

# Efeitos do Ruído Multiplicativo em Sistemas Dinâmicos Biestáveis

Sara C. Q. Valente<sup>1</sup>, Rodrigo C. L. Bruni<sup>2</sup>

PPG-CompMat/UERJ, Rio de Janeiro, RJ

Daniel G. Barci<sup>3</sup>

IF/UERJ, Rio de Janeiro, RJ

Zochil G. Arenas<sup>4</sup>

IME/UERJ, Rio de Janeiro, RJ

Muitos sistemas dinâmicos apresentam múltiplos estados de equilíbrio separados por barreiras de potencial, nas quais a ativação térmica pode promover transições entre eles. Um modelo clássico para descrever esse fenômeno consiste em uma partícula sujeita a um potencial biestável  $U(x)$ , cuja dinâmica é governada pela equação de Langevin com ruído branco aditivo. A taxa de escape, também conhecida como taxa de Kramers, quantifica a transição entre os mínimos do potencial e constitui um parâmetro essencial na dinâmica do sistema.

Para potenciais simétricos e no regime de ruído fraco, *i.e.*  $\sigma^2 \ll \Delta U$ , a taxa de Kramers é dada por [4]:

$$r_{add} = \frac{\sqrt{\omega_{min}|\omega_{max}|}}{2\pi} e^{-\frac{\Delta U}{\sigma^2}}, \quad (1)$$

onde a altura da barreira é dada por  $\Delta U = U(x_{max}) - U(x_{min})$ , com  $x_{max}$  e  $x_{min}$  correspondendo, respectivamente, às posições do máximo e mínimo do potencial. A intensidade do ruído é dada por  $\sigma^2$  e as curvaturas locais nos mínimos e máximos do potencial são  $\omega_{min}$  e  $\omega_{max}$ , respectivamente.

Extensões recentes da equação (1) para sistemas com ruído multiplicativo [6] consideram uma função de difusão dependente do estado. Nesse contexto, a escolha da prescrição estocástica é crucial, pois afeta diretamente a dinâmica do sistema [3] e pode influenciar fenômenos físicos importantes, como a ressonância estocástica [2].

Embora a taxa de Kramers tenha sido amplamente estudada para potenciais simétricos, sistemas reais frequentemente apresentam potenciais assimétricos, o que introduz novos desafios na descrição da dinâmica de escape. Neste trabalho, propomos uma formulação analítica para a taxa de escape em sistemas com ruído multiplicativo e potenciais assimétricos [7], dada por:

$$r = \frac{g(x_m)^2}{2} \left( \frac{\sqrt{\tilde{\omega}_a|\tilde{\omega}_m|}}{2\pi} e^{-\frac{\Delta U_{eq}^a}{\sigma^2}} + \frac{\sqrt{\tilde{\omega}_b|\tilde{\omega}_m|}}{2\pi} e^{-\frac{\Delta U_{eq}^b}{\sigma^2}} \right), \quad (2)$$

onde a altura da barreira do potencial de equilíbrio associada aos mínimos  $x = a$  e  $x = b$  é  $\Delta U_{eq}^a$  e  $\Delta U_{eq}^b$ . As curvaturas locais correspondentes são  $\tilde{\omega}_a$  e  $\tilde{\omega}_b$ , enquanto a curvatura local associada ao máximo e a função de difusão correspondente são denotadas por  $\tilde{\omega}_m$  e  $g(x_m)$ , respectivamente.

A expressão (2) destaca a contribuição simultânea de ambos os mínimos locais para a taxa de Kramers. Ela foi obtida a partir do cálculo das probabilidades condicionais de transição entre estados metaestáveis, utilizando técnicas de integrais de caminho e expansão instanton-anti-instanton, válidas no regime de ruído fraco e tempos longos.

<sup>1</sup>saravalenteq@gmail.com

<sup>2</sup>bruni.r.c.l@gmail.com

<sup>3</sup>daniel.barci@gmail.com

<sup>4</sup>zochil@ime.uerj.br

A dinâmica do sistema foi simulada utilizando o método de Euler-Maruyama [1] para a equação de Langevin na prescrição de Itô [5]:

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{1}{2}g^2(x)\frac{dU(x)}{dx} + \sigma^2\alpha g(x)g'(x) + g(x)\eta(t), \quad (3)$$

com  $U(x) = \frac{1}{4}x^4 - \frac{1}{2}x^2 + px$  e  $g(x) = 1 + \lambda x^2$ , onde  $0 < \lambda < 1$  e  $0 \leq \alpha \leq 1$ , sendo consideradas  $8 \times 10^4$  trajetórias estocásticas.

Com o auxílio das simulações, calculou-se a média de  $x$ , verificando-se sua rápida convergência para o valor de equilíbrio. Verificou-se também a dependência da taxa de decaimento de acordo com diferentes prescrições estocásticas (Itô, Stratonovich e cinética) bem como a boa concordância entre previsões teóricas e dados simulados, independentemente do ruído ou da prescrição. Os resultados não apenas generalizam a taxa de Kramers para potenciais assimétricos, ampliando sua aplicabilidade a sistemas reais, mas também destacam a relevância do potencial de equilíbrio  $U_{eq}(x)$  na dinâmica estocástica. Além disso, evidenciam a influência das prescrições estocásticas em observáveis como as taxas de decaimento.

## Agradecimentos

O presente trabalho foi realizado com apoio da Fundação Carlos Chagas Filho de Amparo à Pesquisa do Estado do Rio de Janeiro (FAPERJ), do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) e da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – Brasil (CAPES) – Código de Financiamento 001.

## Referências

- [1] M. Bayram, T. Partal e G. O. Buyukoz. “Numerical methods for simulation of stochastic differential equations”. Em: **Advances in Difference Equations** 2018 (2018), pp. 1–10. DOI: 10.1186/s13662-018-1612-5.
- [2] L. Gammaitoni, P. Hänggi, P. Jung e F. Marchesoni. “Stochastic resonance”. Em: **Reviews of Modern Physics** 70.1 (1998), pp. 223–287. DOI: 10.1103/RevModPhys.70.223.
- [3] P. Hänggi e H. Thomas. “Stochastic processes: Time evolution, symmetries and linear response”. Em: **Physics Reports** 88.4 (1982), pp. 207–319. ISSN: 0370-1573.
- [4] H. A. Kramers. “Brownian motion in a field of force and the diffusion model of chemical reactions”. Em: **physica** 7.4 (1940), pp. 284–304. DOI: 10.1016/S0031-8914(40)90098-2.
- [5] M. V. Moreno, D. G. Barci e Z. G. Arenas. “Conditional probabilities in multiplicative noise processes”. Em: **Physical Review E** 99.3 (2019), p. 032125. DOI: 10.1103/PhysRevE.99.032125.
- [6] M. V. Moreno, D. G. Barci e Z. G. Arenas. “State-dependent diffusion in a bistable potential: Conditional probabilities and escape rates”. Em: **Physical Review E** 101.6 (2020), p. 062110. DOI: 10.1103/PhysRevE.101.062110.
- [7] S. C. Q. Valente, R. da C. L. Bruni, Z. G. Arenas e D. G. Barci. “Effects of Multiplicative Noise in Bistable Dynamical Systems”. Em: **Entropy** 27.2 (2025), p. 155. DOI: 10.3390/e27020155.