arXiv:2611.28927v1 [cond-mat.supr-con] 21 Nov 2026

用于超导纳米线单光子探测器应用的钼$_{1-x}$硅$_x$ 薄膜超导与物理性质调控

Oleh V. Zraichenko, [a] Oleksandr O. Leha、Sergei V. Bengus 和 Valerii Yu. Lyakhno超导与介观结构系，*B. Verkin*低温物理与工程研究所，乌克兰国家科学院，乌克兰哈尔科夫

（日期：）

我们研究了通过直流磁控共溅射沉积的超薄非晶钼$_{1-x}$硅$_x$ 薄膜在广泛成分范围和厚度范围内的正常态电学性质。硅含量为 x =0.14–0.5的薄膜沉积在Si/SiO_2 和Si / Si_3N_4 基底上（单晶Si，分别带有SiO_2 和S_3N_4 缓冲层）；X射线衍射证实，在整个成分范围内均为非晶结构，同时采用X射线反射测量验证薄膜厚度。室温方块电阻范围为110至1990 Ω/□，对应的电阻率为125–478 ΩμΩ·cm。方块电阻通常随硅含量增加和薄膜厚度减小而增大，但成分与厚度的耦合变化限制了对这两种效应进行定量区分。对较厚参照薄膜的补充测量显示，超导转变温度介于5.2和7.7 K之间，并且 T_c 在较高硅含量下单调降低。对不同类型基底上的薄膜进行比较表明，Si/SiO_2 与Si/Si_3N_4, 之间不存在系统性差异，而在较小厚度下，Al_2O_3 上的薄膜表现出较高的方块电阻。这些结果刻画了我们沉积工艺可达到的参数空间，并为探测器制造中薄膜化学计量比的选择提供了依据。

关键词：非晶薄膜、硅化钼、方块电阻、超导纳米线单光子探测器、直流磁控溅射

I. 引言

超导纳米线单光子探测器（SNSPDs）[1] 是目前性能最佳的单光子计数器之一，兼具高探测效率、低暗计数率和低定时抖动[2,3]。超导材料的选择是优化其性能的关键参数之一。除了广泛使用的NbN和NbTiN[4]，、NbRe氮化物[5]，、Mo-Re和MoC[6,7],之外，诸如WSi和钼$_{1-x}$硅$_x$ 等非晶硅化物也备受关注：它们缺乏长程有序，因此薄膜在大面积范围内成分均匀，而且其超导能隙相对较小，有利于探测低能光子[8,9]。基于WSi的探测器已实现超过93%的系统探测效率[10]。Korneeva等人[11]将钼$_{1-x}$硅$_x$ 引入为SNSPD材料；随后，文献[12]研究了不同宽度的钼$_{1-x}$硅$_x$ 条带的单光子响应。此后，基于MoSi的探测器在电信波段实现了超过98%的系统探测效率[13]。

非晶态钼硅的电学性质和超导性质强烈依赖于化学计量比和厚度[8,14]。对于探测器设计，正常态方块电阻 $R_{\square}$ 尤为重要，因为它决定了纳米线的动能电感，进而影响其电学响应[15]。在与超导纳米线单光子探测器相关的超薄区域内，厚度或成分的微小变化都会使 $R_{\square}$ 发生显著变化。尽管相关的一般趋势已为文献所知，但在将化学计量比用作设计参数之前，必须对每个沉积系统进行单独表征。

因此，本研究旨在确定在厚度为 2–50nm 的条件下，通过我们的共溅射工艺在较宽成分范围内可实现的正常态电阻范围，$x = 0.14$–0.5。我们首先对薄膜进行结构表征，这是输运分析的基础。随后，我们考察 $R_{\square}$ 和电阻率对成分及厚度的依赖关系，最后估算相应的动能电感，并讨论其对探测器制造的影响。

II. 实验

A. 薄膜沉积

非晶态钼$_{1-x}$硅$_x$ 薄膜通过直流磁控共溅射制备，溅射靶材分别为钼和硅，溅射过程在氩气氛围中进行，工作压力为 2×10^{-3}mbar。沉积前的本底压力为2×10^{-6} mbar。所有沉积过程均未进行有意的基底加热。

通过独立调节施加于各靶材的沉积速率来控制薄膜化学计量比：钼靶的工作速率为 1–4.5 Å/s，硅靶为 0.8–1.3 Å/s。所得薄膜中的硅含量 x 在 $x = 0.14$–0.5范围内变化。薄膜沉积于 Si/SiO_2 （230 nm 热氧化层）和Si/Si_3N_4基底上。每次沉积钼后，立即原位沉积一层硅覆盖层

$_{1-x}$硅 $_x$ 薄膜以

[a]电子邮箱：zraichenko@ilt.kharkov.ua

防止在储存和处理过程中发生表面氧化。

硅含量 x由校准后的沉积速率计算得出，计算式为 [16]

$$\frac{n_{mo}}{n_{si}} = \frac{d_{Mo}}{d_{Si}}\frac{\rho_{Mo}}{\rho_{Si}} \cdot \frac{M_{Si}}{M_{Mo}}, \tag{1}$$

其中， r_{Mo} 和 r_{Si} 是原子沉积速率，与线性速率成正比，并分别除以相应的原子体积。由此得到 $x = 0.14$–0.5。

B. 厚度校准

每次沉积系列开始前，均使用石英晶体微天平（QCM）校准沉积速率。薄膜厚度根据沉积时间和校准后的沉积速率计算得出。随后使用X射线反射测量（XRR）对选定样品进行表征，以独立验证标称厚度值，并确定薄膜密度和表面粗糙度。XRR数据通过拟合三层结构模型进行分析：基底 / MoSi薄膜 / 硅覆盖层。经实验不确定度范围内验证，QCM得出的厚度准确无误。主要薄膜系列的薄膜厚度范围为2至50 nm。

C. 结构表征

采用X射线衍射（X射线衍射）检查沉积薄膜的晶体结构。在所研究的整个成分范围（$x = 0.14$–0.5）内，$\mathrm{Mo}_{1-x}\mathrm{Si}_x$ 薄膜均未观察到晶态布拉格峰，证实其为与文献[8,14]一致的非晶相。仅在纯Mo参照样品（$x = 0$）中观察到晶态钼峰，这表明在不含硅时开始形成体心立方晶相。已知钼含量超过 ≈ 80%的薄膜会形成体心立方结构，并抑制 T_c[17]；这一点为本研究所考察的成分范围设定了上限。

D. 电阻测量

室温 $R_\square$ 电阻采用四探针法[18]进行测量。电阻转变 δT_c的宽度被用作衡量薄膜均匀性的指标；非均匀超导薄膜中的非局部四探针效应已在[19]中进行了讨论。根据范德堡形式主义，对有限样品几何形状的修正因子进行了修正，其数值根据样品尺寸的不同而处于3.11–4.31范围内。在采用四线配置的引线键合样品上测量临界温度。分析中纳入了成分和厚度均定义明确的样品[20]。

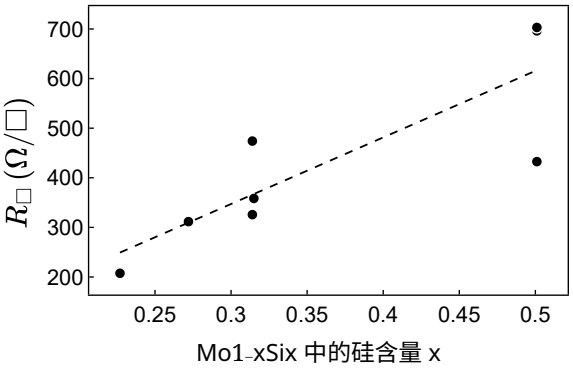

图1：方块电阻 $R_\square$ 与硅含量 x的关系，针对厚度为 $d \approx 5$ nm的$\mathrm{Mo}_{1-x}\mathrm{Si}_x$ 薄膜。虚线：指数拟合指引 $R_\square = a\exp(bx)$。

III. 结果与讨论

A. 结构

我们首先对薄膜进行结构表征。对于所研究成分范围内的任何钼$_{1-x}$硅$_x$ 薄膜，通过X射线衍射均未观察到布拉格衍射峰，表明其具有非晶结构，这与先前的报道[8,14]一致。只有纯Mo参照样品（$x = 0$）出现了晶态钼衍射峰。对于钼含量超过约80%的富钼成分，已有报道指出，较厚薄膜[17]中存在体心立方结构，并且 T_c 受到抑制。我们钼含量最高的薄膜（$x = 0.143$）中未出现此类衍射峰，可能与其厚度较小有关；较小的厚度会限制晶化过程和衍射强度。因此，我们无法排除该成分中存在纳米晶夹杂物的可能性。

B. 方块电阻与电阻率

测得的方块电阻在整个样品组中变化超过一个数量级，反映了成分和厚度的综合影响。为分离几何贡献，我们还进一步考察电阻率

$$\rho = R_\square \cdot d. \tag{2}$$

C. 对成分的依赖

图 1 显示了薄膜（$\approx$ 5nm）的 $R_\square$ 随硅含量的变化情况。$R_\square$ 随硅含量增加而增大。我们认为，该曲线周围的大部分离散性是由不同批次间厚度和沉积速率的变化造成的；

要定量提取成分依赖性，需要制备一系列厚度固定的薄膜。

所有薄膜的电阻率均在 125 至$478\,\mu\Omega\cdot$cm 之间。这些数值与非晶 MoSi[8,14] 的报道值一致，也与非晶 WSi 薄膜[9], 的数值相当，这支持了将我们的薄膜视为强无序非晶导体[21]的解释。

表I：厚度几乎相同（ $d \approx 42$nm）的较厚参照薄膜的临界温度 T_c 随硅含量 x的变化。

硅含量	临界温度（K）
0.16	7.68
0.25	6.28
0.30	6.52
0.40	5.22

为独立于厚度评估成分对超导性质的影响，我们测量了 T_c 一系列厚度几乎相同（ $d \approx 42$nm）的较厚参照薄膜（表I）。在$x \approx 0.17$–0.40 的范围内， T_c 从约 7.7 K 降至约 5.2 K。两个中间成分 $x \approx 0.25$ 和 0.30 相差约 0.2 K，这一差异处于标称成分和转变宽度的综合不确定度范围内；因此，我们不将其视为偏离整体趋势。随着硅含量增加， T_c 降低，这与此前关于非晶 MoSi 的报道一致。Banerjee 等人[8] 发现，厚度为 20 nm 的优化 $Mo_{0.83}Si_{0.17}$ 薄膜的 $T_c \approx 7.3$为 K；随着 Si 功率增加并超过最佳值，T_c 降至 5 K 以下；根据 Finkel'stein 模型对此成分进行的体材料外推值为 $T_{c0} \approx 7.5$–7.8 K。Bosworth 等人[14] 同样报道了 $Mo_{0.83}Si_{0.17}$ 厚膜的 $T_c \approx 7.4$，并指出其随硅含量增加而单调下降。我们在 $x \approx 0.17$时得到的 7.7 K 和在 $x \approx 0.40$ 时得到的 5.2 K，与这些结果在定量上吻合良好。

由于超薄膜的超导性会随着厚度减小而进一步受到抑制，表 I 中的数值代表相同成分下 2–6nm 薄膜的 T_c 上限。结合图 1 来看，数据表明，硅含量增加会提高正常态电阻并降低 T_c。因此，对于探测器设计而言，成分的选择需要在较高的方块电阻和动能电感与较低的工作温度之间权衡。

为验证 X射线衍射装置对晶体有序性的灵敏度，在相同条件下测量了纯钼薄膜（x $=0$）；该薄膜在 $2\theta \approx 40$和 ≈ 73 2处呈现尖锐的体心立方衍射峰，而与参照系列厚度相近的 $Mo_{0.65}Si_{0.35}$ 薄膜则仅呈现宽弥散峰。因此，表 I 中的临界温度对应的是一种在结构上不同于晶态钼的状态。

使用三层模型（基底 / $Mo_{1-x}Si_x$ / 硅覆盖层）拟合曲线，并将厚度、密度

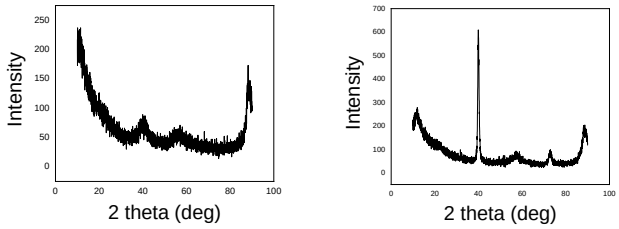

图 2：$Mo_{0.65}Si_{0.35}$ 薄膜（左）和 Mo 薄膜（右）的 X射线衍射图谱。

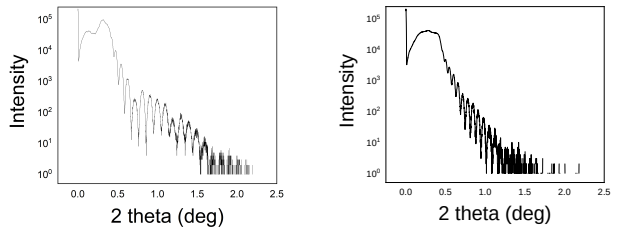

图3：$Mo_{0.65}Si_{0.35}$ （左）和Mo薄膜（右）的X射线反射率图谱。

和粗糙度作为自由参数。41 nm$Mo_{0.65}Si_{0.35}$ 薄膜和 72 nm Mo薄膜均呈现清晰分辨的基瑟条纹 3，表明界面平滑。

这些X射线衍射和X射线反射率数据曾以海报形式在国际研究与实践会议"纳米技术与纳米材料"（Nano 2026）[22]上展示。

D. 厚度依赖性

图4显示了$Mo_{1-x}Si_x$ 薄膜的 $R_\square$ 随薄膜厚度的变化情况，薄膜的 $x \approx 0.2$ 和 $x \approx 0.5$分别为 $x \approx 0.2$ 和 $x \approx 0.5$，并列出了文献中NbN薄膜的数据[23]。对于两种成分$R_\square$ ，随着厚度减小，$R_\square$ 从约20–30 Ω/□ （厚度为 $d \approx 40$–60 nm时）上升至数百 Ω/□ （厚度为 $d \approx$5 nm时），而在低于约3 nm时则超过 $10^3\,\Omega/\square$。在相同厚度下， $x \approx 0.5$ 薄膜的 $R_\square$ 高于$x \approx 0.2$ 薄膜（厚度为 $d \approx 42$nm时约为后者的两倍）。在 $d \approx$ 5–30 nm范围内，增幅接近 $R_\square \propto 1/d$，即电阻率与厚度无关；而在低于 $d \approx 3$nm时，增幅则明显更大（表II）。在5–15 nm厚度范围内，我们薄膜的 $R_\square$ 值与厚度相近的NbN薄膜处于同一数量级。

在这一系列中， ρ 的范围为 273 至 $478\,\mu\Omega\cdot$cm，即变化约 1.7 倍；与 $R_\square$的变化相比，这一幅度较小。因此，数据总体上与$R_\square$ 和 d之间近似反比的关系相符。 ρ 的剩余变化可能源于厚度依赖的无序、表面和界面贡献，或化学计量比的微小偏差；根据现有数据，我们无法将这些因素区分开来。要解决这一问题，需要对经独立验证的成分进行专门的

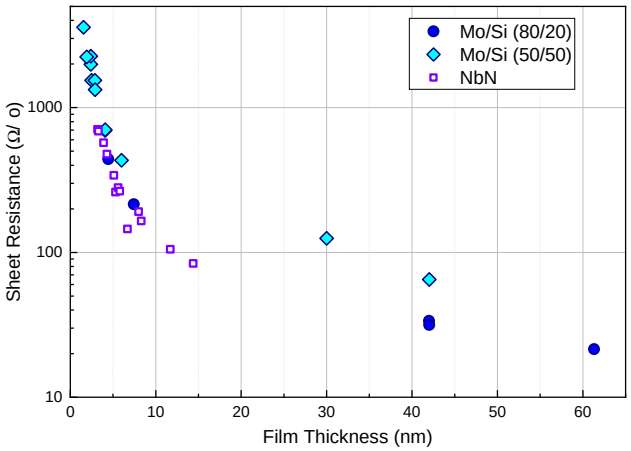

图4：$Mo_{1-x}Si_x$ 薄膜的方块电阻 $R_\square$ 随薄膜厚度的变化，其中 $x \approx 0.2$ （Mo/Si 80/20，圆圈）和 $x \approx 0.5$ （Mo/Si 50/50，菱形），并与 NbN 薄膜（空心方块）进行比较。$Mo_{1-x}Si_x$ 数据来自本研究（QCM 标称厚度）；NbN 数据取自参考文献[23]。S（在线彩色）

厚度系列研究。

E. 基底依赖性

为考察基底是否会影响常态方块电阻，表II比较了沉积在三种基底上的 $Mo_{1-x}Si_x$ 薄膜的 $R_\square$ 数值：Al_2O_3，、Si/SiO_2，和 Si/Si_3N_4，其中 $x \approx 0.50$ 。标称薄膜厚度范围为 1 至 30 nm。在所研究的厚度范围内，沉积在 Si/SiO_2和 Si/Si_3N_4 上的薄膜，其方块电阻值相对接近。在中等厚度（约 1.54–2.9 nm）下，Al_2O_3 上的薄膜呈现较高的方块电阻；而在 1 nm 时，其方块电阻低于在其他基底上测得的值。在 5 nm 和 30 nm 厚度下，三种基底之间的差异相对较小。这些结果表明，基底相关差异在超薄范围内可能更为显著，不过目前的数据集尚不足以证实其在整个厚度范围内存在系统性依赖关系。

在大多数厚度范围内，三种基底上的数据都遵循 $R_\square \propto d^{-1}$ guide，与电阻率类似块体且不随厚度变化的情况一致。在整个研究范围内，Si/SiO_2 和 Si/Si_3N_4 上的薄膜数据在实验散布范围内彼此吻合，且未观察到这两种基底类型之间存在系统性差异。这与预期一致：非晶态 $Mo_{1-x}Si_x$ 的正常态输运由块体薄膜而非基底或薄膜-基底界面决定。

相比之下，Al_2O_3，上的薄膜呈现出系统性偏高的

表II：三种基底上不同标称厚度的 $Mo_{1-x}Si_x$ 薄膜（$x \approx 0.50$）的方块电阻 $R_\square$ （单位：Ω）。NbN 数据引自参考文献[23]。

d （nm）	基底		
	Al_2O_3	Si/SiO_2	硅/Si_3N_4
30.0	136	125	133
5.0	908	855	864
2.9	1766	1329	1202
2.4	2744	2269	2281
1.92	2360	2241	2070
1.54	4638	3589	3868
1.0	16350	18518	17777

$R_\square$，当厚度低于约 3 nm 时如此；而在 $d \gtrsim 6$nm 时，其数值逐渐趋近于 SiO_2 和 Si_3N_4 的数据。这种行为可能归因于 $MoAl_2O_3$ 界面处增强的界面散射，或归因于该基底上最薄薄膜未完全发生薄膜并合；现有数据无法区分这两种机制。由于本研究中用于输运分析的薄膜厚度均为 $d \geq 2.4$nm，且沉积在 SiO_2 或 Si_3N_4，基底上，因此 Al_2O_3 界面效应不会影响上述结论。

F. 对SNSPD制备的启示

$R_\square$ 对探测器设计的实际意义在于其与动能电感[24]的关系。在脏极限下且在 $T \ll T_c$[25]时，方块动能电感为[15]

$$L_K/\square = \frac{\hbar R_\square}{\pi \Delta}, \tag{3}$$

其中 Δ为超导能隙。对于 $x = 0.27$–0.32且 $d \approx 5$–6nm的薄膜，测得的方块电阻约为200–360Ω/□。采用厚膜（ $x \approx 0.25$–0.30）测得的 T_c ≈6.3–6.5K（表I）以及BCS关系 $\Delta = 1.76\, k_B T_c \approx 0.95$– 0.99meV，代入公式(3)可得 $L_K \approx 42$–79pH/□。由于超薄膜的 T_c 低于厚参考膜的相应数值，这些数值代表了动能电感的下限。

IV. 总结与结论

总之，我们表征了采用直流磁控共溅射沉积的21片超薄非晶 $Mo_{1-x}Si_x$ 薄膜的正常态电阻，其 $x = 0.14$–0.5和 $d = 2$–6.1nm。XRD表明，在所研究的成分范围内，薄膜均呈非晶结构；XRR证实了石英晶体微天平测得的厚度。方块电阻大致覆盖110–1990 Ω/□，并且随着硅含量增加和厚度减小而升高

，而电阻率保持在125–478 $\mu\Omega\cdot$cm范围内，与文献报道的非晶 MoSi数值一致。对于$x\approx0.50$系列，其厚度依赖性总体上与 $R_{\square}\propto 1/d$相符。对于厚度为$x=0.27$–0.32的薄膜，粗略估算的动能电感约为42–79 pH/□ ，处于与SNSPDs相关的范围内。

致谢

作者谨此感谢乌克兰国家研究基金会（乌克兰国家研究基金会）通过编号为 22.07/0044 的资助项目提供支持。本研究还部分获得了 IEEE“乌克兰磁学 2025–2026”项目的支持，项目编号为 9918。

[1]G. N. Gol’tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov, C. Williams, 和 R. Sobolewski, “皮秒超导单光子光学探测器”, Applied Physics Letters **79**, 705–707（2001）。[2]B. A. Korzh, Q.-Y. Zhao, S. Frasca, J. P. Allmaras, T. M. Autry, E. A. Bersin, M. Colangelo, G. M. Crouch, A. E. Dane, T. Ger- rits, F. Marsili, G. Moody, E. Ramirez, J. D. Rezac, M. J. Stevens, E. E. Wollman, D. Zhu, P. D. Hale, K. L. Silverman, R. P. Mirin, S. W. Nam, M. D. Shaw, 和 K. K. Berggren, “利用超导纳米线单光子探测器实现亚3皮秒时间分辨率”, Nature Photonics **14**, 250–255（2020）。[3]V. Raj, A. Azem, M. Patterson, D. K. Namburi, J. F. Young, 和 R. H. Hadfield, “用于集成光子学的波导集成超导纳米线单光子探测器”, 《物理学杂志D：应用物理》**58**, 243001（2025）。[4]C. M. Natarajan, M. G. Tanner, 和 R. H. Hadfield, “超导纳米线单光子探测器：物理原理与应用”, Superconductor Science and Technology **25**, 063001（2012）。[5]F. Avitabile, F. Colangelo, M. Y. Mikhailov, Z. Makhdoumi Kakhaki, A. Kumar, I. Esmaeil Zadeh, C. Attanasio, 和 C. Cirillo, “基于NbRe氮化物超薄膜的超导纳米线单光子探测器”, Applied Physics Letters **127**, 062601（2025）。[6]V. A. Seleznev, M. A. Tarkhov, B. M. Voronov, I. I. Milostnaya, V. Y. Lyakhno, A. S. Garbuz, M. Y. Mikhailov, O. M. Zhigalina, 和 G. N. Gol’tsman, “数纳米厚超导钼铼薄膜的沉积与表征”, Superconduc- tor Science and Technology **21**, 115006（2008）。[7]M. Trgala, M. Žemlička, P. Neilinger, M. Rehák, M. Leporis, Š. Gaži, J. Greˇguš, T. Plecenik, T. Roch, E. Dobročka, 和 M. Grajcar, “具有增强方块电阻的超导碳化钼薄膜”, 《应用表面科学》**312**, 216–219（2014）。[8]A. Banerjee, L. J. Baker, A. Doye, M. Nord, R. M. Heath, K. Erotokritou, D. Bosworth, Z. H. Barber, I. MacLaren, 和 R. H. Hadfield, “非晶态硅化钼（MoSi）超导薄膜和纳米线的表征”, Superconduc- tor Science and Technology **30**, 084010（2017）。[9]X. Zhang, A. Engel, Q. Wang, A. Schilling, A. Semenov, M. Sidorova, H.-W. Hübers, I. Charaev, K. Ilin, 和 M. Siegel, “用于单光子探测的超导硅化钨W_xSi_{1-x} 的特性”, Physical Review B **94**, 174509（2016）。[10]F. Marsili, V. B. Verma, J. A. Stern, S. Harrington, A. E. Lita, T. Gerrits, I. Vayshenker, B. Baek, M. D. Shaw, R. P. Mirin, 和 S. W. Nam, “以93%的系统效率探测单个红外光子”, Nature Photonics 7, 210–214（2013）。[11]Y. P. Korneeva, M. Y. Mikhailov, Y. P. Pershin, N. N. Manova, A. V. Divochiy, Y. B. Vakhtomin, A. A. Korneev, K. V. Smirnov, A. G. Sivakov, A. Y. Devizenko, 和 G. N. Goltsman, “由MoSi薄膜制成的超导单光子探测器”, Superconductor Science and Technology 27, 095012（2014）。[12]Y. P. Korneeva, N. N. Manova, I. N. Florya, M. Y. Mikhailov, O. V. Dobrovolskiy, A. A. Korneev, 和 D. Y. Vodolazov, “宽、窄超导Mo_xSi_{1-x} 条带的单光子响应差异”, Physical Review Applied 13, 024011（2020）。[13]D. V. Reddy, R. R. Nerem, S. W. Nam, R. P. Mirin, 和 V. B. Verma, “在1550 nm波长下系统探测效率达98%的超导纳米线单光子探测器”, Optica 7, 1649–1653（2020）。[14]D. Bosworth, S. L. Sahonta, R. H. Hadfield, 和 Z. H. Barber, “非晶钼硅超导薄膜”, AIP Advances 5, 087106（2015）。[15]A. J. Annunziata, D. F. Santavicca, L. Frunzio, G. Catelani, M. J. Rooks, A. Frydman, 和 D. E. Prober, “可调谐超导纳米电感器”, Applied Physics Letters 96, 122501（2010）。[16]M. Erbe, R. Berrazouane, S. Geyer, L. Stasi, F. van der Brugge, G. Gras, M. Schmidt, A. D. Wieck, A. Ludwig, F. Bus- sières, 和 R. J. Warburton, “砷化镓上的Mo - si超导纳米线单光子探测器”, Physical Review Applied 22（2024）, 10.1103/PhysRevApplied.22.014072。[17]S. Kubo, “用于阿布里科索夫涡旋存储器的非晶Mo_x (X=Si, Ge)合金薄膜的超导性质”, Journal of Applied Physics 63, 2033–2045（1988）。[18]H. Topsoe, 《四点电阻率测量中的几何因子》（1968）。[19]E. Zhitlukhina 等, “改进非均质材料的四探针测量”, Journal of Nano- and Electronic Physics 18, 02008（2026）。[20]O. V. Zraichenko, O. O. Leha, V. Y. Lyakhno, S. V. Bengus, 和 M. Y. Mikhailov, “精确调控用于光子探测器应用的Mo_xSi_{1-x} 薄膜的超导性质和物理性质”, 载于《凝聚态物质与低温物理学会议论文集》（CM&LTP 2025）（哈尔科夫，2025）。[21]J. H. Mooij, “浓缩无序过渡金属合金中的电传导”, Physica Status Solidi (a) 17, 521–530（1973）。[22]O. V. Zraichenko, O. O. Leha, V. Y. Lyakhno, S. V. Bengus, 和 M. Y. Mikhailov, “双组分$Mo_{1-x}Si_x$ 超导薄膜溅射技术的若干问题”, 载于国际研究与实践会议“纳米技术与纳米材料”（NANO-2026）（切尔诺夫策，2026），海报报告。[23] A. Semenov, B. Günther, U. Böttger, H.-W. Hübers, H. Bartolf, A. Engel, A. Schilling, K. Ilin, M. Siegel, R. Schneider, D. Gerth- sen, 和 N. A. Gippius, “超薄NbN薄膜和纳米结构的光学和输运性质”, Physical Review B 80, 054510（2009）。[24]A. Semenov, A. Engel, H.-W. Hübers, K. Il’in, 和 M. Siegel, “载流超导纳米条带中单光子吸收导致电阻态形成的效率光谱截止”, The European Physical Journal B 47, 495–501（2005）。[25]M. Tinkham, 《超导导论》, 第2版（Dover Publications，纽约州米尼奥拉，2004）。