

超导薄膜磁场穿透深度的双线圈互感测量*

张若舟^{1)2)#} 秦明阳^{1)2)#} 张露³⁾ 尤立星³⁾
董超⁴⁾ 沙鹏⁴⁾ 袁洁¹⁾ 金魁^{1)2)5)†}

1) (中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家研究中心, 北京 100190)

2) (中国科学院大学物理科学学院, 北京 100049)

3) (中国科学院上海微系统与信息技术研究所, 上海 200050)

4) (中国科学院高能物理研究所, 北京 100049)

5) (松山湖材料实验室, 东莞 523808)

(2019年11月17日收到; 2019年12月10日收到修改稿)

磁场穿透深度是联系超导体宏观电动力学与微观机制的重要物理量, 其精确测量对于研究超导机理以及探索超导应用具有重要意义. 在众多的磁场穿透深度测量方法中, 双线圈互感法具有测量精度高、技术相对成熟、对样品没有破坏等优点, 可被用于细致地研究超导薄膜的磁场穿透深度对温度、掺杂、外延应力等参量的依赖关系. 本文首先简要介绍了双线圈互感法的基本原理, 指出该方法的测量精度主要受系统几何参数及薄膜边缘漏磁的影响; 之后对自主设计搭建的透射型双线圈互感装置进行了系统的校验, 并详细说明了其测量精度: 对于厚度为 100 nm, 穿透深度为 150 nm 的典型薄膜样品, 穿透深度绝对值的测量误差小于 10%; 最后通过测量 NbN 超导薄膜的磁场穿透深度进一步检验了装置的精度, 分析表明穿透深度的测量值与文献报道结果符合.

关键词: 磁场穿透深度, 双线圈互感技术, NbN 超导薄膜, 迈斯纳效应

PACS: 74.25.-q, 74.25.Ha, 74.25.N-, 74.78.-w

DOI: 10.7498/aps.69.20191758

1 引言

超导电性是 20 世纪以来凝聚态物理学中最具吸引力的现象之一, 其具有两个基本特性——零电阻率和迈斯纳效应^[1]. 为了解释迈斯纳效应, London 兄弟^[2]于 1935 年提出了一个唯象模型, 指出磁场进入超导体后会迅速衰减, 并将衰减的特征尺度定义为磁场穿透深度 λ (下文中简称为穿透深

度). 根据 London 理论, 穿透深度 $\lambda = \sqrt{\frac{m^*}{\mu_0 n_s e^2}}$, 直接取决于超导电子的有效质量 m^* 和超流密度 n_s .

穿透深度是联系超导体宏观电动力学与微观机制的桥梁, 其中蕴含了丰富的物理内容^[3,4]. 首先, 穿透深度随温度的演化行为 $\lambda(T)$ 携带了配对对称性及能带结构的信息. 例如, Hardy 等^[5]测量了 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ 的 $\Delta\lambda(T) = \lambda(T) - \lambda(0)$, 数据表

* 中国科学院战略性先导科技专项 (B 类)(批准号: XDB25000000)、国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2015CB921000, 2016YFA0300301, 2017YFA0302902, 2017YFA0303003, 2018YFB0704102)、国家自然科学基金 (批准号: 11674374, 11834016, 11804378)、中国科学院前沿重点项目 (批准号: QYZDJ-SSW-SLH001, QYZDB-SSW-SLH008, QYZDY-SSW-SLH001) 和北京自然科学基金 (批准号: Z190008) 资助的课题.

共同第一作者.

† 通信作者. E-mail: kuijin@iphy.ac.cn

明低温下 $\Delta\lambda(T)$ 呈现线性, 这成为空穴型铜氧化物的能隙具有线节点的首个关键证据; Skinta 等^[6]关于 $\text{La}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$ 与 $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$ 的穿透深度测量结果表明电子型铜氧化物在最佳掺杂附近会发生配对称性的转变; Fletcher 等^[7]通过分析 MgB_2 的穿透深度, 指出 MgB_2 具有双能隙结构. 其次, 通过对穿透深度数据进行零温外延, 还可以提取出超导体的相位刚度 $\rho_{s0} \propto \lambda^{-2} (T \rightarrow 0)$. ρ_{s0} 越小意味着相位涨落越强^[8]. 有趣的是, 铜氧化物的相位刚度 ρ_{s0} 与超导转变温度 (T_c) 之间存在强劲的标度关系^[9-11], 这暗示着相位涨落在高温超导机理中起到非常关键的作用. 另外, λ 直接与电子有效质量 m^* 相关, 而 m^* 很容易受到量子涨落的影响. 因此人们能在不施加磁场和压力的情况下, 通过测量不同掺杂样品的 $\lambda(T \rightarrow 0)$ 直接探测超导 dome 内的量子临界点 (quantum critical point, QCP). QCP 附近的零温穿透深度峰在铁基超导体中已被多次观测到^[12-14].

穿透深度的测量对于揭示超导机理至关重要, 但该物理量通常只有千埃的量级, 想要进行精确、细致的测量是十分困难的. 目前, 人们已发展出一系列测量穿透深度的方法, 包括 μ 子自旋共振 (μSR) 法^[15]、微波表面阻抗法^[16,17]、 LC 谐振法^[18-20]、下临界磁场测量^[21,22]、扫描超导量子干涉仪^[23]、磁力显微镜^[24] 等. 对于超导薄膜而言, 最具代表性且应用最广泛的测量方法是微波表面阻抗法和 μSR . 其中, 微波表面阻抗法通过测量置样前后谐振腔共振频率和品质因数的差异来得到样品的表面阻抗, 进而提取穿透深度. 但该技术受限于装置几何因子的不确定性, 只能测得穿透深度相对值 $\Delta\lambda(T)$, 无法精确得到穿透深度绝对值; μSR 则通过测量样品混合态的磁场分布准确给出穿透深度绝对值, 且测量结果不易受样品形状及厚度影响. 然而, 该方法成本高、测量周期长、无法连续变温测量, 因此不适合细致地研究穿透深度随温度、掺杂的演化行为. 此外, μSR 测量过程中需要对样品施加外磁场, 可能会造成穿透深度的测量值偏离零磁场下的数值^[15].

双线圈互感法是一种测量超导薄膜穿透深度绝对值的高精度方法, 其基于超导薄膜对低频交变场的屏蔽效应, 能够不依赖任何拟合参数地给出穿透深度绝对值. Hebard 和 Fiory^[25] 于 1980 年首次提出了透射型的双线圈互感技术, 其装置主要由同

轴放置的驱动线圈和接收线圈组成. 待测薄膜夹在两个线圈之间, 通过测量线圈间的互感系数来提取薄膜的低频电导率及穿透深度. 随后, Jeanneret 等^[26] 发展出反射型的互感线圈装置, 两个线圈位于薄膜同一侧. 这样做不仅提高了测量灵敏度, 还将薄膜另一侧的空间留出, 以方便进行其他测试. 基于此, Kinney 等^[27] 实现了离子液体调控过程中 $\text{La}_2\text{CuO}_{4+x}$ 薄膜穿透深度的原位测量. 然而, 相比于稍晚些提出的反射型, 透射型双线圈互感技术拥有一套更加完整的校准及数据处理方法. Claassen 等^[28]、Turneure 等^[29,30] 和 Fiory 等^[31] 在透射型双线圈互感技术的装置设计、数据处理、参数优化上开展了先驱性的工作, 为该技术的成熟奠定了基础. 近期, He 等^[32] 和 Dubuis 等^[33] 发展了新型透射型互感线圈装置, 使穿透深度绝对值的测量误差降至 1% 以内. 他们还利用该装置细致测量了过掺杂 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ 的超流密度, 揭示出一个出人意料的 $\rho_{s0}(T_c)$ 标度律^[9].

本文将对双线圈互感技术的测量原理进行简单介绍; 重点介绍我们自主设计的测量装置及其校验结果, 分析并估算提取穿透深度的不确定性; 最后报道并探讨 NbN 薄膜的穿透深度测量结果.

2 理 论

双线圈互感法基于驱动线圈和接收线圈之间的互感现象. 当在驱动线圈中通过一角频率为 ω 、幅值为 I_d 的交变电流时, 通过接收线圈的磁通量就会随时间简谐变化并激发出感生电压. 在驱动电流不变的条件下, 感生电压越大意味着线圈间的耦合越强, 耦合强度可以用互感系数 M 来衡量^[29]:

$$M = \frac{V}{\omega I_d}, \quad (1)$$

其中 $V = V_x + iV_y$ 为接收线圈的感生电压幅值. 对于透射型双线圈互感技术而言, 当薄膜处于正常态时, M 就是两线圈间的裸互感, 完全由线圈几何参数及线圈间距决定. 当薄膜进入超导态后, 超导体的完全抗磁性将削弱线圈间的耦合, 使得互感系数减小. 薄膜的穿透深度越短, 抗磁性就越强, 互感系数的变化也就越明显. 因此互感系数与穿透深度之间存在一一对应关系, 即 $M = M(\lambda)$. 实验中测量接收线圈的感生电压 V 并按照 (1) 式计算出互感系数 M 后, 根据对应关系 $M(\lambda)$ 便能求解出穿

透深度.

双线圈系统的互感系数 M 主要来源于两部分电流的贡献. 一是驱动线圈的电流, 它对 M 的贡献可以直接利用经典电磁学得到. 二是超导薄膜内被激发出的屏蔽电流, 其大小与超流密度 $n_s \propto \lambda^{-2}$ 密切相关. 因此求解 $M(\lambda)$ 的关键在于得到薄膜内部的屏蔽电流分布. 根据二流体模型及麦克斯韦方程组, 屏蔽电流密度 \mathbf{J} 满足如下积分方程^[30]:

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \left(i\omega\sigma_1 - \frac{1}{\mu_0\lambda^2} \right) \left(\mathbf{A}_d(\mathbf{r}) - \frac{\mu_0}{4\pi} \int d\mathbf{r}' \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right), \quad (2)$$

其中 μ_0 为真空磁导率, σ_1 为准粒子电导率, \mathbf{A}_d 为驱动线圈电流产生的矢势. (2) 式的严格求解一般比较困难, 但对于圆形薄膜, 可以将其化为线性方程组并进行数值求解^[30]; 对于无限大薄膜, Clem 和 Coffey^[34] 求解 (2) 式后得到了互感系数的解析表达式:

$$M_\infty = \pi\mu_0 \sum_{i=1}^{N_d} \sum_{j=1}^{N_p} R_{d,i} R_{p,j} \times \int_0^\infty dq \frac{e^{-qh_{i,j}} J_1(qR_{d,i}) J_1(qR_{p,j})}{\cosh Qd + \left(\frac{Q^2 + q^2}{2qQ} \right) \sinh Qd}, \quad (3)$$

其中 N_d 与 N_p 分别代表驱动线圈与接收线圈的总匝数, $R_{d,i}$ 和 $R_{p,j}$ 分别代表第 i 匝驱动线圈和第 j 匝接收线圈的半径, $h_{i,j}$ 代表第 i 匝驱动线圈和第 j 匝接收线圈的间距, d 为薄膜厚度, $Q^2 = q^2 + \lambda^{-2} - i\mu_0\omega\sigma_1$.

理论上, 将测量到的 $M(T)$ 代入 (3) 式就能够提取出 $\lambda(T)$, 但该数据处理过程的准确性受到诸多因素的限制^[28-30,35]. 首先, 样品的尺寸并非无限大, 因此一部分驱动线圈产生的磁场会绕过样品边缘抵达接收线圈, 形成“漏磁”. 这将导致互感系数的测量值总是大于 M_∞ . 针对该问题, Turneaure 等^[29,30] 指出有限尺寸薄膜的互感系数 M_{sample} 可以表示为两部分之和:

$$M_{\text{sample}} \approx M_\infty + M_1, \quad (4)$$

其中 M_∞ 为 (3) 式给出的同种材料、相同厚度、无限大薄膜的互感系数, M_1 是薄膜边缘的漏磁, 可以通过测量与样品形状相同的铌箔 (或厚铌膜) 的低温互感实部来获得^[29,32]. 因此扣去漏磁 M_1 后的互感系数应当满足 (3) 式. 这种扣除漏磁的方法不仅使得无限大薄膜的解析表达式适用, 还能去除电

路中的耦合带来的影响. 但需要注意的是, 当线圈外径过大或线圈间距过大时, (4) 式将不再成立^[29], 此时薄膜边缘的漏磁将难以处理, 穿透深度的测量精度也将大打折扣.

此外, 线圈参数的复杂性及升降温过程中的热胀冷缩会导致系统的几何参数很难严格确定. 克服这种不确定性的常用方法是使用归一化的互感系数 $(M_{\text{sample}} - M_1)/M_0$ 来处理数据^[9,29], 其中 M_0 等于无薄膜时的互感系数, 可以在 (3) 式中令 $d = 0$ 来得到, 若定义

$$M_0 = \int_0^\infty dq \tilde{M}(q), \quad (5)$$

可以得到“几何因子”

$$\tilde{M}(q) = \pi\mu_0 \sum_{i=1}^{N_d} \sum_{j=1}^{N_p} R_{d,i} R_{p,j} J_1(qR_{d,i}) J_1(qR_{p,j}) e^{-qh_{i,j}}, \quad (6)$$

其携带了线圈所有的几何参数. 再结合 (3) 式和 (4) 式可以得到归一化互感系数

$$\frac{M_{\text{sample}} - M_1}{M_0} = \frac{\int_0^\infty dq \tilde{M}(q) \times \left[\cosh Qd + \left(\frac{Q^2 + q^2}{2qQ} \right) \sinh Qd \right]^{-1}}{\int_0^\infty dq' \tilde{M}(q')}, \quad (7)$$

该式等号右端的分子及分母中都含有 $\tilde{M}(q)$, 可见归一化处理后的互感将对线圈几何参数不再敏感. 为了进一步减少温度效应 (如线圈的热胀冷缩) 及锁相放大器相位漂移等的影响, 严格的数据处理过程常使用下式来代替 (7) 式等号左端的归一化互感系数^[29]:

$$\frac{M_{\text{sample}}(T)/M_{\text{sample}}(T_0)}{M_0(T)/M_0(T_0)} - \frac{M_1(T_{\text{min}})}{M_0(T_{\text{min}})}, \quad (8)$$

其中 T_0 代表略大于 T_c 的温度, T_{min} 为漏磁的测量温度, 通常为制冷机的低温极限. 下文中将使用 (8) 式对穿透深度进行求解.

3 测量系统设计及校验

基于上述原理, 我们自主设计并搭建了一套高精度的透射型互感线圈装置, 并对其进行了系统的校验及精度分析.

3.1 实验装置

图 1(a) 为互感线圈测量系统示意图. 核心的驱动线圈 (drive coil) 及接收线圈 (pickup coil) 由线径为 40 μm 的无氧铜漆包线绕制而成. 为保证线圈的同轴度及其位置的稳定性, 首先将线圈固定于 G10 塑料材质的线圈托 (coil holder) 内, 再利用绝缘胶将线圈托灌入蓝宝石 (sapphire block) 的柱形孔中. 蓝宝石内有一个特殊设计的凹槽用来固定样品, 能够保证样品中心与两个线圈处于同一轴线. 样品温度通过蓝宝石上的一个半导体温度计 (thermometer) 来测量. 整个装置通过黄铜螺钉固定在 Montana 光学低温恒温器的 3 K 铜平台 (platform) 上, 外部的屏蔽罩 (radiation shield) 可有效减少热辐射对样品温度的影响. 为减少电路间的串扰, 线圈与锁相放大器 (lock-in amplifier SR830) 通过同轴电缆进行连接.

图 1(b) 为测量系统的等效电路图. 其中 R_d 与 R_p 分别代表驱动线圈及接收线圈的电阻, 在室温下分别为 13.9 和 14.1 Ω . 负载电阻 $R = 10 \text{ k}\Omega$ 与 R_d 串联, 用来减少变温对驱动线圈电流的影响. M 代表驱动线圈与接收线圈之间的互感系数. 在利用锁相放大器给驱动线圈施加电压的同时也将该电压信号设置为锁相的内部参考信号 (reference signal). 理论上, 接收线圈的感生电压与驱动电流之间的相位差为 90° , 但由于两线圈间寄生电容 C 的存在^[29], 实际测量得到的相位差为 $90^\circ \pm 4.7^\circ$, 与其他课题组的装置在同一水平^[36].

3.2 线圈设计

前文中提到, 合理的线圈参数是保证扣漏磁方法有效的重要前提. 上世纪九十年代末, Claassen 等^[28] 给出线圈设计上的两条指导性原则: 第一, 为了减小漏磁并提高信号强度, 线圈间距应当尽可能小; 第二, 尽可能减小线圈的高度. 经过综合考虑, 我们确定线圈间距 h 为 0.9 mm, 线圈内直径为 0.5 mm, 外直径为 1.3 mm, 高度为 1.6 mm, 共 300 匝. 下面利用文献^[30] 中的数值方法验证线圈参数设计的合理性.

为方便计算, 考虑一厚度 $d = 100 \text{ nm}$ 、半径为 R 、穿透深度 $\lambda = 150 \text{ nm}$ 的圆形超导薄膜. 利用矩阵法^[30] 对积分方程 (2) 进行求解, 并计算出该系统的互感系数 $M_{\text{sample}}(R)$, 如图 2(a) 中的红色曲线所示. 取 $\lambda = 0$, 就得到了该薄膜的漏磁 $M_1(R)$, 如图 2(a) 中的蓝色曲线所示. 若 (4) 式成立, $M_{\text{sample}}(R) - M_1(R)$ 等于无限大尺寸薄膜的互感系数, 应是一个不随薄膜半径变化的常数. 我们的计算结果的确与之相符, 如图 2(a) 中的黑色曲线所示. 此外, 为了模拟实际的数据处理过程, 我们将 $M_{\text{sample}}(R)$ 及 $M_1(R)$ 代入 (7) 式, 反解出穿透深度计算值 $\lambda_{\text{cal}}(R)$. 图 2(b) 中的黑色曲线是利用本文装置的实际测量值 $h = 0.9 \text{ mm}$ 计算得到的 $\lambda_{\text{cal}}(R)$ 曲线, 在 $R = 2.5\text{-}5 \text{ mm}$ 范围内均与实际穿透深度 150 nm (图 2(b) 中的虚线) 十分接近. 作为对比, 图 2(b) 也给出了将线圈间距扩大为原来的 5 倍 ($h = 4.5 \text{ mm}$) 和 10 倍 ($h = 9 \text{ mm}$) 后计算得到的 $\lambda_{\text{cal}}(R)$ 曲线, 两种情况均在样品半径较小时

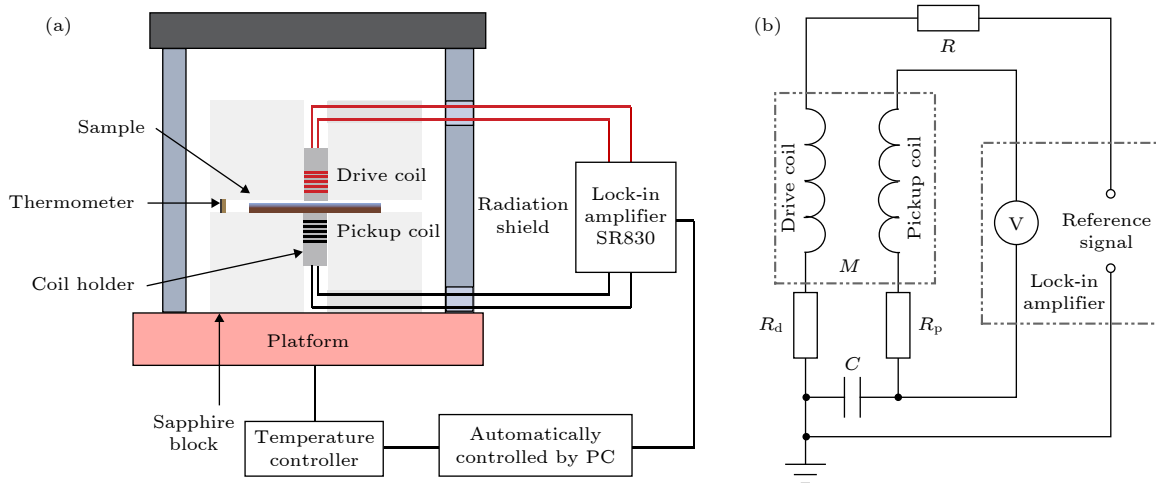


图 1 (a) 双线圈互感装置示意图; (b) 等效电路图

Fig. 1. Schematic illustration (a) and equivalent circuit (b) of the two-coil mutual inductance apparatus.

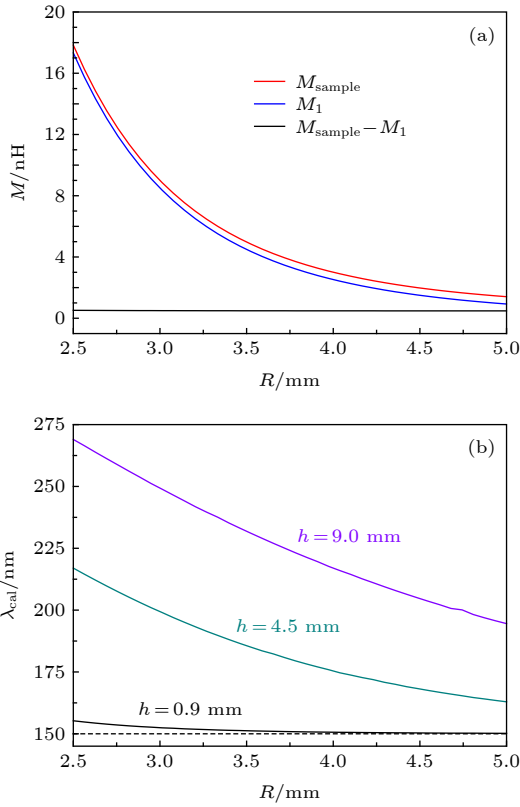


图 2 (a) $d = 100$ nm, $\lambda = 150$ nm 的超导薄膜的互感系数随薄膜半径 R 的变化曲线; (b) 基于不同的线圈间距 ($h = 0.9, 4.5, 9.0$ mm) 得到的穿透深度计算值随薄膜半径 R 的变化曲线, 虚线代表实际穿透深度 $\lambda = 150$ nm

Fig. 2. (a) The mutual inductance as a function of film radii R calculated for the typical superconducting film with $d = 100$ nm, $\lambda = 150$ nm; (b) calculations of penetration depth λ_{cal} vs film radii R for different spacings between two coils ($h = 0.9, 4.5, 9.0$ mm). The real penetration depth ($\lambda = 150$ nm) is indicated by the dotted line.

明显偏离穿透深度实际值. 这是由于当线圈间距较大时, 样品边缘处的屏蔽电流对互感系数的贡献不可忽略, 此时互感系数 M_{sample} 不再能简单地分解为 M_{∞} 与 M_1 之和^[29]. 总之, 图 2 中的数值计算结果均表明本文装置线圈参数的选择是合理的.

3.3 系统校验及误差分析

图 3(a) 给出两次测量同一铌膜得到的感生电压-温度曲线 $V_{x,1}(T)$ 及 $V_{x,2}(T)$. 铌膜使用磁控溅射方法生长, 厚度为 350 nm, 衬底为 $5 \times 5 \times 0.5$ mm³ MgO 单晶. 结果显示 V_x 的重复率达到 96% 以上. 由于铌膜的厚度远大于其穿透深度 (约 40 nm), 因此可以认为此时感生电压的实部 $V_x(T \approx 4.5$ K) 就是系统的漏磁^[32]. 经过多次重复测量, 得到系统漏磁 $M_1 = 7.32 \pm 0.05$ nH, 其平均值

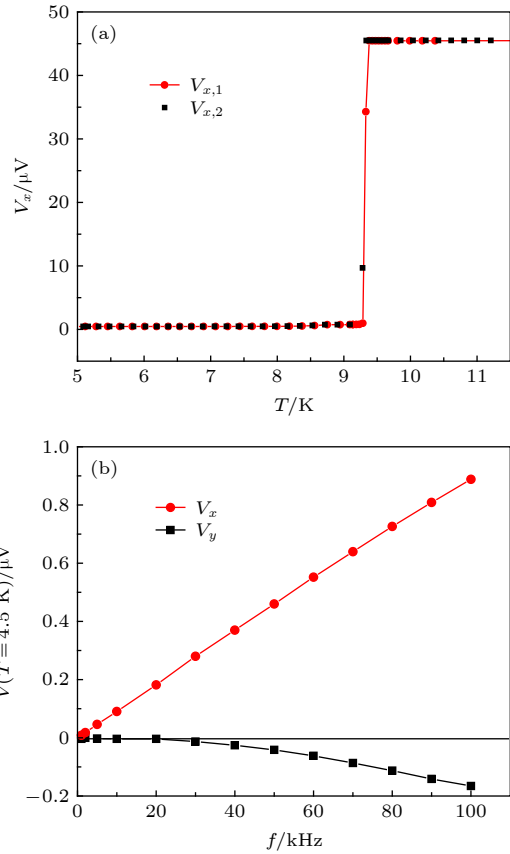


图 3 (a) 两次测量同一片铌膜得到的感生电压 $V_{x,1}(T)$ 及 $V_{x,2}(T)$; (b) 铌膜的感生电压 $V(T = 4.5$ K) 随频率的依赖关系

Fig. 3. (a) The induced voltage data $V_{x,1}(T)$ and $V_{x,2}(T)$ taken from the same Nb film with sample remounted; (b) the frequency dependence of induced voltage $V(T = 4.5$ K) for the Nb film.

$\overline{M_1} = 7.32$ nH, 仅占正常态互感的 1.01%, 误差 $\Delta M_1 = 0.05$ nH, 仅占平均值 $\overline{M_1}$ 的 0.68%, 主要来自于铌膜与线圈相对位置的变化及仪表的噪声. 为了进一步验证所测漏磁的可靠性, 我们还多次测量了尺寸相同而厚度为 0.22 mm 的铌箔的低温互感实部, 与铌膜给出的漏磁值仅相差 1.8%.

保持样品温度 $T = 4.5$ K、电流幅值 $I_d = 0.2$ mA 不变, 通过改变驱动电流的频率得到图 3(b) 所示的 $V(T = 4.5$ K) - f 曲线. 可以看出, V_x 与 f 满足严格的正比关系, 这意味着: 第一, 金属涡流对测量几乎没有影响; 第二, 未激发出明显的线圈自谐振模式^[28]. 此外, 电压虚部 (图 3(b) 中的红色曲线) $V_y \approx 0$, 这与理论一致^[37]. 因此可以在 $1-100$ kHz 内选择驱动频率. 综合考虑信号强度及锁相放大器的量程, 我们选定驱动线圈电流的参数为 $I_d = 0.2$ mA, $f = 50$ kHz. 经估算, 该电流在

薄膜中心激发的磁场强度约为 76 mGs, 小于大部分超导体的下临界磁场, 因此也可以排除磁通对测量结果的影响。

下面分析该装置测量穿透深度的误差. 为方便定量计算, 首先对 (7) 式进行改写. 考虑一尺寸为 $5 \times 5 \text{ mm}^2$, $d = 100 \text{ nm}$, $\lambda = 150 \text{ nm}$ 的典型薄膜样品, 由于我们的线圈间距 $h = 0.9 \text{ mm}$, 显然满足 $\lambda^2 \ll hd$, 在该情况下, (7) 式可以很好地近似为 [28,29]:

$$\frac{M_{\text{sample}}}{M_0} = \frac{M' \lambda^2}{M_0 d_{\text{eff}}} + \frac{M_1}{M_0}, \quad (9)$$

其中 $M' = 2 \int_0^\infty dq q \tilde{M}(q)$ 由系统几何参数决定, $d_{\text{eff}} = \lambda \sinh(d/\lambda)$ 是穿透深度和薄膜厚度的函数. 从 (9) 式可以看出, 漏磁的不确定性 ΔM_1 及几何参数误差所导致的 $\Delta M'$ 都会造成穿透深度具有测量误差 $\Delta \lambda$. 对于我们的装置, 铌膜的漏磁测量给出 $\Delta M_1/M_0 \approx 7 \times 10^{-5}$, 这会造成 $M' \lambda^2/d_{\text{eff}}$ 具有

11.6% 的不确定性; 而 (8) 式的数据处理方式可以去除大部分几何参数的影响, 此时对提取穿透深度影响较大的只剩下线圈间距 h . 考虑到蓝宝石的加工精度为 0.05 mm 及线圈装配可能存在约 0.1 mm 的误差, 给出 M'/M_0 具有约 7% 的不确定性. 将两部分误差相加可以得到 λ^2/d_{eff} 的不确定性为 20%. 如果不考虑薄膜的厚度误差, 最终得到测量穿透深度的相对误差为 $\Delta \lambda/\lambda \approx 9.3\%$, 优于文献 [29] 中给出的测量精度。

4 NbN 薄膜的磁场穿透深度测量

为了检验装置的精度, 我们测量了研究较多的 s 波 BCS 超导体 NbN. NbN 超薄膜使用磁控溅射方法生长, 厚度为 $6.5 \pm 0.2 \text{ nm}$, 衬底为 $5 \times 5 \times 0.5 \text{ mm}^3$ MgO 单晶. 图 4(a) 给出了 NbN 薄膜的感生电压-温度曲线. 可以看出, 当样品进入超导态时, 感生电压实部 V_x 迅速下降, 这反映了薄膜的

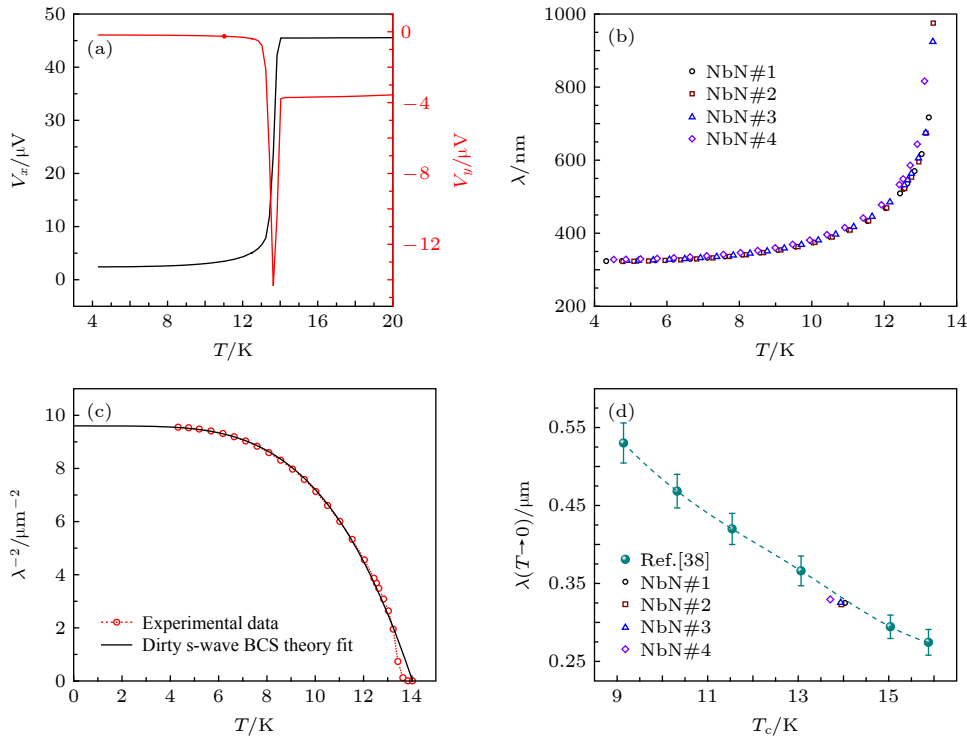


图 4 NbN 薄膜 (NbN#1, NbN#2, NbN#3, NbN#4) 的双线圈互感测量结果 (a) NbN#1 样品的感生电压曲线 $V_x(T)$ 及 $V_y(T)$; (b) 四个样品的穿透深度随温度变化曲线 $\lambda(T)$; (c) NbN#1 样品的超流密度-温度曲线 $\lambda^{-2}(T) \propto n_s(T)$, 黑色实线是脏极限 BCS 理论的拟合结果; (d) 四块样品的穿透深度零温外延值 $\lambda(T \rightarrow 0)$ 与 T_c 的关系, 符合文献报道趋势 [38], 误差棒的长度小于数据点的标记尺寸

Fig. 4. Two-coil mutual inductance measurement results of NbN films (NbN#1, NbN#2, NbN#3, NbN#4): (a) Temperature dependence of induced voltage $V_x(T)$ and $V_y(T)$ for NbN#1; (b) temperature-dependent penetration depth $\lambda(T)$ of four NbN films; (c) temperature variation in superfluid density $\lambda^{-2}(T) \propto n_s(T)$ for NbN#1. The black line shows the dirty s-wave BCS theory fit to the data; (d) the value of $\lambda(T \rightarrow 0)$ for four NbN films, which shows a good agreement with the published value [38]. The length of error bar is shorter than the symbol size.

抗磁性; 感生电压虚部 V_y 则呈现峰状, 其展宽能够反映样品的均匀性. 我们利用前述方法得到了样品的穿透深度-温度曲线 $\lambda(T)$, 如图 4(b) 中的黑色圆圈所示, 可以发现低温段的 $\lambda(T)$ 十分平缓, 这意味着材料的超导能隙没有节点. 图 4(b) 中的其他数据来自同批生长的另外 3 片 NbN 薄膜, 结果非常接近.

图 4(c) 给出了 NbN#1 样品的超流密度 $\lambda^{-2}(T)$, 其中黑色实线是 BCS 理论给出的脏极限 s 波超导体的超流密度^[39]:

$$\lambda^{-2}(T) = \lambda^{-2}(0) \{ \Delta(T) / \Delta(0) \} \tanh [2\Delta(T) / k_B T].$$

数据拟合给出 $2\Delta(0)/(k_B T_c) \approx 4.3$, 与文献[38]中报道的数值(约 4.2) 非常接近. 该数值略大于 BCS 理论值 3.53, 意味着材料处于强电-声子耦合. 值得注意的是, 当 $T > T_p \approx 13.2$ K 时, $\lambda^{-2}(T)$ 出现突然下降. 这种偏离 BCS 理论的行为在文献[38]中也有报道, 其或起源于 T_c 附近发生的 Berezinski-Kosterlitz-Thouless (BKT) 相变^[40]. 根据 BKT 理论, 2D 超导体中涡旋-反涡旋束缚对会被相位涨落效应拆散, 自由涡旋的扩散将使 $\lambda^{-2}(T)$ 迅速下降^[41].

我们进一步外延得到了材料的零温穿透深度值 $\lambda(T \rightarrow 0)$. 四片 NbN 薄膜的零温穿透深度值介于 322—329 nm 之间, 与文献[39]报道的 $\lambda(T \rightarrow 0) - T_c$ 关系符合(见图 4(d)).

5 总结与展望

本文对双线圈互感技术的测量原理进行了系统阐述. 针对制约测量精度的两个因素, 自主设计并搭建了一套高精度的双线圈互感测量装置. 信号重复性高达 96%. 计算表明, 装置设计及数据处理方法上的改进使典型超导薄膜的穿透深度测量精度优于 10%, 接近或好于国际同行水平^[30]. 更重要的是, 该装置在 NbN 超薄膜上的穿透深度测量结果与文献报道结果十分一致, 进一步表明该装置准确可靠.

近年来, 将离子液体调控技术与双线圈互感测量相结合已经成为提取 $\rho_{s0}(T_c)$ 标度律^[27] 及揭示调控内在过程的一种高效手段^[42]. 此外, 双线圈互感技术也被逐步应用于相干长度测量^[43,44]、临界电流测量^[45]、原位抗磁性探测^[36,46–48]、磁通钉扎^[49]、

界面铁电性^[50]、界面超导电性^[51]、超导匹配效应^[52] 等领域的研究中, 有望在今后的超导基础物理研究中发挥更大的作用.

感谢西湖大学吴颀研究员关于双线圈互感技术的讨论与指导. 感谢陈其宏研究员及陈欣甜、涂思佳、赵展艺等在文章写作上的讨论与帮助.

参考文献

- [1] Meissner W, Ochsenfeld R 1933 *Naturwissenschaften* **21** 787
- [2] London F, London H 1935 *Proc. R. Soc. A* **149** 71
- [3] Prozorov R, Giannetta R W 2006 *Supercond. Sci. Technol.* **19** R41
- [4] Prozorov R, Kogan V G 2011 *Rep. Prog. Phys.* **74** 124505
- [5] Hardy W N, Bonn D A, Morgan D C, Liang R, Zhang K 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 3999
- [6] Skinta J A, Kim M S, Lemberger T R, Greibe T, Naito M 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 207005
- [7] Fletcher J D, Carrington A, Taylor O J, Kazakov S M, Karpinski J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 097005
- [8] Emery V J, Kivelson S A 1995 *Nature* **374** 434
- [9] Božović I, He X, Wu J, Bollinger A T 2016 *Nature* **536** 309
- [10] Homes C C, Dordevic S V, Strongin M, Bonn D A, Liang R, Hardy W N, Komiya S, Ando Y, Yu G, Kaneko N, Zhao X, Greven M, Basov D N, Timusk T 2004 *Nature* **430** 539
- [11] Uemura Y J, Luke G M, Sternlieb B J, Brewer J H, Carolan J F, Hardy W N, Kadono R, Kempton J R, Kiefl R F, Kreitzman S R, Mulhern P, Riseaman T M, Williams D L, Yang B X, Uchida S, Takagi H, Gopalakrishnan J, Sleight A W, Subramanian M A, Chien C L, Cieplak M Z, Xiao G, Lee V Y, Statt B W, Stronach C E, Kossler W J, Yu X H 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 2317
- [12] Hashimoto K, Cho K, Shibauchi T, Kasahara S, Mizukami Y, Katsumata R, Tsuruhara Y, Terashima T, Ikeda H, Tanatar M A, Kitano H, Salovich N, Giannetta R W, Walmsley P, Carrington A, Prozorov R, Matsuda Y 2012 *Science* **336** 1554
- [13] Joshi K R, Nusran N M, Tanatar M A, Cho K, Bud'ko S L, Canfield P C, Fernandes R M, Levchenko A, Prozorov R 2019 arXiv: 1903.00053 [cond-mat.supr-con]
- [14] Wang C G, Li Z, Yang J, Xing L Y, Dai G Y, Wang X C, Jin C Q, Zhou R, Zheng G Q 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 167004
- [15] Sonier J E, Brewer J H, Kiefl R F 2000 *Rev. Mod. Phys.* **72** 769
- [16] Hashimoto K, Shibauchi T, Kasahara S, Ikada K, Tonegawa S, Kato T, Okazaki R, van der Beek C J, Konczykowski M, Takeya H, Hirata K, Terashima T, Matsuda Y 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 207001
- [17] Hashimoto K, Shibauchi T, Kato T, Ikada K, Okazaki R, Shishido H, Ishikado M, Kito H, Iyo A, Eisaki H, Shamoto S, Matsuda Y 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 017002
- [18] Pang G, Smidman M, Zhang J, Jiao L, Weng Z, Nica E M, Chen Y, Jiang W, Zhang Y, Xie W, Jeevan H S, Lee H, Gegenwart P, Steglich F, Si Q, Yuan H 2018 *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **115** 5343
- [19] Van Degrift C T 1975 *Rev. Sci. Instrum.* **46** 599
- [20] Weng Z F, Zhang J L, Smidman M, Shang T, Quintanilla J, Annett J F, Nicklas M, Pang G M, Jiao L, Jiang W B, Chen Y, Steglich F, Yuan H Q 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 027001

- [21] Okazaki R, Konczykowski M, van der Beek C J, Kato T, Hashimoto K, Shimozawa M, Shishido H, Yamashita M, Ishikado M, Kito H, Iyo A, Eisaki H, Shamoto S, Shibauchi T, Matsuda Y 2009 *Phys. Rev. B* **79** 064520
- [22] Ren C, Wang Z S, Luo H Q, Yang H, Shan L, Wen H H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 257006
- [23] Tafuri F, Kirtley J R, Medaglia P G, Orgiani P, Balestrino G 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 157006
- [24] Luan L, Lippman T M, Hicks C W, Bert J A, Auslaender O M, Chu J H, Analytis J G, Fisher I R, Moler K A 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 067001
- [25] Hebard A F, Fiory A T 1980 *Phys. Rev. Lett.* **44** 291
- [26] Jeanneret B, Gavilano J L, Racine G A, Leemann C, Martinoli P 1989 *Appl. Phys. Lett.* **55** 2336
- [27] Kinney J, Garcia-Barriocanal J, Goldman A M 2015 *Phys. Rev. B* **92** 100505
- [28] Claassen J H, Wilson M L, Byers J M, Adrian S 1997 *J. Appl. Phys.* **82** 3028
- [29] Turneaure S J, Pesetski A A, Lemberger T R 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 4334
- [30] Turneaure S J, Ulm E R, Lemberger T R 1996 *J. Appl. Phys.* **79** 4221
- [31] Fiory A T, Hebard A F, Mankiewich P M, Howard R E 1988 *Appl. Phys. Lett.* **52** 2165
- [32] He X, Gozar A, Sundling R, Božović I 2016 *Rev. Sci. Instrum.* **87** 113903
- [33] Dubuis G, He X, Božović I 2014 *Rev. Sci. Instrum.* **85** 103902
- [34] Clem J R, Coffey M W 1992 *Phys. Rev. B* **46** 14662
- [35] Lee J Y, Kim Y H, Hahn T S, Choi S S 1996 *Appl. Phys. Lett.* **69** 1637
- [36] Duan M C, Liu Z L, Ge J F, Tang Z J, Wang G Y, Wang Z X, Guan D, Li Y Y, Qian D, Liu C, Jia J F 2017 *Rev. Sci. Instrum.* **88** 073902
- [37] Ding S Y 2009 *Progress in Physics* **29** 239 (in Chinese) [丁世英 2009 *物理学进展* **29** 239]
- [38] Kamlapure A, Mondal M, Chand M, Mishra A, Jesudasan J, Bagwe V, Benfatto L, Tripathi V, Raychaudhuri P 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 072509
- [39] Tinkham M 1996 *Introduction to Superconductivity* (2nd Ed.) (New York: McGraw-Hill) p103
- [40] Kosterlitz J M, Thouless D J 1972 *J. Phys. C: Solid. State. Phys.* **5** L124
- [41] Nelson D R, Kosterlitz J M 1977 *Phys. Rev. Lett.* **39** 1201
- [42] Qin M Y, Zhang R Z, Feng Z P, Lin Z F, Wei X J, Alvarez S B, Dong C, Silhanek A V, Zhu B Y, Yuan J, Qin Q, Jin K 2020 *J. Supercond. Novel Magn.* **33** 159
- [43] Draskovic J, Lemberger T R, Peters B, Yang F, Ku J, Bezryadin A, Wang S 2013 *Phys. Rev. B* **88** 134516
- [44] Lemberger T R, Ahmed A 2013 *Phys. Rev. B* **87** 214505
- [45] Claassen J H, Reeves M E, Soulen R J 1991 *Rev. Sci. Instrum.* **62** 996
- [46] Li D, Lee K, Wang B Y, Osada M, Crossley S, Lee H R, Cui Y, Hikita Y, Hwang H Y 2019 *Nature* **572** 624
- [47] Logvenov G, Gozar A, Bozovic I 2009 *Science* **326** 699
- [48] Nam H, Su P H, Shih C K 2018 *Rev. Sci. Instrum.* **89** 043901
- [49] Zuev Y, Lemberger T R, Skinta J A, Greibe T, Naito M 2003 *Phys. Status Solidi B* **236** 412
- [50] Cui Y T, Moore R G, Zhang A M, Tian Y, Lee J J, Schmitt F T, Zhang W H, Li W, Yi M, Liu Z K, Hashimoto M, Zhang Y, Lu D H, Devereaux T P, Wang L L, Ma X C, Zhang Q M, Xue Q K, Lee D H, Shen Z X 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 037002
- [51] Rout P K, Budhani R C 2010 *Phys. Rev. B* **82** 024518
- [52] Kumar S, Kumar C, Jesudasan J, Bagwe V, Raychaudhuri P, Bose S 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 262601

Measurement of magnetic penetration depth in superconducting films by two-coil mutual inductance technique*

Zhang Ruo-Zhou^{1)2)#} Qin Ming-Yang^{1)2)#} Zhang Lu³⁾ You Li-Xing³⁾
Dong Chao⁴⁾ Sha Peng⁴⁾ Yuan Jie¹⁾ Jin Kui^{1)2)5)†}

1) (*Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics,
Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

3) (*Shanghai Institute of Microsystem and Information Technology, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200050, China*)

4) (*Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

5) (*Songshan Lake Materials Laboratory, Dongguan 523808, China*)

(Received 17 November 2019; revised manuscript received 10 December 2019)

Abstract

The magnetic penetration depth (λ) of a superconductor is an important parameter which connects the macroscopic electrodynamics with the microscopic mechanism of superconductivity. High-accuracy measurement of λ is of great significance for revealing the pairing mechanism of superconductivity and exploring the applications of superconductors. Among various methods used to measure λ of superconducting films, the two-coil mutual inductance (MI) technique has been widely adopted due to its high precision and simplicity. In this paper, we start with introducing the principle of MI technique and pointing out that its accuracy is mainly limited by the uncertainties in the geometric parameters (e.g. the distance between two coils) and the leakage flux around the film edge. On this basis, we build a homemade *transmission*-type MI device with a delicate design to achieve high-accuracy. Two coils are fixed by a single-crystal sapphire block machined with high precisions to minimize the uncertainty in geometry. As a result, the reproducibility in induced voltage measured with sample remounted is better than 4%. Besides, the flux leakage around the film edge is accurately determined by measuring a thick Nb film and Nb foils. The voltage induced by leakage flux is only around 1% of that measured in the normal state. Therefore, the absolute value of λ can be accurately extracted after flux leakage subtraction and normalization. It is shown that the error of the measured λ is less than 10% for a typical superconducting film with a thickness of 100 nm and a penetration depth of 150 nm. Furthermore, the performance of our apparatus is tested on epitaxial NbN films with thickness of 6.5 nm. The results show that the low temperature variation of superfluid density is well described by the dirty s-wave BCS theory, and at temperatures close to T_c , the superfluid density decrease drastically, owing to the Berezinski-Kosterlitz-Thouless transition transition. Moreover, the zero-temperature magnetic penetration depth and the superconducting energy gap

* Project supported by the Strategic Priority Research Program of Chinese Academy of Sciences, China (Grant No. XDB25000000), the National Basic Research Program of China (Grant Nos. 2015CB921000, 2016YFA0300301, 2017YFA0302902, 2017YFA0303003, 2018YFB0704102), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11674374, 11834016, 11804378), the Key Research Program of Frontier Sciences, CAS (Grant Nos. QYZDJ-SSW-SLH001, QYZDB-SSW-SLH008, QYZDY-SSW-SLH001), and the Natural Science Foundation of Beijing, China (Grant No. Z190008).

These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: kuijin@iphy.ac.cn

extracted from the fitting parameters are both consistent with the reported values. Our device provides an ideal platform for carrying out detailed studies of the dependence of λ on temperature, chemical composition and epitaxial strain, etc. It could also be utilized to characterize other parameters of superconductor such as the critical current density, and when combined with the ionic liquid gating technique, our device offers an efficient route for revealing the microscopic mechanism of superconductivity.

Keywords: magnetic penetration depth, two-coil mutual inductance technique, NbN superconducting film, Meissner effect

PACS: 74.25.-q, 74.25.Ha, 74.25.N-, 74.78.-w

DOI: [10.7498/aps.69.20191758](https://doi.org/10.7498/aps.69.20191758)