

磁场作用下超导圆环的涡旋演化

史良马 周明健 朱仁义

Evolution of vortex configuration for superconducting ring in the presence of an externally applied field

Shi Liang-Ma Zhou Ming-Jian Zhu Ren-Yi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **63**, 247501 (2014) DOI: 10.7498/aps.63.247501

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.247501>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2014/V63/I24>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于不敏粒子滤波的水中非合作磁性目标实时磁定位方法

A real-time magnetic localization method of underwater non-cooperative magnetic targets based on unscented particle filter

物理学报.2014, 63(22): 227502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.227502>

双能隙介观超导体的涡旋结构模拟

Numerical simulation of vortex structure in mesoscopic two-gap superconductor

物理学报.2013, 62(9): 097401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.097401>

超导材料 NbS₂ 上临界磁场的理论分析

Theoretical analysis on the upper critical field of superconductor NbS₂

物理学报.2012, 61(16): 167401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.167401>

用两带 Ginzburg-Landau 理论分析两带超导体 Lu₂Fe₃Si₅ 的表面临界磁场

The two-band Ginzburg-Landau theory analysis of the surface critical field of the two-band superconductor Lu₂Fe₃Si₅

物理学报.2011, 60(1): 017401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.017401>

磁场作用下超导圆环的涡旋演化*

史良马[†] 周明健 朱仁义

(巢湖学院电子工程与电气自动化学院, 合肥 238000)

(2014年6月22日收到; 2014年8月20日收到修改稿)

利用 Ginzburg-Landau 理论模拟在外磁场作用下超导圆环的涡旋演化, 讨论了外磁场、材料参数以及圆环内外径对涡旋进入超导圆环体以及涡旋达到稳定分布的影响. 研究表明: 外磁场越大, 材料参数 κ 越大, 圆环环身越宽, 则超导圆环体内容纳的涡旋就越多. 当磁场较小时, 涡旋只由内边界进入超导体, 当磁场足够大时, 涡旋则先由外边界, 然后再从内边界进入超导体.

关键词: 圆环, 涡旋, Ginzburg-Landau 理论, 超导

PACS: 75.40.Mg, 74.20.De, 74.78.-w

DOI: 10.7498/aps.63.247501

1 引言

从 Abrikosov 和 Ginzburg 获得 2003 年诺贝尔物理学奖以来, 第二类超导体的涡旋物质在超导理论中基础性作用和在技术上的应用引起了人们的极大关注. 涡旋物质的研究也成为凝聚态研究的重要前沿之一. 1957 年, Abrikosov 运用 Ginzburg-Landau 唯象理论通过方程的线性化说明了方程中的参数 κ (又称 GL 参数) 大于 $1/\sqrt{2}$ 的超导体 (即第 II 类超导体) 在磁场足够强的情况下, 磁场以量子的磁通方式穿过超导体, 在超导体内形成涡旋^[1]. Ginzburg-Landau 唯象理论在描述超导体各种电磁现象与涡旋特性上取得了很大的成功^[2-5]. 由 Ginzburg-Landau 理论导出的含时 Ginzburg-Landau 方程可描述接近临界温度时的超导体的动力学特性, 展现在外磁场作用下超导体涡旋态随时间演化的过程. 因此, 人们主要从理论分析与数值计算两个方面对含时 Ginzburg-Landau 方程进行了大量的研究. 在理论上, Du^[6] 以及 Tang 和 Wang^[7] 证明了含时 Ginzburg-Landau 方程全局弱解和全局吸引子的

存在性与惟一性. 由于含时 Ginzburg-Landau 方程是一组时空变量相互耦合的非线性微分方程组, 目前还不能给出它的解析解. 数值近似成为求解含时 Ginzburg-Landau 方程的重要方法. 通过有限差分法^[8]、积分法^[9]和有限元法^[10]等这些方法得到的数值解很好地说明了超导体的特性. 尤其是二重交错网格差分法在直角坐标系下求解矩形样品方面取得了很大的成功^[11-13]. 圆形的样品在纳米超导技术中极为常见, 人们又将这些数值方法拓展到极坐标系或柱坐标系下, 来研究圆形 (如圆盘) 的样品^[14]. 对于理想的圆盘或圆环, 其对称性很高, 磁场很难穿过对称性很高的边界进入到超导体内部. 而实际的圆盘或圆环总是有缺陷的, 磁场应该可以从边界缺陷进入到超导体. 超导环是量子器件的研究与设计制造中非常重要的构件^[15,16]. 研究圆环尤其是介观圆环的超导涡旋特性对于超导体的实际应用有着十分重要的意义. 国内对超导环及其应用有了一定的研究^[17,18]. 与圆盘相比, 圆环不仅仅多出了内边界, 而且圆环是一个复连通的几何结构, 其涡旋特性与量子化的行为将有所不同. 本文主要对实际的介观薄圆环在不同外磁场作用下材料参数和圆环尺寸对涡旋分布的影响进行研究.

* 安徽省高校省级科学研究重点项目 (批准号: KJ2012A203) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: slm428@shu.edu.cn

2 理论模型

按照 Ginzburg-Landau 理论, 在外磁场 H 的作用下, 超导体的 Gibbs 自由能可以写成^[11]

$$G(\psi, \mathbf{A}) = \int_{\Omega} \left(\alpha|\psi|^2 + \frac{1}{2}\beta|\psi|^4 + \frac{1}{2m_s} \left| \left(-i\hbar\nabla - \frac{e_s}{c}\mathbf{A} \right) \psi \right|^2 + \frac{|\mathbf{h} - \mathbf{H}|^2}{8\pi} \right) d\Omega, \quad (1)$$

其中, e_s 和 m_s 是没有外磁场作用时 Cooper-Pair 的电荷与质量; ψ 为复序参量; \mathbf{A} 为矢势, 磁场 $\mathbf{h} = \nabla \times \mathbf{A}$, 而 \mathbf{H} 是外磁场; α, β 是与温度有关的系数. (1) 式分别选取长度为 λ 、磁场为 $\sqrt{2}H_c$ 、矢势为 $\sqrt{2}H_c\lambda$ 、复序参量为 ψ_0 作为单位, 则 (1) 式就变为无量纲自由能

$$G(\psi, \mathbf{A}) = \int_{\Omega} \left(-|\psi|^2 + \frac{1}{2}|\psi|^4 + |\nabla \times \mathbf{A} - \mathbf{H}|^2 + \left| \left(\frac{\nabla}{\kappa} - i\mathbf{A} \right) \psi \right|^2 \right) d\Omega, \quad (2)$$

其中,

$$\begin{aligned} \psi_0 &= \sqrt{-\alpha/\beta}, \\ H_c &= (4\pi|\alpha||\psi|^2)^{1/2}, \\ \lambda &= (m_s c^2 / 4\pi|\psi_0|^2 e_s^2)^{1/2}, \\ \xi &= (\hbar^2 / 2m_s |\alpha|)^{1/2}, \\ \kappa &= \lambda / \xi \quad (\text{材料参数}). \end{aligned}$$

对于圆环, 选择柱坐标系, (2) 式改写为

$$\begin{aligned} G(\psi, A_\rho, A_\theta) &= \int_0^{2\pi} \int_0^{\rho_0} \left(-|\psi|^2 + \frac{1}{2}|\psi|^4 + \left| \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho A_\theta) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial A_\rho}{\partial \rho} - H \right|^2 + \left| \left(\frac{1}{\kappa} \frac{\partial \psi}{\partial \rho} - iA_\rho \psi \right) e_\rho + \left(\frac{1}{\kappa \rho} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} - iA_\theta \psi \right) e_\theta \right|^2 \right) \rho d\rho d\theta. \quad (3) \end{aligned}$$

在柱坐标系下, 对 ρ - θ 平面进行二重网格划分, 如图 1. 在 $\psi_{i,j}$ 所在的虚线所围成面积为 $\psi_{i,j}$ 控制的体积元, 记为 $\Omega_{i,j}$. 其沿径向向外移半个网格步长所围面积为矢势 \mathbf{A} 的径向分量 (为了方便用字母 \mathbf{A} 表示) 的控制体积元, 记为 $\Omega_{i,j}^\rightarrow$. 其沿角向逆向移动半个网格步长所围面积为矢势的角向分量

(为了方便用字母 \mathbf{B} 表示) 的控制体积元, 记为 $\Omega_{i,j}^\uparrow$. 同时, 沿径向和角向各移动半个网格步长所围面积记为 $\Omega_{i,j}^\nearrow$.

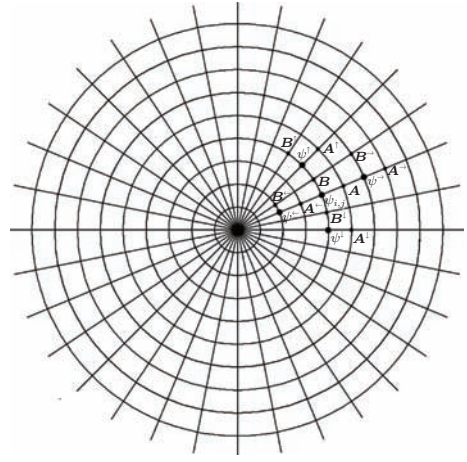


图 1 极坐标系下二重网格点的划分

现将 (3) 式的积分化为网格单元内的积分,

$$\begin{aligned} G(\psi, A, B) &= \sum_{ij} \int_{\Omega_{i,j}} \left(-|\psi|^2 + \frac{1}{2}|\psi|^4 \right) \rho d\rho d\theta \\ &+ \sum_{ij} \int_{\Omega_{i,j}^\rightarrow} \left| \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho B) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial A}{\partial \rho} - H \right|^2 \rho d\rho d\theta \\ &+ \sum_{ij} \int_{\Omega_{i,j}^\uparrow} \left| \frac{1}{\kappa} \frac{\partial \psi}{\partial \rho} - iA\psi \right|^2 \rho d\rho d\theta \\ &+ \sum_{ij} \int_{\Omega_{i,j}^\uparrow} \left| \frac{1}{\kappa \rho} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} - iB\psi \right|^2 \rho d\rho d\theta. \quad (4) \end{aligned}$$

积分用网格单元中心的函数值乘以网格单元的面积, 一阶导数用中心差分代替. 同时为了避免与网格标记 i 的区别, 用 $I = \sqrt{-1}$ 表示虚数单位, 并令

$$\begin{aligned} W &= e^{I\kappa \int^\rho A(\varsigma, \theta) d\varsigma}, \\ V &= e^{I\kappa \int^\theta B(\rho, \varsigma) \rho d\varsigma}, \end{aligned} \quad (5)$$

则 (4) 式就可以化为

$$\begin{aligned} G(\psi, A, B) &= \sum_{\text{grid}} \left(-|\psi|^2 + \frac{1}{2}|\psi|^4 \right) i h_\rho^2 h_\theta \\ &+ \sum_{\text{grid}} \left[\frac{(i+1)B^\rightarrow - iB}{\left(i + \frac{1}{2} \right) h_\rho} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & - \left[\frac{A^\uparrow - A}{\left(i + \frac{1}{2}\right)h_\rho h_\theta} - H \right]^2 i h_\rho^2 h_\theta \\
 & + \sum_{\text{grid}} \left| \frac{\psi^\rightarrow - W\psi}{\kappa h_\rho} \right|^2 \left(i + \frac{1}{2}\right) h_\rho^2 h_\theta \\
 & + \sum_{\text{grid}} \left| \frac{\psi^\uparrow - V\psi}{i\kappa h_\rho h_\theta} \right|^2 i h_\rho^2 h_\theta, \quad (6)
 \end{aligned}$$

其中 h_ρ, h_θ 为径向与角向网格步长.

变量 (ψ, A, B) 对时间变化等于自由能对相应变量变分的负值

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \psi}{\partial t} &= - \left(\frac{\partial G}{\partial \psi^*} \right), \\
 \frac{\partial A}{\partial t} &= - \frac{1}{2} \frac{\partial G}{\partial A}, \\
 \frac{\partial B}{\partial t} &= - \frac{1}{2} \frac{\partial G}{\partial B}. \quad (7)
 \end{aligned}$$

由 (6) 式的自由能分别对变量 (ψ, A, B) 求变分, 有

$$\begin{aligned}
 \frac{\delta G}{\delta \psi^*} &= i h_\rho^2 h_\theta (-\psi + |\psi|^2 \psi) \\
 &+ \frac{h_\theta}{\kappa} \left[- \left(i + \frac{1}{2}\right) W^* \psi^\rightarrow + 2i\psi \right. \\
 &\quad \left. - \left(i - \frac{1}{2}\right) \psi^\leftarrow W^\leftarrow \right] \\
 &+ \frac{1}{i\kappa^2 h_\theta} (-V^* \psi^\uparrow + 2\psi - V^\downarrow \psi^\downarrow). \quad (8) \\
 \frac{\delta G}{\delta A} &= \frac{2}{i + \frac{1}{2}} \left[(i + 1)B^\uparrow - iB - (i + 1)B^\searrow \right. \\
 &\quad \left. + iB^\downarrow - \frac{A^\uparrow - 2A + A^\downarrow}{h_\theta} \right] \\
 &\quad + \frac{\left(i + \frac{1}{2}\right) i h_\rho h_\theta}{\kappa} \\
 &\quad \times (-W\psi^\downarrow \psi^* + W^* \psi^\uparrow \psi^*). \quad (9)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\delta G}{\delta B} &= 2i h_\theta \left(- \frac{i + 1}{i + \frac{1}{2}} B^\rightarrow + \frac{i}{i + \frac{1}{2}} B \right. \\
 &\quad \left. + \frac{i}{i - \frac{1}{2}} B - \frac{i - 1}{i - \frac{1}{2}} B^\leftarrow \right. \\
 &\quad \left. + \frac{A^\rightarrow - A}{\left(i + \frac{1}{2}\right)h_\theta} - \frac{A^\nwarrow - A^\downarrow}{\left(i - \frac{1}{2}\right)h_\theta} \right) \\
 &\quad + \frac{i h_\rho}{\kappa} (-V\psi^\rightarrow \psi^* + V^* \psi^\rightarrow \psi^*). \quad (10)
 \end{aligned}$$

由此可以得到含时 Ginzburg-Landau 方程. 含时

Ginzburg-Landau 方程随时间变化趋向稳定时应该是静态 Ginzburg-Landau 方程的解.

一般自然边界条件:

$$(\nabla \times \mathbf{A}) \times \mathbf{n} = \mathbf{H} \times \mathbf{n}, \quad (11)$$

$$(\nabla / \kappa - \mathbf{IA})\psi \cdot \mathbf{n} = 0, \quad (12)$$

其中 \mathbf{n} 为指向外的表面法向方向. 由 (11) 式可得

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho B) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial A}{\partial \theta} = H. \quad (13)$$

离散化后, 分别用 I, O 来表示径向的内、外边界, 整理可得关于 B 内外边界条件:

$$\begin{aligned}
 B_O &= \frac{i - 1}{i} B^\leftarrow + \frac{A^\nwarrow - A^\leftarrow}{i \left(i - \frac{1}{2}\right) h_\rho h_\theta} \\
 &\quad + \frac{i - \frac{1}{2}}{i} h_\rho H, \quad (14)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 B_I &= \frac{i + 1}{i} B^\rightarrow - \frac{A^\uparrow - A}{i \left(i + \frac{1}{2}\right) h_\rho h_\theta} \\
 &\quad - \frac{i + \frac{1}{2}}{i} h_\rho H. \quad (15)
 \end{aligned}$$

由 (12) 式可得

$$\begin{aligned}
 & \left(\frac{1}{\kappa} \frac{\partial \psi}{\partial \rho} \mathbf{e}_\rho + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \mathbf{e}_\theta - \mathbf{IA}\psi \mathbf{e}_\rho - \mathbf{IB}\psi \mathbf{e}_\theta \right) \cdot \mathbf{e}_\rho \\
 &= 0. \quad (16)
 \end{aligned}$$

求得关于序参量 ψ 的内外边界条件:

$$\psi_O = \frac{1 + W^\leftarrow}{1 + W^{\leftarrow*}} \psi^\leftarrow, \quad (17)$$

$$\psi_I = \frac{1 + W^*}{1 + W} \psi^\rightarrow. \quad (18)$$

3 结果与讨论

由于理想圆环的对称性极高, 在外磁作用下, 涡旋很难进入圆环. 而实际的圆环其边界总会形成一些缺陷, 因此, 在边界上取了两个缺陷点, 即边界条件不作用在这两点上. 这样在磁场作用下涡旋才能进入圆环. 为了观察涡旋随时间的演化情况, 圆环的初态取为超导态, 即超导电子密度为 1, 并且每过一定时间间隔就画出超导电子密度与磁场在圆环体的等高线分布.

首先, 模拟了外径 R_o , 内径 R_i 为 $4\lambda, 1\lambda, \kappa = 5$ 的圆环 (标记为 (4, 1; 5)), 在外磁场 $H = 0.74H_c$ 涡旋随时间的演化过程. 图 2 是超导圆环体内超导电

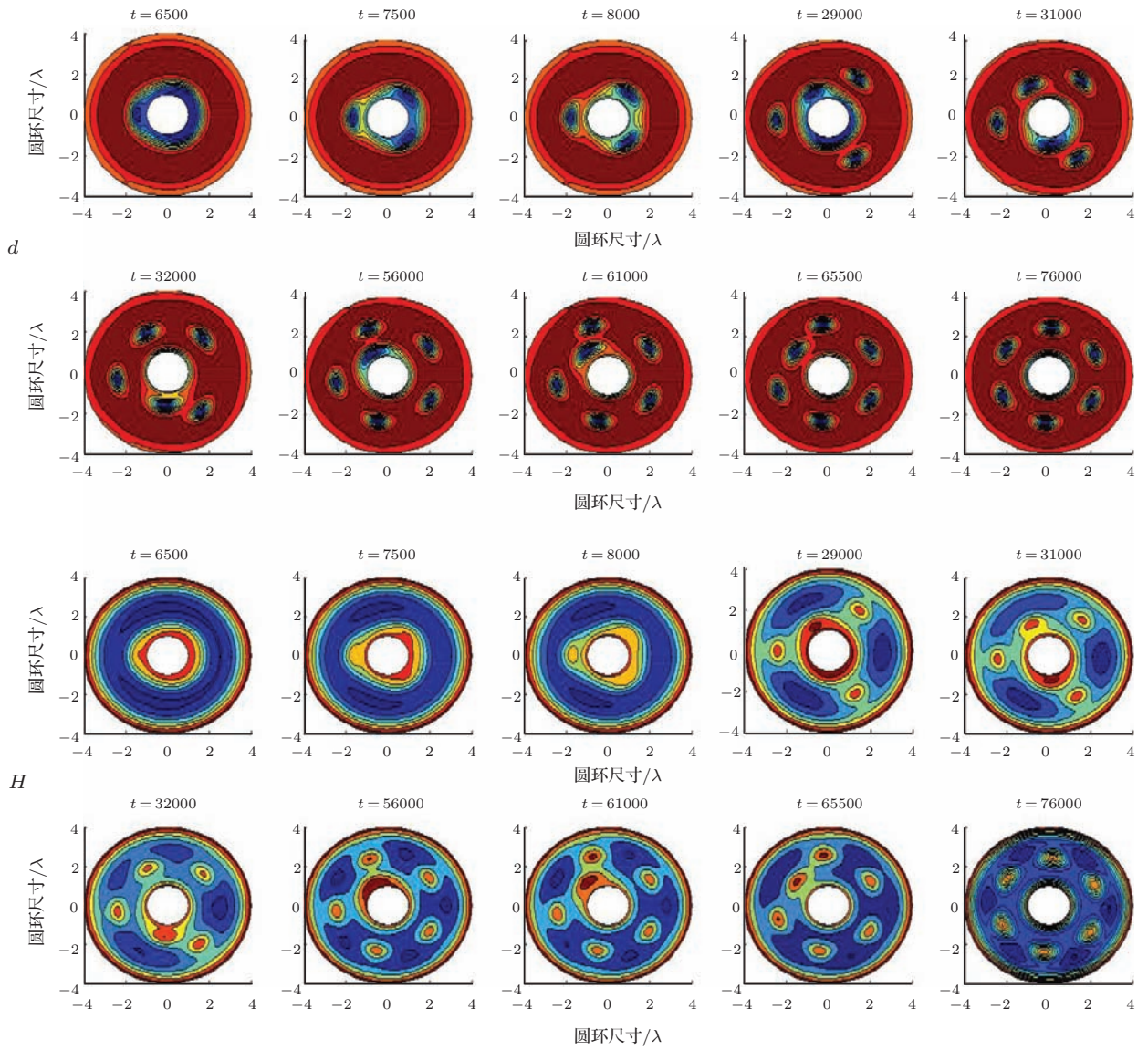


图2 (网刊彩色) 在外磁场 $H = 0.74H_c$ 下圆环 (4, 1; 5) 内涡旋随时间的演化

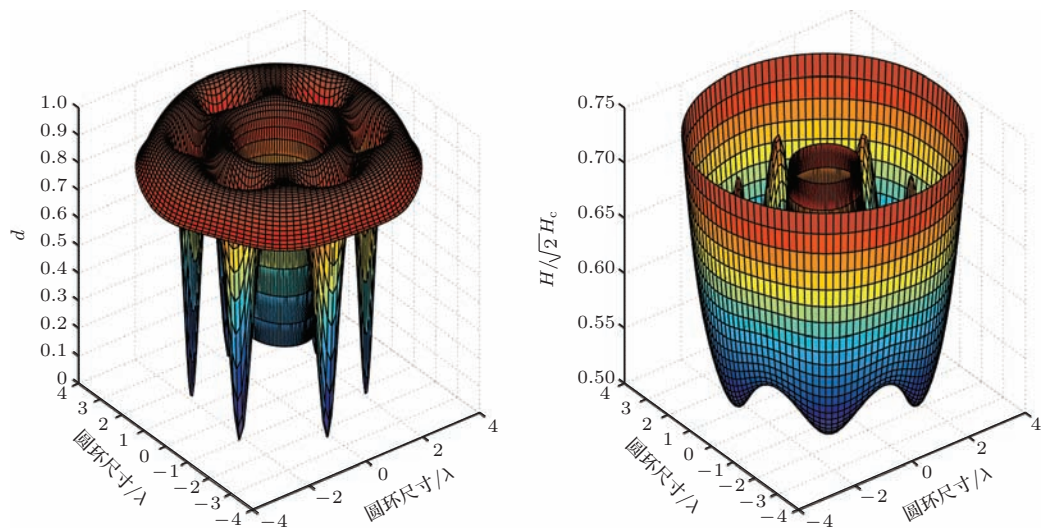


图3 (网刊彩色) 外磁场 $H = 0.74H_c$ 圆环 (4, 1; 5) 内超导电子密度与磁场随时间的三维等高图

子密度(上两行用 d 表示)与相应磁场(下两行用 H 表示)随时间演化的等高线分布(t 表示时间步长),其中红色代表超导电子密度或磁场高,蓝色代表超导电子密度或磁场低.超导电子密度最低位置即涡旋心的位置为正常态.从图中可以看出,随着时间推移,涡旋从圆环内边界进入环体.从图2中,可以清楚地看到涡旋进入圆环导体并最终呈稳定分布的过程,其稳定的涡旋分布具有很强的结构对称性.后面给出有关涡旋结构分布的图都是通过这样时间演化最终达到相对稳定的图形.

图3是在外磁场 $H = 0.74H_c$ 作用下涡旋的分布最终达到稳定时,圆环(4, 1; 5)内超导电子密度与磁场随时间的三维等高图,其中红色代表超导电子密度与磁场高,蓝色代表电子密度与磁场低.可以看到涡旋心的位置磁场最强,超导电子密度非常

低,几乎接近平常态.

图4是图2相应圆环体内涡旋数随时间的变化.横轴 t 为时间,纵轴 L 为圆环体内的容纳涡旋

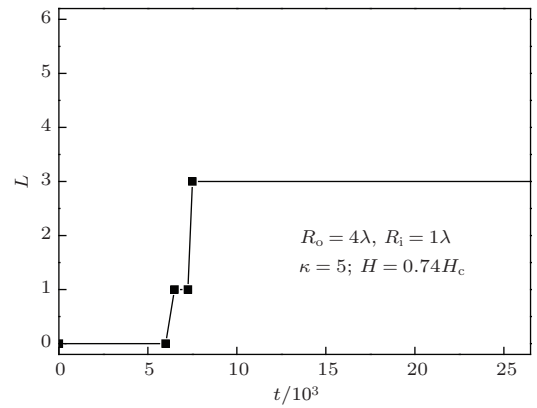


图4 在外磁场 $H = 0.74H_c$ 下圆环(4, 1; 5)体内涡旋数随时间的变化

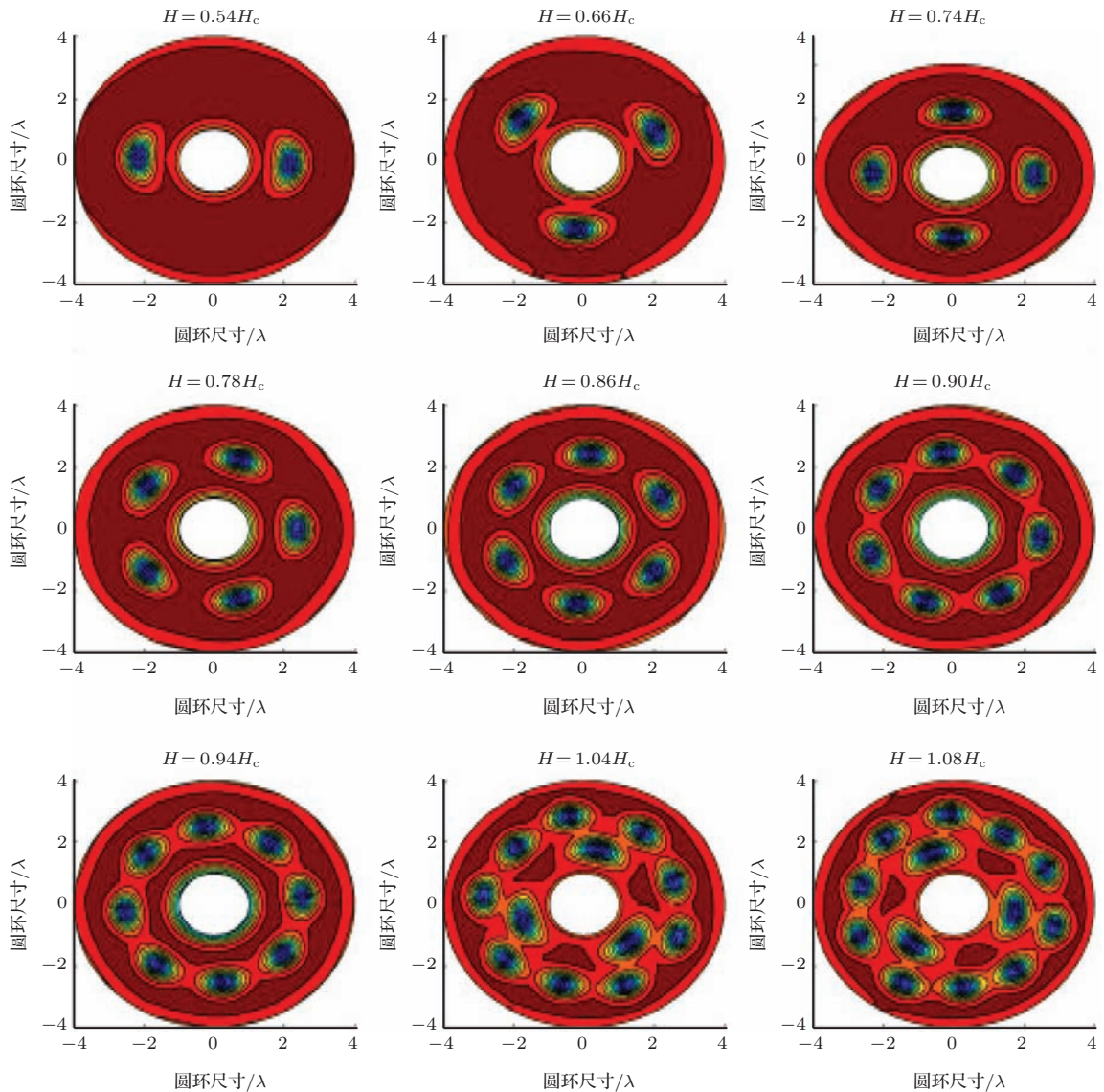


图5 (网刊彩色)不同磁场作用涡旋的演化

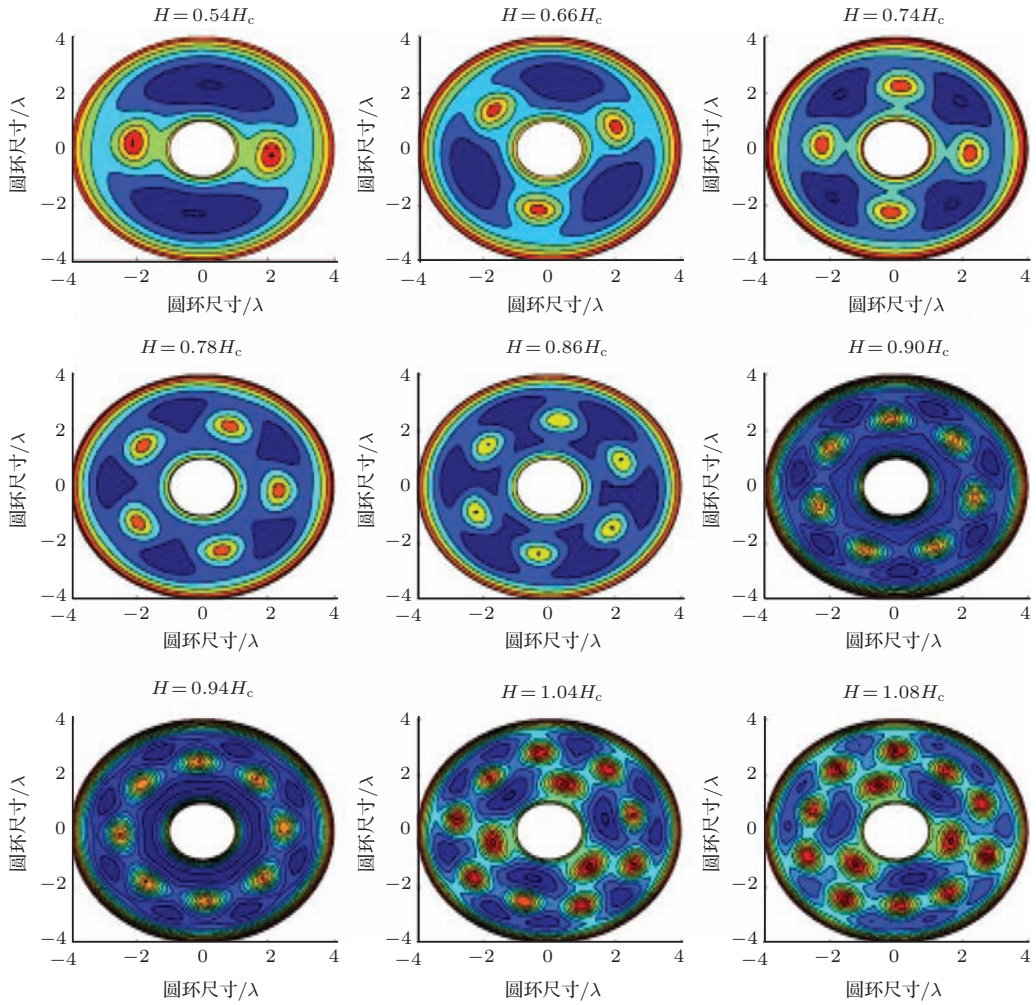


图6 (网刊彩色) 在不同磁场作用下圆环体内部磁场的演化

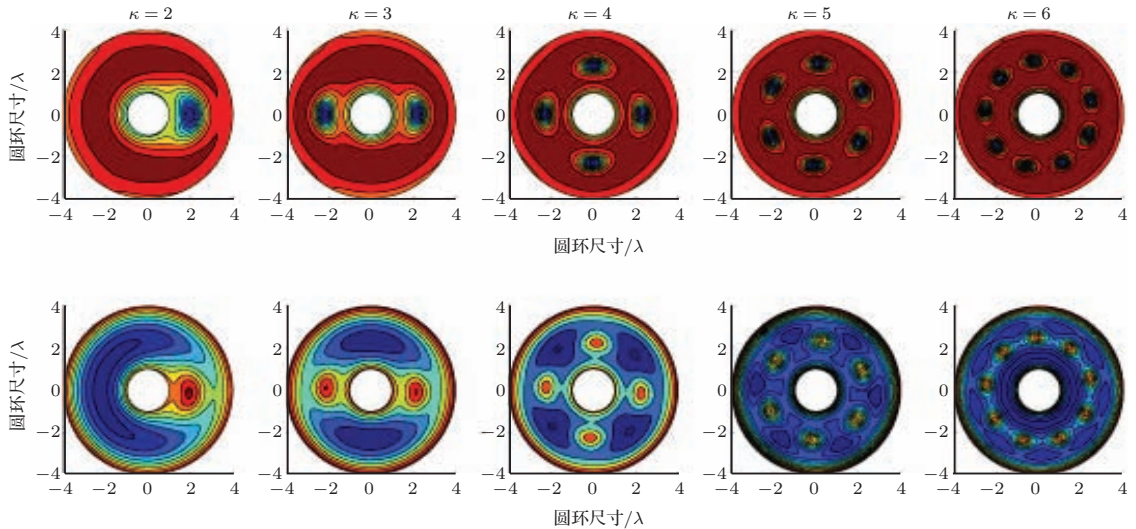


图7 (网刊彩色) 参数 $\kappa = 2, 3, 4, 5, 6$, 外径 R_o 、内径 R_i 为 $4\lambda, 1\lambda$ 的超导电子密度(上)与磁场分布(下)

数. 由图可以看出, 时间 $t = 6500$ 前后 1 个涡旋进入圆环体内, 随后 $t = 7500$ 两个涡旋同时进入圆环体, 并保持到 $t = 27500$, 然后在 $t = 28000$, $t = 30000$ 第四个、第五个涡旋依次进入圆环超导体

内. 从 $t = 30000$ 到 $t = 567500$ 这段时间内圆环体都保持 5 个涡旋, 最后 $t = 57000$ 进入第六个涡旋, 从 $t = 57000$ 以后圆环体都保持 6 个涡旋, 并最终达到稳定的涡旋分布.

其次,研究了同一个圆环在不同外磁场作用涡旋的演化情况.图5是圆环(4,1;4)在外磁场 $H = 0.54, 0.66, 0.74, 0.78, 0.86, 0.90, 0.94, 1.04$ 和 $1.08H_c$ 作用下涡旋随时间的演化最终达到稳定时的分布.图6则是其相应的磁场分布.由图5和图6可以看出,随着外磁场的增大,进入超导圆环的涡旋数增多.在研究中发现,当外磁场小于 $0.92H_c$ 时,涡旋都是从内环边界进入圆环体内,但外磁场增大到 $0.92H_c$ 时,涡旋则先从外环外界进入圆环体内,然后再从内环进入圆环体内.当外磁场足够大,进入圆环体的涡旋数较多时,涡旋则成层状分布(如磁场为 $1.04H_c$ 和 $1.08H_c$, 圆环体内的涡旋数分别12与13,内层涡旋数都是3,外层涡旋数分别是9与10).由于圆环样品特殊的对称性,涡旋的分布并不像宏观超导样品中呈三角形分布,而是在圆周上分层排列分布.磁场越大,进入超导体的涡旋数越多.这是因为:当磁场很小,圆环所包围的面积内具有的磁场足够维持圆环体内达到平衡时的涡旋,随着时间推移,内环内的磁通就通过内边界进入圆环体内;当磁场较大,圆环所包括的面积内具有的磁场不足以维持圆环体内达到平衡时的涡旋,则磁场首先通过外边界进入圆环内,直到圆环所包围的面积内具有的磁通能够维持圆环体内的涡旋.随时间推移,内环内的磁通最终通过内边界再进入圆环体内.

接下来,在外磁场相同、圆环尺寸相同的情

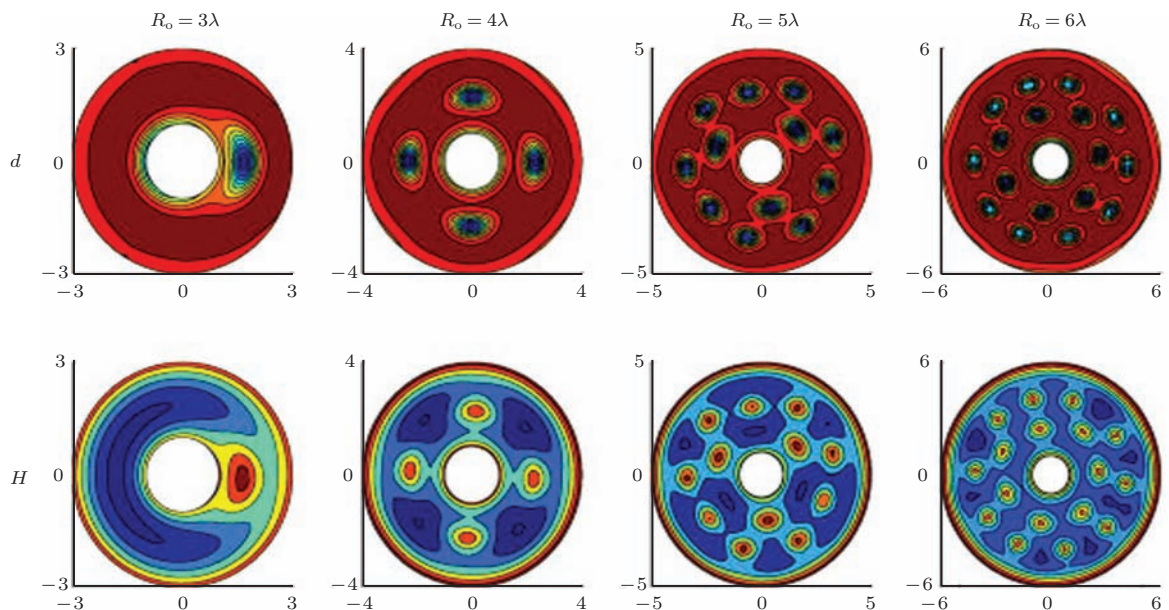


图9 (网刊彩色) 内径 R_i 为 1λ , $\kappa = 4$, 外径 R_o 分别为 $3\lambda, 4\lambda, 5\lambda$ 和 6λ 圆环在磁场 $0.74H_c$ 作用下的超导电子密度与磁场分布

况下对不同材料参数 κ 进行了模拟.图7是外磁场 $H = 0.74H_c$, 外径 R_o , 内径 R_i 为 $4\lambda, 1\lambda$, 圆环的材料参数 κ 为 2, 3, 4, 5 和 6 时涡旋最终达到稳定时超导电子密度(上)与磁场(下)的分布.可以看出 κ 越大,同样尺寸的圆环容纳的涡旋就越多.

还对同样尺寸(外径 R_o , 内径 R_i 为 $4\lambda, 1\lambda$), 参数 $\kappa = 4$ 和 $\kappa = 5$ 的圆环, 磁场从 $0.5H_c$ 到 $1.10H_c$ 每间隔 $0.02H_c$ 就进行一次模拟, 得到了一系列稳定的涡旋结构分布.

图8是涡旋随时间演化达到稳定时圆环体内的涡旋数 L 与外加磁场的关系, 其中黑色方块与红色圆点分别表示 $\kappa = 4$ 和 $\kappa = 5$ 的圆环. 随着外加磁场的增大, 进入圆环体并最终达到稳定分布的涡旋增多. 同样的磁场下, $\kappa = 5$ 的圆环容纳的涡旋数目比 $\kappa = 4$ 的圆环容纳的涡旋数目要大, 从曲线的变化趋势上, $\kappa = 5$ 变化的陡度大.

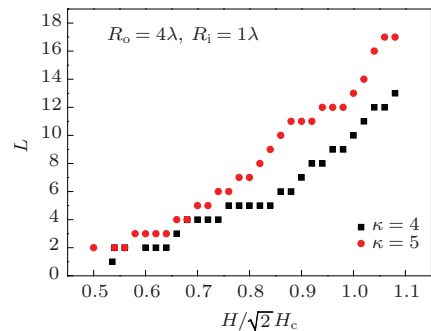


图8 (网刊彩色) 参数 $\kappa = 4, \kappa = 5$ 时随着磁场变化进入超导圆环的涡旋数

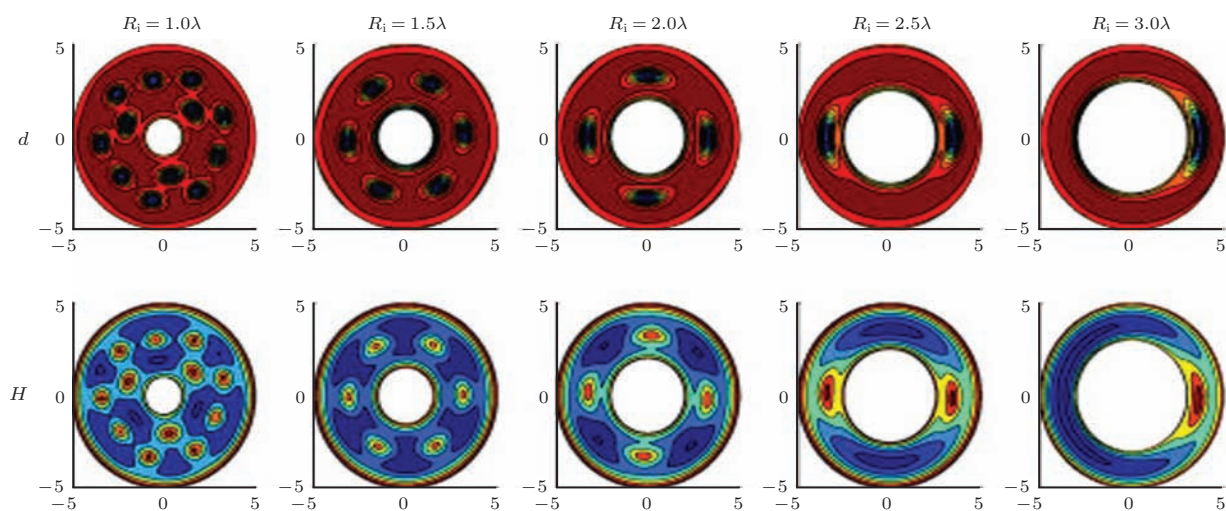


图10 (网刊彩色) 外径 R_o 为 5λ , $\kappa = 4$, 内径 R_i 分别为 1λ , 1.5λ , 2λ , 2.5λ 和 3λ 圆环在磁场 $0.74H_c$ 作用下的超导电子密度与磁场分布

最后, 研究了环外径与内径的影响. 图9是内径 R_i 为 1λ , $\kappa = 4$, 外径分别为 3λ , 4λ , 5λ 和 6λ 的圆环在磁场 $0.74H_c$ 作用下的超导电子密度与磁场的等高线分布. 同样的条件, 随着外径的增大, 圆环体容纳的涡旋数也增多. 当外径小于 3λ 时, 则圆环体内就不能容纳涡旋.

图10是外径 R_o 为 5λ , $\kappa = 4$, 内径分别为 1λ , 1.5λ , 2λ , 2.5λ 和 3λ 的圆环在磁场 $0.74H_c$ 作用下的超导电子密度与磁场的等高线分布. 同样的条件下, 内径越小, 其圆环体就越大, 其容纳的涡旋数目就越多. 当内径增大到 3λ 以上, 即其环身很窄, 圆环体内则不能容纳涡旋.

从图9和图10可以看到, 涡流是否能进入圆环体, 除了外磁场的大小外, 还要看圆环体的径向宽度. 如果环身的径向宽度小于 2λ , 则涡旋就很难进入圆环体内. 通过计算模拟也印证了这一点.

4 结 论

通过含时 Ginzburg-Landau 方程对超导圆环在外磁场作用下涡旋演化的研究得到: 当磁场较小时涡旋只从内边界进入圆环体内, 当磁场足够大时, 涡旋先从外边界进入, 然后再从内边界进入圆环体内; 同样尺寸的圆环, 材料参数 κ 越大, 在同样外磁场作用下进入圆环体内的涡旋越多. 另外还发现, 只有圆环体的径向宽度不小于 2λ 时涡旋才能进入圆环体.

参考文献

- [1] Abrikosov A A 1957 *Sov.Phys.JETP* **5** 1174
- [2] Blatter G, Feigelman M V, Geshkenbein V B, Larkin A I, Vinokur V M 1995 *Rev. Mod. Phys.* **66** 1125
- [3] Brandt E H 1995 *Rep. Prog. Phys.* **58** 1465
- [4] Xu J H, Ren Y, Ting C S 1996 *Phys. Rev. B* **53** R2991
- [5] Moshchalkov V, Menghini M, Nishio T, Chen Q H, Silhanek A V, Dao V H, Chibotaru L F, Zhigadlo N D, Karpinski J 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 117001
- [6] Du Q 1994 *Appl. Anal.* **52** 1
- [7] Tang Q, Wang S 1995 *Physica D* **88** 139
- [8] Adler S, Piran T 1984 *Rev. Mod. Phys.* **56** 1
- [9] Kato R, Enomoto Y, Maekawa S 1993 *Phys. Rev. B* **47** 8016
- [10] Wang Z, Wang Q 1997 *Phys. Rev. B* **55** 11756
- [11] Kim S B, Hu C R, Andrews M J 2004 *Phys. Rev. B* **69** 094521
- [12] Wang Z D, Hu C R 1991 *Phys. Rev. B* **44** 11918
- [13] Shi L M, Zhang S J, Zhu R Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 097401 (in Chinese) [史良马, 张世军, 朱仁义 2013 物理学报 **62** 097401]
- [14] Barba-Ortega J, Gonzalez J D, Joya M R 2013 *J. Phys.: Conference Series* **410** 012008
- [15] Gao J, Yang T, Ma P, Dai Y D 2010 *Chin. Phys. B* **19** 067402
- [16] Liu Z H, Wei Y K, Wang D, Zhang C, Ma P, Wang Y 2014 *Chin. Phys. B* **23** 097401
- [17] Xie F X, Wang F R, Ma P, Dai Y D, Liu X Y 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 473 (in Chinese) [谢飞翔, 王福仁, 马平, 戴远东, 刘新元 2003 物理学报 **52** 473]
- [18] Liang F Y, Li H M, Li Y J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 830 (in Chinese) [梁芳营, 李汉明, 李英骏 2006 物理学报 **55** 830]

Evolution of vortex configuration for superconducting ring in the presence of an externally applied field*

Shi Liang-Ma[†] Zhou Ming-Jian Zhu Ren-Yi

(College of Electronic Engineering and Electrical Automation, Chaohu University, Hefei 238000, China)

(Received 22 June 2014; revised manuscript received 20 August 2014)

Abstract

The evolution of vortex configuration for superconducting ring is simulated by the Ginzburg-Landau theory in the presence of an externally applied field. The effects of the applied field, the material parameter, the size of ring on the entrance of vortices into the ring and distributing of steady vortices are discussed. Research results show that the higher the applied field, the bigger the material parameter κ is, and the larger the width of the ring, the bigger the number of the vortices which the ring accommodates. The vortices enter into the ring only from the inner boundary when the applied field is low enough, otherwise the vortices enter into the ring first from the outer boundary and then from the inner boundary.

Keywords: ring, vortices, Ginzburg-Landau theory, superconductivity

PACS: 75.40.Mg, 74.20.De, 74.78.-w

DOI: [10.7498/aps.63.247501](https://doi.org/10.7498/aps.63.247501)

* Project supported by the Provincial Key Program of Science Research of Anhui High School, China (Grant No. KJ2012A203).

[†] Corresponding author. E-mail: slm428@shu.edu.cn