

核粘滞性对裂变过程的影响

李世东* 况惠荪 张树发 邢静茹

(国防科技大学应用物理系, 长沙)

卓益忠 吴锡真 冯仁发

(原子能科学研究院, 北京)

摘 要

根据裂变扩散模型, 把裂变核的形变运动看成是一种准布朗粒子在裂变势作用下的扩散过程. 通过 Monte-Carlo 方法模拟这种布朗粒子在两维相空间内的运动, 研究了核粘滞性对裂变过程的影响; 解释了裂变过程中的耗散现象. 在各种粘滞系数下, 对于裂变速率, 断点动能等动力学量的数值计算结果是合理的. 此法易于推广用来研究多维扩散问题.

一、引 言

现代非平衡态统计理论认为: 热浴自由度处于平衡状态, 而只有少数其他自由度未

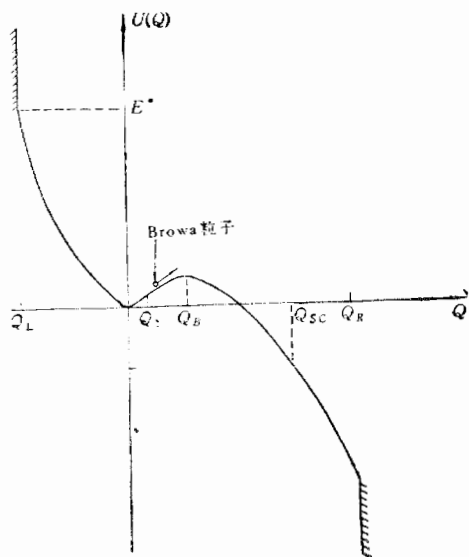


图1 裂变示意图

达到平衡, 这些非平衡自由度的运动可以用布朗粒子运动来描述^[1]. 裂变核的集体运动远比其内部核子的运动迟缓, 因而有裂变扩散模型^[2,3]——即把裂变核的集体运动看成是一种准布朗粒子在裂变势(图1)下的扩散运动^[4]. 裂变过程就相当于布朗粒子爬过鞍点 Q_B 到达断点 Q_{SC} 的运动过程. 此过程中布朗粒子受裂变势及粘滞力两种作用, 而裂变势与布朗粒子运动的关系明确, 所以说研究裂变过程的关键是分析核粘滞性的影响(粘滞性表征集体运动与核子运动的耦合情况).

近年来在重离子碰撞实验中发现了裂变耗散相关现象(如裂变前发射中子数过多等)^[5,6]. 这些现象不能用传统的 Bohr-Whe-

* 现地址: 北京军事医学科学院二所四室
本文 1987 年 3 月 9 日收到.

ele
用
地
滞

一

其
相
 γ

其
的
结

K

x

这
里

宽
度

而

eler 统计跃迁态理论解释^[7], 在引入核粘滞性的概念后, 就可以方便地说明上述问题. 采用裂变扩散模型来研究裂变机制的还有许多工作, 特别是由实验确定核粘滞性, 就得系统地分析核裂变过程与核粘滞性的关系, 本文利用 Monte-Carlo 方法计算结果探讨了核粘滞性与裂变过程动力学量之间的定量关系.

二、模拟概型

在经典近似下, 常用裂变核表面的形变运动代表其集体运动, 最简单的形变运动满足一维的福克-普朗克 (F-P) 方程:

$$\frac{\partial d}{\partial t} = -V \frac{\partial d}{\partial Q} - K_{(Q)} \frac{\partial d}{\partial V} + \frac{\partial}{\partial V} (\gamma V d) + \mathcal{D} \frac{\partial^2 d}{\partial V^2}, \quad (1)$$

其中 $d(Q, V, t)$ 为布朗粒子分布密度函数, Q 为形变参量 (即布朗粒子的位置), V 为相应的速度, $M \cdot K_{(Q)} = -\frac{\partial U}{\partial Q}$ 为保守外力 ($U_{(Q)}$ 是裂变势, M 为布朗粒子有效质量), γ 为粘滞系数, \mathcal{D} 为扩散系数.

在局域谐振近似 (L. H. A.) 下, 引入传播子概念后 (1) 式有形式解^[13]:

$$d(\alpha) = \int dQ_0 dV_0 [K_{LHA}(\alpha, \alpha_0) d(\alpha_0)], \quad (2)$$

其中 $\alpha = (Q, V, t)$, $d(\alpha_0)$ 为 t_0 时刻初始分布密度; 传播子下标 LHA 表示为 L.H.A. 的结果.

$$K_{LHA}(\alpha, \alpha_0) = \frac{1}{2\pi\sqrt{\sum Q Q \cdot \sum V V - \sum Q V^2}} \times \exp \left\{ -\frac{\sum Q Q \cdot (V - V_c)^2 + \sum V V (Q - Q_c)^2 - 2 \sum Q V \cdot (Q - Q_c) \cdot (V - V_c)}{2(\sum Q Q \cdot \sum V V - \sum Q V^2)} \right\}, \quad (3)$$

这里分布中心坐标

$$Q_c(t, \alpha_0) = \left[(Q_0 - Q_{0L}) \cdot \left(\frac{\gamma}{2} SX + cX \right) + V_0 \cdot SX \right] \cdot e^{-\gamma(t-t_0)/2} + Q_{0L},$$

$$V_c(t, \alpha_0) = \left[V_0 \cdot \left(CX - \frac{\gamma}{2} SX \right) - \omega_{0L}^2 \cdot (Q_0 - Q_{0L}) \cdot SX \right] e^{-\gamma(t-t_0)/2},$$

宽度参量

$$\sum Q Q(t, \alpha_0) = \frac{\mathcal{D}}{\gamma \omega_{0L}^2} \left[1 - e^{-\gamma(t-t_0)} \cdot \left(1 + \frac{\gamma^2}{2} \cdot SX^2 + \gamma \cdot SX \cdot CX \right) \right],$$

$$\sum V V(t, \alpha_0) = \frac{\mathcal{D}}{\gamma} \left[1 - e^{-\gamma(t-t_0)} \cdot \left(1 + \frac{\gamma^2}{2} SX^2 - \gamma \cdot SX \cdot CX \right) \right],$$

$$\sum Q V(t, \alpha_0) = \mathcal{D} e^{-\gamma(t-t_0)} \cdot SX^2,$$

而

$$SX = \begin{cases} \sinh[\omega_1 \cdot (t - t_0)] / \omega_1, & \gamma/2 > \omega_{0L} \\ t - t_0, & \text{当 } \gamma/2 = \omega_{0L} \\ \sin[\omega_1 \cdot (t - t_0)] / \omega_1, & \gamma/2 < \omega_{0L} \end{cases}$$

度未
可以用
本运动
裂变扩
力看成
的扩散
爬过鞍
此过程
用, 而
所以说
的影响
耦合情
了裂变
数过多
r-Whe-

$$CX = \begin{cases} \cosh[\omega l \cdot (t - t_0)], & \gamma/2 > \omega_{0L} \\ 1, & \text{当 } \gamma/2 = \omega_{0L} \\ \cos[\omega l \cdot (t - t_0)], & \gamma/2 < \omega_{0L} \end{cases}$$

这里 $\omega l = \sqrt{|\gamma^2/4 - \omega_{0L}^2|}$ 为有效谐振圆频率, Q_{0L} 为 Q_0 所在局域谐振势顶点坐标, ω_{0L} 为其谐振势的圆频率(倒谐振势时 $\omega_{0L}^2 = -|\omega_{0L}^2|$).

实际上(3)式是具有 δ 函数型初始分布 ($d(\alpha_0) = \delta(Q_0 - Q_0^L)\delta(V_0 - V_0^L)$) F - P 方程(1)式的解析解^[8,9]. 它表示源粒子“ L ”在 t_0 时刻由 (Q_0^L, V_0^L) 点出发, 在 t 时刻到达 (Q, V) 附近的概率密度.

由积分方程(2)代替微分方程(1)式, 必须注意到 L. H. A. 假设条件: 即布朗粒子在 t_0 到 t 时间内大致是在同一个局域谐振子势下运动的. 因此演化时间 $t - t_0$ 不能过长. 考虑集体运动特征时间 τ_{coll} (10^{-20} 秒量级)远大于核子响应时间 τ_0 (约 2×10^{-22} 秒), 所以可选取时间步长 $\delta t = t - t_0$ 满足 $\tau_0 < \delta t \ll \tau_{\text{coll}}$, 这样在 δt 时间内布朗粒子位置变化很小, 可重复(2)式积分得到任何时刻 t_N 上的分布密度

$$d(\alpha_N) = \int dQ_{N-1} dV_{N-1} K_{\text{LHA}}(\alpha_N, \alpha_{N-1}) \cdot \left\{ \int dQ_{N-2} dV_{N-2} K_{\text{LHA}}(\alpha_{N-1}, \alpha_{N-2}) \cdot \left[\dots \left[\int dQ_0 dV_0 K_{\text{LHA}}(\alpha_1, \alpha_0) \cdot d(\alpha_0) \right] \right] \right\}, \quad (4)$$

其中 N 为积分次数. 显然有递推公式

$$d(\alpha_m) = \int dQ_{m-1} dV_{m-1} K_{\text{LHA}}(\alpha_m, \alpha_{m-1}) d(\alpha_{m-1}), \quad (5)$$

$$m = 1, 2, \dots, N$$

(4)式是具有初始分布 $d(\alpha_0)$ 的布朗粒子长时间后(1)式的形式解, 我们用 Monte-Carlo 方法计算(4)式的思想是:

首先按初始分布密度:

$$d(\alpha_0) = \frac{1}{\pi a_Q a_V} \exp \left\{ - \left(\frac{Q_0}{a_Q} \right)^2 - \left(\frac{V_0}{a_V} \right)^2 \right\}, \quad (6)$$

抽取某个源粒子(记为“ L ”)的状态 $Q_0^L = \xi_Q^L a_Q / \sqrt{2}$, $V_0^L = \xi_V^L a_V / \sqrt{2}$. 其中 $a_Q = \sqrt{\hbar/M\omega_A}$, $a_V = \sqrt{\hbar\omega_A/M}$ (ω_A 为势阱底部谐振势圆频率, \hbar 为普朗克常数), ξ_Q^L, ξ_V^L 随机数是两个标准正态分布抽样值. 源粒子 L 在 t_0 时刻相空间坐标已确定, 其分布变成:

$$d^L(\alpha_0) = \delta(Q_0 - Q_0^L)\delta(V_0 - V_0^L), \quad (7)$$

代入积分式(5)得 t_1 时刻上 L 粒子的分布密度

$$d^L(\alpha_1) = K_{\text{LHA}}(\alpha_1; \alpha_0^L). \quad (8)$$

由于模拟计算中的 $d(\alpha_0) = \frac{1}{NL} \sum_{L=1}^{NL} d^L(\alpha_0)$ (NL 为抽取源粒子个数), 则由(8)式可给出

$$d(\alpha_1) = \frac{1}{NL} \sum_{L=1}^{NL} d^L(\alpha_1) = \frac{1}{NL} \sum_{L=1}^{NL} K_{\text{LHA}}(\alpha_1, \alpha_0^L). \quad (9)$$

现在要确定下一时刻 t_2 上的分布密度 $d(\alpha_2)$, 如果我们按 t_1 时刻分布密度 $d(\alpha_1)$ 再抽取 NL 个粒子, 且每个粒子标记“ L ”不变, 那么按各自的分布函数 $d^L(\alpha_1)$ 可确定 t_2 时刻

的出发点.

由边缘分布 $f_1(Q_1, t_1) = \int dV_1 K_{LHA}(\alpha_1, \alpha_0^1)$ 抽取 Q_1^L 值, 由条件概率分布 $f_2(V_1/Q_1^L, t_1) = K_{LHA}(Q_1^L, V_1, t_1; \alpha_0^1) / f_1(Q_1^L, t_1)$ 抽取 V_1^L 值, 这样有

$$d^L(\alpha_1) = \delta(Q_1 - Q_1^L) \delta(V_1 - V_1^L), \quad (10)$$

代入(5)式并积分, 给出 t_2 时刻 L 粒子分布密度

$$d^L(\alpha_2) = K_{LHA}(\alpha_2, \alpha_1^L). \quad (11)$$

如此重复下去可得到每个被跟踪的粒子在任何时刻上的分布密度. 通过跟踪大量粒子就可以较精确地给出(4)式结果:

$$d(\alpha_N) = \frac{1}{NL} \sum_{L=1}^{NL} d^L(\alpha_N). \quad (12)$$

三、粘滞性对布朗粒子扩散的影响

考虑到经典近似条件, 对 ^{240}Pu 裂变核, 取其激发能^[4] $E^* = 66 \text{ MeV}$; 相应核温度 $T = (1 + \sqrt{1 + 4 \cdot a \cdot E^*}) / 2a = 1.5 \text{ MeV}$; 这里 $a = A/8 \text{ (MeV)}$, 为复合核能级密度参量; A 为核子数. 裂变势形式为

$$U(Q) = \begin{cases} +\infty & Q \leq Q_L \\ \frac{1}{2} M \omega_A^2 Q^2, & Q_L < Q \leq Q_1 \\ U_F - \frac{1}{2} M \omega_B^2 (Q - Q_B)^2, & Q_1 < Q \leq Q_R \\ -\infty & Q > Q_R \end{cases} \quad \text{当} \quad (13)$$

其中参数^[9]为 $\hbar\omega_A = 1.64 \text{ MeV}$, $\hbar\omega_B = 1.16 \text{ MeV}$, $U_F = 8 \text{ MeV}$, $M = 60 \text{ amu}$, 断点势能 $U_{sc} = -20 \text{ MeV}$, 连接点 $Q_1 = 1.17 \text{ fm}$, 鞍点 $Q_B = 3.52 \text{ fm}$, 断点 $Q_{sc} = 8.89 \text{ fm}$. 左边界 $(Q_L = -\sqrt{E^* / \frac{1}{2} M \omega_A^2} = -5.82 \text{ fm})$ 为反射壁, 右边界 $(Q_R > Q_{sc})$ 为吸收壁是参照物理规律为计算方便选取的, 不是真实的裂变势.

对于核粘滞系数 γ 由文 [10] 给出

$$\gamma = 4 \pi u_0 R_0 / M, \quad (14)$$

其中 R_0 为球形核半径(约 $1.2 A^{1/3} \text{ fm}$), u_0 为粘滞性常数(单位是 $10^{-24} \text{ MeV} \cdot \text{sec} / \text{fm}^3$).

$$\text{扩散系数} \quad \mathcal{D} = \gamma T / M. \quad (15)$$

分别置 $u_0 = 0.005, 0.01, 0.05, 0.5, 5.0, 30.0, 50.0, 100, 500$, 我们算出较长时间后布朗粒子分布形式(图 2).

系统地分析这些结果我们发现:

1. 在 γ 很小 ($u_0 = 0.005$ 或 0.01) 的情况下, 核壁与核子不易进行能量交换, 表现为很少有较高能量的布朗粒子. 限制在阱底附近运动的布朗粒子很难爬过鞍点, 裂变几率很低. 实际情况对 $^{240}\text{Pu}(T = 1.5 \text{ MeV})$ 裂变几率相当大^[4], 说明核裂变中若有耗散则其粘滞系数不会太小.

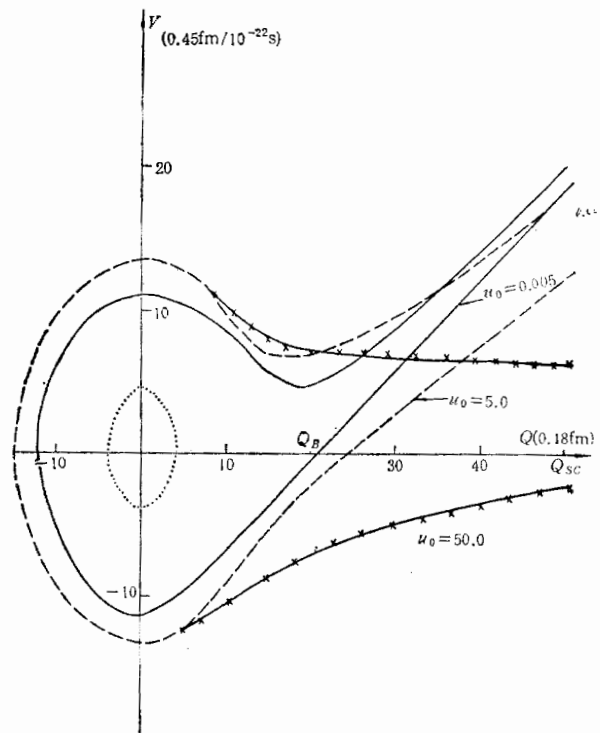


图2 长时间后布朗粒子分布边缘图形

2. 在各种 γ 下, 长时间后布朗粒子分布中心向鞍点方向都有所移动, 这是由于过鞍点流不再返回, 而左方布朗粒子不断向右扩散造成的. 这种定向扩散现象有助于解释长时间后裂变速率达到稳定值的结果.

3. 当 $\gamma < 2\omega_A$ (对应 $\mu_0 < 33$) 时, 布朗粒子过鞍点后有明显的加速现象; 而对 $\gamma > 2\omega_A$ 情况, 过鞍点后没有多大加速. 那么自然会问从鞍点到断点间 28 MeV 的势能哪里去了? 我们的解释是: 如果不考虑集体自由度之间的能量传递, 则核壁通过与核子的碰撞把能量交给核子使其激发或跑出原子核, 这是裂变过程中一种主要的耗散机制.

在鞍点及断点上的速度分布, 在 γ 较小时集中于正速度区域, 且分布宽度较小, 而随着 γ 的加大, 峰位向 $V = 0$ 靠近, 分布宽度也逐渐增加, 这些都与文 [9, 10] 结果一致.

四、力学量计算结果

1. 裂变速率: 定义为鞍点左边布朗粒子数的减少速率. 由方程 (1) 及边界条件 $d(\alpha)|_{Q=Q_L} = 0$, $d(\alpha)|_{V=\pm\infty} = 0$, $\frac{\partial d}{\partial V}|_{V=\pm\infty} = 0$ 不难得到

$$\lambda_f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dV [V d(Q_B, V, t)] / \int_{Q_L}^{Q_B} dQ \int_{-\infty}^{+\infty} dV d(Q, V, t). \quad (16)$$

由 (12) 及 (16) 可导出数值计算公式

$$\lambda_f(t_N) = \sum_{L=1}^{NL} V_{\text{eff}(Q_B)}^L \cdot P(N, L) / \sum_{L=1}^{NL} Z_0(N, L), \quad (17)$$

其中 $V_{\text{eff}}^L(Q_B) = V_c^L(t_N) + \sum Q V^L(t_N) \cdot [Q_B - Q_c^L(t_N)] / \sum Q Q^L(t_N)$ 为 L 粒子 t_N 时刻上在鞍点上的等效速度; $P(N, L) = \exp\{-[Q_B - Q_c^L(t_N)]^2 / 2 \sum Q Q^L(t_N)\}$ 为其过鞍点的几率; $Z_0(N, L) = \begin{cases} 1 & \text{当 } Q_{N-1}^L \leq Q_B \\ 0 & \text{当 } Q_{N-1}^L > Q_B \end{cases}$ 为前一时刻 L 粒子在鞍点左面的占有数.

图 3 是各种粘滞系数 γ 的 $\lambda_f(t)$ 计算结果. 当 γ 接近 $2\omega_A$ 时 ($\mu_0 \approx 30$), $\lambda_f(t)$ 上升最快; $\gamma > 2\omega_A$ 时, γ 愈大 $\lambda_f(t)$ 上升愈慢, 相反 $\gamma < 2\omega_A$ 时, γ 愈小 $\lambda_f(t)$ 上升愈慢. 用 $\lambda_f(t)$ 达到稳定值 90% 处所需时间定义上升时间 t_{up} , 给出 $t_{\text{up}} - \mu_0$ 曲线(图 4). 其结果与文 [11] 中解析估计结果是一致的, 从规律上看, 也符合物理猜测^[10].

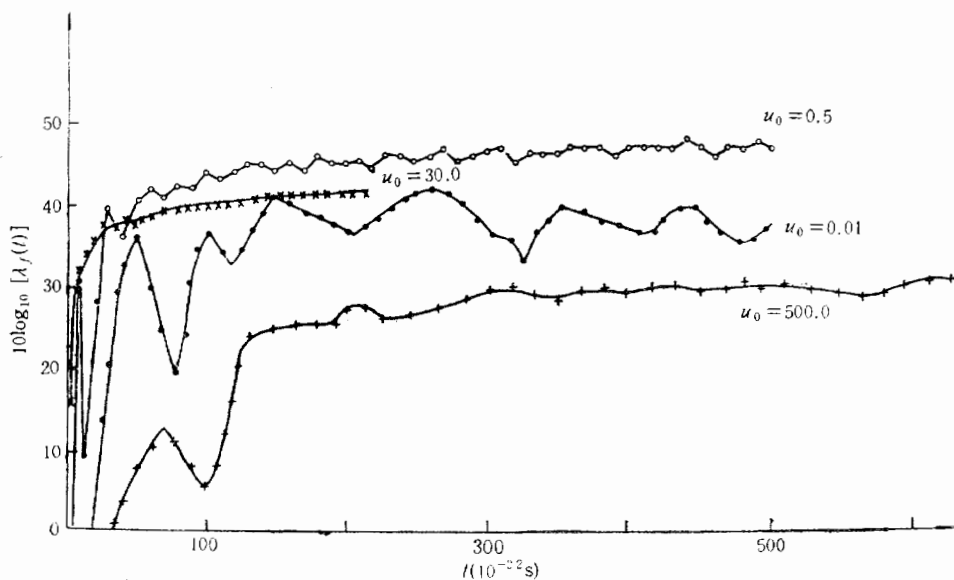


图 3 各种粘滞下 λ_f-t 曲线 λ_f 的单位是 $1/10^{-22}\text{sec}$

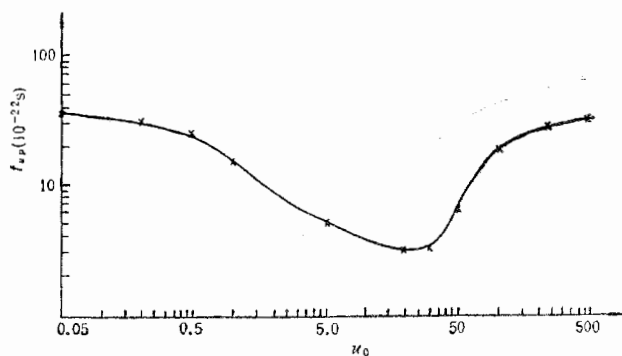


图 4 $t_{\text{up}}-\mu_0$ 曲线

鞍点
长时
 $\gamma >$
哪里
的碰
而随
条件

(16)

(17)

$\lambda_{f\text{稳}}$ 与 γ 关系曲线(图 5), 在 $\mu_0 = 0.5$ 处为最大值, $\mu_0 > 0.5$ 时, μ 愈大 $\lambda_{f\text{稳}}$ 愈小, $\mu_0 < 0.5$ 时 μ_0 愈小 $\lambda_{f\text{稳}}$ 愈小, 这些与 Kramers 稳态近似结果 (临界参数 $\mu_0 = 0.49$ ^[9]) 完全一致. 定量上看, 我们的结果偏高, 尤其是在小粘滞系数下高出近十倍(图 5), 注意到 Monte-Carlo 方法在临界参数 ($\mu_0 \approx 0.5$) 附近没有什么差别, 且在较大粘滞系数 ($\mu_0 >$

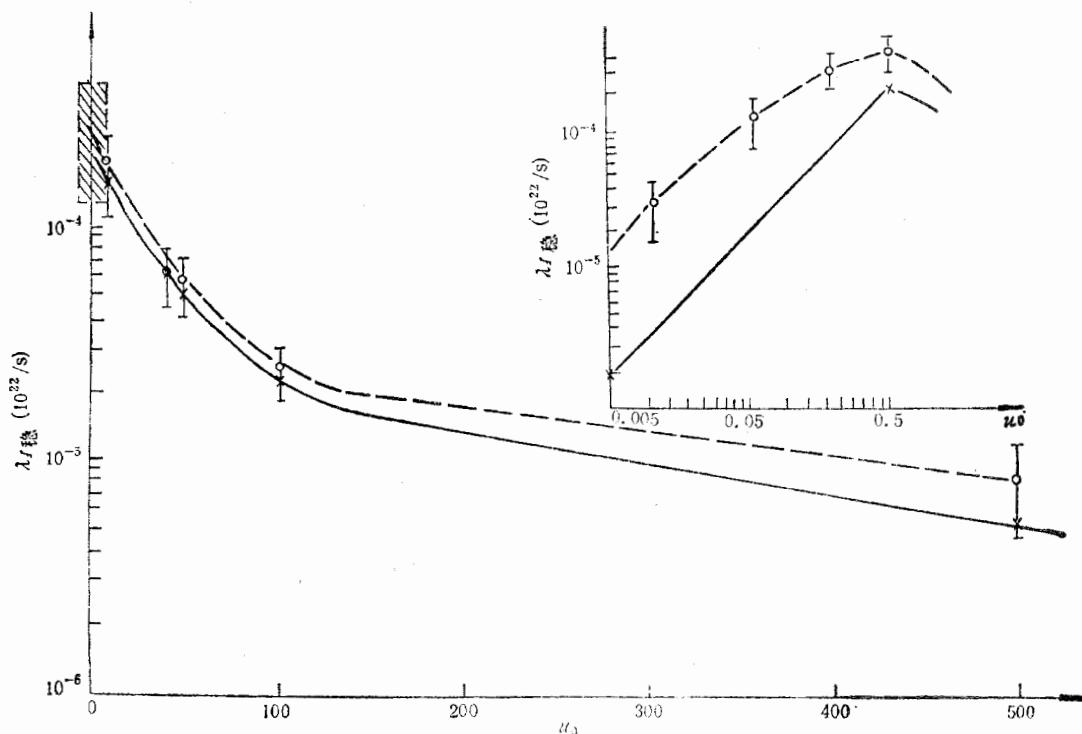


图5 $\lambda_{f_{\text{稳}}}-\nu_0$ 曲线, 右上角为 ν_0 情况放大图
 -○- 本文 M-C 方法结果 -×- 文 [9] Kramers 近似结果

0.5) 情况下与 Kramers 公式结果基本相符, 而 Kramers 理论值只有在大 γ 下才正确, 我们认为本文的 Monte-Carlo 方法结果是对小 γ 情况下 Kramers 公式值的补充。

2. 鞍点到断点的平均渡越时间

在 Monte-Carlo 方法计算中, 此量可通过对所有从鞍点到断点的布朗粒子运动时间平均求得。计算结果与文 [9] 中 Kramers 近似公式结果符合得很好 (见表 1 t_{BS} 值)。

3. 断点上平均动能及其偏差的计算

定义断点上平均动能 = 断点能流 / 断点粒子流。于是推导出

$$\bar{E}_{(t_N)} = \frac{1}{2} M F_1(t_N) / F_2(t_N), \quad (18)$$

其中

$$F_1(t_N) = \sum_{L=1}^{NL} e^{-\frac{(Q_{SC}-Q_c^L)^2}{2\Sigma QQ^L}} \left[\frac{3}{2} V_{\text{eff}}(Q_{SC}) \cdot 2\Delta^L / \Sigma QQ^L + V_{\text{ctf}}^3(Q_{SC}) \right],$$

$$F_2(t_N) = \sum_{L=1}^{NL} e^{-\frac{(Q_{SC}-Q_c^L)^2}{2\Sigma QQ^L}} V_{\text{eff}}(Q_{SC}) / \sqrt{2\pi \Sigma QQ^L},$$

$$\Delta^L = \Sigma QQ^L \cdot \Sigma VV^L - (\Sigma QV^L)^2.$$

断点动能偏差

$$\sigma_E^2 = \frac{1}{4} M^2 \int_{-\infty}^{+\infty} V^2 d(Q_{SC}, V, t) dV / \int_{-\infty}^{+\infty} V d(Q_{SC}, V, t) dV$$

$$-\bar{E}^2 = \frac{M^2}{4} [F_3/F_2 - (F_1/F_2)^2], \quad (19)$$

其中

$$F_3(t_N) = \sum_{L=1}^{NL} \frac{e^{-\frac{(Q_{SC}-Q_c^L)^2}{2\Sigma QQ^L}}}{\sqrt{2\pi\Sigma QQ^L}} \left\{ \frac{15}{4} \left(\frac{2\Delta^L}{\Sigma QQ^L} \right)^2 \cdot V_{\text{eff}}(Q_{SC}) \right.$$

$$\left. + 5(2\Delta/\Sigma QQ^L) \cdot V_{\text{eff}}^3(Q_{SC}) + V_{\text{eff}}^5(Q_{SC}) \right\}.$$

所有公式中 $V_{\text{eff}}(Q_{SC})$ 为 L 布朗粒子在断点上的等效速度见表达式 (17) 式下。

上述各力学量数值结果及其对应 Kramers 公式结果均列入表 1 中。比较两种方法的结果看到,平均动能值完全一致,动能偏差行为上是一致的。

表 1 几个力学量数值结果

$\mu_0(10^{-24}$ MeV· sec/fm ³)	$\lambda_f(10^{22}/$ sec)	$\lambda_f^K(10^{22}/$ sec)	$t_{zp}(10^{-22}$ sec)	$t_{BS}(10^{-22}$ sec)	$t_{BS}^K(10^{-22}$ sec)	$\bar{E}(\text{MeV})$	$\bar{E}^K(\text{MeV})$	$\sigma_E^2(\text{MeV}^2)$	$\sigma_E^{2K}(\text{MeV}^2)$
0.005	—	1.875E-6	—	—	14.28	—	29.49	0.03	2.284
0.01	3.938E-5	3.815E-6	—	—	14.28	28.72	29.48	0.04	2.321
0.02	7.133E-5	7.630E-6	—	11.84	14.28	—	29.45	0.06	2.392
0.05	1.215E-4	1.875E-5	340	14.48	14.30	28.36	29.38	0.40	2.604
0.2	2.914E-4	7.630E-5	300	14.19	14.41	28.57	29.04	2.776	3.640
0.5	3.667E-4	1.874E-4	250	13.64	14.59	28.21	28.37	17.17	5.595
1.0	2.793E-4	1.835E-4	150	13.71	15.00	29.34	27.28	22.06	8.532
5.0	1.836E-4	1.551E-4	50	15.68	17.65	19.28	20.43	21.06	21.33
30.0	6.726E-5	6.623E-5	30	31.85	41.50	5.10	5.51	10.75	11.97
50.0	5.854E-5	4.287E-5	60	49.61	64.18	3.15	3.62	4.18	7.266
100.0	2.319E-5	2.226E-5	190	68.25	123.65	1.87	2.62	2.62	4.465
500.0	8.483E-6	4.511E-6	300	96.00	170.11	0.45	2.26	0.67	3.420

注：带上标 K 者为 [9] 中 Kramers 近似公式结果。

(18)

五、结 束 语

本文模拟的布朗粒子扩散图象及裂变中各动力学量的计算结果从物理上考虑是合理的,进一步说明 Monte-Carlo 方法模拟裂变过程^[8]是可行的。当然用 Monte-Carlo 方法模拟裂变过程处于摸索阶段,要解释复杂的裂变机制问题还需要模拟中子竞争及求解多维的 F-P 方程。用数值差分方法求解多维的 F-P 方程遇到了许多困难(主要是计算量大),而 Monte-Carlo 方法为我们提供了求解多维 F-P 方程的新途径。同时也为模拟中子竞争过程打下了基础。

100

确,我

办时间
直)。

感谢西德慕尼黑科技大学 H. Hofmann 教授, 北京大学胡济民教授的有益讨论和提供的有关资料, 并向国防科大 202 教研室全体同志给予的计算机时和物质帮助表示谢意。

参 考 文 献

- [1] I. 普里戈金, “非平衡态统计力学”。
- [2] H. A. Kramers, *Physica*, **U11**(1940), 284.
- [3] H. Hofmann, “Talk at the Topic Meeting on Phase Approach to Nuclear Dynamics”, Sep., 1985, Trieste Italy.
- [4] 吴锡真、卓益忠, 高能物理与核物理, **4**(1980), 113.
- [5] E. Holob, D. Hilscher et al., *Phys. Rev.*, **C28**(1983), 252.
- [6] D. J. Hinde, R. J. Charity et al., *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 986.
- [7] P. Grange, S. Hassani et al., *Phys. Rev.*, **C34**(1986), 209.
- [8] 李世东, “用 Monte-Carlo 方法模拟裂变过程”, 第三届全国 M-C 学术会议论文, 1986年10月, 苏州。
- [9] J. R. Nix, A. J. Sierk et al., *Nucl. Phys.*, **A424**(1984), 239.
- [10] 吴锡真、卓益忠等, 高能物理与核物理, **7**(1983), 716.
- [11] 卓益忠、冯仁发, 原子核物理, **6**(1984), 113.

EFFECT OF NUCLEAR VISCOSITY ON FISSION PROCESS

LI SHIDONG KUANG HUISHUN ZHANG SHUFA XING JINGRU

(National University of Defence Technology, Changsha)

ZHUO YIZHONG WU XIZHEN FENG RENFA

(Institute of Atomic Energy, Beijing)

ABSTRACT

According to the fission diffusion model, the deformation motion of fission nucleues is regarded as a diffusion process of quasi-Brownian particles under fission potential, Through simulating such Brownian motion in two dimensional phase space by Monte-Carlo method, the effect of nuclear viscosity on Brownian particle diffusion is studied, Dynamical quantities, such as fission rate, kinetic energy distribution on scission, and so on are numerally calculated for various viscosity coefficients, The results are reasonable in physics, This method can be easily extended to deal with multi-dimensional diffusion problems.

来
物
一
趣
的
主
于
大
于
和
之
一