

文章编号: 1007-4627(2017)03-0529-05

## 同位旋对用裂变截面探测鞍点前摩擦的影响

田 舰, 叶 巍<sup>†</sup>

(东南大学物理系, 南京 210096)

**摘要:** 耦合了轻粒子发射的随机 Langevin 模型被用于计算三个 Bi 裂变系统因核耗散效应引起的相对于标准统计模型预计的裂变截面值的变化,  $\sigma_f^{\text{drop}}$  作为激发能的函数。发现  $^{209}\text{Bi}$  的  $\sigma_f^{\text{drop}}$  要大于  $^{202}\text{Bi}$  和  $^{195}\text{Bi}$  的  $\sigma_f^{\text{drop}}$ , 这表明高同位旋系统  $^{209}\text{Bi}$  的裂变截面对摩擦强度有更大的敏感性。该结果建议, 当实验上使用裂变激发函数来更精确地提取鞍点前摩擦强度时, 应产生具有高同位旋的复合核。进而, 通过 Langevin 计算拟合  $p+^{206}\text{Pb}$  和  $p+^{209}\text{Bi}$  反应的裂变激发函数数据, 提取的鞍点前摩擦强度为  $(3\sim 5)\times 10^{21}\text{ s}^{-1}$ 。

**关键词:** 鞍点前摩擦强度; 裂变激发函数; 同位旋效应; Langevin 模型

**中图分类号:** O571.6    **文献标志码:** A    **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.34.03.529

### 1 引言

核-核碰撞过程中的耗散效应在熔合动力学、深度非弹性碰撞、热核退激等过程中都起到了重要的作用。特别是它对高激发裂变核衰变性质的影响是目前的一个研究热点。大量实验中测量的断点前粒子多重性和蒸发残余截面都明显高于标准统计模型的预计, 理论与实验的显著偏差被认为是由于计算中没有包含摩擦效应<sup>[1-8]</sup>。

虽然不同的实验探针, 如粒子多重性、蒸发残余自旋分布、裂变碎片的电荷分布宽度等被用于鞍点前耗散特性的研究, 但核耗散的性质和强度仍有很大的不确定性<sup>[9]</sup>。因为轻粒子可以在整个裂变过程中发射, 而且实验上也不能很好地区分鞍点前和鞍点到断点之间的发射, 因此基于粒子多重性来提取鞍点前的摩擦强度并不精确。然而, 裂变几率是由鞍点内的摩擦强度决定的。裂变和蒸发是两个相互竞争的衰变道。摩擦效应延迟了裂变, 这会增加粒子发射并降低裂变几率。因此裂变截面是考察鞍点前摩擦强度的一个基本而且敏感的物理量<sup>[10,11]</sup>。

近期的研究<sup>[12,13]</sup>表明, 系统的同位旋对轻粒子和巨偶极共振  $\gamma$  光子的发射有明显的影响。本文基于 Langevin 模型研究同位旋在用裂变截面探测鞍点前摩擦中的作用。该随机途径已被成功地用于解释在不同激发能、角动量和裂变参数条件下的熔合-裂变反应数据<sup>[4,6]</sup>。此外, 通过拟合质子诱导的  $^{210}\text{Po}$  和  $^{209}\text{Bi}$  系统

的裂变激发函数数据<sup>[14]</sup>, 我们提取了鞍点前的摩擦强度。

### 2 理论模型

已有的研究工作<sup>[15-17]</sup>指出, 热核系统的驱动力应包含热力学修正。因此, 在 Langevin 方程中, 应使用自由能来描述系统衰变的动力学过程, 其形式如下:

$$\begin{aligned} \frac{dq}{dt} &= \frac{p}{m}, \\ \frac{dp}{dt} &= \frac{p^2}{2m^2} \frac{dm}{dq} - \frac{\partial F}{\partial q} - \beta p + \sqrt{m\beta T} \Gamma(t). \end{aligned} \quad (1)$$

这里,  $q$  为形变坐标;  $p$  为其共轭动量;  $F$  为自由能;  $T$  是核温度。约化粘滞系数  $\beta = \gamma/m[1,3,4,10,11,15]$  表示摩擦系数与惯性质量参数的比值, 后者可通过对不可压缩流体的无旋转动作 Werner-Wheeler<sup>[18]</sup> 近似来计算。  $\Gamma(t)$  表示涨落力, 满足  $\langle \Gamma(t) \rangle = 0$  和  $\langle \Gamma(t)\Gamma(t') \rangle = 2\delta(t-t')$ 。

Langevin 方程中的自由能由下式决定:

$$F(q, T) = V(q) - a(q)T^2. \quad (2)$$

其中: 势  $V(q)$  用  $\{c, h, \alpha\}$ <sup>[19,20]</sup> 参数下的有限力程液滴模型<sup>[20]</sup> 来计算。形变坐标  $q$  通过公式  $q(c, h) = (3c/8)\{1 + \frac{2}{15}[2h + (c-1)/2]c^3\}$ <sup>[19]</sup> 来获得, 这里  $c$  和  $h$  分别对应拉长和颈自由度。形变依赖的势  $V(q)$  包含表面能、库仑能和转动能项。

收稿日期: 2016-12-07; 修改日期: 2017-03-30

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (11575044)

作者简介: 田舰(1990-), 男, 重庆人, 研究生, 从事原子核物理研究; E-mail: tian-jian@seu.edu.cn

<sup>†</sup> 通信作者: 叶巍, E-mail: yewei@seu.edu.cn

在构建方程 (2) 中的自由能  $F$  时, Ignatyuk<sup>[21]</sup> 给出的系数被用于计算形变相关的能级密度参数:

$$a(q) = 0.073A + 0.095A^{2/3}B_s(q), \quad (3)$$

其中:  $A$  是复合核的质量数;  $B_s$  是一个描述核表面形状的无量纲量<sup>[22]</sup> (对于球形核,  $B_s = 1$ )。

在裂变过程中, 粒子的发射宽度用下式计算<sup>[23]</sup>:

$$\Gamma_\nu = (2s_\nu + 1) \frac{m_\nu}{\pi^2 \hbar^2 \rho_C(E_{\text{intr}}^*)} \times \int_0^{E_{\text{intr}}^* - B_\nu} d\varepsilon_\nu \rho_R(E_{\text{intr}}^* - B_\nu - \varepsilon_\nu) \varepsilon_\nu \sigma_{\text{inv}}(\varepsilon_\nu), \quad (4)$$

$s_\nu$  ( $\nu = n, p, \alpha, d, \gamma$ ) 代表发射粒子  $\nu$  的自旋,  $m_\nu$  为发射粒子和子核的约化质量。  $B_\nu$  和  $\varepsilon_\nu$  分别表示被发射粒子的结合能和动能。  $\rho_C(E_{\text{intr}}^*)$  和  $\rho_R(E_{\text{intr}}^* - B_\nu - \varepsilon_\nu)$  分别表示复合核与子核的能级密度。  $E_{\text{intr}}^* [= E^* - V(q) - E_{\text{coll}}(q)]$  是系统的内部激发能,  $E^*$  为系统的总激发能,  $V(q)$  是势能,  $E_{\text{coll}}(q)$  是与系统集体自由度有关的动能。因为能级密度在公式 (4) 中的分子和分母上都出现, 对较高激发能和非超重核区域的衰变, 能级密度公式中的指数前因子对粒子发射宽度的影响可以忽略<sup>[4]</sup>。于是在实际计算中使用的依赖于激发能  $E_{\text{intr}}^*$ 、角动量  $J$  和形变  $q$  的能级密度公式为  $\rho(E_{\text{intr}}^*, J, q) \propto (2J+1) \exp[2(a(q)E_{\text{intr}}^*)^{1/2}]/(E_{\text{intr}}^*)^2$ <sup>[24,21,4]</sup>。

逆反应截面  $\sigma_{\text{inv}}(\varepsilon_\nu)$  用下式计算

$$\sigma_{\text{inv}}(\varepsilon_\nu) = \begin{cases} \pi R_\nu (1 - V_\nu/\varepsilon_\nu) & \varepsilon_\nu > V_\nu, \\ 0 & \varepsilon_\nu < V_\nu. \end{cases} \quad (5)$$

这里,  $R_\nu = 1.21[(A - A_\nu)^{1/3} + A_\nu^{1/3}] + \frac{3.4}{\varepsilon_\nu^{1/2}} \delta_{\nu,n}$ , 其中  $A_\nu$  ( $\nu = n, p, \alpha, d$ ) 表示轻粒子的质量数。带电粒子的库仑发射位垒  $V_\nu = \frac{(Z - Z_\nu)Z_\nu K_\nu}{R_\nu + 1.6}$ , 其中  $K_\nu = 1.15(1.32)$  对质子 (对  $\alpha$  和  $d$  粒子)。

当粒子发射后, Langevin 方程中的自由能和温度会被重新计算, 动力学演化过程继续进行。当衰变系统到达断点时, 则被认为是一次裂变事件。我们的计算考虑了粒子的多次发射和高阶裂变。裂变几率和粒子多重性可通过计算相应的事件数得到。

与文献 [4,6,16] 报导的 Langevin 计算类似, 在求解动力学方程 (1) 时, 初始条件被假定为是具有激发能  $E^*$  并具有热平衡动量分布的球形复合核。Langevin 计算中的轨道角动量  $l$  是通过抽样方程 (6) 表示的复合核自旋分布获得的。

$$\frac{d\sigma(l)}{dl} = \frac{2\pi}{k^2} \frac{2l+1}{1 + \exp[(l - l_c)/\delta l]}, \quad (6)$$

上式中  $k$  为相对运动波数,  $l_c$  和  $\delta l$  分别表示临界角动量和弥散度。对质子诱导的反应, 它们用与表面摩擦模型<sup>[25]</sup> 一致的标度律公式计算<sup>[4]</sup>。  $l_c$  的计算式为

$$l_c = \sqrt{4.16(E_{\text{c.m.}} - 7.21) - 1.7E_{\text{c.m.}}}/(\pi\lambda^2), \quad (7)$$

其中,  $E_{\text{c.m.}} = E_{\text{lab}}A_T/(A_T + A_P)$ ,  $\lambda = \hbar(A_T + A_P)/A_T/\sqrt{2A_P m_{\text{nuc}}E_{\text{lab}}}$ ,  $E_{\text{lab}}$  为入射能,  $m_{\text{nuc}}$  为中子质量。  $A_P$  和  $A_T$  分别是炮弹和靶核的质量数。弥散度  $\delta l$  的表达式为

$$\delta l = \begin{cases} \left[ (A_P A_T)^{3/2} \times 10^{-5} \right] [1.5 + 0.02(E_{\text{c.m.}} - 17.21)] & \text{当 } E_{\text{c.m.}} > 17.21, \\ \left[ (A_P A_T)^{3/2} \times 10^{-5} \right] [1.5 - 0.04(E_{\text{c.m.}} - 17.21)] & \text{当 } E_{\text{c.m.}} < 17.21. \end{cases} \quad (8)$$

### 3 结果与讨论

本工作考虑三个具有不同同位旋 (定义为衰变系统的中子数与质子数的比值,  $N/Z$ ) 的 Bi 系统, 即 <sup>195</sup>Bi、<sup>202</sup>Bi 和 <sup>209</sup>Bi。在衰变过程中, 粒子蒸发和裂变有很强的关联。核耗散能增强粒子发射, 减小裂变截面。采用类似于 Lazarev 等<sup>[26]</sup> 的方法, 我们定义因核耗散引起的标准统计模型预计的裂变截面相对于动力学模型计算值的相对下降,  $\sigma_f^{\text{drop}}$ :

$$\sigma_f^{\text{drop}} = \frac{\langle \sigma_f^{\text{SM}} \rangle - \langle \sigma_f^{\text{dyn}} \rangle}{\langle \sigma_f^{\text{SM}} \rangle}, \quad (9)$$

$\sigma_f^{\text{drop}}$  随摩擦强度  $\beta$  的变化幅度能直接反映核耗散对裂变截面的影响程度。  $\sigma_f^{\text{drop}}$  越大表明耗散对裂变截面的影响就越大, 也即裂变截面对摩擦强度越敏感。

图 1(a) 展示了三个 Bi 系统在角动量为  $15\hbar$ , 摩擦强度为  $4 \text{ zs}^{-1}$  ( $1 \text{ zs} = 10^{21} \text{ s}^{-1}$ ) 时,  $\sigma_f^{\text{drop}}$  作为激发能  $E^*$  的函数。可以看出, <sup>209</sup>Bi 的  $\sigma_f^{\text{drop}}$  值明显大于 <sup>202</sup>Bi 和 <sup>195</sup>Bi 的  $\sigma_f^{\text{drop}}$ , 说明裂变系统同位旋的增加能显著增强裂变截面对摩擦的敏感性。这是因为裂变位垒是系统质量数  $A$  的函数。系统越轻, 位垒就越低 (图 2), 也越有利于裂变。因此标准统计模型计算的轻 <sup>195</sup>Bi 系统的  $\sigma_f^{\text{SM}}$  最大, 这导致最小的  $\sigma_f^{\text{drop}}$  (见公式 9)。图 1(b) 是在  $l_c = 50 \hbar$  时的计算结果。虽然角动量的变化没有影响从图 1(a) 中获得的结论, 但从图 1(a) 可以明显看出, 低角动量时,  $\sigma_f^{\text{drop}}$  值变大。

结合图 1(a) 和图 1(b) 的结果, 我们建议当用裂变截面来约束鞍点前的摩擦强度时, 应选择由轻粒子诱

导形成的高同位旋裂变系统。为此, 本工作采用目前实验上可提供的由  $p+^{209}\text{Bi}$  反应形成的高同位旋衰变系统的裂变激发函数来提取鞍点前的摩擦强度。以前的研究中很少采用类似的实验数据。在这个意义上, 对轻离子诱导的裂变系统数据的解释不仅能对描述裂变过程的 Langevin 方程的普适性提供严格的检验, 而且也能对鞍点前的摩擦强度提供新的观点。

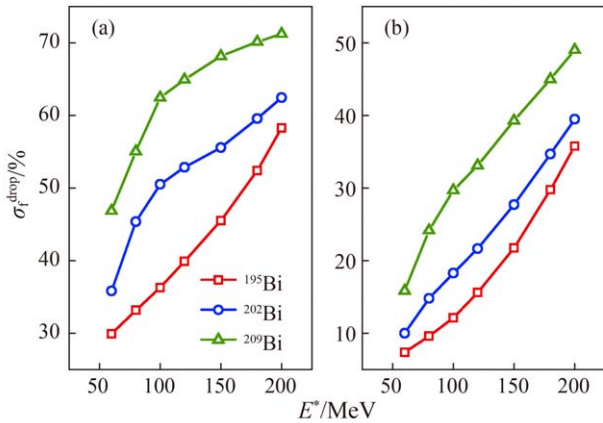


图 1 (在线彩图)  $^{195}\text{Bi}$ ,  $^{202}\text{Bi}$  和  $^{209}\text{Bi}$  系统的裂变截面变化  $\sigma_f^{\text{drop}}$  在 (a)  $l_c = 15h$  和 (b)  $l_c = 50h$  以及摩擦强度为  $4 \text{ zs}^{-1}$  时随激发能  $E^*$  的变化

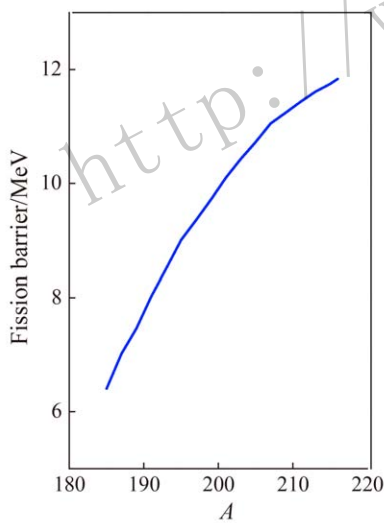


图 2 角动量为  $15 \hbar$  时, Bi 核的裂变位垒作为质量数  $A$  的函数

图 3 展示了在不同摩擦强度下, Langevin 模型给出的裂变截面与实验值的比较情况。很明显, 标准统计模型的估计要高于实验数据, 这说明引入耗散效应的必要性。在摩擦强度  $\beta = 3 \text{ zs}^{-1}$  时的 Langevin 计算仍高于测量的裂变截面。我们发现实验数据在  $\beta = 3.5 \text{ zs}^{-1}$  和  $\beta = 5 \text{ zs}^{-1}$  的计算值之间。稍微增加摩擦的强度,

如  $\beta = 6 \text{ zs}^{-1}$ , 理论计算就会明显偏离所有的实验点。这清楚地说明耗散在解释裂变数据中的重要性。

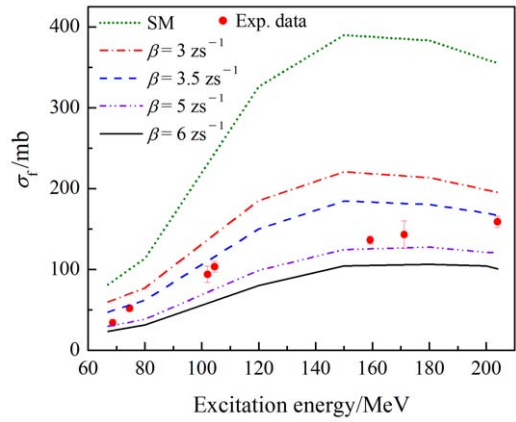


图 3 (在线彩图) 统计模型 (SM) 以及 Langevin 模型在不同摩擦强度下的计算值和  $p + ^{209}\text{Bi}$  反应测量的裂变激发函数数据 (●)<sup>[14]</sup> 的比较

图 4 是对  $p+^{208}\text{Pb}$  系统的理论计算和实验测量的比较, 从比较中提取的鞍点前摩擦强度为  $(3 \sim 5) \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ 。

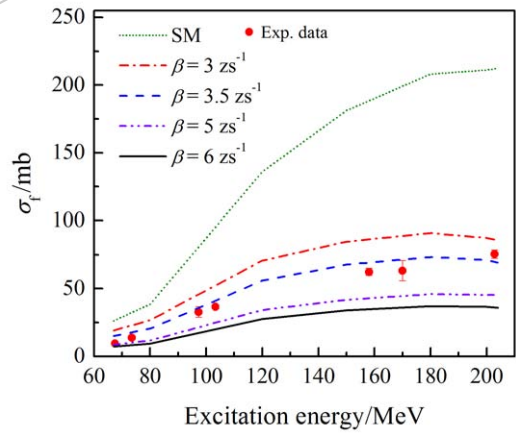


图 4 (在线彩图) 同图 3, 但对  $p + ^{208}\text{Pb}$  反应系统<sup>[14]</sup>

通过分析不同的观测, 早期的工作中报道了相应的摩擦强度值。例如, 通过断点前粒子多重性提取的摩擦强度为  $(5 \sim 8)^{[27]}$ ,  $(3 \sim 10)^{[28]}$ ,  $\sim 5^{[29]}$ ,  $< 10 \text{ zs}^{-1}[6]$ ; 对巨偶极共振  $\gamma$  光子发射和蒸发残余截面的拟合给出的摩擦强度为  $(4 \sim 6)^{[30]}$ ,  $< 8^{[31]}$ ,  $\leq 10 \text{ zs}^{-1}[3]$ ; 为了解释测量的蒸发残余自旋分布数据, 需要的摩擦强度为  $\sim 5 \text{ zs}^{-1}[7]$ ; 比较理论和实验的裂变碎片质量、动能分布数据给出的摩擦强度是  $5.5 \text{ zs}^{-1}[32]$ ; 近期对裂变碎片的电荷分布宽度的测量所建议的摩擦强度为  $(2 \sim 5) \text{ zs}^{-1}[33-35]$ 。

我们注意到这些工作给出的不同摩擦值与观测量的选取有关。因为不同的探针对摩擦强度的敏感程度是不

同的, 因此研究不同的实验条件下, 各种观测量对摩擦的敏感性就是十分必要的, 这有利于摩擦强度的精确确定, 正如在本工作中, 我们所开展的对系统同位旋在裂变截面对摩擦的敏感性中所起作用的考察。

#### 4 结论

在耦合了粒子发射的 Langevin 模型框架内, 我们研究了具有不同同位旋的三个 Bi 系统的裂变截面对耗散效应的敏感性。计算表明, 随着系统同位旋的增加, 该敏感性增强。该发现建议, 实验上产生具有高同位旋的裂变系统有利于通过裂变截面的测量来更精确地确定鞍点前的摩擦强度。进而, 通过拟合  $p + {}^{209}\text{Bi}$  ( ${}^{208}\text{Pb}$ ) 反应的裂变激发函数, 提取的鞍点前摩擦强度为  $(3 \sim 5) \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ 。

#### 参考文献:

- [1] HILSCHER D, ROSSNER H. *Ann Phys (Paris)*, 1992, **17**, 471.
- [2] MUKUL I, NATH S, GOLDA K S, *et al.* *Phys Rev C*, 2015, **92**, 054606.
- [3] BACK B B, BLUMENTHAL D J, DAVIDS C N, *et al.* *Phys Rev C*, 1999, **60**, 044602; SANDAL R, BEHERA B R, SINGH V, *et al.* *ibid.*, 2015, **91**, 044621.
- [4] FRÖBRICH P, GONTCHAR I I. *Phys Rep*, 1998, **292**, 131.
- [5] POMORSKI K, NERLO-POMORSKA B, SUROWIEC A, *et al.* *Nucl Phys A*, 2000, **679**, 25.
- [6] NADTOCHY P N, ADEEV G D, KARPOV A V. *Phys Rev C*, 2002, **65**, 064615.
- [7] YE W, YANG H W, WU F. *Phys Rev C*, 2008, **77**, 011302(R).
- [8] WANG N, YE W. *Phys Rev C*, 2013, **87**, 051601(R).
- [9] JACQUET D, MORJEAN M. *Prog Part Nucl Phys*, 2009, **63**, 155.
- [10] FABRIS D, VIESTI G, FIORETTO E, *et al.* *Phys Rev Lett*, 1994, **73**, 2676.
- [11] AYYAD Y, BENLLIURE J, RODRÍGUEZ-SÁNCHEZ J L, *et al.* *Phys Rev C*, 2015, **91**, 034601.
- [12] YE W. *Phys Rev C*, 2009, **80**, 011601(R).
- [13] YE W. *Phys Lett B*, 2007, **647**, 118.
- [14] <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm>
- [15] LESTONE J P, MCCALLA S G. *Phys Rev C*, 2009, **79**, 044611; *Phys Rev Lett*, 2008, **101**, 032702.
- [16] KRAPPE H J, POMORSKI K. *Theory of Nuclear Fission*, Lecture Notes in Physics Vol. 838 (Springer, Berlin, 2012).
- [17] FRÖBRICH P. *Nucl Phys A*, 2007, **787**, 170c.
- [18] DAVIES K T R, SIERK A J, NIX J R. *Phys Rev C*, 1976, **13**, 2385.
- [19] BRACK M, DAMGAARD J, JENSEN A S, *et al.* *Rev Mod Phys*, 1972, **44**, 320.
- [20] KRAPPE H J, NIX J R, SIERK A J. *Phys Rev C*, 1979, **20**, 992; SIERK A J. *ibid.*, 1986, **33**, 2039; MÖLLER P, MYERS W D, SWIATECKI W J. *At Data Nucl Data Tables*, 1988, **39**, 225.
- [21] IGNATYUK AV, ITKIS M G, OKOLOVICH V N, *et al.* *Sov J Nucl Phys*, 1975, **21**, 1185.
- [22] GONTCHAR I I, FRÖBRICH P, PISCHASOV N I, *et al.* *Phys Rev C*, 1993, **47**, 2228.
- [23] BLANN M. *Phys Rev C*, 1980, **21**, 1770.
- [24] IGNATYUK AV, *Statistical Properties of Excited Nuclei* (Moscow, 1983); IGNATYUK AV, *IAEA report* (Vienna: INDC (CCP) 233/L) (Engl. Transl.).
- [25] FRÖBRICH P. *Nucl Phys A*, 1992, **545**, 854.
- [26] LAZAREV Y A, GONTCHAR I I, MAVLITOV N D. *Phys Rev Lett*, 1993, **70**, 1220.
- [27] STRUMBERGER E, DIETRICH K, POMORSKI K. *Nucl Phys A*, 1991, **529**, 522.
- [28] TILLACK G R, REIF R, SCHÜLKE A, *et al.* *Phys Lett B*, 1992, **296**, 296.
- [29] YE W, SHEN W Q, LU Z D, *et al.* *Z Phys A*, 1997, **359**, 385.
- [30] DIÓSZEGI I, SHAW N P, BRACCO A, *et al.* *Phys Rev C*, 2000, **63**, 014611.
- [31] HOF G V, BACELAR J C S, DIÓSZEGI I, *et al.* *Nucl Phys A*, 1998, **638**, 613.
- [32] BORUNOV M V, NADTOCHY P N, ADEEV G D. *Nucl Phys A*, 2008, **799**, 56.
- [33] SCHMITT C, SCHMIDT K H, KELIĆ A, *et al.* *Phys Rev C*, 2010, **81**, 064602; SCHMITT C, NADTOCHY P N, HEINZ A, *et al.* *Phys Rev Lett*, 2007, **99**, 042701.
- [34] AYYAD Y, BENLLIURE J, RODRÍGUEZ-SÁNCHEZ J L, *et al.* *Phys Rev C*, 2014, **89**, 054610.
- [35] JURADO B, SCHMITT C, SCHMIDT K H, *et al.* *Phys Rev Lett*, 2004, **93**, 072501.

## Influence of Isospin on Fission Cross Section as a Probe of Presaddle Nuclear Dissipation

TIAN Jian, YE Wei<sup>†</sup>

(*Department of Physics, Southeast University, Nanjing 210096, China*)

**Abstract:** Langevin models that are coupled with particle emission are applied to calculate the drop of fission cross section caused by friction over its standard statistical-model value,  $\sigma_f^{\text{drop}}$ , as a function of excitation energy for three Bi nuclei with different isospins. We find that  $\sigma_f^{\text{drop}}$  become larger for  $^{209}\text{Bi}$  than for  $^{202}\text{Bi}$  and  $^{195}\text{Bi}$ , indicating a greater sensitivity of fission cross section to friction for high-isospin  $^{209}\text{Bi}$ . These results suggest that, to more accurately determine the presaddle dissipation strength by measuring fission excitation functions, it is best to populate those compound systems with a high isospin. Furthermore, we analyze the data of fission excitation functions measured in  $p + ^{209}\text{Bi}$  and  $p + ^{208}\text{Pb}$  reactions, which yield high-isospin  $^{210}\text{Po}$  and  $^{209}\text{Bi}$  systems, and extract a presaddle friction strength of  $(3-5) \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$  by comparing Langevin simulations with these experimental data.

**Key words:** presaddle friction strength; fission excitation function; isospin effect; langevin model

<http://www.npr.ac.cn>

---

**Received date:** 7 Dec. 2016; **Revised date:** 30 Mar. 2017

**Foundation item:** National Natural Science Foundation of China (11575044)

<sup>†</sup> **Corresponding author:** YE Wei, E-mail: [yewei@seu.edu.cn](mailto:yewei@seu.edu.cn).