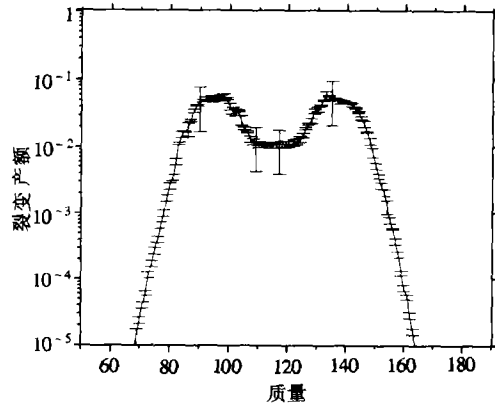


图4 聚变中子诱发的 ${}^{238}\text{U}$ 质量产额分布

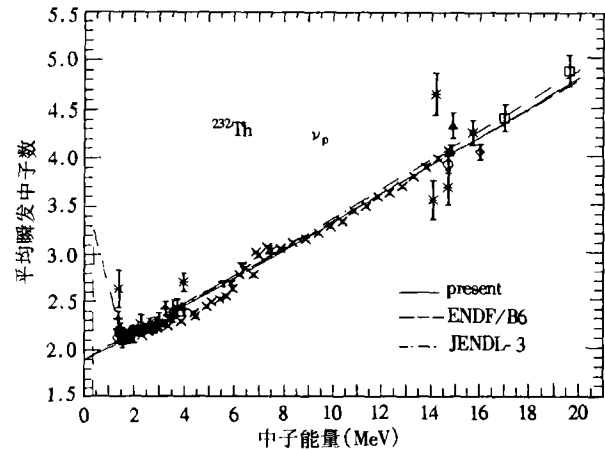


图5  $n + {}^{232}\text{Th}$  每次裂变的瞬发中子数

指伴随裂变过程各种反应道发出的中子,而缓发中子是指裂变后由处于激发态的丰中子裂变碎片在 $\beta$ 衰变并伴随 $\gamma$ 退激过程,在一些特定的核的激发态时发出的中子,它们的时间尺度可以达到秒或分的量级,因而称为缓发中子。以中子诱发的 ${}^{232}\text{Th}$ 裂变 $\nu$ 值为例(如图5所示),一般裂变中子谱的峰值在1

个多 MeV, 可以估算出平均瞬发中子数可以大于 2, 这对铀钚等易裂变核也一样; 这是形成裂变链式反应的至关重要的条件之一。虽然它在核工程应用中是非常重要的核数据, 但是至今仍没有满意的理论可以定量地预言实验结果。

还有其他的大量与裂变有关的实验测量, 例如裂变碎片的电荷分布、裂变截面的共振结构、断裂前中子和  $\gamma$  发射、裂变碎片动能分布、裂变中的  $\gamma$  发射谱和角分布及其与中子和碎片的关联、自发裂变、无中子发射的冷裂变现象、三分裂变现象等等, 这里就不再叙述。

### 三、裂变反应机制的理论模型

#### 1. 裂变反应的液滴模型和统计理论。

1939 年, 玻尔和惠勒建立了液滴模型。液滴的概念是将核看作一个均匀带电液滴。其中表面能为约束核维持整体的能量, 它正比于核的表面积; 另一个为库仑能, 它的排斥作用会使核散裂; 两种能量对立统一。液滴模型的概念是  $N + Z$  个核子组成不可压缩的均匀带电液滴, 其总能量由 4 部分组成: ① 体积正比于核子数, 反映核的饱和性; ② 表面能正比于液滴表面积; ③ 质子在液滴内均匀分布, 库仑能由电荷库仑排斥体积积分得到; ④ 对称能, 由中子数与质子数之差给出的势能修正。其中第 2、3 项与核的形状有关。

核形状可以用勒让德多项式展开表示:

$$R(\theta) = \frac{R}{\lambda} \left[ 1 + \sum_{n=2,4} a_n P_n(\cos\theta) \right]$$

其中  $\lambda$  参数是保证体积守恒,  $a_2$  和  $a_4$  确定鞍点和断点的位置。靶核被入射核轰击后处于激发态, 成为不稳定的复合核状态。裂变核势能随核的形变而改变。在液滴模型中, 核的基态为球形, 表面张力大于库仑力; 核被激发后会产生形变, 开始随核变形的加大, 库仑力的增加比表面张力加大得快, 造成液滴总的势能增加, 液滴形状由球型逐渐拉伸变成椭球型。当变形达到鞍点时, 核势达到最大值。液滴形状由椭球型变成哑铃型。经过鞍点后总的势能逐渐减少, 液滴形状的哑铃型继续逐渐拉长, 直到断点, 裂变核被分裂为两个碎片, 它们被库仑力彼此排斥开(见图 6)。这就是液滴模型的基本思想。

为了表示出定量的裂变反应几率, 描述裂变的维象, 玻尔和惠勒提出了统计理论中与其他反应道竞争的裂变宽度。但是值得指出的是, 这种维象图像仅局限于裂变截面与入射能量之间的描述, 不能

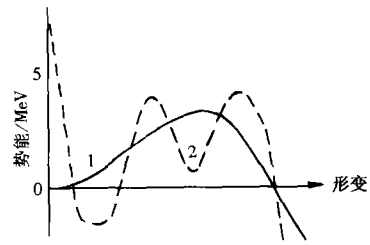


图 6 裂变势能曲线

1 液滴模型势能; 2 壳修正后的双峰势能

描述裂变反应的质量和电荷分布。裂变宽度的玻尔-惠勒公式表示为:

$$\Gamma_f = \frac{1}{2\pi\rho(E)} \int_0^{\infty} \frac{\rho_f(\epsilon) d\epsilon}{1 + \exp\{-2\pi(E - V_f - \epsilon)/\hbar\omega_f\}}$$

其中  $V_f$  为裂变位垒高度,  $\hbar\omega_f$  是裂变位垒曲率,  $\rho(E)$  为基态核在激发能为  $E$  时的能级密度,  $\rho_f$  为鞍点态能级密度。鞍点态能级密度是无法直接被实验测量的, 理论计算中仅用参数化的费米气体能级密度表示, 它的参数值(包括位垒高度和位垒曲率)由符合实验来确定。大量的理论计算符合实验测量的结果, 可以得到它们的系统学规律。裂变宽度积分中分母的指数项是考虑了裂变位垒穿透效应。

应用细致平衡原理, 可以得到各种粒子发射宽度  $\Gamma_p$  和俘获辐射宽度  $\Gamma_\gamma$ , 总反应宽度是它们之和, 记为  $\Gamma_T = \Gamma_p + \Gamma_\gamma + \Gamma_f$ 。最初的蒸发模型裂变截面计算表示为

$$\sigma_f = \sigma_a \frac{\Gamma_f}{\Gamma_T}$$

$\sigma_a$  是吸收截面。后来, 理论模型的发展将角动量守恒和宇称守恒考虑在内, 称之为 Hauser-Feshbach 理论模型。以上理论都是平衡态核反应理论, 认为入射核进入靶核后形成的复合核中, 核子经过大量的内部碰撞进行能量交换达到平衡态, 因而粒子发射谱形状呈麦克斯韦谱型。由 S 矩阵理论描述可以得到, 复合核平衡态统计理论中存在着宽度涨落行为, 这种宽度涨落修正效应的加入, 使带宽度涨落修正的 Hauser-Feshbach 平衡态统计理论成为广泛使用的成熟的理论模型, 它能够成功地再现低能核反应的实验测量数据。

#### 2. 斯特丁斯卡(Strutinsky)的裂变的位垒理论。

液滴模型虽然在描述核裂变反应方面取得了一定的成功, 但是它不能解释许多与核壳效应有关的物理现象。在液滴模型中, 所有的核基态都是球型; 而稀土区和锕系核的许多核素都观察到电偶极矩,

现代物理知识

即核基态形状明显偏离球型,因而将壳效应加入到液滴模型中很有必要。20世纪60年代,斯特丁斯卡把壳修正加入到液滴模型中,可以计算随核变形而变化的裂变位能曲面。这时核的总能量变为  $E = E_{LDM} + \delta E + \delta P$ , 其中  $E_{LDM}$  为液滴能,  $\delta E$  和  $\delta P$  分别为壳修正和对修正。核裂变过程是途经裂变位能曲面的最小阻抗道。

斯特丁斯卡理论的直接结果是,在裂变位能曲面上除了基态处出现一个极大外,还存在第二个极小点(见图6b),这一理论描述恰好与普利克诺夫在实验上发现的裂变的同质异态的结果相吻合。因而目前的裂变统计理论经常用双峰裂变位垒模型描述,通过每个裂变位垒模型的裂变宽度仍然用玻尔-惠勒公式。当两个裂变位垒间形成的阱有足够深时,根据索末菲判定条件,阱内可以存在亚稳的束缚态能级。当这些束缚态能级和在第一位阱中激发态的能量、自旋和宇称恰好相匹配时,裂变截面会出现共振现象。当然这些共振必须出现在裂变位垒以下,因而不能用自由中子入射观测到,但是可以用  $(d, pf)$  反应中的束缚态中子观测到。这一事实得到了实验测量的证实(见图7),这就是斯特丁斯卡理论成功之处。

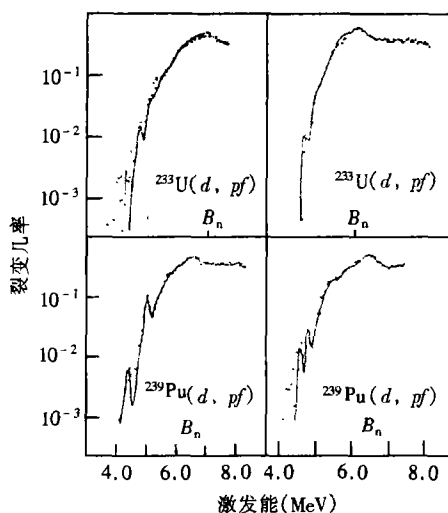


图7 几个偶偶核  $(d, pf)$  反应测量的裂变几率  
 $E_d = 13\text{MeV}$ ,  $\theta = 140^\circ$ ,  $\theta_f = 90^\circ$ .  $B_n$  为中子结合能

### 3. 裂变的扩散模型理论。

1940年克拉默斯(Kramers)将裂变过程看作复合核内部的各种可能的分裂碎片的无规运动行为,但不是完全随机行为,而是仅保持对前一步记忆的马尔科夫无规运动,例如布朗运动。因而裂变过程可以看作扩散过程,这就是裂变的扩散模型。它们的运动规律满足福克-普朗克方程

15卷1期(总85期)

$$\frac{\partial}{\partial t} P(x, p, t) + p \frac{\partial}{\partial x} P(x, p, t) - K(x) \frac{\partial}{\partial p} P(x, p, t) = \beta \frac{\partial}{\partial p} [pP(x, p, t)] + \varepsilon \frac{\partial^2}{\partial p^2} P(x, p, t)$$

这里  $P(x, p, t)$  是在  $t$  时刻,动量为  $p$ , 变形为  $x$  的几率。 $K(x) = dV(x)/\mu dx$ ;  $\mu$  为惯性质量,  $V(x)$  是裂变位垒,  $\varepsilon \equiv \beta T/\mu$ ,  $T$  是温度系数,  $\beta$  是粘滞性系数,它表示核内粒子相互关联的强度。福克-普朗克方程中的一次导数项称为漂移项,二次导数项称为扩散项,但是只有动量空间的扩散过程,而不可能有变形空间的扩散。这时,核裂变过程被处理为一种从基态越过位垒随时间变化的扩散过程。

当时克拉默斯在准静态近似下,描述了1维变形下的裂变扩散过程。在基态附近裂变位垒的形状为正抛物线,曲率  $W > 0$ ; 在裂变位垒顶端附近裂变位垒的形状为倒抛物线,曲率  $V < 0$ 。裂变位垒高度为  $V_f$  在准静态近似下,得到裂变宽度为

$$\Gamma_f = \frac{\hbar}{2\pi} \exp\left(-\frac{V_f}{kT}\right) \sqrt{\frac{W}{|V|}} h$$

其中常数  $h$  是二次代数方程  $Mh^2 + \beta h + V = 0$  的正解,  $M$  是与变形参数相关的惯性质量。

1983年,裂变的准静态近似下扩散过程被推广到多维形式,可以将裂变核的变形从1维推广到多维  $(x_1, \dots, x_n)$ , 这里谈到的多维对应于裂变核形状的多次勒让德多项式展开。对应的惯性质量张量  $M_{ij}$  和粘滞性张量  $\beta_{ij}$  ( $i, j = 1, \dots, n$ ) 物理上要求是实正定的对称张量。这时在基态附近,裂变位垒的形状为多维正抛物曲面,曲面张量  $W_{ij}$  是实正定的,而裂变位垒仅有一个鞍点。严格的数学证明可以得到与上述裂变宽度的完全类似表达式,只是从1维物理量变为多维矩阵形式

$$\Gamma_f = \frac{\hbar}{2\pi} \exp\left(-\frac{V_f}{kT}\right) \sqrt{\frac{\det W}{|\det V|}} H$$

常数  $H$  是多维代数方程  $(H^2 M + H\beta + V) = 0$  的唯一正解,这个唯一正解物理上对应裂变鞍点态仅在裂变变形道是极大,而在其他变形空间为极小。例如在2维变形情况下,裂变的扩散过程不仅有一个从基态向鞍点的爬坡过程,还受裂变位垒周围峡谷的形状影响,以及其他2维变形参数的影响。

如果不用准静态近似,在给定裂变位垒形状和其他有关参数的情况下,可以通过福克-普朗克方程数值解来研究裂变过程。应用这种方法可以观察裂变在扩散动力学过程中变形空间和动量空间的演

化过程,特别是裂变率随时间的非平衡的演化过程,以及各种参数对裂变率的影响。

进一步研究表明,在裂变的动力学过程中,当粘滞性系数非常大时可以有好的近似描述。大粘滞性条件意味着在基态向鞍点的扩散过程的初始阶段,核内核子的动量空间可以很快达到统计平衡,因而可以近似认为整个裂变的动力学过程中动量处于统计平衡。在这种条件下,动量空间的分布不随时间变化,动量空间自由度可以被积分掉。在  $t$  时刻变形为  $x$  的几率变为  $P(x, t)$ , 这时福克 - 普朗克方程可以简化为只有位置空间(变形)的斯莫卢丘斯基 (Smoluchowski) 方程

$$\frac{\partial}{\partial t} P(x, t) = \beta^{-1} \frac{\partial}{\partial x} [K(x) P(x, t)] + \beta^{-2} \varepsilon \frac{\partial^2}{\partial x^2} P(x, t)$$

其中  $\varepsilon = \beta T I \mu$ 。应用化学中液体扩散的范·卡朋 (Van Kampen) 方法可以求解方程,在这种方法中位垒形式要满足当  $|x| \rightarrow \infty$  时,  $V(x) \rightarrow +\infty$ ; 这时裂变的扩散过程可以描述为由浅阱向很深阱的扩散过程。在范·卡朋方法中是用本征函数展开方法求解,可以避免繁琐的数值求解过程。初始条件一般取为  $P(x, t=0) = \delta(x - x_1)$ ,  $x_1$  是浅阱的阱低位置。

斯莫卢丘斯基方程有很好的标度性质,如果用  $t' = t T I \beta \mu$  作为自变量时,方程中自变量仅是  $t'$  和  $x$ , 而不是  $t, T, \beta, \mu$  和  $x$ 。当然,这时  $t'$  的量纲已经不是时间量纲了; 因而一旦得到  $P(t', x)$  解, 便可以得到不同时刻  $t$ , 但是对不同  $T, \beta$  和  $\mu$  满足上述关系的动力学行为。很容易看出, 当温度  $T$  加大时扩散过程加快, 而加大粘滞性系数  $\beta$  或惯性质量  $\mu$  时扩散过程变慢。图 8 给出一个计算实例, 在不同的位垒和温度条件下, 给出了在不同  $t'$  时刻的  $P(t', x)$  几率分布。应用上述方法可以比较容易地得到裂变扩散过程的动力学行为的图像。图 8 中给出 3 种裂变位垒高度的情况, 以温度  $T$  为单位, 裂变位垒高度与  $T$  的比值分别为  $E_f/T = 0.125, 0.875, 1.625$ 。由图 8 可以看出, 在裂变位垒高度与  $T$  的比值小的条件下裂变的扩散过程加快, 在  $t' = 40$  时全部扩散过程结束; 而  $E_f/T = 1.625$  的情况下, 在  $t' = 40$  时尚有明显的几率保留在基态变形处。

在斯莫卢丘斯基方程中加入粒子发射项, 就可以计算伴随扩散过程的粒子发射, 它可以解释为什么重离子引起的核裂变前粒子蒸发的数目明显大于

核反应统计理论预言的数目。

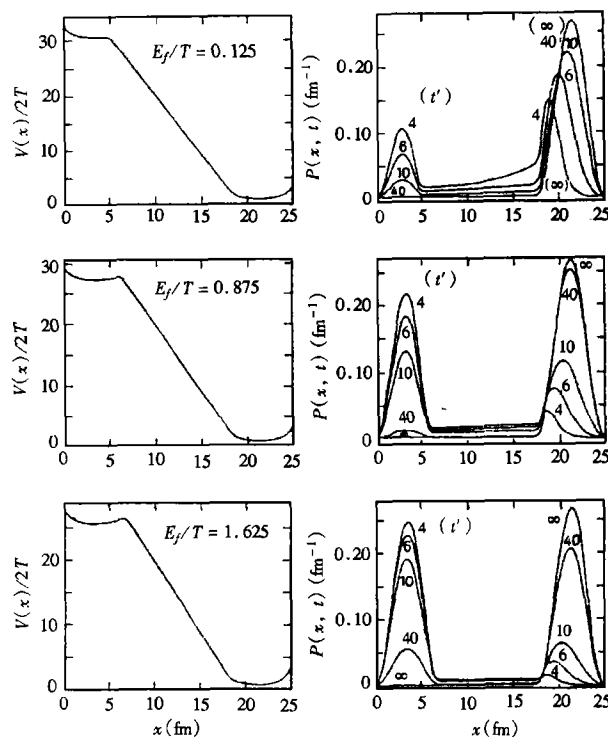


图 8 左边: 在  $T$  单位中裂变位垒  $V(x)$  形状  
右边: 几率密度  $P(t', x)$  在各种时刻  $t'$  的分布图

裂变的扩散模型可以描述非平衡态核反应动力学过程中的裂变行为。特别是对描述重离子诱发的核裂变提供了有效的理论模型手段, 能量可以用于 100MeV 以上。当然, 如何将斯莫卢丘斯基方程由 1 维变形到多维变形, 目前尚待研究。

裂变发现后的几十年中, 人们在裂变反应机制的理解及其应用方面有了巨大的进展。特别是 20 世纪 70 年代的石油危机推动了核电站的大规模兴建。由于有不同的目的、应用不同的核裂变材料, 世界各国已经建造了各种类型的反应堆。有用于研究及提供高通量中子源的研究堆, 有用于生产钚元素和制造铀的生产堆, 有用于发电或产生核动力的动力堆; 还有可以循环使用裂变核材料的反应堆群体, 它们分别使用的铀纯度由高到低, 使前一个堆用过的燃料棒能继续用于下一个堆, 充分使用裂变材料。在上述核反应堆中产生的长寿命次锕系核元素 (例如 Np、Am、Cm 等) 被视为核废料, 目前为了处理核废料并使长寿命次锕系核元素再生为核燃料, 包括中国在内的世界各国正在对加速器驱动次临界系统 (ADS) 进行研究, 这种次临界堆不仅需要低能核数据, 对中高能核数据也有特别的需求。不仅核反应种类

# 重力场致量子效应的首次成功观测

许 可

(清华大学化学系 2000 级 北京 100084)

量子力学指出,陷于任何势阱中的粒子,应处于束缚态并具有分立能级,在较低能级处会出现明显背离经典力学理论的量子化效应。重力作为常见力,很早就有人从理论上研究过它可能对粒子产生的量子化影响,并预言出陷于重力场势阱中的粒子各分立能级的大小。然而,与电磁力、核力相比,重力实在太小,其量子效应难于观测。但最近内斯维泽夫斯基(V. V. Nesvizhevsky)等在《自然》杂志(Nature 415, 297-299[17 January 2002])上发表报告,宣告首次观测到了重力场所导致的量子效应。

本次实验之所以取得成功,是因为设计合理、严密,并采用了较先进的技术——超冷中子(UCN)。

## 实验设计思路

本实验的目的是观测重力场所导致的量子效应。但单靠重力自身是无法建立起势阱的,它只会使粒子一直竖直向下运动。而如果用反射镜将粒子限制在镜面上方,反射镜的斥力就能和重力场建立起一个势阱,将粒子束缚于其中。粒子的波函数将在镜面反射并发生自干涉,形成驻波,此时解出的波函数将成为与时间无关的定态波函数。粒子在竖直方向上处于一维束缚态,能量只能取分立的能级,且不同能级对应不同的本征定态波函数。若能观测到这些分立的能级,便可验证量子化效应的存在;这就是实验设计的主体思路。

实验对象的选择是实验设计的关键一环,也是

更多,而且要求精度更高。上述各种类型反应堆的设计建造离不开对于裂变反应规律的定量了解。目前,虽然完成了大量与裂变有关的实验测量,但还远远不能满足反应堆的技术需求。缺少完整精确的核数据已成为反应堆向小型化、经济化、高效化发展的一大障碍。目前虽然已经有了不少的裂变理论模型,但是在现有条件下,大量的相关实验数据还无法测量,而这些数据也没有任何理论能够定量预言。

因而裂变理论还有大量课题尚待研究;例如重粒子引起的裂变、非稳定核裂变的物理描述、裂变产额与入射能量的关系;裂变后的级联衰变物理现象

本次实验的成功之处。本实验所用的粒子应具有以下性质:

1. 必须选用电中性粒子来完成实验,否则电磁力将掩盖掉重力效应,因为重力与电磁力相比太小。
2. 为使量子效应显著,粒子质量不能太大。
3. 粒子应当稳定,具有较长寿命,以便观测。

正是出于以上三点考虑,本实验采用了中子,它基本符合上述要求。但若使用普通中子源,仍存在问题,因为普通中子源射出的中子速度过大。这将导致两方面的问题:

1. 由于反射镜的表面势垒很小,速度过大的中子只有以小角度入射,才能被其反弹而控制在镜面上方,其余将穿透或被吸收,这就使实验难以进行。
2. 中子速度过大使得观测时间 $\Delta\tau$ 过短。由测不准原理, $\Delta\tau \cdot \Delta E \geq \hbar/2$ 。若 $\Delta\tau$ 太小,则 $\Delta E$ 太大,测得的能量值分辨力差,达不到实验要求。

因此,必须尽量减小中子的速度。实验中采用了超冷中子(UCN),其速度仅约10m/s,基本解决了上述问题。若能进一步减小中子速度,从而延长观测时间 $\Delta\tau$ ,可能会得到更好的实验结果。

## 实验过程

按以上设计思路,理想的实验方式应是让中子在镜面上方竖直落下,然后观测前述的能级分立现象;但是难以实现。实际一些的方法是让一束中子在反射镜上方近乎水平地飞过。中子除重力和反射

的定量描述,如裂变碎片的各种衰变行为以及中高能核反应伴随核散裂中的非平衡态裂变过程。特别是目前上述裂变模型理论都不能解释裂变的质量和电荷分布,根本的改进是要建立一种新的模型理论,它可以将裂变描述为各种裂变碎片处理成为重离子发射,并伴随其他各种粒子发射的竞争。只有这种新的模型理论才能同时完整解决裂变截面,裂变碎片角分布,以及质量和电荷分布,瞬发中子数等一系列问题。因而在裂变反应领域,无论是在核反应机制研究方面还是在核工程应用方面都有重要的现实意义。