

重核粘滞系数的微观计算

冯仁发 吴锡真 张锡珍 卓益忠

(中国科学院原子能研究所)

摘 要

本文叙述了在线性响应理论的基础上,利用推广的尼尔逊模型,对²³⁶U核从基态到鞍点态的粘滞系数进行的实际计算。观察了粘滞张量各分量 $\gamma_{\delta_1\delta_1}$, $\gamma_{\delta_1\delta_2}$, $\gamma_{\delta_2\delta_2}$, $\gamma_{\delta_2\delta_3}$, $\gamma_{\delta_2\delta_4}$, $\gamma_{\delta_3\delta_3}$, $\gamma_{\delta_3\delta_4}$ 在各种核温度 T 和能级宽度 Γ 下对核的集体形变坐标 δ_2 , δ_3 , δ_4 的依赖关系。提供了可以计算重核粘滞系数的一种方法。

一、引 言

近年来,核散逸现象的研究日益成为核物理的一个重要领域。在重离子反应,原子核裂变,巨共振现象中单粒子自由度和集体自由度的耦合是一个重要的研究课题。对于重离子反应已有不少作者进行了粘滞系数的微观计算^[1]。本文用类似的方法对重核裂变粘滞系数进行了微观计算。为了对裂变过程进行动力学讨论(研究裂变过程中核的形变、温度、能量随时间的演变。),必须研究裂变中的耗散现象。我们假定在核裂变过程中(从基态到断点)集体变形的驰豫时间比单粒子自由度的驰豫时间长的多,即在各种变形下单粒子自由度总是处于统计平衡状态。我们从这个观点出发,借助于线性响应理论,微观态采用推广的尼尔逊单粒子态^[2](核变形坐标包括拉长变形 δ_2 ,颈部变形 δ_4 和质量不对称变形 δ_3),对²³⁶U核裂变中的粘滞张量进行了实际计算。在各种核温度 T 和能级宽度参数 Γ 下,研究了粘滞张量 $\gamma_{\delta_1\delta_1}$, $\gamma_{\delta_1\delta_2}$, $\gamma_{\delta_2\delta_2}$, $\gamma_{\delta_2\delta_3}$, $\gamma_{\delta_2\delta_4}$, $\gamma_{\delta_3\delta_3}$, $\gamma_{\delta_3\delta_4}$ 随集体形变坐标 δ_2 , δ_3 , δ_4 的变化。

所采用的模型和公式在第二节中给出,在第三节我们给出了粘滞张量的数值结果和讨论。

二、模型与公式

1. 我们采用推广的尼尔逊谐振子哈密顿 H ,如果集体形变坐标 δ_1 , δ_2 , δ_3 , δ_4 整个地用 $\alpha(t)$ 来表示,它们对时间的依赖关系由 Hofmann 和 Siemens^[3]从线性响应理论给出了如下集体坐标运动方程式

$$\sum m_{\mu\nu} \ddot{Q}_\nu + \sum \gamma_{\mu\nu} \dot{Q}_\nu + \frac{\partial V}{\partial \theta_\mu} = 0, \quad (1)$$

这里广义集体坐标 $Q_\nu(t) = \alpha_\nu(t) - \alpha_\nu(t_0)$, t_0 是任取的初始时间. 粘滞张量为^[1]

$$\gamma_{\mu\nu} = -4\hbar\Gamma \sum_{j,k} I_{jk} \frac{(e_j - e_k) \langle j | F_\mu | K \rangle \langle K | F_\nu | j \rangle}{((e_j - e_k)^2 + \Gamma^2)^2}, \quad (2)$$

其中 e_j, e_k 为相应于单粒子态 $|j\rangle, |k\rangle$ 的单粒子能量. 单粒子能级和波函数由 Nilsson 位给出. 上式中的 F_μ 是尼尔逊 (Nilsson) 单粒子哈密顿 H_{sp} 对 Q_μ 的偏导数

$$F_\mu = \frac{\partial H_{sp}}{\partial Q_\mu}. \quad (3)$$

从统计观点看, 在处理分离能级的核系统中引入能级宽度参数 Γ 是必要的. 在这个工作中 Γ 取为可调参数.

巨正则系综假设下得到

$$I_{jk} = \frac{1}{1 + \exp((e_j - \lambda)/T)} \left(1 - \frac{1}{1 + \exp((e_k - \lambda)/T)} \right), \quad (4)$$

这里 T 是核温度, λ 为体系的化学势由下式决定

$$N = \sum_{j=1}^{\infty} \frac{2}{1 + \exp((e_j - \lambda)/T)}. \quad (5)$$

方程式 (5) 表示系统的核子数是一个平均数, N 为核的中子 (或质子) 总数.

2. 单粒子尼尔逊哈密顿 H_{sp} 由下式描述

$$H_{sp} = H_0 + H_1 + H_2 + H_3 + H_4 + H_{corr}. \quad (6)$$

其中

$$H_0 = \frac{1}{2} \hbar\omega_0(\delta) [-\Delta + \rho^2],$$

$$H_2 = -\frac{2}{3} \hbar\omega_0(\delta) \delta_2 \rho^2 P_2(\cos\theta),$$

$$H_i = \hbar\omega_0(\delta) \delta_i \rho^2 P_i(\cos\theta) \quad i = 1, 3, 4,$$

$$H_{corr} = -K \hbar\omega_0(2\mathbf{l} \cdot \mathbf{S} + \mu(P - \langle l^2 \rangle_N)).$$

δ_1 由保持质心不动条件求出, ω_0 是球形谐振子频率, $\omega_0(\delta)$ 表示频率是形变 $\delta_1, \delta_2, \delta_3, \delta_4$ 的函数. 它由体积守恒求出

$$\left(\frac{\omega_0(\delta)}{\omega_0} \right)^{3/2} = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 dx \left[1 - \frac{2}{3} \delta_2 P_2(x) + 2\delta_1 P_1(x) + 2\delta_3 P_3(x) + 2\delta_4 P_4(x) \right]^{-3/2}, \quad (7)$$

(3) 式中的 F_μ 为

$$F_{\delta_i} = \frac{\partial \omega_0(\delta)}{\partial \delta_i} / \omega_0(\delta) [H_0 + H_1 + H_2 + H_3 + H_4] + H_i / \delta_i, \quad i = 2, 3, 4 \quad (8)$$

$$\text{记} \quad Y(\delta, x) = \left[1 - \frac{2}{3} \delta_2 P_2(x) + 2\delta_1 P_1(x) + 2\delta_3 P_3(x) + 2\delta_4 P_4(x) \right]^{-5/2}, \quad (9)$$

则 (8) 式中的

$$\frac{\partial \omega_0(\delta)}{\partial \delta_2} / \omega_0(\delta) = \frac{1}{3} \left(\frac{\omega_0}{\omega_0(\delta)} \right)^{3/2} \int_{-1}^1 dx P_2(x) \cdot Y(\delta, x), \quad (10)$$

$$\frac{\partial \omega_0(\delta)}{\partial \delta_3} / \omega_0(\delta) = - \left(\frac{\omega_0}{\omega_0(\delta)} \right)^{3/2} \int_{-1}^1 dx P_3(x) \cdot Y(\delta, x), \quad (11)$$

$$\frac{\partial \omega_0(\delta)}{\partial \delta_4} / \omega_0(\delta) = - \left(\frac{\omega_0}{\omega_0(\delta)} \right)^{3/2} \int_{-1}^1 dx P_4(x) \cdot Y(\delta, x). \quad (12)$$

三、计算结果与讨论

我们对 ^{236}U 核从基态 ($\delta_2 = 0.2$) 到鞍点态 ($\delta_2 = 0.7$) 的粘滞张量进行了数值计算。尼尔逊参数 K 和 μ 分别取为: 对 neutron $K_n = 0.0635$, $\mu_n = 0.346$; 对 proton $K_p = 0.0590$, $\mu_p = 0.639$ 。在计算变形核尼尔逊能级和波函数时, 取 9 个大壳的球形谐振子态作基矢。核温度考虑从 $T = 0.25$ 到 $T = 2.25$ MeV 范围内。计算时分别求出 ^{236}U 核中子和质子的粘滞张量 $\gamma_{\mu\nu}$ 的值, 然后相加求得 ^{236}U 核的粘滞张量。

1. 首先讨论能级宽度 Γ 的影响。

我们取 Γ 值为 0.01、0.02、0.03、0.05、0.1、0.2、0.3、0.5、0.75、1.0 ($\hbar\omega_0$) 进行了计算。结果发现, 当 Γ 取太小时(例 0.01 $\hbar\omega_0$), 粘滞张量 $\gamma_{\mu\nu}$ 随 δ_2 的变化图上会出现很尖锐的峰, 这是由于在靠近费米面附近一对特定的能级对 $\gamma_{\mu\nu}$ 的贡献。在线性响应理论中, 按统计的观点, Γ 太小是不合适的。当 Γ 大时(例 $\Gamma = 1.0\hbar\omega_0$), 粘滞张量随形变坐标和核温度的变化被模糊掉了, 所以 Γ 取太大也是不适当的。发现 Γ 取在 0.1 $\hbar\omega_0$ 到 0.3 $\hbar\omega_0$ 之间较为合适, 这正是通常的单粒子共振态宽度。我们准备在进一步的计算中考虑能级宽度 Γ 随核温度和能级变化的情况, 进一步用更基本的唯象核力参数来表示 Γ 。需要指出的是, 我们下面给出的 $\gamma_{\mu\nu}$ 的各种图示中取最通用的 $\Gamma = 0.1\hbar\omega_0$ 作出的。

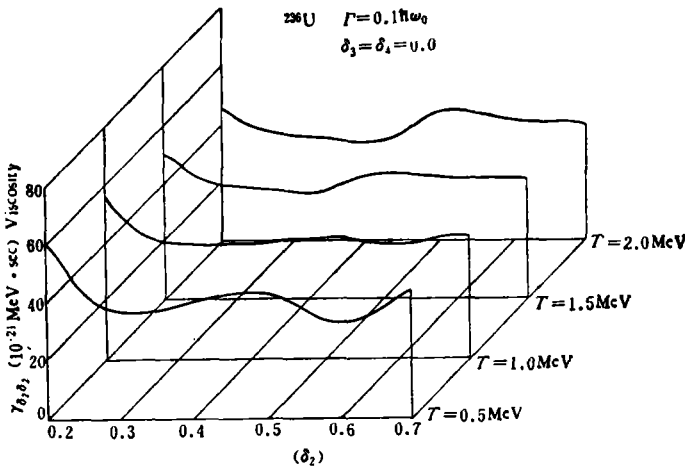


图1 ^{236}U 在 $T = 0.5, 1.0, 1.5, 2.0$ MeV 粘滞张量 $\gamma_{\delta_2\delta_2}$ 随 δ_2 的变化, 能级宽度 $\Gamma = 0.1\hbar\omega_0$, $\delta_3 = \delta_4 = 0.0$

2. 从图 1、2、3、4 中可以看到核温度 T 对粘滞张量的影响是需要考虑的, 但变化是缓和的。

3. 从图 1 到图 6 中可以看到, 粘滞张量 $\gamma_{\delta_2\delta_2}$, $\gamma_{\delta_3\delta_3}$, $\gamma_{\delta_4\delta_4}$ 是正的, 而混合项 $\gamma_{\delta_2\delta_3}$, $\gamma_{\delta_2\delta_4}$ 等的值可为负值, 也可为正值。

4. 图 1、2 表明, 粘滞张量 $\gamma_{\delta_2\delta_2}$ 随 δ_2 的变化, 总的趋势是在基态变形 ($\delta_2 = 0.2$) 时, 粘滞系数比较高, 以后随形变增加有所下降, 在 δ_2 为 0.4—0.5 处又有一个峰值。在图 3、4 中 $\gamma_{\delta_3\delta_3}$ 和 $\gamma_{\delta_4\delta_4}$ 也有类似的情况, 这反映了壳效应对粘滞张量的影响。

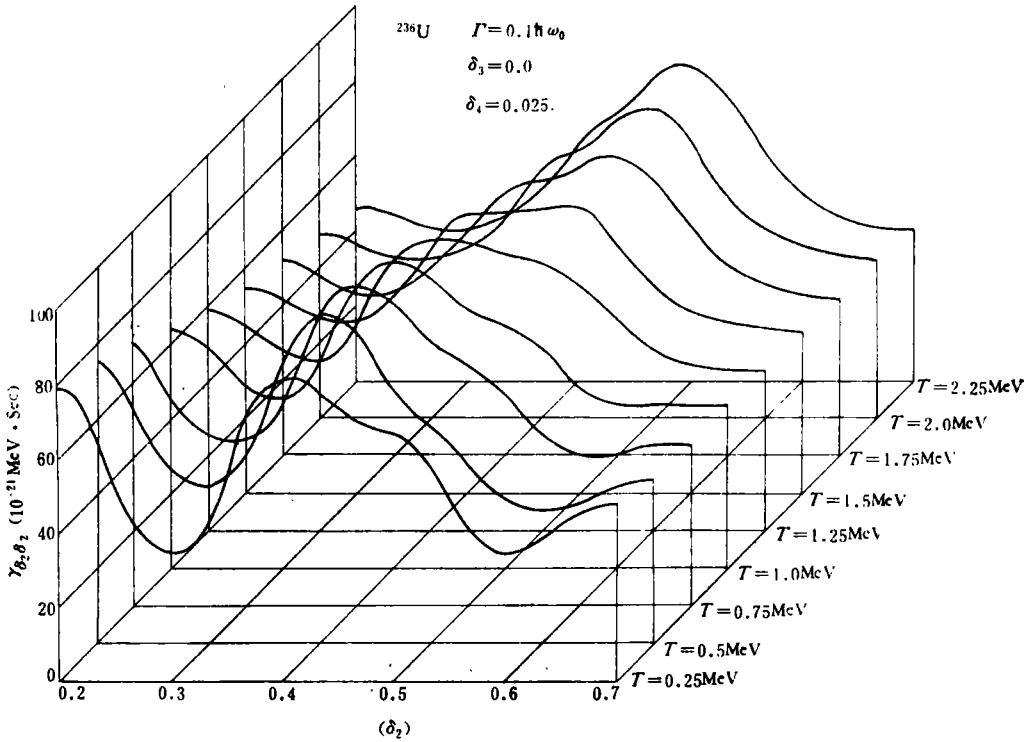


图 2 ^{238}U 在 $T = 0.25, 0.5, 0.75, 1.0, 1.25, 1.5, 1.75, 2.0, 2.25\text{MeV}$ 下, $\gamma_{\delta_2, \delta_2}$ 随 δ_2 的变化, $\Gamma = 0.1 \hbar \omega_0$, $\delta_3 = 0.0$, $\delta_4 = 0.025$.

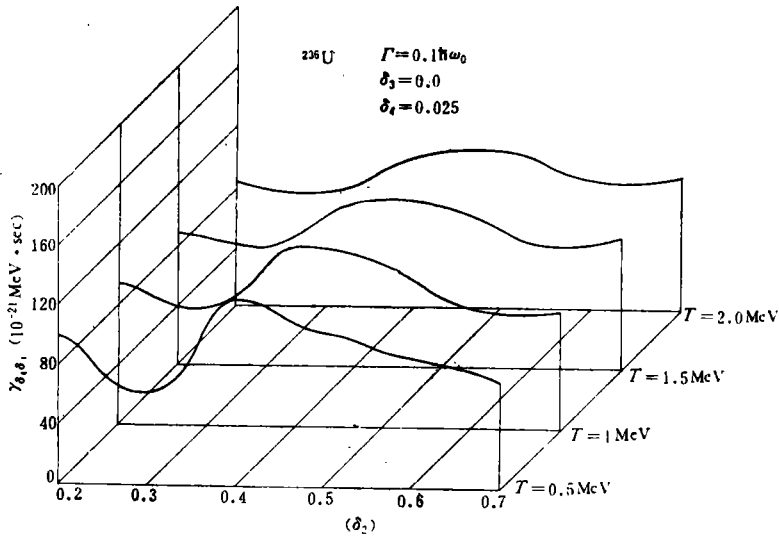


图 3 ^{238}U 在 $T = 0.5, 1.0, 1.5, 2.0\text{ MeV}$ $\gamma_{\delta_4, \delta_4}$ 随 δ_2 的变化, 条件同图 2

5. 图 5 表示出在 Γ 取 $0.1 \hbar \omega_0$, 核温度为 1 MeV , 拉长变形 $\delta_2 = 0.5$, 质量不对称变形 $\delta_3 = 0.0$ 时 $\gamma_{\delta_2, \delta_2}$, $\gamma_{\delta_4, \delta_4}$, $\gamma_{\delta_2, \delta_4}$ 随 δ_4 的变化。它们的绝对值在 $\delta_4 = -0.025$ 处取极小。图 6 表示出 $\Gamma = 0.1 \hbar \omega_0$, $T = 1\text{ MeV}$, $\delta_2 = 0.7$, $\delta_4 = 0.025$ 时 $\gamma_{\mu\nu}$ 随 δ_3 的变化。当 δ_3 增加时, $\gamma_{\delta_2, \delta_2}$, $\gamma_{\delta_4, \delta_4}$ 增加平缓, 而 $\gamma_{\delta_2, \delta_3}$, $\gamma_{\delta_3, \delta_4}$ 开始增加很快, 随后趋于稳定。

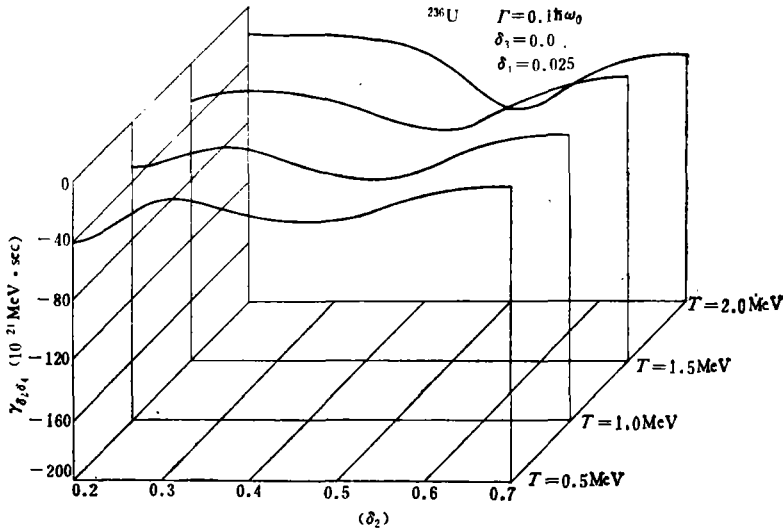


图4 ^{236}U 的 $\gamma_{\delta_2, \delta_4}$ 随 δ_2 的变化, 条件同图3

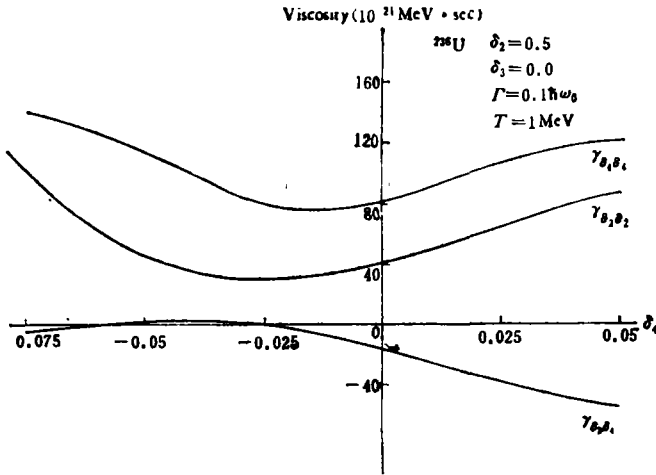


图5 ^{236}U 在 $T = 1 \text{ MeV}$ $\gamma_{\delta_4, \delta_2}$, $\gamma_{\delta_4, \delta_4}$, $\gamma_{\delta_4, \delta_1}$ 随 δ_4 的变化, $\Gamma = 0.1 \hbar \omega_0$, $\delta_2 = 0.5$, $\delta_3 = 0.0$

6. Nix 根据裂变动力学计算^[4], 符合实验裂变碎块动能给出了对重核从鞍点到断点的粘滞系数 $\mu = 9 \times 10^{-24} \text{ MeV} \cdot \text{sec}/\text{fm}^3$, 并且一般还认为在鞍点之前粘滞性还要大些. 对粘滞张量采用单体摩擦机制, 仅考虑一维变形(拉长变形 δ_2) 时, 用下式计算

$$\gamma_{RR} = 4\pi\mu R_0 / (1 + \delta_2)^2, \quad (R = R_0(1 + \delta_2)),$$

可得 $\gamma_{RR} \sim 30-60 \text{ MeV} \cdot 10^{-23} \text{ sec} \cdot \text{fm}^{-2}$. 把我们相应的结果 $\gamma_{\delta_2, \delta_2}$ ($\Gamma = 0.1 \hbar \omega_0$, $T = 1 \text{ MeV}$), 用关系式 $\gamma_{RR} = \gamma_{\delta_2, \delta_2} / R_0^2$ 换算, 其中 R_0 为核半径. 得到的结果为 $\gamma_{RR} \sim 40-100 \text{ MeV} \cdot 10^{-23} \text{ sec} \cdot \text{fm}^{-2}$, 与 Nix 从裂变动力学推算出的结果在数量级上是相同的. 如果在较高的激发能下, 壳效应已很模糊, 用液滴模型来计算原子核的粘滞系数是可以的.

总之, 本文提供了一个现实计算重核粘滞系数的方法. 只有一个可调参数 Γ , 而且选在物理上合理的范围内. 当进一步考虑 Γ 随核温度和能级值而变化时, 可用更基本的唯

象核力参数把 Γ 表示出来, 这样粘滞系数的计算便自治了。当然, 裂变前期考虑集体运动和内禀自由度之间的耦合是一个很困难的问题, 我们这个计算是初步的, 有待于进一步探讨, 以求找到一个可以计算的更好途径。

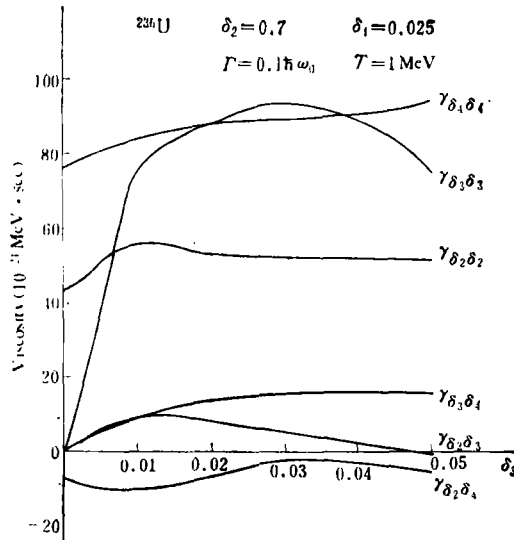


图 6 ^{238}U 在 $T = 1\text{MeV}$, 粘滞张量随 δ_3 的变化, $\Gamma = 0.1\hbar\omega_0$, $\delta_2 = 0.7$, $\delta_4 = 0.025$

参 考 文 献

- [1] K. I. Sato, A. Iwamoto, K. Harada, S. Yamaji and S. Yoshida, JAERI-memo 7596(1978).
- [2] H. Hofmann and P. J. Siemens, *Nucl. Phys.*, **A257**(1976), 165.
- [3] K. T. R. Davies, A. J. Sierk, J. R. Nix, *Phys. Rev.*, **C13**(1976), 2385.

MICROSCOPIC CALCULATION OF VISCOSITY COEFFICIENT IN HEAVY NUCLEI

FENG REN-FA WU XI-ZHEN ZHANG XI-ZHEN ZHUO YI-ZHONG

(Institute of Atomic Energy, Academia Sinica)

ABSTRACT

A realistic calculation of the viscosity coefficients for ^{238}U from ground equilibrium shape to saddle point is presented based on the linear response theory, in which the single particle spectra and wave function are provided by generalized Nilsson model. The dependence of viscosity coefficients $\gamma_{\delta_2\delta_2}$, $\gamma_{\delta_3\delta_3}$, $\gamma_{\delta_4\delta_4}$, $\gamma_{\delta_2\delta_3}$, $\gamma_{\delta_2\delta_4}$, $\gamma_{\delta_3\delta_4}$ on the collective variables δ_2 , δ_3 , δ_4 is studied at various values of the nuclear temperature with the smearing width $\Gamma = 0.1\hbar\omega_0$.