

径向电脉冲对钉扎螺旋波的脱钉研究*

邓凌云[†] 谢增辉 王路

(杭州电子科技大学物理系, 杭州 310018)

(2022 年 9 月 13 日收到; 2022 年 12 月 12 日收到修改稿)

采用 Barkley 模型研究了径向电脉冲对可激发介质中螺旋波脱钉的影响. 数值模拟结果表明, 径向电脉冲可成功地帮助螺旋波从缺陷上脱钉. 单次径向电脉冲可以在弱激发区域成功地帮助螺旋波从缺陷上脱钉, 但在激发性强的介质中则不能帮助螺旋波实现脱钉. 单次径向电脉冲的脱钉参数空间大于均匀电场和抗心动过速起搏方法的脱钉参数空间. 多次径向电脉冲可在可激发介质中整个螺旋波存在的参数空间脱钉. 对比其他使用电场脱钉的方法, 采用径向电脉冲方法脱钉具有电场强度低、成功率高和脱钉参数空间大等优点. 并且采用本方法脱钉时, 其成功率对螺旋波在缺陷上的钉扎相位不敏感. 我们希望本方法能为临床中治疗相关心脏疾病提供一种新思路.

关键词: 螺旋波, 脱钉, 缺陷, 可激发介质**PACS:** 82.40.Ck, 05.45.-a**DOI:** 10.7498/aps.72.20221784

1 引言

螺旋波已经在许多可激发系统中被观察到^[1-4], 如心肌组织、化学介质、大脑组织、视网膜的表面等. 在很多情况下人体内的螺旋波是有害的, 例如螺旋波在视网膜的表面会引起偏头痛, 在大脑内部形成会引起癫痫, 在心肌组织中会引起心律失常^[5-8]. 在过去的几十年里, 学者们也在多种模型中研究了螺旋波动力学. 如 2008 年 Wang 等^[9]在神经元网络模型下研究了延迟因子对螺旋波的影响. 2012 年 Zhou 等^[10]在 Bar 模型下研究了三层耦合可激发介质对螺旋波的控制作用. 同年 Ma 等^[11]利用细胞网络模型模拟了大脑皮层中出现的螺旋波. 2013 年 Wang 和 Ma^[12]利用分布式电流去控制心肌组织中的螺旋波. 2015 年 Xu 等^[13]研究了非均匀耦合下神经网络内有序波的诱发问题. 2018 年 Li 等^[14]在 Luo-Rudy 模型下研究了心肌

细胞中的钠电流对螺旋波的控制作用.

据 1990—2017 年间中国过早死亡原因调查报告显示, 心脏疾病在致死死亡的因素中排名第二^[15]. 心脏中的螺旋波会导致心律失常, 严重时危及生命^[16]. 要治疗心律失常疾病就要成功消除心脏中的螺旋波信号. 当心脏中存在缺陷 (如血管和疤痕) 时, 螺旋波往往倾向于钉扎在缺陷上, 这为螺旋波的消除带来麻烦. 要消除钉扎在缺陷上的螺旋波, 需得先使其成为一个自由旋转的螺旋波 (这个过程被称为螺旋波脱钉), 之后再对其进行消除.

心脏中的缺陷边界在电场的作用下, 细胞内外离子会重新分布. 此时的缺陷边界处存在去极化和超极化区域. 当去极化超过一定的阈值时, 缺陷边界处有激发波产生. 这一效应被称为异质性波发射^[17,18] (wave emission from heterogeneities, WEH). 缺陷上有钉扎的螺旋波时, 在激发波与钉扎波的相互作用下, 原始钉扎波可能会离开缺陷成功脱钉. 传统抗心动过速起搏 (anti-tachycardia pacing, ATP)

* 浙江省属高校基本科研业务费专项资金 (批准号: GK199900299012-020) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: denglingyun@hdu.edu.cn

方法是目前临床中治疗心律失常的常用方法^[19]. 但是 ATP 方法只能凭借医者本身的临床经验去选择植入电极的位置, 这也在一定程度上限制了它的治疗效果. 如今, 随着医疗水平的提高, 对心脏的了解程度进一步加深. 目前, 已有新的方法可以准确探测心脏中二维电信号^[19,20], 基于这个低分辨率的二维信号, 文献^[21, 22]提出的数值方法可准确地计算出缺陷的位置和尺寸. 本文利用数值模拟方式研究了径向电脉冲 (pulses of radial electrical field, PREF) 对螺旋波脱钉的影响.

2 数值模拟模型与方法

采用二维 Barkley 模型^[23]来模拟二维可激发介质中螺旋波的脱钉研究, 其动力学方程如下:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= \frac{1}{\varepsilon} u(1-u) \left(u - \frac{v+b}{a} \right) + \nabla^2 u, \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= u - v, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 u , v 分别为系统的快速激活变量和缓慢恢复变量; ε 决定了快变量 u 的时间尺度, 这里我们固定其值为 0.02; 参数 a 和 b 共同决定了系统的激发性. 模拟的二维可激发介质的长和宽的尺寸均为 50, 被分为 256×256 个网格. 本文在空间上采用显式欧拉方法进行数值模拟, 在时间上采用向前的欧拉格式来求解方程. 系统的空间步长为 $\Delta x = \Delta y = 0.195$, 时间步长为 $\Delta t = 0.005$. 系统中的缺陷可以通过一个零电导率的区域实现. 区域的边界处满足零流边界条件^[24]: $\hat{n} \cdot \nabla(e + \mathbf{E} \cdot \mathbf{x}) = 0$, 其中 \hat{n} 是缺陷边界处的法向量, e 是相对于静止电位的膜电位, \mathbf{E} 是外加电场, \mathbf{x} 是边界上一个点的位置矢量.

在本文中, 将利用一系列低强度的 PREF 进行螺旋波脱钉研究. 脉冲电场方向为从缺陷中心指向四周, 其数学形式如下:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = E_0 \cdot E_t(t) \cdot \mathbf{E}_r(\mathbf{r}), \quad (2)$$

其中 E_0 用来控制径向电脉冲强度; $E_t(t)$ 刻画了电场随时间的变化; $\mathbf{E}_r(\mathbf{r}) = (1/r^2) \cdot \mathbf{r}$, 表示电场强度和方向随空间位置的变化; \mathbf{r} 表示从缺陷中心指向缺陷边缘上一点方向的单位矢量; r 为缺陷边缘一点到缺陷中心的距离. 因此距离缺陷中心越远处电场强度越小. 用 $E_R = E_0/R_h^2$ 表示电场在缺陷边界处的强度, 其中 R_h 表示缺陷半径.

考虑两种随时间变化的电场: 单次径向电脉

冲 (single pulse of radial electrical field, SPREF) 和多次径向电脉冲 (multiple pulses of radial electrical field, MPREF). 其中 SPREF 随时间变化的关系可以被描述为

$$E_t(t) = \begin{cases} 1, & t_0 \leq t \leq t_0 + t_D, \\ 0, & t < t_0 \text{ or } t > t_0 + t_D, \end{cases} \quad (3)$$

其中 t_0 为加入电场的时刻, t_D 为电脉冲持续的时间. MPREF 随时间变化的形式为

$$E_t(t) = \begin{cases} \sin[\omega_e(t - t_0)], & t_0 \leq t \leq t_0 + nT_e, \\ & (n = 1, 2, 3, \dots), \\ 0, & t < t_0 \text{ or } t > t_0 + nT_e \\ & (n = 1, 2, 3, \dots), \end{cases} \quad (4)$$

其中 t_0 为加入电场的时刻, T_e 为 MPREF 的周期, ω_e 为 MPREF 的频率, 且有 $T_e = 2\pi/\omega_e$. 在本文的 3.2 节中使用了三个完整周期的正弦电场, 故 $n = 3$ 的 MPREF 的作用时间为 $3T_e$.

3 结果与讨论

3.1 使用 SPREF 方法脱钉

若缺陷上钉扎有螺旋波, 则在 SPREF 的作用下缺陷边界处会被激发出一个不完整的靶波, 如图 1 所示. 从图 1 可以看出, 残缺的靶波具有两个端点, 分别记为 E 端和 F 端.

图 1 显示了利用 SPREF 将钉扎螺旋波从缺陷中分离出来 (脱钉) 的过程. 在图 1 中, 钉扎螺旋波绕缺陷旋转. 当 $t = 22$ 时加入 SPREF. 随后, 在 SPREF 的作用下缺陷边界处产生激发波. 由于边界处钉扎螺旋波刚经过的位置正处于不应期 (如图 1 中 $t = 23$ 子图阴影部分所示), 所以激发波的形状为残缺的靶波. 激发波的 E 端与原始钉扎螺旋波相互碰撞并融合为一个波. 由于受到缺陷边界处不应期的影响, 激发波的 F 端不能继续沿着缺陷边界传播, 进而从缺陷脱离. 箭头表示波的传播方向. 脱钉后的螺旋波端点轨迹为黄色的圆形 ($t = 50$).

利用均匀电场 (uniform electric field, UEF)^[24]、旋转电场 (rotate electric pulses, REP)^[25] 和圆极化电场 (circularly polarized electric field, CPEF)^[26] 方法脱钉时, 成功的关键由激发波和钉扎螺旋波的相位共同决定的, 只有加入电场的时机合适才能迅

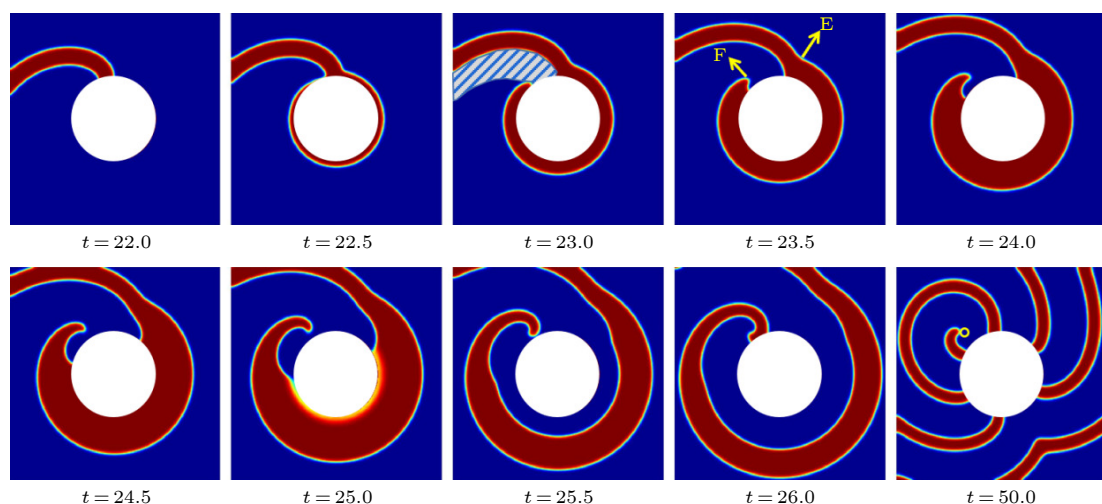


图 1 SPREF 使螺旋波成功脱钉的过程 (此时系统参数 $a = 0.8$, $b = 0.07$, 缺陷半径 $R_h = 10$. 在 $t = 22$ 时刻加入强度 $E_0 = 4.0$ 的 SPREF, 电场持续时间 $t_D = 0.6$)

Fig. 1. A successful unpinning process with SPREF. The parameters used are $a = 0.8$, $b = 0.07$. The radius of the obstacle $R_h = 10$. A SPREF with magnitude $E_0 = 4.0$ is applied at $t = 22$ and lasts for $t_D = 0.6$.

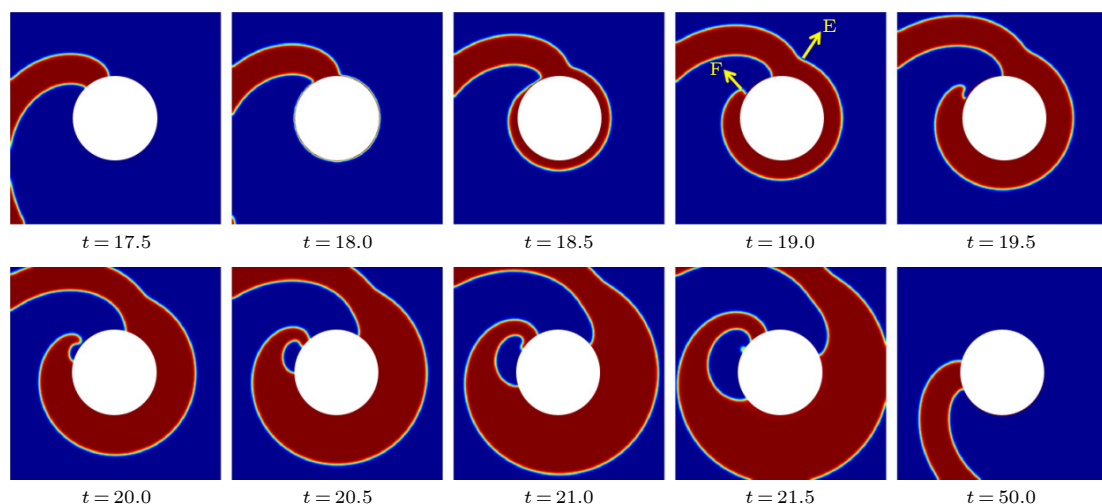


图 2 SPREF 作用下螺旋波脱钉失败的过程 (除了系统参数 $b = 0.01$ 以外, 其余参数均与图 1 所用参数相同)

Fig. 2. An unsuccessful unpinning process with SPREF. In this case parameter $b = 0.01$, and the other parameters are the same as those used in Figure 1.

速脱钉^[25–27]. 而我们的方法在理论上则不存在最佳相位的问题. 残缺的靶波被激发出来时, 它的 F 端直接碰到缺陷边界处的不应期, 所以 PREF 方法加入电场的时机和原始钉扎螺旋波的相位与脱钉的成功率无关.

当系统参数 $a = 0.8$ 和 $b = 0.01$ 时, 系统的激发性较强, 模拟显示的脱钉过程如图 2 所示. 在图 2 中, $t = 19.5$ 时刻钉扎螺旋波会暂时脱离缺陷. 随后, 在 $t = 20.5$ 时刻 F 端会再次钉扎到缺陷上, 导致脱钉失败.

研究发现可使钉扎螺旋波成功脱钉的最小电

场在缺陷边界处的强度 E_R 随着系统参数 b 改变. 图 3 中的红线和蓝线分别对应参数 $a = 1.0$ 和 $a = 0.8$ 时可成功脱钉的临界线. 两条曲线的上方是 SPREF 可以成功使螺旋波脱钉的区域, 而曲线下方表示电场强度太低导致 SPREF 不能使螺旋波成功脱钉. 从图 3 可看出, 随着系统参数 b 值的减小, 系统的激发性逐渐增强, 脱钉所需的临界电场强度也在缓慢增加. 当 b 值分别减小到 0.03 和 0.085 时, 脱钉所需的缺陷边界处的临界电场强度 E_R 急剧增加. 之后当 b 值分别小于 0.02 和 0.08 时, 无论强度多大的电场都不能使螺旋波成功脱钉. 以上结

果表明, SPREF 方法只能在激发性较弱的区域才能使钉扎螺旋波脱钉. 这一结论与采用 ATP 方法和 UEF 方法脱钉的模拟结果一致 [26,28].

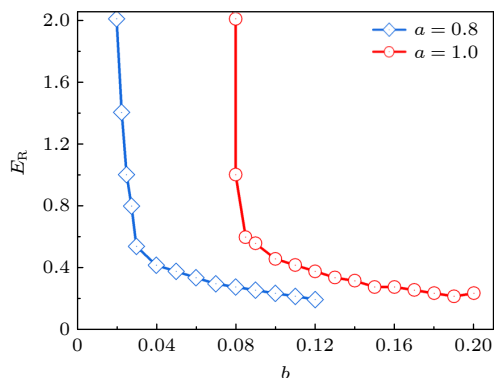


图 3 最小电场在缺陷边界处的强度 E_R 随系统参数 b 变化的曲线 (其他参数为 $a = 0.8$, $R_h = 10$, $t_D = 0.6$)

Fig. 3. The minimum electric field magnitude at the boundary of the obstacle E_R varies with the system parameter b . Other parameters are $a = 0.8$, $R_h = 10$, $t_D = 0.6$.

SPREF 可成功脱钉的参数区域如图 4 所示. 图 4 中蓝色的 I 区域表示可用 UEF 方法成功脱钉的参数区域; I + II (蓝色+黄色) 区域为用 SPREF 方法可成功脱钉的区域. 在 III 区域 SPREF 方法不能成功使螺旋波脱钉. 相较于 UEF 方法, SPREF 方法拓展了螺旋波脱钉的参数区域.

在 Barkley 模型中, 当其他参数相同时, 参数 b 的数值越大, 系统的激发性越弱. 在螺旋波存在的区域 (SW 区域) 中, 越靠近 SW 和 RW 分界线的参数空间系统激发性越弱, 反之激发性越强. 通过模拟结果可知, 在激发性较弱的系统中脱钉相对容

易 [26]. 固定系统参数 $a = 0.8$, 在电场参数相同的情况下, b 值越大螺旋波脱钉越容易. 当 b 值小于 0.025 时, SPREF 方法不能使螺旋波成功脱钉. 这一结论与图 3 中的结论吻合.

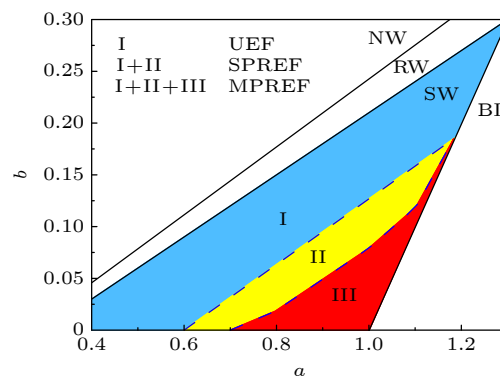


图 4 PREF 方法可以使螺旋波成功脱钉的参数空间. I 区域为 UEF 的脱钉参数区域, I + II 区域为 SPREF 的脱钉参数区域, I + II + III 区域为 MPREF 的脱钉参数区域. NW 表示此参数区域不存在波斑图, RW 表示此参数区域不存在螺旋波, SW 表示此参数区域存在螺旋波, BI 表示双稳态

Fig. 4. Parameter space in which spiral waves can be unpinned with PREF. Area I is the unpinning parameter area of UEF, area I + II is the unpinning parameter area of SPREF, and area I + II + III is the unpinning parameter area of MPREF. The NW, RW, SW and BI regions represent no wave, retracting waves, spiral waves, and bi-stability respectively.

3.2 使用 MPREF 方法脱钉

其后, 应用了三个周期的正弦型 MPREF 脱钉. 图 5 为介质参数 $a = 0.8$, $b = 0.01$ 时, 一次应用 MPREF 成功使螺旋波脱钉的过程. 从图 2 可知, 此参数下 SPREF 不能使螺旋波成功脱钉.

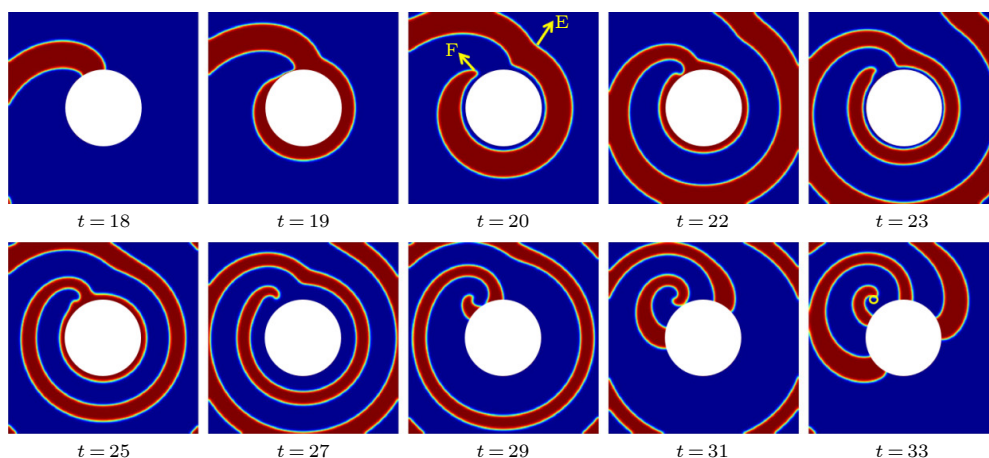


图 5 MPREF 使螺旋波成功脱钉的过程 (系统参数 $a = 0.8$, $b = 0.01$, $R_h = 10$, $\omega_e = \omega_0$, $\omega_0 = 2.03$, $E_0 = 5$)

Fig. 5. A successful unpinning process with MPREF. The parameters are $a = 0.8$, $b = 0.01$, $R_h = 10$, $\omega_e = \omega_0$, $\omega_0 = 2.03$, $E_0 = 5$.

从图 5 可看出, 在 $t = 19$ 时刻第一次激发波出现. 它与原始钉扎螺旋波的相互作用和 SPREF 产生的激发波作用相同. 受螺旋波传播过后不应期的影响, F 端暂时离开缺陷. 若只有一次正弦型的 PREF, F 端会再次钉扎到缺陷上. 但在 MPREF 作用下, 在 $t = 22$ 时刻第二次激发波从缺陷边界产生, 并与螺旋波相互作用, 重复之前的过程. 在 $t = 25$ 时刻, MPREF 产生的第三次激发波再次将螺旋波推离缺陷. 三次激发波作用后, 螺旋波端点被激发波推离到距缺陷足够远的位置, 不会再次钉扎到缺陷上. 至此脱钉成功. 原钉扎螺旋波变成了一个围绕自身核心旋转的自由螺旋波. $t = 33$ 时对应的图 5 中黄色圆圈表示脱钉后的螺旋波端点轨迹.

模拟结果表明, MPREF 可脱钉的参数空间为整个螺旋波存在的区域 (如图 4 中的 I+II+III 区域所示). MPREF 的角频率 ω_e 对脱钉能否成功起着至关重要的作用. 在激发性不同的介质中脱钉所需的临界电场在缺陷边界处的强度 E_R 和电场频率的关系如图 6 所示. 其中 ω_e 是电场频率, ω_0 是该参数介质中自由旋转的螺旋波频率. 图 6 中的三条连线为脱钉所需电场的临界线. 当电场的强度高于临界线时三个周期的 MPREF 可以让螺旋成功脱钉; 反之, 则三个周期的 MPREF 不能让螺旋成功脱钉. 从三组模拟结果可看出, 电场频率与自由旋转的螺旋波频率的比值 ω_e/ω_0 在 1 附近时, 脱钉所需的临界电场强度最小.

缺陷半径与脱钉所需的临界电场之间的关系如图 7(a) 所示. 此时, 缺陷边界处的电场强度高于

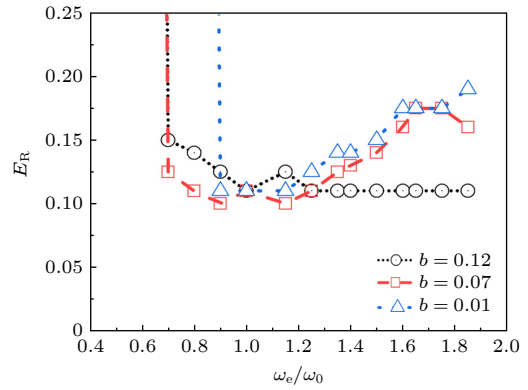


图 6 可使螺旋波脱钉的最小电场在缺陷边界处的强度 E_R 随电场频率变化的曲线 (此时系统参数 $a = 0.8$, $R_h = 10$)

Fig. 6. Magnitude of the minimum electric fields E_R at the boundary of the obstacle needed for unpinning varies with the angular frequency of MPREF. Other parameters are $a = 0.8$, $R_h = 10$.

图 7(a) 中蓝色线时脱钉即可成功, 低于蓝色线时脱钉失败. 从图 7(a) 模拟结果可以看出, 随着缺陷半径 R_h 的增大, 脱钉所需的电场强度在缺陷边界处的值 E_R 减小. 但是在缺陷中心处电场强度 E_0 随着缺陷半径的增加而增加. 这表明 MPREF 脱钉时, 介质中的缺陷越大, 所需的电场强度也就越大. 但只要维持使得缺陷边界处的电场强度在 0.105—0.140 之间, 即可成功脱钉. 此时中心电场强度 E_0 的临界值在 0.28—1.05 之间. UEF 和 CPEF 方法脱钉的电场最优值分别为 7 和 1.8^[26]. 这表明采用 MPREF 脱钉时, 只需要强度更小的电场. MPREF 作用下系统参数 b 与脱钉所需的临界电场 E_R 的关

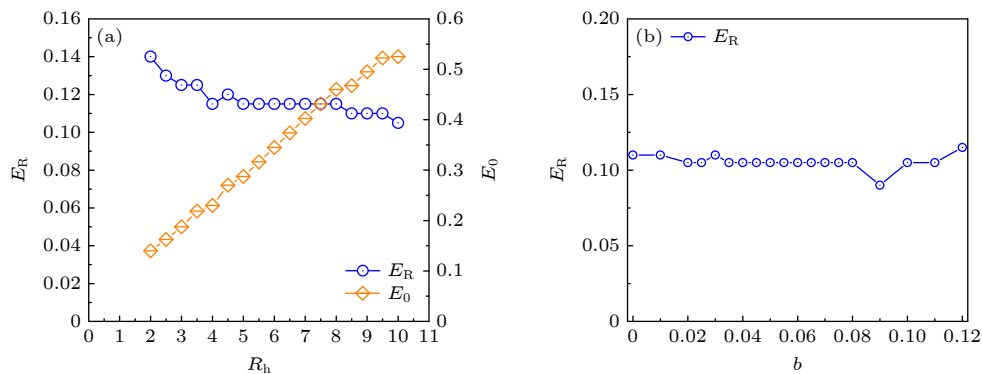


图 7 (a) 缺陷半径与临界电场强度关系图, 其中 E_R 表示径向电场在缺陷边界处的强度, E_0 表示中心电场强度, 系统参数 $a = 0.8$, $b = 0.02$, $\omega_e = \omega_0$; (b) 临界电场在缺陷边界处的强度 E_R 与系统参数 b 关系图, 系统参数 $a = 0.8$, $R_h = 10$, $\omega_e = \omega_0$

Fig. 7. (a) Relationship between obstacle radius and the magnitude of MPREF. E_R stands for the magnitude of the field at the boundary of the obstacle, and E_0 is the magnitude of the field in the center of the obstacle. The parameters used are $a = 0.8$, $b = 0.02$, $\omega_e = \omega_0$. (b) Relationship between critical electric field magnitude at the boundary of the obstacle E_R and system parameters b . Other parameters are $a = 0.8$, $R_h = 10$, $\omega_e = \omega_0$.

系如图 7(b) 所示. 在图 7(b) 中, 当系统参数 $a = 0.8$ 和 $R_h = 10$ 时, 脱钉所需的临界电场 E_R 在 0.1 附近. 随着系统参数 b 值的增加, 即系统的激发性减弱时, 脱钉所需的临界电场强度基本保持不变.

4 结 论

本文针对螺旋波脱钉问题提出了 PREF 方法. 研究结果表明, SPREF 可在弱激发区域成功脱钉, 其可脱钉的参数区域要大于 ATP 和 UEF 方法得到的脱钉参数区域. 在激发性极弱的区域中 SPREF 脱钉总是可以成功. 随着介质激发性的增强, SPREF 最终脱钉失败. MPREF 方法可在整个存在螺旋波的区域使螺旋波成功脱钉. 相比于 UEF 和 CPEF 脱钉, MPREF 方法只需要强度更低的电场即可成功脱钉. 本方法弥补了 ATP 方法受激发位置和缺陷大小影响的缺点, 大大地提高了脱钉的成功率和适用的参数区域. 期望 PREF 方法可以得到更多研究者的关注, 并为临床中治疗相关心脏疾病提供一种新思路.

参考文献

- [1] Frisch T, Rica S, Coulet P, Gilli J M 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 1471
- [2] Plapp B B, Egolf D A, Bodenschatz E, Pesch W 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 5334
- [3] Jakubith S, Rotermund H H, Engel W, Von Oertzen A, Ertl G 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 3013
- [4] Plesser T, Mueller S C, Hess B 1990 *J. Phys. Chem.* **94** 7501
- [5] Steinbock O, Zykov V, Müller S C 1993 *Nature* **366** 322
- [6] Witkowski F X, Leon L J, Penkoske P A, Giles W R, Spano M L, Ditto W L, Winfree A T 1998 *Nature* **392** 78
- [7] Holden A V 1998 *Nature* **392** 20
- [8] Detal N, Kaboudian A, Fenton F 2021 *PANS* **119** 24
- [9] Wang Q, Perc M, Duan Z, Chen G 2008 *Phys. Lett. A* **372** 5681
- [10] Zhou Z W, Chen X J, Tian T T, Tang G N 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 210506 (in Chinese) [周振玮, 陈醒基, 田涛涛, 唐国宁 2012 *物理学报* **61** 210506]
- [11] Ma J, Xie Z B, Chen J X 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 038701 (in Chinese) [马军, 谢振博, 陈江星 2012 *物理学报* **61** 038701]
- [12] Wang C N, Ma J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 084501 (in Chinese) [王春妮, 马军 2013 *物理学报* **62** 084501]
- [13] Xu Y, Wang C N, Jin W Y, Ma J 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 198701 (in Chinese) [徐莹, 王春妮, 靳伍银, 马军 2015 *物理学报* **64** 198701]
- [14] Li Q Y, Huang Z J, Tang G N 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 248201 (in Chinese) [李倩昀, 黄志精, 唐国宁 2018 *物理学报* **67** 248201]
- [15] Zhou M G, Wang H D, Zeng X Y, Zhu J, Chen W, Liang X 2019 *The Lancet* **394** 1145
- [16] Zhang H, Cao Z, Wu N J, Ying H P, Hu G 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 188301
- [17] Fenton F H, Luther S, Cherry E M, Otani N F, Krinsky V, Pumir A, Gilmour R F 2009 *Circulation* **120** 467
- [18] Bittihn P 2015 *Ph. D. Dissertation* (Göttingen: the University of Göttingen)
- [19] Panchangam S, Monahan K M, Helm R H 2022 *Curr. Treat. Option. Cardiovasc. Med.* **24** 27
- [20] Tina L, Andreas R, Tudor B, Andreas M, Shibu M, Erik W, Peter W, Heinz K K, Feifan O Y, Roland R T 2015 *Europace: Eur. Pacing* **17** 1791
- [21] Li Q H, Van Nieuwenhuysse E, Xia Y X, Pan J T, Duytschaever M, Knecht S, Vandersickel, Zhou C, Panfilov A V, Zhang H 2021 *Phys. Rev. E* **104** 064401
- [22] Nieuwenhuysse E V, Strisciuglio T, Lorenzo G, Haddad M E, Vandersickel N 2021 *Clin. Electrophysiol.* **7** 936
- [23] Barkley D 1991 *Physica D* **49** 61
- [24] Bittihn P, Luther G, Bodenschatz E, krinsky V, Parlitz U, Luther S 2008 *New J. Phys.* **10** 103012
- [25] Chen J X, Peng L, Ma J, Ying H P 2014 *Europhys. Lett.* **107** 38001
- [26] Feng X, Gao X, Pan D B, Li B W, Zhang H 2014 *Sci. Rep.* **4** 4831
- [27] Punacha S, Kumara A N, Shajahan T K 2020 *Phys. Rev. E* **102** 032411
- [28] Bittihn P, Squires A, Luther G, Bodenschatz E, Krinsky V, Parlitz U, Luther S 2010 *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A* **368** 2221

Unpinning of pinning spiral waves with pulses of radial electrical field*

Deng Ling-Yun[†] Xie Zeng-Hui Wang Lu

(*Department of Physics, Hangzhou Dianzi University, Hangzhou 310018, China*)

(Received 13 September 2022; revised manuscript received 12 December 2022)

Abstract

In this paper, the process of unpinning spiral waves from obstacles with pulses of radial electrical field (PREF) in excitable medium is studied by using Barkley model. We use a radial electrical field to simulate the field of a needle electrode placed in the middle of a round obstacle. Numerical results show that the PREF can separate spiral waves from obstacles effectively. With a single pulse of radial electrical field (SPREF), spiral waves can be unpinned from an obstacle effectively in a weakly excitable medium, but it cannot be unpinned in a strongly excitable medium. The unpinning parameter space of an SPREF is larger than that of a uniform electric field or anti-tachycardia pacing. Multiple pulses of radial electrical field (MPREF) is effective for unpinning in the entire parameter space where spiral waves exist. Compared with other methods to unpin spiral waves, the PREF method has the advantages of low electric field magnitude, high success rate, and large application range in the parameter space. And unlike other methods, the PREF has a success rate insensitive to the phase of the spiral wave on the obstacle. We hope that this method will provide a new idea for clinical treatment for related cardiac diseases.

Keywords: spiral wave, unpin, obstacle, excitable medium

PACS: 82.40.Ck, 05.45.-a

DOI: 10.7498/aps.72.20221784

* Project supported by the Fundamental Research Funds for the Provincial Universities of Zhejiang Province, China (Grant No. GK199900299012-020).

[†] Corresponding author. E-mail: denglingyun@hdu.edu.cn



径向电脉冲对钉扎螺旋波的脱钉研究

邓凌云 谢增辉 王路

Unpinning of pinning spiral waves with pulses of radial electrical field

Deng Ling-Yun Xie Zeng-Hui Wang Lu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 068202 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221784

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221784>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

极化电场对可激发介质中螺旋波的控制

Control of spiral waves in excitable media under polarized electric fields

物理学报. 2020, 69(8): 080503 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191934>

具有早期后除极化现象的可激发系统中螺旋波破碎方式研究

Spiral wave breakup manner in the excitable system with early afterdepolarizations

物理学报. 2018, 67(9): 090501 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172505>

动作电位动态变化对螺旋波演化行为的影响

Effects of dynamic change of action potential on evolution behavior of spiral wave

物理学报. 2022, 71(11): 110502 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220021>

两层老化心肌组织中螺旋波和时空混沌的控制

Control of spiral wave and spatiotemporal chaos in two-layer aging cardiac tissues

物理学报. 2021, 70(9): 098202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201294>

Hindmarsh-Rose神经元阵列自发产生螺旋波的研究

Spontaneous generation of spiral wave in the array of Hindmarsh-Rose neurons

物理学报. 2018, 67(3): 030502 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172140>

通过抑制波头旋转消除心脏中的螺旋波和时空混沌

Eliminating spiral wave and spatiotemporal chaos in cardiac tissues by suppressing the rotation of spiral wave tip

物理学报. 2018, 67(24): 248201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181291>