

用动力学模型计算 10.6 MeV/u $^{84}\text{Kr}(^{27}\text{Al}, \text{准裂变})$ 反应的裂变时间*

叶巍 沈文庆 马余刚 冯军

(中国科学院上海原子核研究所 上海 201800)

T. Nakagawa K. Yuasa-Nakagawa

(The Institute of Physical and Chemical Research, RIKEN, Wako, Saizama, 351-01, Japan)

1995-11-28 收稿

摘 要

用单体耗散模型对 10.6 MeV/u ^{84}Kr 在 ^{27}Al 上引起的准裂变反应进行了计算, 结果表明该准裂变反应的准裂变时间大于 $200 \times 10^{-22} \text{ s}$. 发现对本反应系统, 准裂变的出现至少需要 8 MeV/u 阈能.

关键词 裂变时间, 准裂变, 阈能, 单体耗散模型.

1 引 言

核耗散的大小和特性以及它与原子核粘滞性的关系是当今核物理中令人感兴趣的问题之一^[1]. 裂变过程动力学作为理解原子核粘滞性的一种可能途径而受到广泛注意^[2-7]. 实验上测出, 在激发能很高的情况下, 从裂变过程中发射出来的带电粒子、中子和 γ 射线, 断点前发射要高于统计模型的预计. 通常人们把它归结于真实的裂变时间长于统计模型计算的裂变时间, 并把这种现象称为裂变延迟. 有人用裂变系统从平衡构形到断点构形的动力学演化来解释多出的部分, 也有很多作者通过断点前发射的粒子来提取裂变的时间标度^[8-10], 这样提取的裂变时间通常在 $10^{-20} \sim 10^{-19} \text{ s}$ 之间, 它的大小取决于轰击能及系统的大小和角动量.

对 10.6 MeV/u $^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$ 反应, T. Nakagawa 等人^[11] 为了拟合断点前带电粒子多重性, 在统计模型中引入了 $200 \times 10^{-22} \text{ s}$ 的裂变延迟时间, 并认为在这段时间内, 裂变不与粒子蒸发竞争, 超出统计模型估计的部分就是在此间发射的. 由于目前还无法从实验上很好地区分准裂变和熔合裂变, 因此通过实验上的带电粒子多重性来提取的这个裂变延迟时间, 实际上是熔合裂变和准裂变的平均结果. 目前正在进一步对该实验上测到的 γ 多重性加窗来研究与碎片符合的带电粒子多重性, 从而导出裂变延迟时间和角动量的关系. 对碎片相关的带电粒子的方位角分布和方位角关联分析表明, 这些带电粒子的

*国家自然科学基金资助.

确是从转动的组合系统(断点前)发射出来的, 提取的裂变延迟时间和文献[11]在误差范围内一致.

用反应动力学程序 HICOL 对该反应系统作了计算, 并模拟了在不同角动量下, 原子核的形状随时间的演变, 从中提取出准裂变时间大于 200×10^{-22} s.

2 计算模型

Feldmeier 的重离子反应动力学轨道计算是基于粒子交换模型和单体耗散模型之上的^[12], 摩擦用粒子通过窗及和壁的碰撞来解释. 在该模型中, 保证体积守恒. 核的形状用三个宏观自由度来描述: 两核质心间的距离 S , 表征颈的大小和形变量度的 σ , 它等于颈的体积除以总的体积和质量不对称性 Δ , 定义为 $\frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2}$. 另外, 还有相对转动 θ 及两个核的本征转动 θ_1, θ_2 三个描述转动的自由度. 因此, 一共用六个宏观自由度即 $\{S, \sigma, \Delta, \theta, \theta_1, \theta_2\}$ (用 $q = \{q_i, i=1, 2, \dots, 6\}$ 表示) 来描述核反应过程的动力学. 运动方程是:

$$\dot{q}_i = \sum_j (M^{-1})_{ij} p_j, \quad (1)$$

$$\dot{p}_i = \frac{\partial T}{\partial q_i} - \frac{\partial (V_n + V_C)}{\partial q_i} - \sum_j R_{ij} (M^{-1} p)_j, \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial q_k} = -\frac{1}{2} \sum_{ij} \frac{\partial M_{ij}}{\partial q_k} \dot{q}_i \dot{q}_j. \quad (3)$$

式中核势 V_n 是用汤川加指数型折叠函数对双核系统的体积积分求出

$$V_n = -\frac{C_s}{8\pi^2 r_o^2 a^3} \iint d^3r d^3r' \left(\frac{1}{a} - \frac{2}{|r-r'|} \right) \exp\left(\frac{-|r-r'|}{a} \right), \quad (4)$$

其中参量通过拟合实验上已经知道的原子核质量和裂变位垒大小而得出. $C_s = \alpha_s \left[1 -$

$K_s \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2 \right]$, $\alpha_s = 21.7$ MeV, $K_s = 3$, $r_o = 1.28$ fm, $a = 0.65$ fm. 库仑势是对双核系统的

体积积分求出

$$V_C = \frac{1}{2} \rho_c^2 \iint d^3r d^3r' |r-r'|^{-1}, \quad (5)$$

这里 ρ_c 是电荷密度.

对形状自由度, 惯性张量 M_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$) 是对无旋转动作近似的 Werner-Wheeler 方法求出

$$M_{ij} = \rho_m \pi \int \frac{1}{2} B_i B_j + P^2(z; q) A_i A_j dz. \quad (6)$$

这里, ρ_m 是核的质量密度, 矢量 \mathbf{A} , \mathbf{B} 定义如下:

$$\mathbf{A}_i = C_i - \frac{\partial Z_{c.m.}}{\partial q_i}, \quad \mathbf{B}_i = \frac{1}{2} \frac{\partial P^2(z; q)}{\partial z} C_i + \frac{1}{2} \frac{\partial P^2(z; q)}{\partial q_i}.$$

这里,

$$C_i = -\frac{1}{P^2(z; q)} \int_{z_{\min}}^z \frac{\partial P^2(z'; q)}{\partial q_i} dz', \quad \frac{\partial Z_{c.m.}}{\partial q_i} = \frac{\pi}{V_o} \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \frac{\partial P^2(z; q)}{\partial q_i} z dz,$$

$$Z_{c.m.} = \frac{\pi}{V_o} \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} P^2(z; q) z dz.$$

$P(z; q)$ 是描述核的表面的函数, 二核的连线定义为 Z 轴, 有关细节见文献[13].

摩擦张量 R_{ij} 是在一体窗加壁耗散基础上, 用一个通过窗进行粒子交换的模型求出的^[14]. 因此整个动力学轨道计算中没有任何可调的自由参数.

3 计算结果

HICOL 是一个轨道计算程序, 在计算中假设了一个具有颈形成的两体过程. 我们用它对 $10.6 \text{ MeV/u } ^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$ 反应进行了计算. 图 1(a) 是角频率 ω 在转动碰撞过程中随时间的变化. 在 $25 \times 10^{-22} \text{ s}$ 时, 类弹、类靶以及它们之间的相对角频率变得一致. 这表明炮弹和靶已经粘在一起并以共同的角频率转动. (b) 是两核质心间的距离随时间的演化, 在一个很短的时间内, 距离达到最小, 然后又逐渐变大, 说明这个反应应在

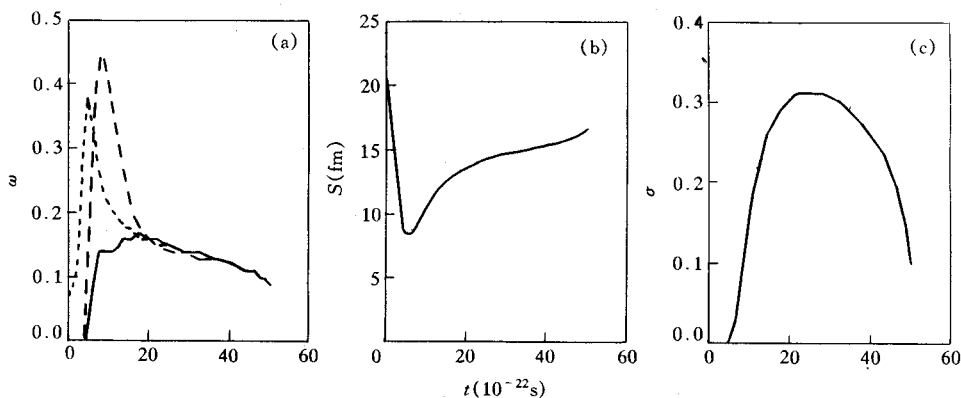


图1 角动量为 $100\hbar$ 时有关量随时间的演化

- (a) 角频率随时间的变化. 长虚线和实线分别代表类靶和类弹的角频率, 短虚线代表它们之间的相对转动角频率.
 (b) 两核质心间的距离与时间的关系. (c) 颈的大小随时间的演化.

$L=100\hbar$ 时不是熔合反应, 因为对熔合反应, 距离在达到最小之后不会随时间发生大的变化. 因此在某种程度上, 距离随时间的演化可以用来区分熔合反应和其它反应. 颈随时间的变化见图 1(c). 从图上可以看出, 在 $25 \times 10^{-22}\text{s}$ 时, 颈达到最大, 在此处集中了该反应系统大约 1/3 的物质, 随着时间的增加, 颈逐渐减小.

为了更仔细的研究这个反应, 我们还计算了两碎片分离时其它物理量与角动量的关系. 偏转角与角动量的关系见图 2(a). 当角动量从 $140\hbar$ 减小到 $83\hbar$, 偏转角相应的就

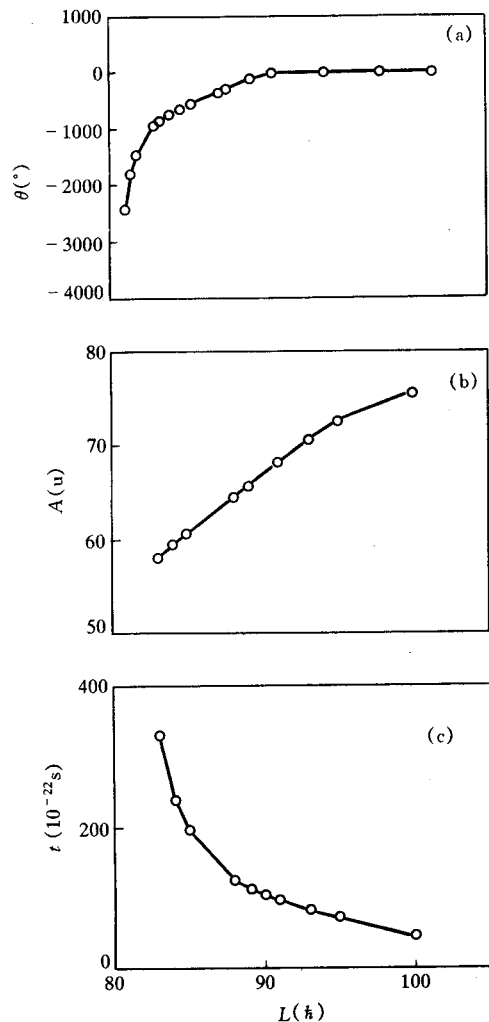


图2 偏转角、类弹质量和断点时间与角动量的关系

- (a) 偏转角与角动量的关系.
- (b) 类弹的质量随角动量的变化.
- (c) 断点时间的角动量相关性.

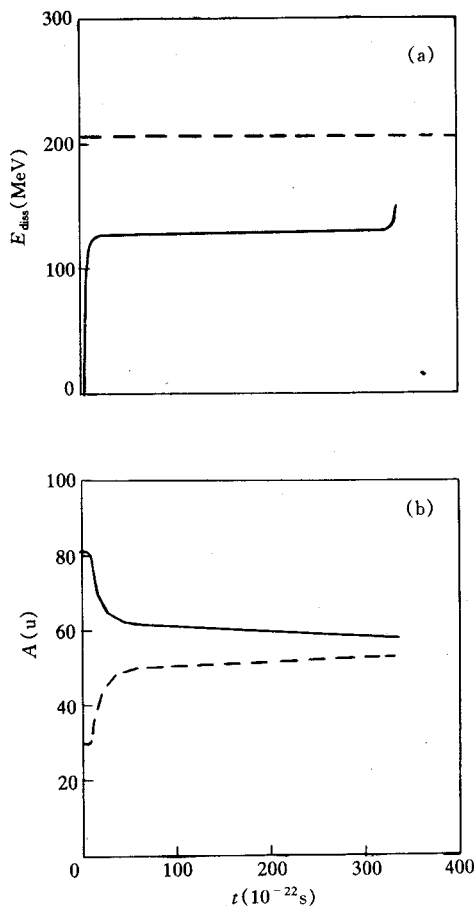


图3 $^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$ 反应在 $L=83\hbar$ 时动能耗散和碎片质量随时间的演化

(a) 热能作为时间的函数.

实线是 E_{diss} , 虚线是形成完全平衡的复合核的激发能 $E_{\text{ex}}^* = Q_{\text{gs}}^{\text{fusion}} + E_{\text{cm}}$.

(b) 类弹和类靶的质量在碰撞中的演化.

实线和虚线分别代表类弹和类靶的质量.

从 0° 变到 -2500° ，这意味着两核粘在一起共同转了 8 圈，接近熔合了。图 2(b) 是类弹的质量与角动量的关系。随着角动量的减小，质量的转移也越来越多，在角动量是 $100\hbar$ 时，炮弹转移给靶不足 10 个核子，这时的反应机制是深部非弹性散射。当入射的角动量减小时，弹靶的重叠区会增大，两核交换的核子数也随之增多。在角动量是 $83\hbar$ 时，重碎片的质量数是 58，这个值接近熔合时复合核的质量数的一半，这说明炮弹和靶之间已经进行了充分的交换，此时的反应机制已经不是深部非弹性散射，而是一种新的反应机制，有人称它为准裂变。这是一种介于深部非弹性散射和熔合之间的机制，因此也就带有两者的某些特征。即保留了入射道的某些记忆，又有熔合反应的某些特点，如能量、质量可能完全弛豫。从图中可以看出随着角动量减小，反应机制相应的从准弹和深部非弹演变到准裂变最后到全熔合，这是一个逐渐演变的过程，可以说 $83\hbar$ 左右有几个分波贡献给了准裂变反应。由于准裂变的存在以及很难从实验上把它的产物和熔合裂变的产物区分开，从而给从实验上精确地确定熔合截面的大小造成困难。从图 2(c) 可见断点时间随角动量的减小增加的很快，这是因为两核之间的作用随着角动量的减小越来越强，两核的分离也因此越来越困难。

图 3(a) 给出了 $^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$ 反应在角动量是 $83\hbar$ 时热能 E_{diss} (总的能量损失) 随时间的演化。有效动能在 $20 \times 10^{-22}\text{s}$ 时被全部耗散掉，被耗散掉的能量转化成了系统的热能。对本反应系统， E_{diss} 稳定在平衡能量下面 80MeV 处，非热能 $E_{\text{cq}}^* - E_{\text{diss}}$ 被冻结在转动和形变自由度中，它在能量弛豫的最后阶段释放出来(见图 3(a) 和文献[15, 16])。而对 10.6MeV/u $^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$ 这部分能量在 E_{cq}^* 中占的比份，要比诸如 18MeV/u $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}^{[16]}$ 反应大得多。图 3(b) 是该反应系统在角动量 $83\hbar$ 时类弹和类靶的质量在碰撞中随时间的演化。类弹和类靶的质量在碰撞中的演化开始很快，然后缓慢变化，到 $300 \times 10^{-22}\text{s}$ 时，质量才弛豫。可见， E_{diss} 达到弛豫的时间要早于质量达到弛豫的时间。

在碎片分离时，总的能量损失 $TKEL$ 与角动量的关系见图 4。这里的 $TKEL$ 是指两核分开后的总的能量损失。随着角动量的减小，将会有更多的动能转化成核的热能，因此 $TKEL$ 会随之增加。但在角动量低于 $100\hbar$ 后， $TKEL$ 随角动量变化不大。这是因为有效动能已经全部转化成了热能。大于这个角动量的分波属于能量没有达到全弛豫的深部非弹，小于这个角动量的分波相应于能量已经全弛豫的深部非弹，反应随角动量进一步减小向准裂变演变。

核裂变反应的时间通常分为三段，即形成复合核的时间、复合核演变到鞍点的时间和鞍点到断点的时间。裂变的时间标度是一个很重要的物理量，它对原子核粘滞性的大小非常敏感，粘滞性越大，原子核裂变越慢，因此到达断点的时间越长。许多人通过研究断点前粒子多重性的大小来提取这个量。例如，对本反应系统，T. Nakagawa 等人通过引入 $200 \times 10^{-22}\text{s}$ 的裂变延迟时间拟合了断点前的粒子多重性，并推断这段时间是在鞍点到断点之间。我们用 HICOL 计算了 $^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$ 碰撞的演化(见图 5)，通过模拟在不同角动量下核体系的形状随时间的演变来提取裂变延迟时间。由图 5 可见，随着角动量的减小，反应机制相应的从准弹和深部非弹 ($L=100\hbar, 95\hbar$) 演变到准裂变 ($L=85\hbar$)，最后达到熔合 ($L < 83\hbar$)。角动量越小，原子核形状的演化越慢，而且要经历更大的形变。形状自由度的弛豫比质量的弛豫需要更多的时间。在角动量为 $100\hbar$ 时，断点时间

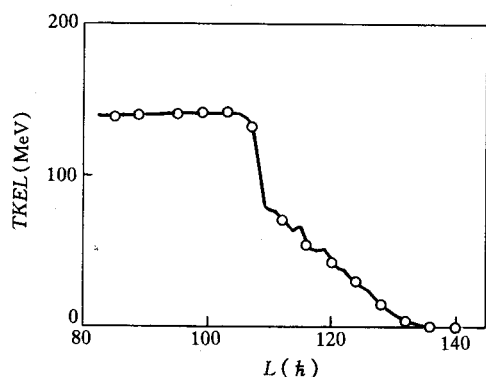


图4 总的能量损失与角动量的关系

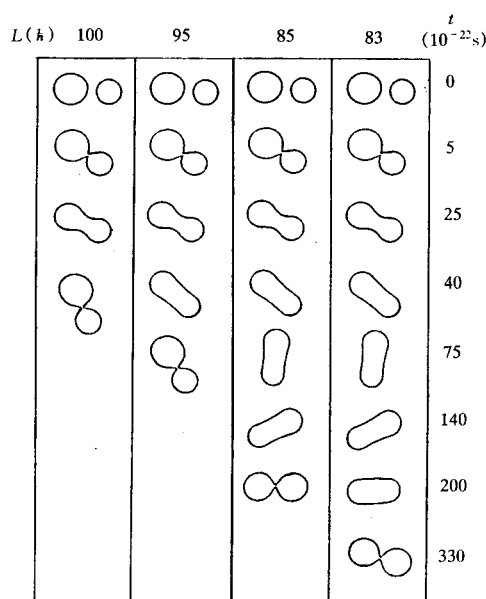


图5 $^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$ 反应在不同角动量下核体系的形状随时间的演化

是 48×10^{-22} s, 这里的断点时间定义为两核从刚开始接触到最后分开所经历的时间. 当角动量减小到 $85 \hbar$ 时, 断点时间就增加到 195×10^{-22} s, 在 $83 \hbar$ 时, 断点时间为 300×10^{-22} s, 这是因为需要用更多的时间转移更多的质量. 这个结果支持裂变延迟时间大于 200×10^{-22} s, 这与 T. Nakagawa 等人引入的裂变延迟时间在量级上是一致的.

从图6可以看出, 随着轰击能的增加, 准裂变的份量在不断加重. 在轰击能量达到阈值以后, 才开始出现准裂变. 这个阈值在 $7.3 - 8 \text{ MeV/u}$ 之间, 在这段轰击能量范围内, 断点时间出现了跃变. 这种跃变与反应机制的变化有关. 在 8 MeV/u 以下反应机制主要是准弹、深部非弹和熔合反应, 8 MeV/u 以上出现了准裂变. 准裂变反应中的能量和质量都已达到弛豫. 轰击能量在 8 MeV/u 时准裂变反应的裂变时间随 L 减小, 从 10^{-21} s 增加到 10^{-19} s. 这个阈

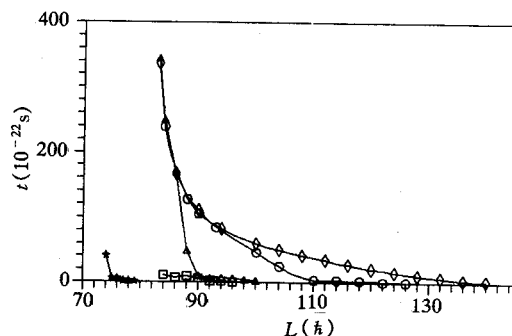


图6 $^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$ 碰撞中断点时间随轰击能和角动量的变化
★, □, △, ○ 和 ◇ 依次代表轰击能量 5.8, 7.3, 8, 10.6, 15 MeV/u.

值以上, 随轰击能增加, 准裂变的分波在很快增加, 但随 L 增加的准裂变的裂变时间在减小. 由于 HICOL 是一个轨道计算程序, 因此它不能对全熔合裂变延迟现象的产生和演变作出说明. 计算结果强烈建议进行 $8 \text{ MeV/u } ^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$ 及 $15 \text{ MeV/u } ^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$ 的裂变碎片和发射带电粒子的符合实验, 在低轰击能将基本没有准裂变的影响, 而高轰击

能处有较多分波贡献给准裂变.

4 讨 论

总之, 我们对 $10.6 \text{ MeV/u } ^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$ 的准裂变反应进行了研究, 提取了该反应的裂变时间大于 $200 \times 10^{-22} \text{ s}$. 在角动量小于 $83 \hbar$ 时系统发生全熔合, 而在 $83 \hbar$ 以上有几个分波贡献给准裂变, 随角动量减小裂变时间逐渐增加. 并发现轰击能在 8 MeV/u 以上存在准裂变, 而在 8 MeV/u 以下, 反应是准弹、深部非弹和熔合反应. 8 MeV/u 可以认为是本反应系统出现准裂变的阈能. 因为核的裂变是一个大尺度的集体运动, 其中核的耗散起了很重要的作用. 通过研究核的裂变, 可获得有关核的耗散强度的信息, 也就是在重离子诱导的裂变反应中, 核的裂变是像水一样的一个弱阻尼运动还是像蜂蜜一样的一个过阻尼运动. 耦合粒子发射的 Langevin 方程或 Smoluchowski 方程将更适合于这类研究. 用这类方程拟合实验的裂变反应在断点前发射的粒子多重性可直接提取出核的粘滞系数. 对 $10.6 \text{ MeV/u } ^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$ 系统的这类研究工作, 正在进行中. 早期, 人们希望能通过重离子反应形成超重核, 由于熔合截面很小, 而且还必须从大量的深度非弹性事件中才能挑选出一个熔合事例以及许多其它困难, 因此形成超重核的努力一直不是很成功. 然而如果这些非常重的核的裂变过程很慢, 也就是说这些重核的裂变时间被拉长的话, 那么热的熔合反应可以被用来产生存在一段时间的超重元素, 因此人们也就可以研究高激发能情况下这些超重核的性质, 例如, 研究同熔合裂变事件符合的巨偶极共振 (GDR) 的 γ 多重性可以对这些短暂存在的超重核的形状提供信息. 这类重系统裂变时间延迟的计算及相应的巨偶极共振 γ 的特性的计算也在进行之中.

参 考 文 献

- [1] D. Fabris *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **73** (1994) 2676.
- [2] J. Rayford *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A428** (1984) 161c.
- [3] J. Marten *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A545** (1992) 854.
- [4] D. Cha *et al.*, *Phys. Rev.*, **C46** (1992) 306.
- [5] I. I. Gontchar *et al.*, *Phys. Rev.*, **C47** (1993) 2228; *Nucl. Phys.*, **A551** (1993) 497.
- [6] P. Frobrich *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A556** (1993) 281.
- [7] Yu. A. Lazarev *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **70** (1993) 1220.
- [8] J. P. Lestone *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **67** (1991) 1078; *Nucl. Phys.*, **A559** (1993) 277.
- [9] D. J. Hinde *et al.*, *Phys. Rev.*, **C45** (1992) 1229; *Nucl. Phys.*, **A553** (1993) 255c.
- [10] H. Ikezoe *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A538** (1992) 299c; *Phys. Rev.*, **C49** (1994) 968.
- [11] T. Nakagawa *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A583** (1995) 149; *Phys. Lett.*, **B351** (1995) 77.
- [12] H. Feldmeier, *Rep. Prog. Phys.*, **50** (1987) 915.
- [13] H. Feldmeier, *J. Phys. Soc. JPN*, **54**, Suppl. II, p. 246.
- [14] Wojciech Przystupa, *Nucl. Phys.*, **A572** (1994) 153.
- [15] K. Siwek-Wilczynska *et al.*, *Phys. Rev.*, **C48** (1993) 228.
- [16] K. Siwek-Wilczynska *et al.*, *Phys. Rev.*, **C51** (1995) 2054.

Fission Time of the Reaction of $10.6 \text{ MeV/u } ^{84}\text{Kr} (^{27}\text{Al}, \text{Quasi-fission})$ in Dynamical Model

Ye Wei Shen Wenqing Ma Yugang Feng Jun

(Institute of Nuclear Research, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

T. Nakagawa K. Yuasa-Nakagawa

(The Institute of Physical and Chemical Research, RIKEN, Wako, Saitama, 351-01, Japan)

Received 28 November 1995

Abstract

The dynamical calculation of quasi-fission reaction induced by $10.6 \text{ MeV/u } ^{84}\text{Kr}$ on ^{27}Al is performed using one-body dissipation model. The calculation suggests a fission time larger than $200 \times 10^{-22} \text{ sec}$. It is found that the threshold for emergence of quasi-fission in the reaction system is 8 MeV/u .

Key words fission time, quasi-fission, threshold energy, one-body dissipation model.