

磁悬浮系统中多芯复合 Nb₃Sn 超导线 磁通跳跃的可调性研究*

董石泉¹⁾ 何安^{1)†} 刘伟²⁾ 薛存^{3)‡}

1) (长安大学理学院工程力学系, 西安 710064)

2) (西部超导材料科技有限公司, 西安 710014)

3) (西北工业大学力学与土木建筑学院工程力学系, 西安 710072)

(2022 年 6 月 27 日收到; 2022 年 8 月 28 日收到修改稿)

超导磁悬浮列车在加速启动的过程中, 载有恒定大电流的超导线圈处在变化的磁场中, 这会导致超导线圈发生磁通跳跃, 从而降低线圈的载流能力. 并且磁通跳跃会产生大量热量而使超导线圈温度急剧升高, 严重时会导致超导线圈失超, 所以对磁通跳跃的研究具有重要的科学意义. Nb₃Sn 超导线是由多根微米级的超导芯丝、铜和环氧树脂形成的复合结构. 本文通过约束每根芯丝的静电电流为零的二维模型来分析三维绞扭效应, 研究了超导线在交变磁场和恒定电流下的磁热不稳定性行为. 通过分析交变磁场的幅值和频率对 Nb₃Sn 超导线磁通跳跃的影响, 发现当磁场幅值不变时, 初次发生磁通跳跃的磁场阈值 B_{th} 随频率非单调变化. 而当频率一定时, 初次发生磁通跳跃的磁场阈值 B_{th} 随交变磁场幅值单调变化. 此外, 随着幅值的减小, 发生磁通跳跃的频率区间先变大后变小, 直到某个临界频率后超导线不再发生磁通跳跃. 本文的研究结果能够为调控超导线的磁热不稳定性行为提供理论依据.

关键词: Nb₃Sn 多芯复合超导线, 磁通跳跃, 交变磁场, 磁悬浮系统

PACS: 74.25.Bt, 74.25.Dw, 74.25.fc, 74.70.Ad

DOI: 10.7498/aps.72.20221252

1 引言

随着全球科技的进步和经济实力的发展, 人们对长距离快速出行的需求日益增长, 传统的轮轨高速列车主要凭借轮轨间的黏着牵引力驱使列车前进, 因此会受到速度瓶颈、行驶噪音、运行振动、爬坡能力的影响^[1,2], 常导磁悬浮系统又具有控制复杂、悬浮力小等缺点, 因此, 超导磁悬浮列车系统作为一种性能更优的列车运行系统被全世界多个国家采用^[3-9]. 其中超导磁悬浮系统的设计主要借

助超导体的完全抗磁性, 在运行过程中, 放置在轨道上的线圈与车身之间的超导线圈产生强大的排斥力以实现悬浮. 磁悬浮列车的推进主要使用直线同步电机系统来驱动^[10-12]. 在磁悬浮系统中, 使用超导材料制成的线圈具有高电流密度、低损耗传输的优点, 因此可以产生更大的磁场, 从而产生更大的悬浮力和牵引力, 以达到更高的能量利用效率和更高的列车运行速度. 在列车启动加速阶段, 大电流和高磁通密度梯度的存在, 会导致列车上的超导线圈发生磁通跳跃, 磁通跳跃会引起磁通大量涌入超导体从而使超导线圈的载流能力迅速下降.

* 国家自然科学基金 (批准号: 11972298)、陕西省自然科学基金基础研究计划 (批准号: 2022JM-025, 007234930030)、中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号: 300102121201) 和陕西省重点研发计划 (批准号: 0105679005) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: hean@chd.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: xuecun@nwpu.edu.cn

另外,磁通运动会导致能量以焦耳热的形式释放出来,使超导线圈整体温度急速升高,严重时会导致超导线圈失超从而造成安全事故.

自 20 世纪 60 年代发现磁通跳跃这一现象以来,人们对磁通跳跃进行了广泛深入的研究.超导体发生磁通跳跃将会导致两方面的结果:一方面由于磁通的大量涌入使得磁通梯度急剧下降,从而使得超导体的载流能力迅速下降,甚至发生电流猝息;另一方面这种磁通运动会产生不可忽视的能量损耗,而这些能量又以焦耳热的形式释放,会引起超导体的温度快速升高,影响超导体正常运行,甚至会导致失超^[13].一般磁通跳跃被分为两类:第一类是所谓的完全磁通跳跃,表现为发生磁通跳跃后超导体温度超过临界温度;另一类为不完全磁通跳跃,发生磁通跳跃后超导体温度小于临界温度,超导体仍处于混合态^[14].Kim 等^[15]把超导体加工成圆筒形状,在圆筒外侧施加平行于圆筒轴线的磁场,在圆筒的轴线位置布设探针探测磁场的变化,观测到了磁通跳跃的现象;Neuringer 与 Shapira^[16]利用超导体发生磁通跳跃时伴随有温度跳跃这一特点设计出了一种可同时观测超导体温度与磁场变化的装置;此外,还有大量的实验^[17-20]被用来研究磁场加载速率、背景温度以及热参数等对磁通跳跃的影响.

针对磁通跳跃的理论研究,Mints^[14]用磁通蠕动的幂函数模型(power-law),假定当超导体由于磁通运动产生的热量大于超导体表面传出的热量时就发生磁通跳跃,在此基础上获得了外加磁场变化速度与发生磁通跳跃外场之间的关系;Hirano 等^[21]数值模拟了在脉冲场磁化期间具有非均匀临界电流密度分布的 REBaCuO 环的电磁-热特性,通过在模型外部引入一个裂缝发现在该裂缝区域发生了突然的磁通跳跃并伴随着较大的温度上升.杨小斌等^[22,23]分析了平行磁场中 BiSrCaCuO 板的磁热不稳定性行为会受磁场扫描速率、环境温度、磁化和弛豫时间的影响,除此之外,还有一些基于不同 E - J 本构关系的数值模拟也解释了发生磁通跳跃的主要特征^[24-28].目前针对磁通跳跃的数值研究大多关注于平行磁场中的超导块体或超导圆柱的磁热稳定性^[29,30].

由于 NbTi 超导线相对比较柔软且方便加工,所以采用 NbTi 超导线绕制超导磁体在过去几十年得到了蓬勃发展.然而 NbTi 超导线的临界温度

低,上临界磁场较小,NbTi 线圈更容易发生磁热不稳定现象导致超导线圈失超,因此具有较高的临界温度和上临界磁场的 Nb₃Sn 超导线,成为填补 NbTi 和尚未成熟的高温超导之间应用空缺的理想材料.Nb₃Sn 超导线圈运行于大电流和强磁场环境中,其磁热稳定性问题是工程实际应用中关注的重点问题之一.最近 Wang 等^[31]采用最小磁能原理考虑了芯丝完全耦合下 Nb₃Sn 超导线的磁通跳跃行为.在本文中,为简便起见,取 Nb₃Sn 超导线圈中的单根超导线进行分析,数值研究了含有多根超导芯丝的复合超导线的磁通跳跃现象.本文的研究内容安排如下:第 2 节介绍了理论模型和数值模拟方法;第 3 节研究了交变磁场的频率和幅值对超导线磁通跳跃现象的影响,给出了超导线不易发生磁通跳跃的频率和幅值区间,为超导线圈工程设计中避免磁通跳跃提供理论指导,接着分析了背景温度对磁通跳跃的影响;最后在第 4 节进行总结.

2 理论模型和方法

超导线圈往往用绞扭的多芯丝超导线来防止磁通跳跃,为了节省计算时间,我们采用 COMSOL Multiphysics 软件建立了完全不耦合的二维数值模型来代替绞扭的三维模型.本文考虑的 Nb₃Sn 超导线由 54 根超导芯丝(灰色六边形)、铜(黄色部分)和环氧树脂(最外面的浅绿色部分)组成,如图 1(a)所示.六边形的对角线长度为 0.12 mm, Nb₃Sn 线半径为 0.65 mm,空气环境区域的大小是超导线的 10 倍.

为了模拟复合多芯超导线的电磁特性,从麦克斯韦方程组和 E - J 本构关系得到以 \mathbf{H} 为状态变量的 H 法微分方程

$$\mu_0 * \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} + \nabla \times \rho(\nabla \times \mathbf{H}) = 0, \quad (1)$$

其中 μ_0 为真空磁导率, ρ 为相关区域的电阻率.对于空气环境,假设空气的电阻率为 $\rho_{\text{air}} = 1 \Omega \cdot \text{m}$.在超导区,电阻率 ρ_{sc} 与电流密度、超导区磁场和温度有关,可表示为

$$\rho_{\text{sc}} = \begin{cases} \frac{E_0}{J_c} \left| \frac{\mathbf{J}}{J_c} \right|^{n-1}, & |J| \leq J_c, T \leq T_c, \\ \frac{E_0}{J_c}, & \text{other,} \end{cases} \quad (2)$$

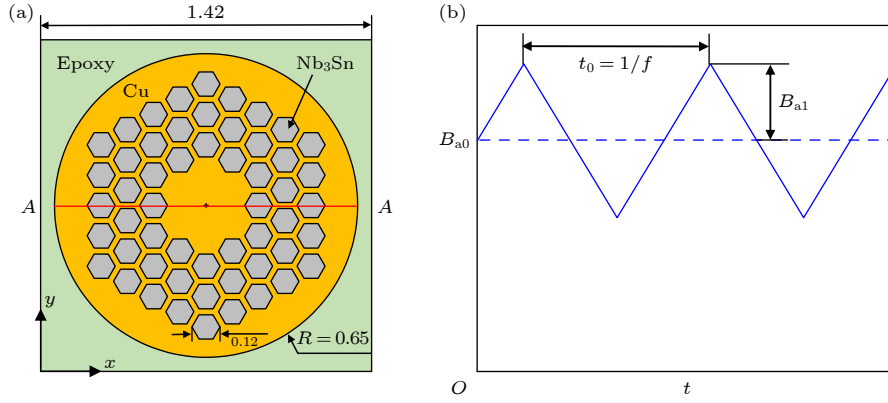


图 1 (a) 单根 Nb₃Sn 超导导线横截面几何形状及相关尺寸 (单位: mm) 示意图, 选取了超导导线横截面中间的线段 A – A 来展示超导导线的电流密度和磁通密度分布. 超导导线置于沿着 y 方向的垂直交变磁场中, 交变磁场形式如图 (b) 所示

Fig. 1. (a) Schematic diagram of the section cross of single Nb₃Sn superconducting wire (unit: mm). We select a line A – A in the middle of the cross section to show the current density and flux density distribution of the superconducting wire. The superconducting wire is exposed to a perpendicular magnetic field along y axis. The form of the alternating magnetic field is shown in panel (b).

其中 $E_0 = 1 \times 10^{-4}$ V/m 为临界电场, $n = n_0 * (T_c/T)$ 表示磁通蠕变指数. 本文选择 $n_0 = 100$ 和临界温度 $T_c = 18.2$ K, J_c 是与温度和磁场相关的临界电流密度, 可以写为

$$J_c = J_{c0} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right) \frac{B_0}{|B| + B_0}, \quad (3)$$

其中 J_{c0} 为零场临界电流密度, 本文假设 J_{c0} 为 3×10^{10} A/m², $B_0 = 28$ T 是表示域依赖的常数值. 为了对多芯超导线的热效应进行研究, 上述方程与如下的热扩散方程耦合求解:

$$c * \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - h(T - T_0) + \mathbf{E} \cdot \mathbf{J}, \quad (4)$$

其中 T_0 为环境温度, 除图 12 和图 13 外, 本文采用背景温度 $T_0 = 4.2$ K. λ 表示导热系数, c 表示体积比热, h 表示传热系数. 这些参数与 T^3 成正比, 即 $\lambda = \lambda_0 * (T/T_0)^3$, $c = c_0 * (T/T_0)^3$ 和 $h = h_0 * (T/T_0)^3$, 选取超导区域 λ_0 和 c_0 的热参数分别为 0.1 W/(K·m), 800 J/(K·m³). 环氧树脂区域热参数为 0.05 W/(K·m), 530 J/(K·m³). 铜区域是 200 W/(K·m), 900 J/(K·m³). 由于超导芯丝不与冷却液接触, 超导芯丝内部的传热 h 为 0. 而在环氧树脂与空气的边界处, 传热变为 $h_0 = 10$ W/(K·m²). 由于推进线圈在磁悬浮系统中产生变化的磁场, 我们假设超导导线处于周期性变化的斜坡磁场 B_a 中 (如图 1(b) 所示), 磁场方向垂直于超导导线横截面即沿 y 轴, 其中背景磁场为 $B_{a0} = 1$ T, 磁场的振幅为 B_{a1} , 周期为 $t_0 = 1/f$. 交变磁场的表达式为

$$B_a = \begin{cases} \frac{4B_{a1}}{t_0}t, & 0 < t < \frac{t_0}{4}, \\ \frac{4B_{a1}}{t_0} \left(\frac{t_0}{2} - t\right) + B_{a0}, & \frac{t_0}{4} < t < \frac{3t_0}{4}, \\ \frac{4B_{a1}}{t_0} (t - t_0) + B_{a0}, & \frac{3t_0}{4} < t < t_0. \end{cases} \quad (5)$$

将狄利克雷边界条件应用于空气区域的外边界为

$$H_x = 0, H_y = B_a/\mu_0. \quad (6)$$

在超导导线横截面上施加沿 z 轴方向恒定的运输电流 $I_a = 100$ A. 为了模拟实际情况下超导导线的绞扭效应, 通过在每根芯丝上施加逐点约束使每根芯丝的静电流为零, 这样每根芯丝的电流分布完全独立, 以此达到以二维模型模拟绞扭时完全不耦合的情形. 在三维情况下超导芯丝的绞扭对应的是具有一定耦合度的情况, 该耦合度取决于材料的剩余电阻率和绞扭的程度^[32], 完全不耦合就是耦合度为零的情况. 我们对比了完全耦合和完全不耦合情况下的发热功率和电流分布, 如图 2 所示. 可以看出, 完全耦合情况下超导芯丝的发热功率 P 小于完全不耦合情况, 完全耦合情况下电流的分布可以看作是整根超导导线在磁场作用下感应出来的电流, 而完全不耦合情况下每根芯丝的电流分布是独立的. 因此完全耦合情形下在超导导线中心区域没有电流穿透, 而完全不耦合情况下在每根芯丝中都有电流分布. 相比于完全不耦合情况, 完全耦合情况载流能力有所下降. 本文考虑的是超导芯丝完全不耦合的情形.

3 结果分析与讨论

为了验证本文使用方法的准确性,采用 H 法和 $H-\varphi$ 法计算了三根圆形超导芯丝在峰值磁场为 1.5 T、周期为 10 s 的正弦交变磁场下的电磁行为. 对比两种方法求得在 2.5 和 5 s 时的电流密度和磁通密度分布以及三根超导芯丝总的发热功率随时间的变化,如图 3 所示,两种方法的计算结果非常符合. 除此之外,使用本文介绍的 H 法模拟计算了周

期性变化的磁场下 Nb_3Sn 超导线的磁化曲线,并关于外磁场从 0 T 开始加载的第一阶段所达到的最大的磁矩的绝对值进行了归一化处理,其中磁场加载率为 17 mT/s,磁场在 0 和 3 T 之间周期变化. 参考文献 [33] 中给出了上述磁场变化下 OST 生产的 Nb_3Sn 超导线的实验测试结果. 如图 4 所示,可以发现不论是在磁场的上升阶段还是下降阶段,超导线发生磁通跳跃的磁场范围都与实验结果符合较好,从而验证了本文的仿真模拟结果的准确性和可靠性.

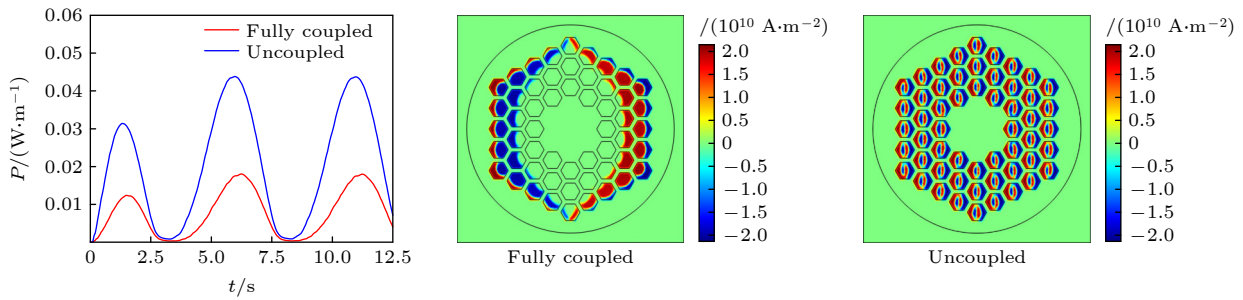


图 2 完全耦合和完全不耦合情况的发热功率随时间变化曲线,插图展示在曲线图 $P-t$ 上某时刻的电流密度图

Fig. 2. Developments of thermal power versus time between fully coupled and uncoupled cases, the insets show the contour of current density at time indicated in the $P-t$ curves.

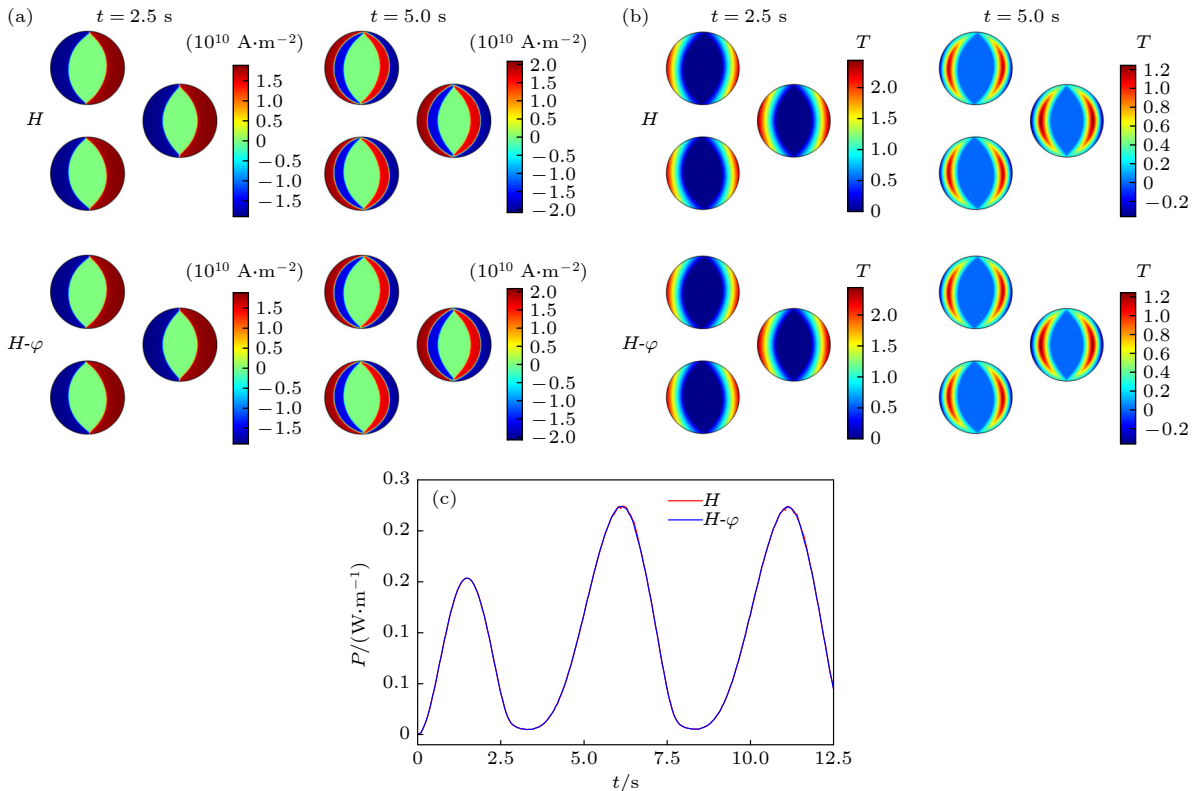


图 3 为了验证本文采用的 H 法的准确性,分别使用 H 法和 $H-\varphi$ 法模拟三根超导芯丝在 2.5 和 5 s 时的 (a) 电流密度 J_z 、(b) 磁通密度 B_y , 以及 (c) 三根芯丝的发热功率随时间的变化

Fig. 3. In order to verify the H formula adopted by this paper, (a) the current density J_z , (b) flux density B_y at 2.5 and 5 s, and (c) the variations of total thermal power of the three filaments versus time were conducted both by H and $H-\varphi$ formulas.

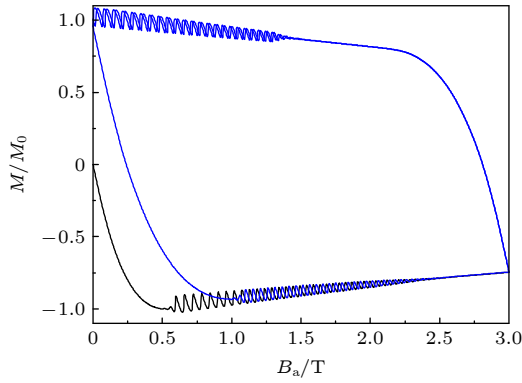


图4 由本文使用的 H 法计算得到的归一化磁化曲线, 与参考文献 [33] 中的实验结果符合较好

Fig. 4. The normalized magnetization curve calculated by the H method used in this paper is matched with the experimental results in Ref. [33].

在接下来的部分, 用 H 公式研究了处于变化磁场中的载流超导线的磁热不稳定性行为. 取 $B_{a1} = 0.7$ T, $f = 0.3$ Hz 的外加振荡磁场, 模拟了带芯丝的超导线的磁通跳跃, 由于超导线的温度和

电场是表征其磁通跃迁行为的重要参数. 图 5(a) 和图 5(b) 给出了在一个磁场加载周期内, 超导芯丝发生磁通跳跃的电压和温度信号随时间的变化特征, 发生磁通跳跃时, 超导芯丝的电压信号和温度信号增加非常迅速, 这主要是由于大量的涡旋迅速地进入超导体中. 在发生第一次磁通跳跃之前电场和温度都存在一段平稳增加的过程, 在该过程中超导区域的磁通缓慢穿透, 磁通运动产生的热量和边界散发的热量平衡, 随着超导芯丝温度逐渐增加, 超导区域的临界电流密度逐渐降低, 超导体的钉扎势降低, 磁通运动速度加快, 当磁通运动产生的热量达到一个临界值时, 就开始发生第一个磁通跳跃. 取单个跳跃峰研究, 随着磁通跳跃的发生超导体温度迅速升高, 超导区域的载流能力下降, 磁通涡旋受到电磁力作用强度降低, 磁通运动速度变慢, 产生的热量随之变小, 传出边界的热量大于磁通运动产生的热量, 超导体温度下降, 一直到温度降到最小值, 而在此过程中超导体载流能力也在

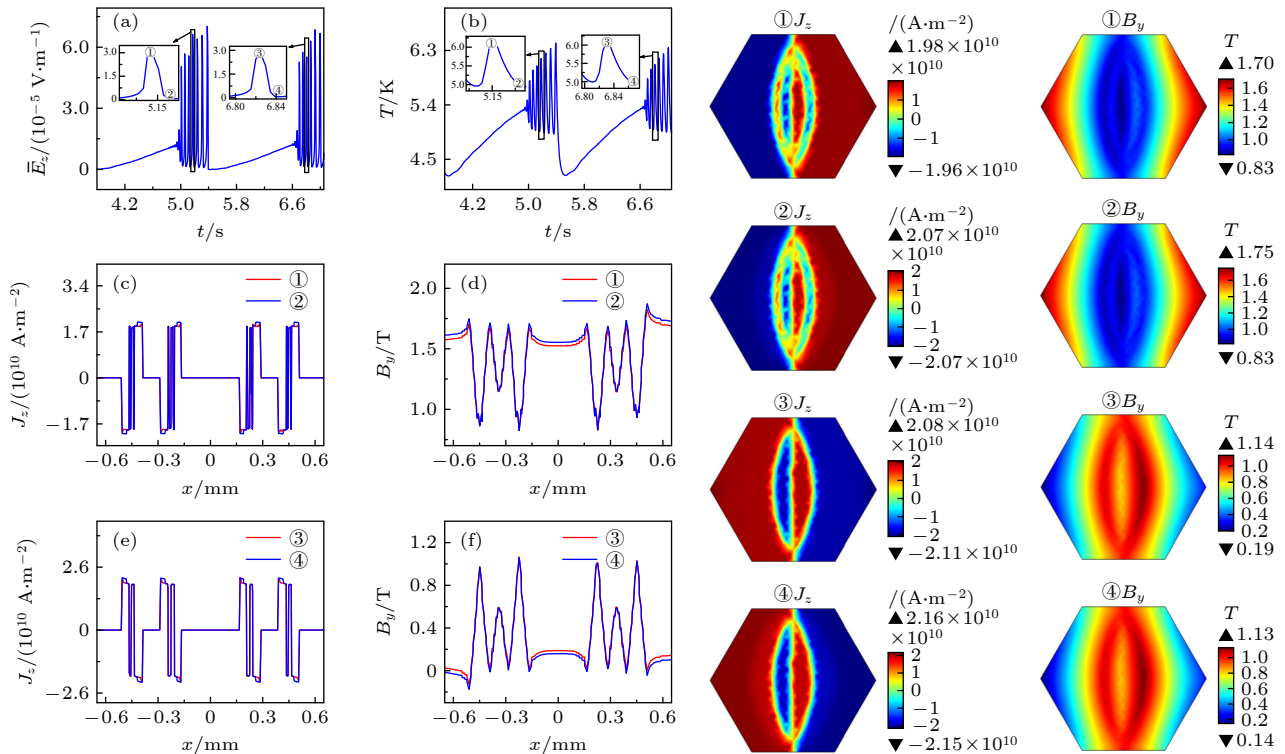


图5 超导线发生跳跃时的 (a) 平均电场 \bar{E}_z 和 (b) 平均温度 T 随时间的变化曲线; (c) 和 (d) 分别展示了上升阶段 \bar{E}_z-t 或者 $T-t$ 曲线对应时刻超导线中心 $A-A$ 线的电流密度 J_z 和磁通密度 B_y 分布; (e) 和 (d) 分别展示了下降段电流密度 J_z 和磁通密度 B_y 分布, 插图①—④分别展示了在 $T-t$ 曲线上对应时刻单根芯丝的电流密度和磁通密度图

Fig. 5. The variations of (a) average electric field \bar{E}_z and (b) average temperature T as a function of time when flux jump occurs in the superconducting wire. (c) and (d) show the distributions of current density J_z and flux density B_y at the center of superconducting wire in ascending branch at oscillating times indicated in \bar{E}_z-t or $T-t$ curve. (e) and (d) show the current density J_z and flux density B_y distributions in the descending branch. The insets ①—④ show the contours of current density and flux density of a single filament at times indicated in the $T-t$ curve.

逐步恢复. 此外可以发现, 电压信号降低到最小值所经过的时间少于温度信号所经过的时间, 这是因为磁通量的扩散比热传导更快. 同时观察到下降段磁场和上升段磁场开始发生磁通跳跃的温度相同. 由于超导芯丝完全解耦, 即使在磁通跳跃状态下, 最高温度也只有 $0.35T_c$.

图 5(c)–(f) 分别显示了磁场上升阶段和下降阶段超导线横截面沿 $A-A$ 线 (如图 1(a) 所示) 的电流密度和磁通密度分布. 由于 $A-A$ 线穿过 4 根超导芯丝, 每根芯丝的电流密度有一个正饱和值和一个负饱和值, 最大电流密度约为 $0.74J_{c0}$. 插图 ①–④ 为单根超导芯丝在磁通跳跃状态下最高和最低点对应的电流和磁通密度的等高线图. 从图 5(c) 可以看出, 在温度信号达到最高值时超导芯丝的饱和电流密度会降低. 从图 5(d) 可以看出, 在磁场上升段, 超导芯丝边缘的磁场大于超导芯丝中心区域的磁场, 在两根芯丝之间有一个由外加磁场和其他芯丝中的电流在该处感应出的叠加磁场, 但是

该磁场小于超导芯丝边缘的磁场. 然而在磁场下降阶段, 图 5(f) 中观察到超导芯丝边缘的磁通密度在发生磁通跳跃后会降低, 超导芯丝中心区域的磁场大于超导边缘的磁场, 同样可以观察到在相邻两根超导芯丝之间的铜层区域叠加磁场, 即在两个高峰之间有一个较低的峰.

现在来讨论磁通跳跃状态和磁通平滑穿透状态之间的区别. 在磁通平滑穿透这种状态下, 磁通跳跃不会发生, 如图 6(a) 和图 6(b) 所示的平均电压和温度随时间变化的曲线中, 标记 ①–④ 的这 4 种状态来解释在一个周期内磁通跳跃状态和磁通平滑穿透之间的差异. 彩色插图 ①–④ 为对应时刻磁通跳跃状态和平滑穿透状态下超导线横截面的电流密度和磁通密度图. 通过对比未发生磁通跳跃时刻和发生跳跃时刻的超导线横截面上的电流和磁通分布 (图 6(c)–(f)), 可以发现在未发生磁通跳跃时, 超导芯丝中的磁通穿透深度比发生磁通跳跃时小, 在超导芯丝中心区域存在由前一个下降段

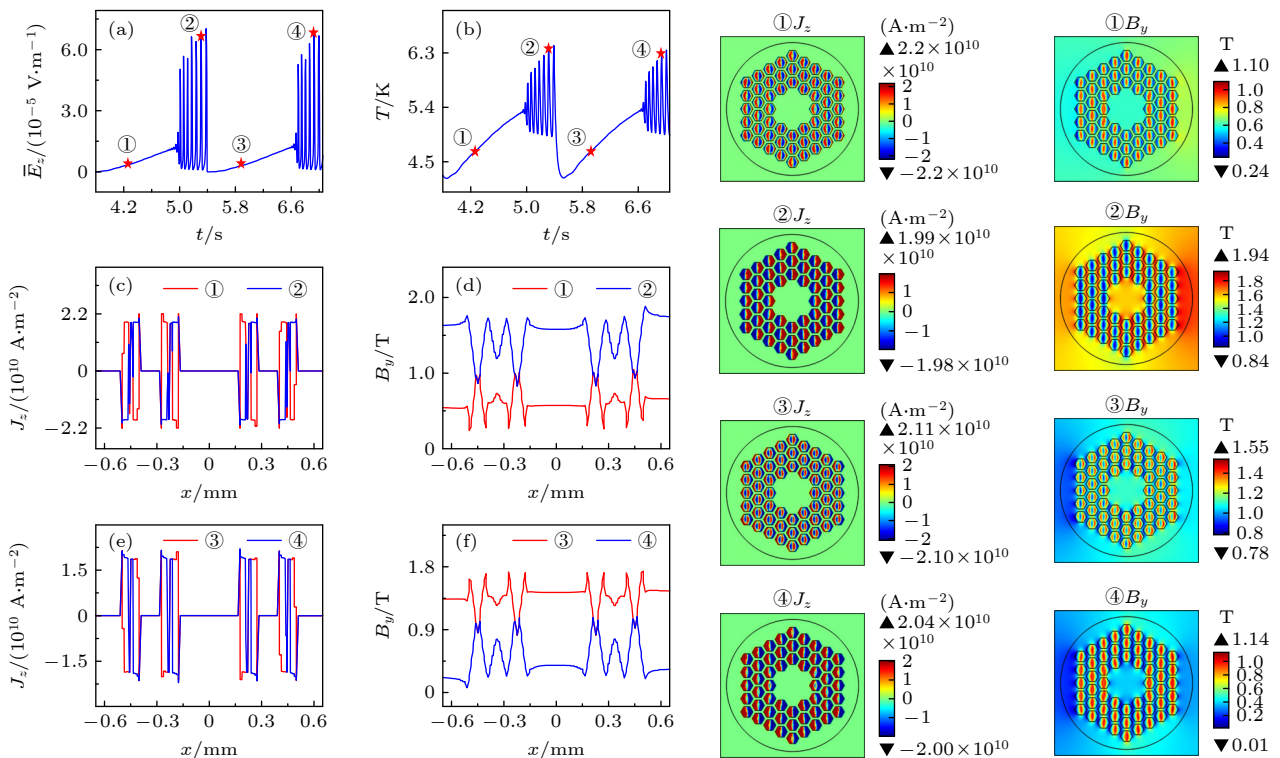


图 6 超导线发生跳跃时的 (a) 平均电场 \bar{E}_z 和 (b) 平均温度 T 随时间的变化曲线, (c) 和 (d) 分别展示了上升段阶段 \bar{E}_z-t 或者 $T-t$ 曲线上未震荡和发生震荡对应时刻电流密度 J_z 和磁通密度 B_y 分布; (e) 和 (f) 分别展示了下降段未震荡和发生震荡时的电流密度 J_z 和磁通密度 B_y 分布, 插图 ①–④ 分别展示了在 $T-t$ 曲线上对应时刻整根超导导线的电流密度和磁通密度图

Fig. 6. The variations of (a) average electric field \bar{E}_z and (b) average temperature T as a function of time when flux jump occurs in the superconducting wire. (c) and (d) show the distributions of current density J_z and flux density B_y at the center of superconducting wire in ascending branch at no oscillating and oscillating times in \bar{E}_z-t or $T-t$ curve. (e) and (f) show the current density J_z and flux density B_y distributions in the descending branch. The insets ①–④ show the contours of current density and flux density of the whole superconducting wire at times indicated in the $T-t$ curve.

磁场感应出的冻结在芯丝内部的反向电流 (插图①). 从图 6(d) 可以观察到在未发生磁通跳跃时超导芯丝边缘的磁场比超导芯丝中心区域磁场更小, 在发生跳跃时超导芯丝边缘的磁场大于超导芯丝中心区域的磁场, 由于电流未穿透至中心, 已经感应出的电流会产生一个屏蔽磁场来阻止外部磁场改变超导芯丝中心的磁场, 超导芯丝中心的磁场在磁通跳跃和平滑穿透状态之间保持不变.

在磁场下降阶段, 从图 6(e) 及电流密度图可以看到超导芯丝中心区域也存在反向的电流, 该部分电流是由前一个周期的上升段磁场感应出的冻结在超导芯丝内部的电流. 从图 6(f) 可以观察到超导芯丝边缘的磁场在未发生磁通跳跃时比超导芯丝中心区域磁场更大, 在发生跳跃时超导芯丝边缘的磁场小于超导芯丝中心区域的磁场, 超导芯丝中心的磁场从未发生跳跃到发生跳跃时基本不变. 这是由于在发生磁通跳跃时超导芯丝中的电流还未穿透至中心.

接着研究交变磁场的幅值和频率对多芯超导导线磁通跳跃的影响, 图 7 给出了在磁场幅值 $B_{a1} = 0.7$ T 不变的情况下超导线处于不同频率的交变磁场中平均温度随时间的变化. 从图中可以观察到在保持幅值不变的情况下, 随着频率的增加, 发生磁通跳跃的频率和温度跃变的幅度逐渐降低, 当频率达到 0.7 Hz 时, 超导体不发生磁通跳跃. 这是由于同一幅值情况下, 频率越高, 外磁场变化的速率越快, 超导体温度升高得越快, 在单个周期内的同一时刻超导体温度越高, 磁通蠕动系数越小, 对磁通蠕动的抑制效果越差, 也就越不容易发生磁通跳跃.

接下来计算不同幅值 $B_{a1} = 0.5, 0.6$ 和 0.7 T 时, 超导线在单个加载周期内初次发生跳跃的磁场阈值 B_{th} 随频率的变化 (如图 8). 可以发现在同一幅值下, 磁场上升阶段和下降阶段初次发生跳跃的磁场阈值 B_{th} 不相等, 而是关于 $B_{a0} = 1$ T 对称, 这说明在磁场上升段和下降段发生初次跳跃所经历的时间相同. 值得注意的是初次发生跳跃的磁场阈值随频率非单调变化, B_{th} 在 0.07 Hz 附近取极值. 以磁场下降阶段为例, 频率 f 小于 0.07 Hz 时 B_{th} 随频率的增加而增大, 大于 0.07 Hz 时 B_{th} 随频率的增加而减小, 磁场上升阶段与下降段情况刚好相反, 当频率过大或过小时均不发生磁通跳跃. 这是因为在频率 f 过小时, 磁场的变化速率太慢, 超导体温度升高速率较小, 磁通运动产生的热量达不到发生磁通跳跃的临界值,

所以不发生磁通跳跃, 而在频率 f 过大时, 磁场的变化速率快, 超导体温度升高较快, 磁通蠕动系数越小, 磁通主要以磁通蠕动的形式穿透进超导体, 所以不发生磁通跳跃 (图 7(d)). 因此随着频率的增加超导体的磁热状态发生了从稳定状态向不稳定状态即磁通跳跃状态转变, 随着频率的进一步增大, 超导体再次转变为磁热稳定态.

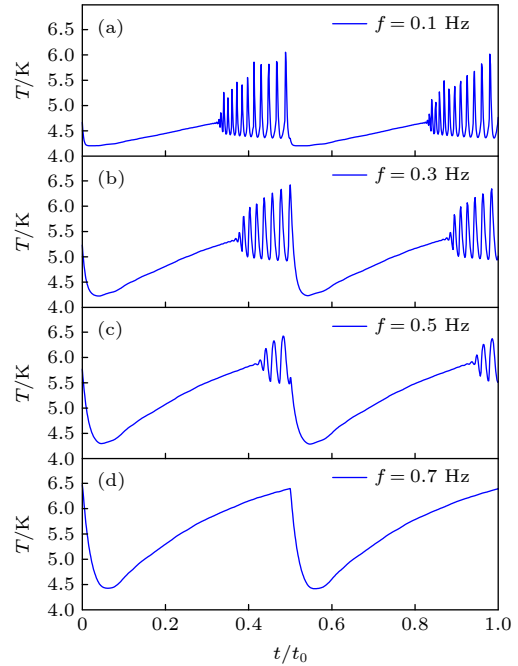


图 7 在 $T_0 = 4.2$ K 和幅值为 0.7 T 时不同频率下超导导线的平均温度随时间的变化

Fig. 7. the variations of average temperature of a superconducting wire with time for different frequencies at the amplitude of 0.7 T and $T_0 = 4.2$ K .

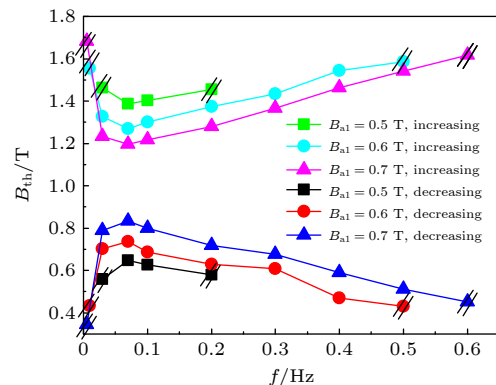


图 8 在 $T_0 = 4.2$ K 下, 不同幅值下超导线发生初次磁通跳跃的磁场阈值 B_{th} 随频率 f 的变化 (图中双斜线表示不发生磁通跳跃的临界点)

Fig. 8. The variations of magnetic field threshold of the initial flux jump B_{th} versus frequency f at different amplitudes at $T_0 = 4.2$ K (The double slash in the figure indicate critical points where flux jump does not occur).

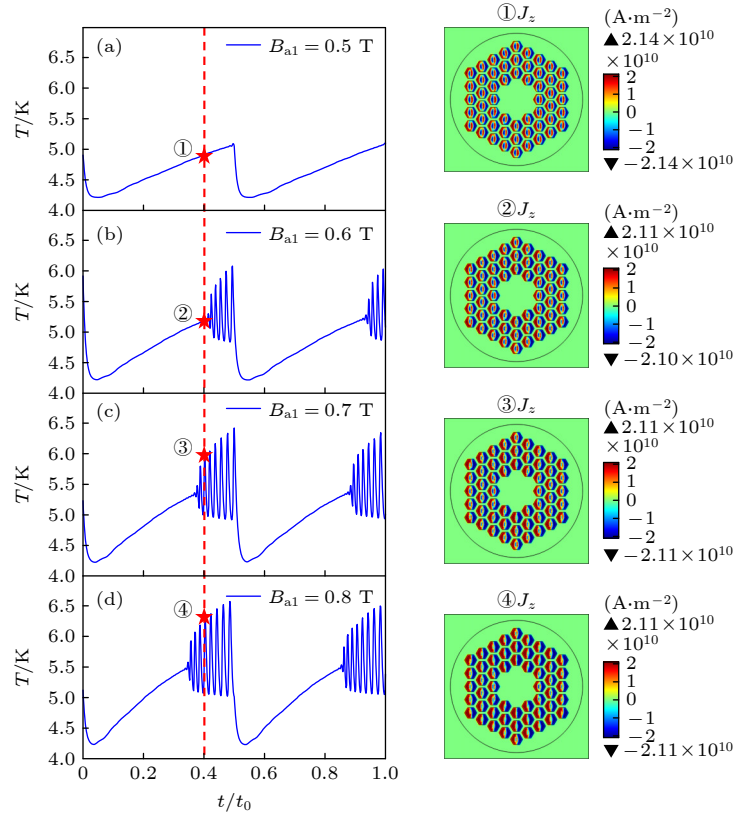


图 9 在 $T_0 = 4.2\text{ K}$ 和频率为 0.3 Hz 时, 不同幅值下超导线的平均温度随时间的变化, 插图①—④分别展示了在 $T-t/t_0$ 曲线上对应时刻整根超导线的电流密度图

Fig. 9. The developments of average temperature of a superconducting wire as a function of time for different amplitudes at the frequency of 0.3 Hz and $T_0 = 4.2\text{ K}$. The insets ①—④ show the contours of current density of the whole superconducting wire at times indicated in the $T-t/t_0$ curve.

图 9 给出了在交变磁场频率 $f = 0.3\text{ Hz}$ 不变的情况下, 不同磁场幅值, 即 $B_{a1} = 0.5, 0.6, 0.7$ 和 0.8 T 时超导芯丝平均温度随时间的变化. 发现在幅值为 0.5 T 时, 超导线不发生磁通跳跃, 随着幅值 B_{a1} 的增大, 发生磁通跳跃的频率和温度跃变的幅度逐渐增加, 初次跳跃发生的时间更加提前. 这是因为在频率相同的情况下, 在经过相同的时间后, 幅值为 0.5 T 时磁压较小, 超导线中反转电流的穿透深度相对较浅 (插图①), 进入超导线的磁通较少, 超导线中的磁压没有达到发生磁通跳跃的阈值, 所以不容易发生磁通跳跃. 但是随着幅值的增大, 在相同的时间内反转电流的穿透深度越深 (插图②—④), 超导线中的磁压越大, 越容易发生磁通跳跃.

接下来计算了在频率 $f = 0.1, 0.3$ 和 0.5 Hz 时初次发生跳跃的磁场阈值 B_{th} 随幅值 B_{a1} 的变化. 从图 10 可以看出, 磁场阈值 B_{th} 随幅值 B_{a1} 单调变化. 磁场下降阶段初次发生跳跃的磁场阈值 B_{th} 随幅值 B_{a1} 的增加而增大, 而磁场上升阶段初次发生跳跃

的 B_{th} 随 B_{a1} 的增加而减小, 上升段磁场和下降段磁场的曲线同样关于 $B_{a0} = 1\text{ T}$ 对称. 同一幅值情况下, 频率越大, 发生初次跳跃所经历的时间越长,

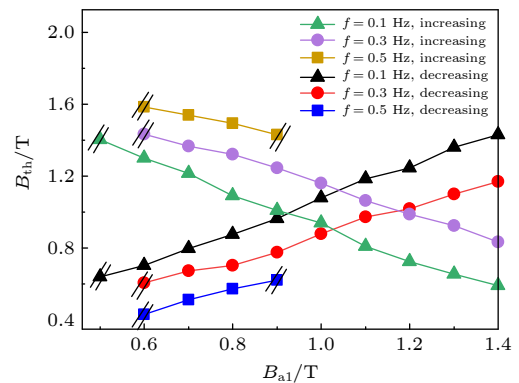


图 10 在 $T_0 = 4.2\text{ K}$ 下, 不同频率时初次发生磁通跳跃的磁场阈值 B_{th} 随幅值 B_{a1} 的变化 (图中双斜线表示不发生磁通跳跃的临界点)

Fig. 10. At $T_0 = 4.2\text{ K}$, the variations of magnetic field threshold of the initial flux jump B_{th} with the amplitude B_{a1} at different frequencies (The double slash lines in the figure indicate critical points where flux jumping does not occur).

这与图 7 的结论一致. 另外值得注意的是, 交变频率越小, 超导体发生磁通跳跃的幅值区间越大, 反之亦然. 因此为了避免超导体发生磁通跳跃应该尽量将交变磁场频率调至较大的值.

为了更清楚地理解交变磁场频率和幅值对超导体磁热稳定性的影响, 我们绘制了正要发生磁通跳跃时关于频率和幅值的临界阈值曲线图, 图 11(a)

中黑色实线所包围的蓝色区域为超导体发生磁通跳跃的区域, 其余灰色区域为磁通平稳穿透的区域. 比较有意思的现象是在幅值为 0.75 T 时, 临界频率达到最大值, 在频率为 0.08 Hz 时, 临界幅值达到最小值. 由此可以总结出, 随着幅值的减小, 发生磁通跳跃的频率区间先变大后变小, 直到某个临界频率后超导体不再发生磁通跳跃. 通过分析交变

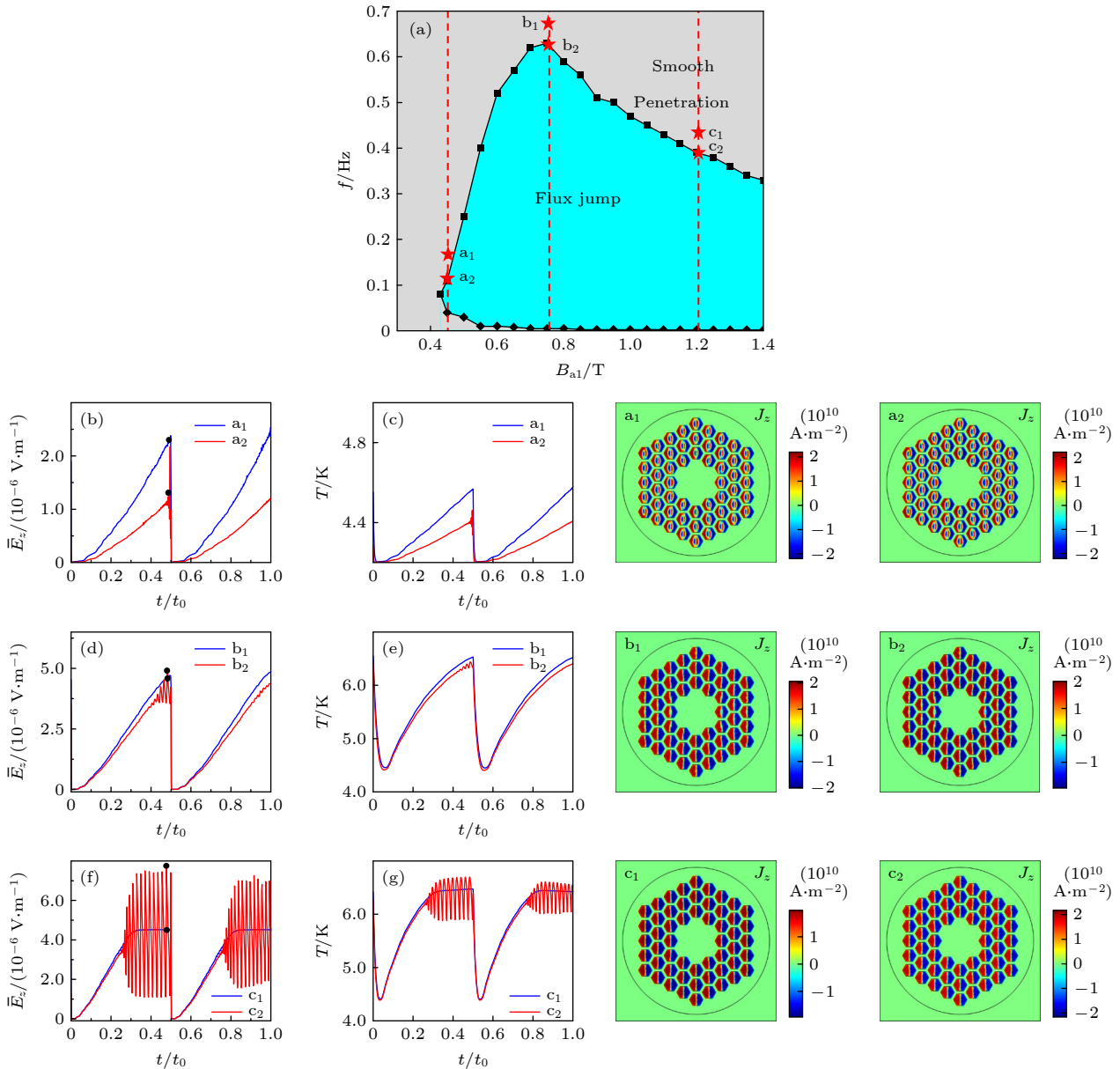


图 11 (a) 在 $T_0 = 4.2\text{ K}$ 时超导体发生磁通跳跃的频率和幅值的临界阈值曲线, 其中黑色实线所包围的蓝色区域为超导体发生磁通跳跃的区域, 其余灰色区域为磁通平稳穿透的区域. (b)–(g) 分别展示了图 (a) 中 6 个点对应情况下超导体的平均电场和平均温度随时间的变化, 插图 $a_1 - c_2$ 表示 $\bar{E}_z - t$ 曲线的最高点 (黑色实心圆点) 对应时刻超导体的电流密度

Fig. 11. At $T_0 = 4.2\text{ K}$, (a) the critical threshold of frequency and amplitude (black curve) when flux jump will happen in a superconducting wire. The blue region is the region where flux jump occurs, and the rest gray region is the region where smooth penetration occurs; (b)–(g) show the variations of the average electric field and temperature of the superconducting wire with time under the corresponding conditions of the 6 points in (a); Panels $a_1 - c_2$ show the current density of the superconducting wire at times (black solid dots) corresponding to the highest points of the $\bar{E}_z - t$ curves.

磁场幅值和频率对磁通跳跃的相互作用, 为了避免超导线发生磁通跳跃, 应当尽量减小外加交变磁场的幅值或者增大交变频率.

图 11 给出了超导线发生磁通跳跃的频率和幅值的临界阈值曲线, 其中黑色实线所包围的蓝色区域为超导线发生磁通跳跃的区域, 其余灰色区域为磁通平稳穿透的区域. 为了分析频率和磁场幅值对磁通跳跃的影响, 取位于边界曲线上的三个点 a_2 , b_2 , c_2 和边界曲线上磁通平稳穿透区域的三个点 a_1 , b_1 , c_1 进行分析, 并展示了对应各点的超导芯丝平均电场和平均温度随时间变化的曲线 (如图 11(b)–(g)). 插图 a1–c2 为黑色实心点对应时刻的单根超导线电流密度等高线分布图. 从图 11 可以看出, 在临界曲线之外的三个点 a_1 , b_1 , c_1 的平均电场和温度虽然没有发生跳跃, 但是这三个点比位于临界曲线上的点 a_2 , b_2 , c_2 在发生跳跃前的阶段的电场和温度更高. 在发生跳跃时, 幅值较小时电场和温度跳跃的频率和幅度较低 (a_2 和 b_2 点), 而幅值较大时电场和温度跃变的频率和幅度更高 (c_2 点), 所以要尽量避免超导线在高幅值的磁场中运行.

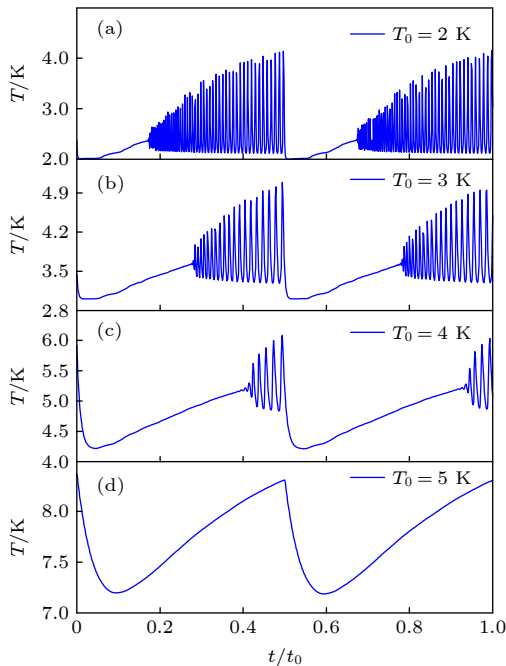


图 12 幅值为 0.7 T, 频率为 0.3 Hz 情况下, 不同背景温度时超导线的平均温度随时间的变化

Fig. 12. At the amplitude of 0.7 T and the frequency of 0.3 Hz, the variations of average temperature of the superconducting wire with time for different background temperatures.

图 12 给出了在 $B_{a1} = 0.7$ T, $f = 0.3$ Hz 情况下, 不同背景温度时超导芯丝平均温度随时间的变化曲线, 从图中可以发现在保持频率和幅值不变的情况下, 随着背景温度降低, 磁通跳跃发生的频率越高, 温度跃变幅度越高. 这主要是由于超导体的体积比热与温度成正相关, 温度越高超导体的体积比热越高, 在相同热量情况下超导体的温升更慢, 磁通运动速率增大的趋势变慢. 此外, 温度越高, 磁通蠕动系数越小, 对磁通蠕动的抑制效果越差, 越不容易发生磁通跳跃, 在 $T_0 = 5$ K 时, 磁通运动产生的热量与边界散发的热量平衡, 没有发生磁通跳跃.

接下来研究了磁场下降阶段初次跳跃磁场 B_{th} 随背景温度 T_0 的变化规律. 从图 13 可以看出, 在保持频率和幅值不变的情况下, 背景温度越低, 初次发生磁通跳跃的磁场越高, 说明发生磁通跳跃的时间越早. 这是由于背景温度越低, 对应的磁通蠕动指数越大, 对磁通蠕动的抑制效果更好, 更容易发生磁通跳跃. 在频率为 0.3 Hz 时, 交变磁场幅值越小, 发生磁通跳跃的临界背景温度越低. 这主要是由于在背景温度较高情况下, 幅值越低, 磁场增加的速率越低, 磁通运动产生的热量越少, 温度升高越慢. 当磁场加载到下降段结束时超导体的温度达不到发生跳跃的临界温度, 降低背景温度可以抑制磁通蠕动, 更容易达到发生磁通跳跃的临界值.

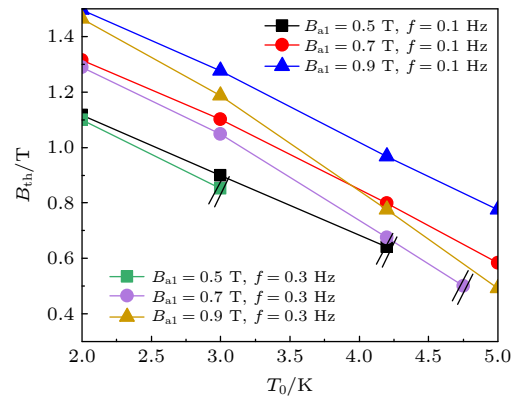


图 13 不同频率和幅值下初次发生磁通跳跃的磁场阈值 B_{th} 随背景温度 T_0 的变化 (图中双斜线表示不发生磁通跳跃的临界点)

Fig. 13. The variations of magnetic field threshold of the initial flux jump B_{th} with the background temperature T_0 at different frequencies and amplitudes (The double slash lines in the figure indicate critical points where flux jump does not occur).

4 结 论

本文采用 Maxwell 方程的 H 构型并且耦合温度场模拟了 Nb_3Sn 复合超导线的磁通跳跃行为. 通过约束每根芯丝的静电流为零来模拟超导线的绞扭特征, 分析了交变磁场频率和幅值对超导线磁通跳跃的影响. 当交变幅值较小和频率过大时, 没有磁通跳跃现象发生. 当交变磁场幅值不变时, 随着频率的增加, 超导线发生磁通跳跃的频率和温度跃变的幅度逐渐降低. 初次发生磁通跳跃的磁场阈值 B_{th} 随频率非单调变化. 当交变频率不变时, 随着幅值的增大, 发生磁通跳跃的频率和温度跃变的幅度逐渐增大, 初次跳跃发生的时间越早, 初次发生磁通跳跃的磁场阈值 B_{th} 随交变磁场幅值单调变化. 根据超导线发生磁通跳跃的临界频率和幅值曲线可以看出, 随着幅值的减小, 发生磁通跳跃的频率区间先变大后变小, 直到某个临界频率后超导线不再发生磁通跳跃. 最后分析了背景温度对磁通跳跃的影响, 在保持频率和幅值不变的情况下, 背景温度高于某一临界值时, 没有磁通跳跃发生, 但随着背景温度的降低, 磁通跳跃发生的频率越高, 温度跃变幅度也越高, 初次发生磁通跳跃的时间越早. 由于 Nb_3Sn 超导线临界温度和上临界磁场均较高, 相比于 NbTi 超导线, Nb_3Sn 超导线不易发生磁通跳跃行为, 更加适合于磁悬浮系统中的超导线圈. 通过分析交变磁场幅值、频率和背景温度对磁通跳跃的作用发现, 为了避免超导线发生磁通跳跃, 应当尽量减小外加交变磁场的幅值或者增大交变频率和背景温度. 本文的研究结果对于调控磁悬浮系统中超导线圈的磁热稳定性行为具有理论参考意义.

参考文献

- [1] Yang J, Piao M W, Gao W B, Fu K, Gao H 2019 *Comput. Integr. Manuf. Syst.* **25** 1908 (in Chinese) [杨晶, 朴明伟, 高文斌, 傅凯, 高辉 2019 计算机集成制造系统 **25** 1908]
- [2] Xiong J Y, Deng Z G 2021 *J. Traffic Transp. Eng.* **21** 177 (in Chinese) [熊嘉阳, 邓自刚 2021 交通运输工程学报 **21** 177]

- [3] Saijo T, Koike S, Tadakuma S 1981 *IEEE Trans. Ind. Appl.* **17** 533
- [4] Kyotani Y 1988 *IEEE Trans. Magn.* **24** 804
- [5] Meins J, Miller L, Mayer W 1988 *IEEE Trans. Magn.* **24** 808
- [6] Schultz L, de Haas O, Verges P, Beyer C, Rohlig S, Olsen H, Kuhn L, Berger D, Noteboom U, Funk U 2005 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **15** 2301
- [7] Okano M, Iwamoto T, Furuse M, Fuchino S, Ishii I 2006 *J. Phys.: Conf. Ser.* **43** 999
- [8] Kusada S, Igarashi M, Nemoto K, Okutomi T, Hirano S, Kuwano K, Tominaga T, Terai M, Kuriyama T, Tasaki K 2007 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **17** 2111
- [9] Wang J, Wang S, Zeng Y, Huang H, Luo F, Xu Z, Tang Q, Lin G, Zhang C, Ren Z 2002 *Physica C* **378** 809
- [10] Stumberger G, Aydemir M T, Zarko D, Lipo T A 2004 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **14** 54
- [11] Hu G J 2005 *M. S. Thesis* (Zhejiang: Zhejiang University) (in Chinese) [胡赣娟 2005 硕士 (浙江: 浙江大学)]
- [12] Turman B, Marder B, Rohwein G, Aeschliman D, Kelley J, Cowan M, Zimmerman R 1995 *Sandia National Laboratories, the United States Department of Energy*
- [13] Wen H H 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 143 (in Chinese) [闻海虎 2021 物理学报 **70** 143]
- [14] Mints R 1996 *Phys. Rev. B* **53** 12311
- [15] Kim Y, Hempstead C, Strnad A 1963 *Phys. Rev.* **129** 528
- [16] Neuringer L, Shapira Y 1966 *Phys. Rev.* **148** 231
- [17] Wertheimer M R, Gilchrist J le G 1967 *J. Phys. Chem. Solids* **28** 2509
- [18] Mints R, Rakhmanov A 1981 *Rev. Mod. Phys.* **53** 551
- [19] Wipf S L 1991 *Cryog.* **31** 936
- [20] Nabialek A, Niewczas M, Dabkowska H, Dabkowski A, Castellan J, Gaulin B 2003 *Phys. Rev. B* **67** 024518
- [21] Hirano T, Fujishiro H, Naito T, Ainslie M D 2020 *Supercond. Sci. Technol.* **33** 044003
- [22] Zhou Y H, Yang X B 2006 *Phys. Rev. B* **74** 054507
- [23] Yang X B, Zhou Y H, Tu S D 2010 *Physica C* **470** 109
- [24] Swartz P, Bean C 1968 *J. Appl. Phys.* **39** 4991
- [25] Bean C P 1962 *Phys. Rev. Lett.* **8** 250
- [26] Müller K H, Andrikidis C 1994 *Phys. Rev. B* **49** 1294
- [27] Gou X F, Zheng X J, Zhou Y H 2007 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **17** 3795
- [28] Kashikhin V V, Zlobin A V 2005 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **15** 1621
- [29] Zhang W W, Xia J, Yong H D, Zhou Y H 2020 *AIP Adv.* **10** 025021
- [30] Zhao Y F, Xia T D, He T H, Feng W J 2010 *J. Low Temp. Phys.* **160** 201
- [31] Wang Q Y, Xue C, Chen Y Q, Ou X J, Wu W, Liu W, Ma P, Sun L T, Zhao H W, Zhou Y H 2022 *Physica C* **593** 1354002
- [32] Lahtinen V, Stenvall A 2013 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **24** 1
- [33] Barzi E, Limon P J, Yamada R, Zlobin A V 2001 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **11** 3595

Tunable flux-jump characteristic of multifilamentary composite Nb₃Sn superconducting wires in maglev systems*

Dong Shi-Quan¹⁾ He An^{1)†} Liu Wei²⁾ Xue Cun^{3)‡}

1) (*Department of Engineering Mechanics, College of Science, Chang'an University, Xi'an 710064, China*)

2) (*Western Superconducting Technologies Co., Ltd. Xi'an 710014, China*)

3) (*Department of Engineering Mechanics, School of Mechanics, Civil Engineering and Architecture, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China*)

(Received 27 June 2022; revised manuscript received 28 August 2022)

Abstract

The superconducting solenoid with constant large current is exposed to an alternating magnetic field during the acceleration of the superconducting maglev train, which will cause flux jump of the superconducting solenoid. It can reduce the current-carrying capacity of the solenoid, and generate a lot of heat and make the temperature of the superconducting solenoid rise sharply, which will make the whole superconducting coils quenched. Thus the research of flux jump has very important scientific significance. Nb₃Sn superconducting wire is a composite structure composed of multiple superconducting filaments, copper and epoxy resin. In this paper, the magneto-thermal instability behavior of a three-dimensional superconducting wires under alternating magnetic fields and constant current is studied by using a two-dimensional model in which the net current of each filament is constrained to zero. By analyzing the effect of amplitude and frequency of alternating magnetic field on flux jump of a Nb₃Sn superconducting wire, we find that when the magnetic field amplitude keeps unchanged, the magnetic field threshold of the initial flux jump changes non-monotonically with the frequency. While the frequency keeps unchanged, the threshold of the initial flux jump changes monotonously with the amplitude of the alternating magnetic field. In addition, with the decreasing applied field, the frequency range for flux jump first increases then decreases to certain critical frequency when the superconducting wire does not have flux jumps. The results of this paper can provide a theoretical basis for regulating the magneto-thermal instability of superconducting wires.

Keywords: Nb₃Sn multifilamentary composite superconducting wire, flux jump, alternating magnetic field, maglev system

PACS: 74.25.Bt, 74.25.Dw, 74.25.fc, 74.70.Ad

DOI: 10.7498/aps.72.20221252

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11972298), the Natural Science Basic Research plan of Shaanxi Province, China (Grant Nos. 2022JM-025, 007234930030), the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant No. 300102121201), and the Key R&D Program of Shaanxi Province, China (Grant No. 0105679005).

† Corresponding author. E-mail: hean@chd.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: xuecun@nwpu.edu.cn

磁悬浮系统中多芯复合 Nb_3Sn 超导线磁通跳跃的可调性研究

董石泉 何安 刘伟 薛存

Tunable flux-jump characteristic of multifilamentary composite Nb_3Sn superconducting wires in maglev systems

Dong Shi-Quan He An Liu Wei Xue Cun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 017401 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221252

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221252>

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

14 T全身超导MRI磁体的技术挑战——大规模应用强场超导磁体未来十年的发展目标之一

Technology challenges of 14 T whole-body superconducting MRI magnets —A target of high-field superconducting magnet technology for large scale applications in next decade

物理学报. 2021, 70(1): 018401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202042>

空心圆柱形永磁体内径对单畴GdBCO超导块材磁悬浮力的影响

Effect of inner diameter of hollow cylindrical permanent magnet on levitation force of single domain GdBCO bulk superconductor

物理学报. 2018, 67(7): 077401 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172418>

高温超导体磁通钉扎和磁通动力学研究简介

Brief introduction to flux pinning and vortex dynamics in high temperature superconductors

物理学报. 2021, 70(1): 017405 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201881>

拓扑超导体 $FeSe_xTe_{1-x}$ 单晶超导性能与磁通钉扎

Superconducting and flux pinning properties of $FeSe_xTe_{1-x}$ topological superconductors

物理学报. 2020, 69(23): 237401 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201125>

基于 $PbMg_{1/3}Nb_{2/3}O_3-PbTiO_3$ 压电单晶的磁电复合薄膜材料研究进展

Progresses of magnetoelectric composite films based on $PbMg_{1/3}Nb_{2/3}O_3-PbTiO_3$ single-crystal substrates

物理学报. 2018, 67(15): 157506 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180911>

122型铁基超导线带材实用化研究进展

Recent progress of 122-type iron-based superconducting wires and tapes

物理学报. 2018, 67(20): 207402 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181256>