arXiv:2305.02129v3 [cond-mat.supr-con] 6 Sep 2023

关于“由于轻度烘烤导致超导射频腔体中迈斯纳屏蔽发生显著变化”的评论 [《应用物理快报》104，072601（2014）]

Ryan M. L. McFadden，[1,2] Md Asaduzzaman 和 Tobias Junginger[1]加拿大不列颠哥伦比亚省温哥华市韦斯布鲁克购物中心4004号，邮编V6T 2A3，TRIUMF[2]加拿大不列颠哥伦比亚省维多利亚市芬纳蒂路3800号，维多利亚大学物理与天文学系，邮编V8P 5C2

（通信作者：rmlm@triumf.ca；以及 junginger@uvic.ca）

（日期：2023年9月7日）

在 Romanenko 等人近期发表的一篇 Letter 中，[1] 作者采用低能缪子自旋旋转（LE-μSR）[2,3] 技术，测量了从铌（Nb）超导射频（SRF）腔体中切取的样品的迈斯纳屏蔽分布，系统地比较了不同表面处理方法对这种元素型 II 类超导体屏蔽特性的影响。他们报告称，在 120° C 下进行 48 h 的轻度烘烤后，屏蔽分布的特征发生了“显著”变化，[4] 并将其解释为表面附近“空位浓度梯度”所导致的载流子平均自由程随深度变化。[1] 尽管这一观察结果引发了关于该表面处理是否形成“有效”超导双层结构的猜测（例如，参见 [5]），但我们认为，这种相似性[6] 纯属偶然，且该行为实际上是分析过程产生的伪象。

仔细检查 Letter 中的图 3 和图 4 后，可以明显看出其中报告的分析存在问题：[1] 图中绘出了样品表面下方的平均磁场 hBi（通过不同的分析模型得到）与平均 μ 子停止深度 hzi 的关系。在图 3 中，hBi 是通过拟合高斯模型（即高斯阻尼余弦函数）确定的；[7] Romanenko等人[1] 正确地指出，轻度烘烤后观察到的 hBi(hzi) 关系发生了显著变化；[4] 然而，文中并未说明为何对于所有表面处理，数据都偏离了指数衰减（即厚板中众所周知的迈斯纳屏蔽分布形式[8]）。相反，讨论转而着眼于在公式 $B(z)$ 中考虑非局域电动力学[9,10] 和强电子-声子耦合[11]。前者确实会使 $B(z)$ 呈非指数衰减，但众所周知，这种效应对铌而言很微弱[12]；而且不清楚这些修正如何能够解释在 hzi ≈ 60纳米处观察到的突变。

在图4,[1] 中，这种 hBi 与 hzi 之间的“阶跃”现象依然存在，其中 hBi 是通过拟合 Pippard 的非局域模型[9,12] 确定的，既包括对 LE-μSR 数据进行单独处理的结果，也包括将其纳入全局分析的结果。令人惊讶的是，另外两个切片（100-6 和 30-6）的 hzi 依赖关系与图 3 中的情况截然不同，其磁场衰减现在呈现出类似指数函数的特征。虽然这可能表明高斯分析过于粗略，但这一结论与此前对 Nb 薄膜进行的 LE-μSR 测量结果不一致。[12] 烘烤样品的 hBi 突然下降现象依然存在，这一点十分显著，而且在物理上并不合理，尤其是考虑到它意味着在不连续处的深度位置存在不切实际的巨大电流密度 $J(z) \equiv -[\mathrm{d}B(z)/\mathrm{d}z]/\mu_0$（其中 μ_0 为磁导率常数）（参见例如文献[5,13]）。

受我们对 SRF 腔体处理如何影响铌中的迈斯纳屏蔽效应的研究结果启发（该研究表明，所有已研究的处理方式均呈现指数型屏蔽曲线），[14] 我们重新审视了 Letter 中报告的原始 LE-μSR 数据。[1] 总体而言，我们发现，只有在拟合采用非物理值参数时，hzi ≈ 60纳米附近的“阶跃”才会重现。例如，按照 Letter 中描述的高斯分析，[1] 我们得到图 1所示的拟合参数。这表明，hBi 的骤降与相位 ϕ_i 和初始不对称度$A_{0,i}$同时发散相吻合，而这两者都不合理[15]。通过约束拟合（例如，将相位作为共享参数处理）即可轻松纠正这一问题；如此一来，“阶跃”便会消失，而整体拟合优度并无实质性损失。

为了更精确地评估 340-10 腔体切片中的迈斯纳屏蔽，我们还采用参考文献 μ14 中所述的方法，重新分析了 LE-SR 数据；该方法使用偏斜高斯分布近似局部磁场分布，并改进了对铌中 μ^+ 停留位置的模拟。[16]通过这一流程确定的屏蔽曲线如图 2所示，其中没有明显的⟨B⟩ 不连续现象。此外，我们发现这些曲线可以很好地用指数函数 $B(z)$描述，这符合“脏”超导体的预期[8]，也与我们的其他结果一致。[14] 请注意，我们还在此次分析中纳入了有效退磁因子 $\tilde{N}$，该因子考虑了迈斯纳态充分建立后外加磁场的（几何）增强效应 B_{applied}。[17] 我们强调，只有纳入这一细节，才能正确描述数据。[18]

最后，我们指出，重新分析还发现，340-10 切片表面存在异常厚的非超导“死层” d。随着注入能量 E 降低（即 hzi），hBi 渐近趋近于“有效”外加磁场 $\tilde{B}_0 = B_{\mathrm{applied}}/(1-\tilde{N})$，很容易据此识别出该死层。我们发现其厚度为 $d \approx 35$纳米（见图 2），显著大于 Letter 中所暗示的 ~20纳米[1]，也大于其他报告中给出的数值。[12,14] 尽管 d 是取决于样品（而非材料本征属性）的性质，但这一数值异常大，不太可能仅由表面粗糙度造成（参见例如[20,21]）。一个有趣的替代解释（与 Romanenko 等人[1]提出的观点一致）是，近表面区域可能存在磁穿透深度 λ 空间分布不均匀的情况。一般理论层面上已考虑过这一设想[22]，近期也在 SRF 腔体的背景下进行了探讨。[23,24] 然而，这种效应的影响可能很微弱，超出现有测量的分辨能力。

总之，我们重新分析了 Romanenko等人在 Letter 中最初报道的 LE-μSR 数据，[1] 发现

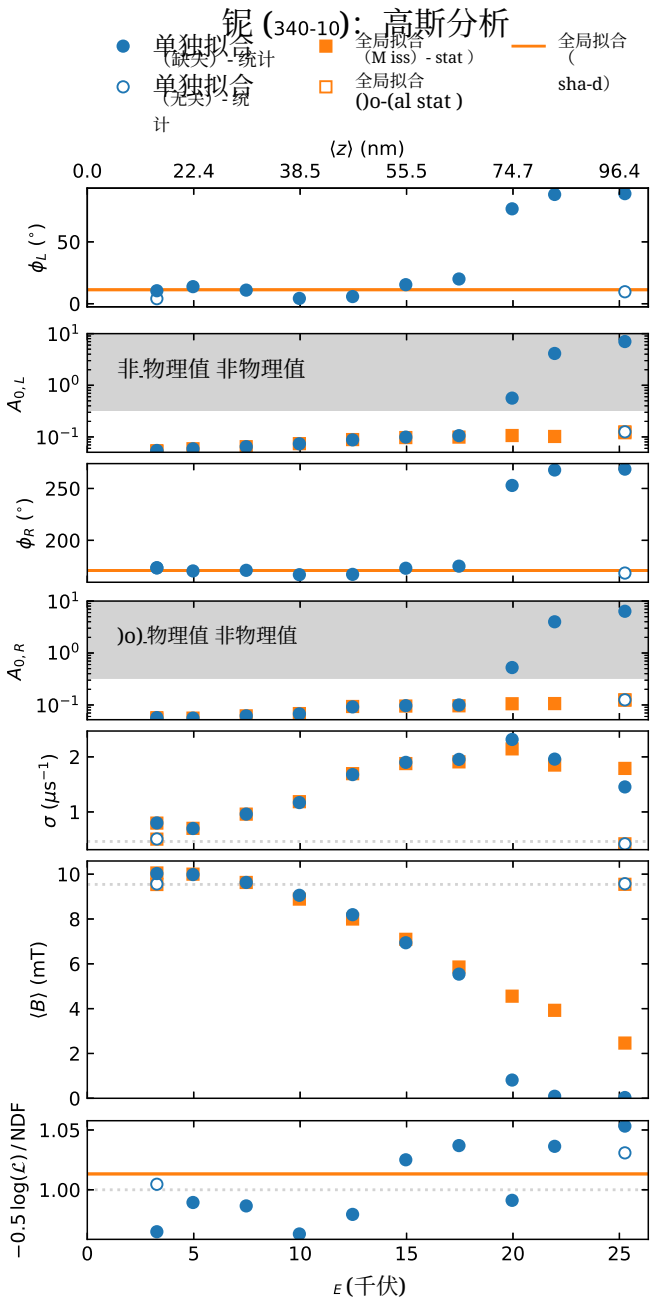


图 1. 对经轻度烘烤处理的铌射频超导腔切片（340-10）中 LE-μSR 数据进行高斯分析所得拟合结果的比较。该腔在 120 ◦C 下进行了轻度烘烤，[4] 图中分别展示了对 μ^+ 自旋进动信号的相位加以约束和不加约束时的结果。这里展示了高斯模型所用拟合参数的一个子集（见 Letter[1]中的式 (1) 和 (3)）： ϕ_i 和$A_{0,i}$ 分别表示各探测器中信号的相位和初始不对称度（用 $i = L, R$区分）， σ表示高斯阻尼率，而 hBi 表示测量确定的平均磁场。图例中所述的符号和线条区分了从正常态或迈斯纳态数据得出的物理值，以及通过单独拟合或约束拟合（即全局拟合）得出的值。所有模型参数均平滑变化，直至注入能量 $E < 17$千电子伏特；超过该能量后， ϕ_is 和$A_{0,i}$s 均发散，后者变为非物理值。尽管这种发散对 σ影响甚微，却会导致 hBi 突然下降；然而，当在全局拟合中将 ϕ_is 作为共享参数处理时，这种不连续性（以及膨胀的$A_{0,i}$s）便会消失。值得注意的是，施加这一约束不会损害整体拟合质量，拟合优度指标 [−0.5 log(L)/NDF] 接近 1 即可证明这一点。

轻度烘烤后，铌的迈斯纳屏蔽分布并未发生任何“显著”变化，[4] 磁场屏蔽特性可由指数伦敦模型很好地描述。[8] 有趣的是，重新分析还发现了一个异常大的“死层”，这可能表明表面附近的屏蔽特性存在空间非均匀性（例如，穿透深度随深度变化）。[22–24] 数据表明，这种影响对 $B(z)$ 可能较为细微，因此需要对近表面区域进行高分辨率测量（$z \lesssim 40$纳米），才能得出确切结论。我们希望这篇评论能推动对这一问题的进一步研究。

致谢

我们感谢 E. R. Lechner 提供有益的讨论。本研究得到授予 T. Junginger 的加拿大自然科学与工程研究委员会奖项资助。

作者声明

利益冲突

作者声明不存在需要披露的利益冲突。

作者贡献

Ryan M. L. McFadden：概念化（同等贡献）；正式分析（牵头）；软件（牵头）；撰写—初稿（牵头）；撰写—审阅与编辑（同等贡献）。**Md Asaduzzaman**：正式分析（支持）；软件（支持）；撰写—审阅与编辑（支持）。**To-bias Junginger**：概念化（同等贡献）；经费获取（牵头）；撰写—审阅与编辑（同等贡献）。

数据可用性

Romanenkoμ等人开展的 LE-SR 实验原始数据等人[1]是在瑞士缪子源 SμS、保罗·谢尔研究所（瑞士菲利根）生成的。各数据文件可从以下网址下载：http://musruser.psi.ch/。支持本文评述研究结果的衍生数据，可向通讯作者合理提出请求后获取。

[1]A. Romanenko、A. Grassellino、F. Barkov、A. Suter、Z. Salman 和 T. Proksch，“轻度烘烤导致超导射频腔中的迈斯纳屏蔽发生显著变化”，Appl. Phys. Lett. **104**, 072601 (2014)。 [2]P. Bakule 和 E. Morenzoni，“慢极化 μ 子的产生与应用”，Contemp. Phys. **45**, 203–225 (2004)。 [3]E. Morenzoni、T. Proksch、A. Suter、H. Luetkens 和 R. Khasanov，“利用慢极化 μ 子研究纳米尺度薄膜”，J. Phys.: Condens. Matter **16**, S4583–S4601 (2004)。 [4]G. Ciovati，“低温烘烤对粒子加速器用铌超导腔射频特性的影响”，J.Appl. Phys. **96**, 1591–1600 (2004)。 [5]T. Kubo，“超导射频腔中用于实现更高加速场的多层涂层：理论方面综述”，Supercond. Sci. Technol. **30**, 023001 (2017)。

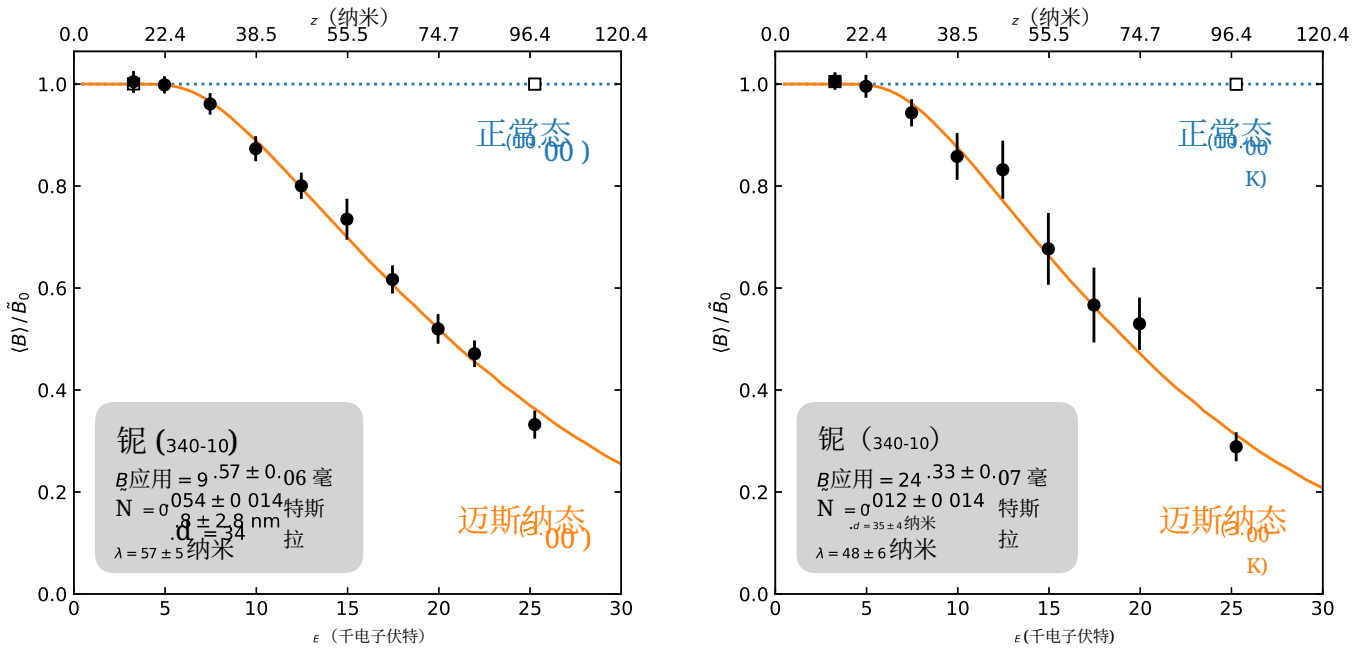


图 2. 经 120◦C[4] 轻度烘烤的铌射频超导腔切割样品（340-10）的迈斯纳屏蔽分布（在两个不同外加磁场 Bapplied 下测量），采用参考文献 14 中描述的方法重新分析。此处，平均磁场 hBi 除以“有效”外加磁场 $\tilde{B}_0 = B\text{applied}/(1 - \tilde{N})$ 进行归一化，以考虑迈斯纳态下非零退磁因子 $\tilde{N}$ in 对外加磁场 Bapplied 的几何增强（例如参见 [14,19]），然后将其绘制为 μ^+ 注入能量 E 的函数；同时列出相应的平均注入深度 hzi 以供参考。实心圆（•）和空心方块（□）分别表示迈斯纳态和正常态下的测量结果。实线和虚线表示对每组数据进行（全局）拟合的结果，其中考虑了铌的超导转变温度 $T_c \approx 925$ K 以上和以下深度依赖性的差异（详见其他文献 [14]）。主要拟合参数列于图中插图，包括磁穿透深度 λ 以及样品表面非超导“死层”的厚度 d。请注意，两个外加磁场下得到的不同 $\tilde{N}$s 可能反映了 μ^+ 光束斑点对样品不同横向区域的取样。最重要的是，两个结果均未显示平均深度 hzi ≈ 60 纳米附近的屏蔽分布发生任何“显著”变化，且两种分布均可由伦敦模型很好地描述。[8]

[6]M. Asaduzzaman、R. M. L. McFadden、A.-M. Valente-Feliciano、D. R. Beverstock、A. Suter、Z. Salman、T. Prokscha 和 T. Junginger，“超导体-超导体双层中电流受到抑制的证据”，arXiv:2304.09360 [cond-mat.supr-con].[7]我们还注意到，图 3 图注中所绘符号（■、 ▲和 •）的指定[1] 与插图中的图例不一致。此外，在图 3 和 4,[1] 中，若干数据点似乎位于 hzi $= 0$纳米处，但文中未作解释。显然，这些数据点不可能来自 LE-μSR 的实际测量，因为“所用的 μ 子注入能量为 $3.3 \leq E \leq 25.3$ 千电子伏特”。[8]M. Tinkham，《超导导论》，第 2 版，《纯物理与应用物理国际丛书》（McGraw-Hill，纽约，1996 年）。[9]A. B. Pippard，“关于超导体中磁场与电流关系的实验和理论研究”，Proc. R. Soc. London A 216, 547—568 (1953)。[10] J. Bardeen、L. N. Cooper 和 J. R. Schrieffer，“超导理论”，Phys. Rev. 108, 1175–1204 (1957)。[11]S. B. Nam，“超导和正常系统电磁性质理论。I”，Phys. Rev. 156, 470–486 (1967)。[12]A. Suter、E. Morenzoni、N. Garifianov、R. Khasanov、E. Kirk、H. Luetkens、T. Prokscha 和 M. Horisberger，“迈斯纳态中非指数磁穿透分布的观测：超导体中非局域效应的体现”，Phys. Rev. B 72, 024506 (2005)。[13]M. Checchin 和 A. Grassellino，“超导射频腔中杂质分布对高场 Q 斜率的抑制作用”，Appl. Phys. Lett. 117, 032601 (2020)。[14]R. M. L. McFadden、M. Asaduzzaman、T. Prokscha、Z. Salman、A. Suter 和 T. Junginger，“表面处理铌中迈斯纳屏蔽分布的深度分辨测量”，Phys. Rev. Appl. 19, 044018 (2023)。

[15]自旋进动信号的相位 ϕ_i 由 μ^+ 束流特性决定，在一系列相关测量中（例如，在不同的注入能量下）应保持不变。类似地，初始不对称度 $A_{0,\,i}$ 由 μ^+ 衰变特性和探测器配置决定，其数值很少超过 ~ 1/3（即对所有衰变正电子能量进行平均后得到的数值）。

[16]在此，我们强调，Letter 中所述的分析方法本身并无“固有”缺陷[1]，只要认真应用，两种方法都应能发挥良好作用。事实上，参考文献 14 中概述的工作流程，可视为对采用 LE-μSR 表征铌超导射频材料的方法的进一步完善。

[17]也就是说，对于材料几何形状与磁场方向的某些组合（例如，磁场平行于表面施加在厚板上的情况），紧密勾勒出样品尺寸的排斥磁通可能会沿材料表面的某些区域被“挤压”，从而呈现出外加磁场增强的现象（参见例如文献 19）。这一现象在图 1中清晰可见，其中在低 E 时，迈斯纳态中的 $\langle B \rangle$ 超过了正常态中的相应数值。[18]Letter 中遗漏这一细节[1] 可能是因为它在文献中很少被使用。例如，当时大多数 LE-μSR 实验都集中于薄膜样品，其尺寸确保了 $\tilde{N} \to 0$。[19]E. H. Brandt，“真实几何形状下的超导体：几何边缘势垒与钉扎”，Physica C**332**，99–107（2000）。[20]M. Lindstrom、B. Wetton 和 R. Kiefl，“II 型超导体表面粗糙度对磁场分布影响的数学建模”，J. Eng. Math. **85**，149–177（2014）。[21]M. Lindstrom、A. C. Y. Fang 和 R. F. Kiefl，“表面粗糙度对超导体迈斯纳态磁场分布的影响”，J.Supercond. Novel Magn. **29**，1499–1507（2016）。

[22]Y. S. Barash，“表面邻近效应对磁穿透深度的影响”，J.Phys.: Condens. Matter **26**, 045702 (2014)。[23]V. Ngampruetikorn 和 J. A. Sauls，“非均匀表面无序对超导射频腔超热场的影响”，Phys.Rev. Res. **1**, 012015(R) (2019)。

[24]E. M. Lechner、J. W.Angle、F. A. Stevie、M. J. Kelley、C. E. Reece 和 A. D. Palczewski，“通过天然氧化物的热扩散调节超导铌的射频表面电阻”，Appl. Phys. Lett. **119**，082601（2021）。