

# 普朗克散射和铁硫族超导体 $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$ 中的平行传导通道 $x$

Ralph Romero III\* and N. P. Armitage†

William H. Miller III Department of Physics and Astronomy,  
The Johns Hopkins University, Baltimore, Maryland 21218, USA

Hee Taek Yi and Seongshik Oh

Department of Physics and Astronomy, Rutgers: the State University of New Jersey, Piscataway, NJ, 08854, USA

(10Dated: 2025 年 5 月 4 日)

铜酸盐超导体电阻率随温度线性变化的显著特性，在某些样品中从  $T_c$  延伸到熔点，仍然无法解释。虽然看似简单，但这种温度依赖性与传统的金属理论不相容，该理论规定如果电子-电子散射占主导地位，则散射率  $1/\tau$  应该是温度的二次函数。理解这一温度依赖性的起源及其与超导性的联系可能会提供解开高温超导之谜的关键。通过时间域太赫兹光谱 (TDTS) 技术，我们阐明了两个  $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$  (FTS) 样品在低温下的导电行为，其中一个样品含有几乎等量的硒和碲，被认为是拓扑超导体，另一个样品则更过掺杂。通过直流电阻率的约束，我们发现有两个并联添加的导电通道，一个频率宽泛且温度依赖性弱，另一个散射率与普朗克极限速率  $\sim kT/h$  相当。通过对谱权重的分析，我们展示了超导凝聚态主要来自经历这种普朗克散射的通道。

铁碲化物超导系列  $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$  (FTS) 提供了一个强大的平台，用于在靠近其他有序态的条件下探索强关联超导性 [1, 2]。端成员  $\text{FeTe}$  不具备超导性，并且在大约 70K 时发生从四方相到单斜相的结构转变并伴随反铁磁 (AFM) 转变 [3, 4]。另一个端成员  $\text{FeSe}$  在 90K 时经历从四方相到正交相的结构转变进入一个织构相，并在 9K 时超导 [5]。在一个“最佳”掺杂下，即接近相等的 Se/Te 比例 ( $x = 0.45$ )， $T_c$  升至 14.5 K，上临界场达到 50T [2]。随着这一最大值  $T_c$  的出现，最佳掺杂的样品积累了大量证据 [6–12]，表明 FTS 属于一类拓扑超导体，能够承载马约拉纳零模 (MZMs)，这被认为是拓扑量子计算的平台 [13]。

铁基超导体的物理现象让人联想到铜酸盐超导体，即超导穹顶的峰值跨越量子临界点 (QCP)  $\sim$  [14]。虽然这很有趣，但也不足为奇，因为在基于铁的超导体和其他元素族化合物中， $\text{FeTe}$  和  $\text{FeSe}$  具有最高的相对质量增强效应  $\sim$  [15]，表明关联在它们的行为中扮演了重要角色。回顾起来，这些相关母化合物的结合产生非常规超导性并不令人惊讶，但为什么最佳 ( $x = 0.45$ ) 掺杂会导致转变温度升高，并最终形成如此独特的超导状态呢？在铜酸盐中，通常认为  $T_c$  在与零温相变一致的掺杂度下达到最大。有人推测，接近这个量子临界点可能会导致强烈的量子涨落，这些涨落在费米液体图景中的表现是电阻率或等同于电荷散射速率遵循普朗克率  $\sim kT/h$  [16] (并且单粒子自能与频率呈线性关系)。然而，这样的场景也带来了挑战。在 FTS 中，最初推测临界涨落源自与  $\text{FeTe}$  转变相关的反铁磁量子临界点  $\sim$  [17]。然而，最近的研究表明，FTS 的最佳掺杂发生在与 [14] 相关的量子临界点附近，并且理论上一个干净的斜方量子临界点预计会产生一个虚部自能，该自能类似于  $\omega^{2/3}$  [18]。

一种时间分辨技术如 TDTS 允许实验者同时测量传输电场的幅度和相位。这使得可以测量太赫兹范围内的复电导的两个部分， $\sigma_1(\nu)$  和  $\sigma_2(\nu)$ ，而无需使用克雷默斯-克罗尼格关系。在 0.5 毫米厚的  $\text{CaF}_2$  基底上通过分子束外延生长的两层 100 纳米  $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$  薄膜， $x = 0.45$  和 0.35，并用 100 纳米硒覆盖。两个样品的转变温度分别为 13.2 和 11.8 K，通过直流电阻率测量得出 (扩展数据图 1)。图 1 显示了两个样品的  $\sigma_1(\nu)$  (顶部) 和  $\sigma_2(\nu)$  (底部)。左侧展示了最佳掺杂样品的复电导，而右侧对应于  $x = 0.35$  样品。两个样品都表现出相同定性的行为。在高温下， $T \gg T_c$ ， $\sigma_1(\nu)$  是宽广且没有特征的，而  $\sigma_2(\nu)$  则很小，并随着频率缓慢增加。这是散射率大于测量窗口 (即  $\Gamma \gg 3$  THz) 的金属典型

\* romero@jhu.edu

† npa@jhu.edu

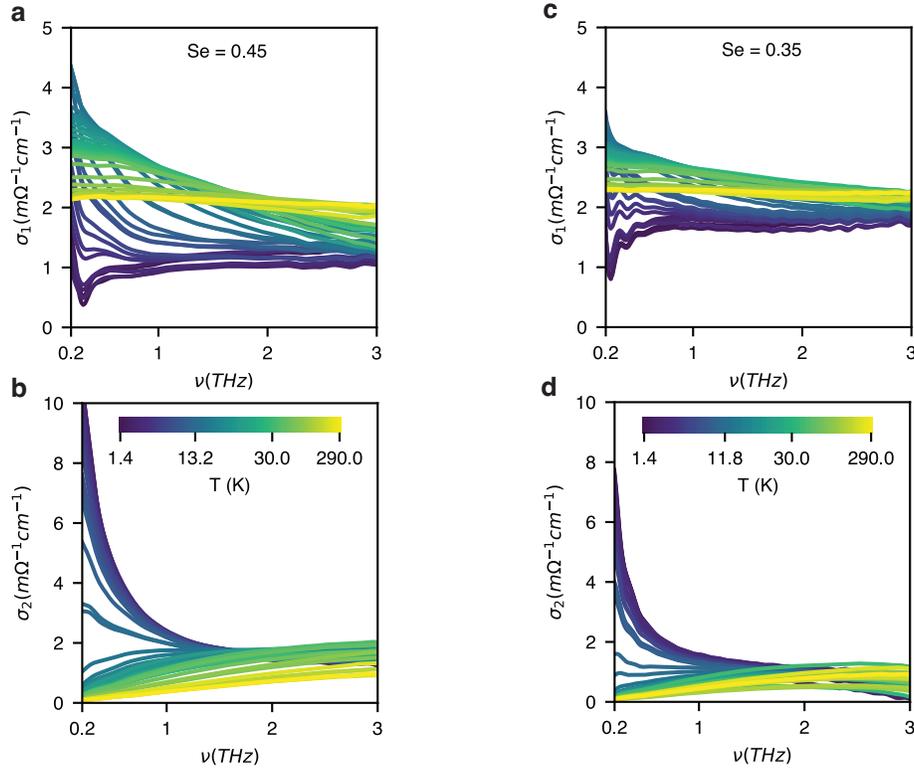


图 1. 太赫兹电导率的  $\text{Se}=0.45$  和  $0.35$  样品。从室温下降到 1.4K 时,  $x = 0.45$  样品 a)、b) 和  $x = 0.35$  样品 c)、d) 在 0.2 至 3THz 范围内测量的太赫兹电导率的实部和虚部。

行为。随着温度降低,  $\sigma_1(\nu)$  开始增加并获得负斜率, 类似于 Drude 峰。一旦超导转变温度被跨越,  $\sigma_1(\nu)$  减小而  $\sigma_2(\nu)$  开始显示出  $1/\nu$  依赖性, 这对应着随着谱权移动到我们的测量范围以下并进入位于  $\nu = 0$  的狄拉克函数, 超导性的开始。在常规情况下, 人们会期望间隙能量以下的大部分谱权重,  $2\Delta = 3.5kT_c \approx 1\text{THz}$ , 凝聚到  $\nu = 0$ , 就像在无序的 NbN 薄膜中看到的一样 [19]。然而, 在当前的情况下, 即使是在最低温度  $T = 1.4\text{K}$ , 间隙内仍然有大量的谱权重。

在高温下, 光谱看起来像一个简单的德鲁德振荡器, 散射率约为几太赫兹, 在低温下变成超导体。然而, 随着温度的降低, 可以看出存在更多的结构。我们可以从包含德鲁德项、频率常数项以及超导贡献 (包括晶格极化率中的  $\epsilon_\infty$  项)  $\tilde{\sigma}(\nu) = S/(\Gamma - i\nu) + \sigma_0 + \frac{\pi}{2}S_\delta\delta(\nu = 0) + iS_\delta/\nu - i\epsilon_0(\epsilon_\infty - 1)\nu$  的模型角度来理解这些光谱。这里  $S$  是正常状态载流子的谱权重,  $\Gamma$  是正常电子型载流子的散射率,  $\sigma_0$  是与温度相关的剩余电导率,  $S_\delta$  是在  $\nu = 0$  处超流密度的谱权重, 而  $\epsilon_\infty$  参数化了

晶格极化率的贡献。与之前的光学电导率结果 [17] 一致, 我们在拟合中设定了  $\epsilon_\infty = 4$ 。在高温下, 图 2a) 和 b), 数据很好地符合单个德鲁德振荡器模型, 这表明带间散射占主导地位, 可能模糊了通常与 FTS 相关的多带图像。随着温度下降, 在图 2c) 和 d) 中可以看出, 单一德鲁德模型开始失效, 并且必须包含一个常数偏移项  $\sigma_0$ 。这个偏移可以被视为另一个德鲁德贡献, 但其散射率远大于我们的光谱范围。在这些中等温度下, 带内散射变得占主导地位并且多个贡献可以被分辨出来。当我们接近  $T_c$  时, 图 2e) 和 f), 在略高于转变温度的情况下必须考虑  $1/\nu$  项, 这表明有超导涨落。最后, 当达到最低温度时, 单个 Drude 峰继续变窄, 最终移出我们的光谱范围, 使我们获得的光谱主要由超流体项的虚部和  $\sigma_0$  对实部的贡献所主导。扩展数据图 2 显示了对  $x = 0.35$  数据的类似拟合。

图 3 显示了两种样品在中间温度下的拟合参数结果, 此时 Drude 项和  $\sigma_0$  项都具有显著性。在顶层行中我们展示了散射率  $\Gamma$  以及直流电阻率  $\rho$  对于  $x = 0.45$ a)

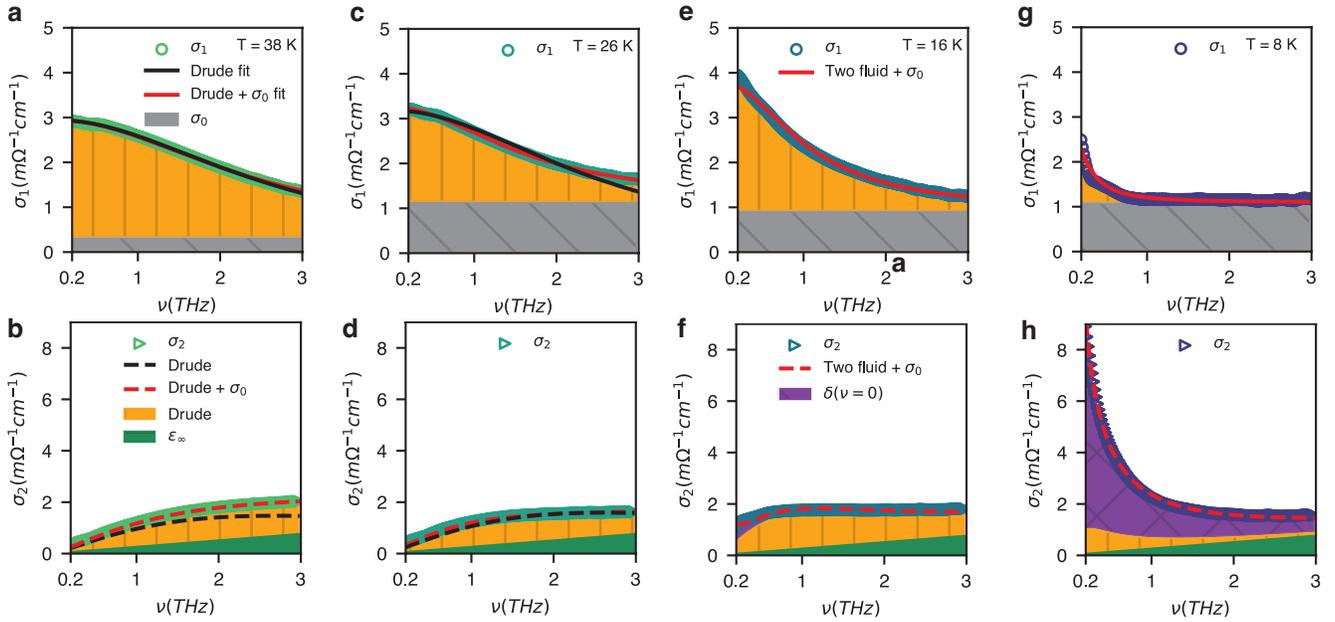


图 2. 在各种温度下对  $\text{Se}=0.45$  样品的太赫兹电导率拟合。a), b) 在一个单一的德鲁德项就足够的温度 (38 K) 下,  $\sigma_1, \sigma_2$ 。c), d) 在必须包含常数偏移量  $\sigma_0$  的温度 (26 K) 下, 除了德鲁德项。e), f) 高于  $T_c$  (16 K) 的温度, 在此温度下必须使用两流体模型。g), h) 电导率主要对凝结核敏感的最低温度  $\nu = 0$ 。

和  $x = 0.35$ c) 样品的情况。 $\Gamma$  从 50K 绘制直到德鲁德峰变得如此狭窄以至于我们无法测量它 ( $\Gamma < 0.2\text{THz}$ )。值得注意的是, 在  $\Gamma$  中温度有明显的线性依赖关系。这些速率拟合到  $\Gamma_0 + \alpha kT/h$ , 从 20K 到 40K, 并外推至  $T=0\text{K}$  (拟合参数显示在其各自的图表上)。两个样品分别显示了与温度线性相关的缩放, 对于  $x = 0.45$  样品为  $\alpha = 3.02$  和  $\Gamma_0 = 10\text{GHz}$ , 而对于  $x = 0.35$  样品则为  $\alpha = 2.42$  和  $\Gamma_0 < 10\text{GHz}$ 。  $S$  并且  $\sigma_0$  的直流值显示在图 3 的底部一行。对于  $x = 0.45$  样品, 当温度通过  $T_c$  似乎趋向于零时,  $S$  显著减小, 而  $\sigma_0$  在过渡过程中几乎没有温度依赖性。  $Sx = 0.35$  样本显示出定性上类似的行为, 但规模较小, 偏移量具有弱的温度依赖性。

这种对太赫兹电导率的分析揭示了一个隐藏了普朗克耗散成分的传导通道, 这个成分被隐藏在 FTS 中明显的非线性电阻率中。考虑到这一点, 可以注意到直流电导率  $\sigma_{DC} = 1/\rho$  的定性温度依赖性可以通过将  $\sigma_0$  加到一个类似  $S/\Gamma$  的  $\sigma_{Drude}(\nu \rightarrow 0)$  中来恢复 (扩展数据图 3)。尽管这种关系可能看起来显而易见, 但它对基础电子传导有着深远的影响。马蒂森规则提供了这样一个预期: 对于简单、单带金属, 不同的散射通道线性相加, 例如  $\Gamma_{Total} = \Gamma_{Intrinsic} + \Gamma_{Impurity} + \dots$  等等。

不同散射机制的净效应可以通过将串联的不同电阻的方式理解, 即电阻值被累加。然而, 我们的数据与这一图景不兼容。我们观察到的不是电阻通道的线性组合, 而是传导通道的线性组合。从我们的拟合中我们知道  $\Gamma$  与  $T$  成线性比例, 因此  $\sigma_{DC} = \sigma_0 + S/\Gamma = \sigma_0 + \frac{S}{\alpha kT/h}$  可以取为  $a + b/T$ 。这给出了一个直流电阻率, 其变化遵循  $\rho_{DC} = \frac{1}{a+b/T}$ 。使用这个非常简单的函数进行的拟合 (扩展数据图 1) 很好地匹配了从 200K 到 25K 的数据, 在这个温度范围内超导波动开始出现。

这种并行导电通道的观点有其先例 [20–22]。这里这个想法为我们光谱中的两个不同导电通道提供了解释, 一个较慢的弛豫通道, 其散射率在我们的测量频率窗口内, 并具有普朗克温度依赖性, 另一个快速弛豫通道, 其散射率远大于我们的光谱窗口。从图 3b) 和 d), 可以看出两个通道受超导转变的影响不同。快速通道对相变似乎没有或几乎没有什么反应, 而慢速通道的光谱权重被抑制了。从图 2, 可以注意到低频光谱权重被抑制了。超导性由一个其光谱权重等于有限频率电导率中失去的光谱权重的  $\delta(\nu = 0)$  来表征。在一个脏限 BCS s 波超导体情况下, 这个光谱权重来自间隙以下的状态。正如我们在下面定量展示的那样,

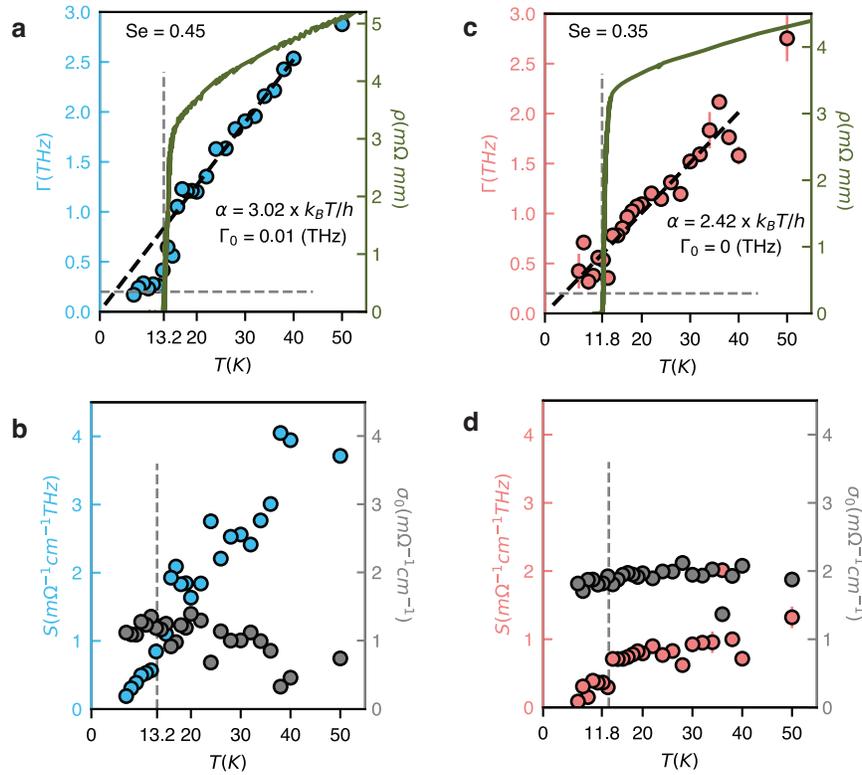


图 3. 拟合参数以及直流电阻率。左侧列对应于  $x = 0.45$  样本，而右侧对应于  $x = 0.35$  样本。a) 和 c) 展示了散射率  $\Gamma$ ，垂直虚线表示  $T_c$ ，水平虚线表示我们光谱范围的边缘。可以观察到温度上的线性比例关系，斜率约为  $3k_B T/h$ 。b) 和 d) 展示了 Drude 项的谱权重， $S$ ，（左侧轴）和常数偏移量， $\sigma_0$ ，（右侧轴）。

这种光谱权重主要来自于表现出非费米液体普朗克行为的通道。

FTS 中配对机制的性质仍然是一个开放性课题。从视觉上看，我们的光谱让人联想到其他“非常规”超导体如 LCCO [23]、LSCO [24] 和  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  [25] 的光谱。我们可以从两流体模型拟合中量化超流密度  $S_\delta$  随  $T$  的变化，如图 4b) 和 d) 中的紫色 x 所示。另一种确定  $S_\delta$  的方法是通过预期的低频函数形式来确定  $\sigma_2(\nu) \propto (S/\Gamma^2)\nu + S_\delta/\nu$ 。通过用二次型拟合  $\sigma_2\nu$ ，然后外推到  $\nu = 0$ ，我们可以得到  $S_\delta$  [23]。这些拟合结果如图 4 的第一行所示。在最低温度下，二次型表现良好，因为超导态主导了我们的光谱。对于接近  $T_c$  的温度，这种形式预期不太有效时，抛物线形状在图 4a) 和 c) 中拟合得不是很好。这些拟合的超流密度随温度的变化如图 4b) 和 d) 所示的黑点。

为了准确捕捉接近相变温度的超流密度，我们求助于 Ferrel-Glover-Tinkham (FGT) 光学和规则 [26,

27]，其为  $S_\delta = S_N - S_U$ ，其中  $S_U$  是超导态中未凝结载流子的谱权， $S_N$  是正常态在  $T_{c0} + 2K$  处的谱权。FGT 总和规则允许计算  $S_\delta$  作为正常状态电导率  $S_N$  和某低于  $T_c$  温度下的电导率  $S_U = \frac{\pi}{2} \int_0^\infty \sigma_1(\nu) d\nu$  之间的面积差。根据 FGT 总和规则计算的  $S_\delta$  在图 4b) 和 d) 中以金色菱形表示。

当温度高于  $T_c$  时，两个样品中的  $S_\delta$  仍然非零，这表明凝聚物存在空间或时间上的波动。当然，在超导态之外，德尔塔函数丢失了，因此当前的观测结果与一种“几乎”凝结的光谱权重一致，这种光谱权重在正常状态下接近  $T_c$  时具有狭窄但有限的宽度。对于图 4b 所示的最佳掺杂样品，在  $S_\delta$  变得有限之后，它单调上升直到大约 7K 时饱和。 $x = 0.35$  样品（图 4d）显示出类似的行为，尽管幅度较小。值得注意的是，最终在零温度下， $x = 0.35$  的谱权重相对于具有相似转变温度的最优掺杂样品显著减少。

超流密度的温度依赖性乍一看从“非常规”超导

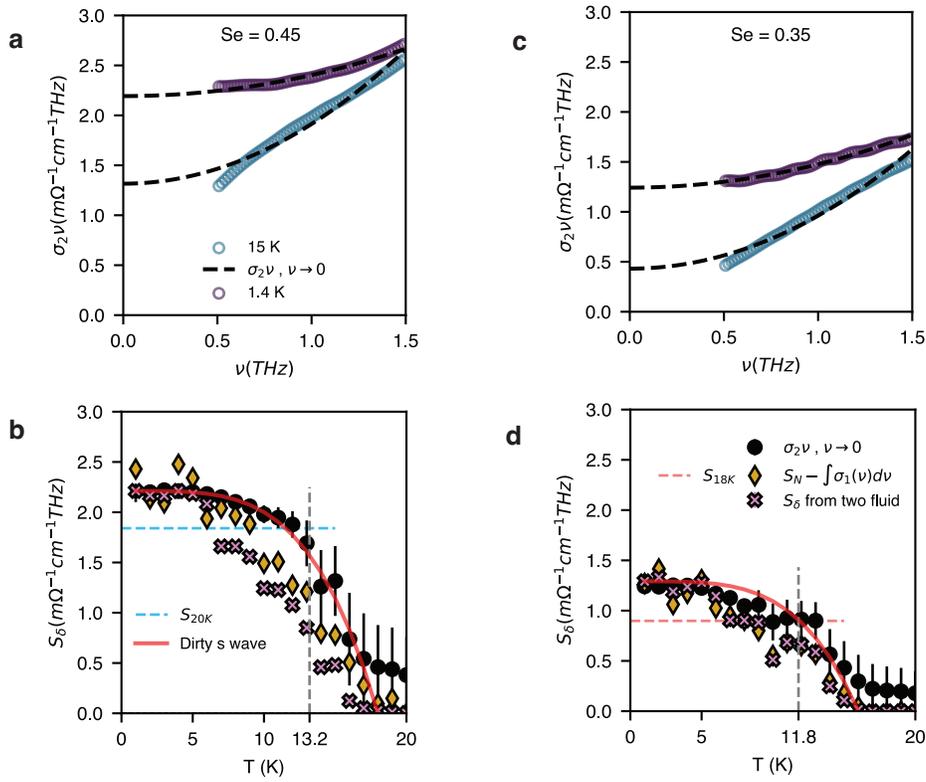


图 4. 超流密度，三种方法。使用三种方法测量的两个样品的超流密度。左列对应最佳掺杂样品，而右列则对应  $x = 0.35$  样品。a) 和 c) 展示了从  $\sigma_2\nu$  到  $\nu = 0$  的拟合然后外推。在温度约为  $T_c$  时，二次形式是不正确的。b) 和 d) 展示了三种方法的比较。紫色的 x 表示  $S_\delta$ 。金菊黄色的菱形显示了单带求和规则中的预期值。黑色圆圈是 a) 和 c) 的结果。垂直虚线表示  $T_c$ ，而水平虚线表示 Drude 峰的光谱权重  $S$ ，在超导涨落开始以上 2K 时的情况。

性的角度来看相当普通。我们将脏 s 波超导体 [28] 的一般形式叠加作为视觉参考。然而，为了获得合理的拟合， $x = 0.45$  样品的拟合参数  $T_{c0}$  需要为 18K，而对于  $x = 0.45, T_{c0} = 0$ ，则为 16K。这可以解释为低温间隙大于 BCS 尺度 ( $\frac{2\Delta_{BCS}}{kT_c} = 3.53$ )，或者温度依赖性与 BCS 有显著差异（特别是在  $T_c$  附近）。对于强烈波动的超导体，这可能是预期的结果。

在图 4b) 和 d) 中，Drude 峰在  $T_{c0} + 2K$  处的谱权被绘制为水平虚线。对于这两个样品，我们发现低温下的  $S_\delta$  值刚好超过这个谱权值。这表明经历普朗克散射的载流子是凝聚态的主要参与者。不相干背景中的谱权重，给出  $\sigma_0$ ，并不会对超导性做出贡献。

$\sigma_0$  的起源及其作为低温带间谱权重的意义很有趣。它与 Ref. [29] 中在铁弹性波动介导的超导性 (NFMS) 背景下计算出的光学电导率定性一致，在这种情况下，冷点附近的低能激发提供了低温下的带内

状态。带内状态的存在也在其他具有各向异性序参数的超导体中被观察到 [23, 24]，尽管它们以不同的形式出现。正如 [29] 所预测的，对于掺杂 FeSe 中的 NFMS 和杂质散射而言，超流密度的温度依赖性类似于脏 BCS 超导体的情况，在  $T \rightarrow 0$  极限下， $S_\delta$  的值为正常态谱权重的一半或更低，并且随着杂质散射的增加而减少 ( $S_\delta/S_N \leq 0.5$ )。我们可以将此预测与  $S_N$  在  $T_{c0} + 2K$  处的  $\sigma_1$  下的面积进行比较，并且  $S_\delta$  是三种方法在 1.4K 时的平均值。对于最佳掺杂样品  $S_\delta/S_N = 0.53$  和  $x = 0.35$  样品  $S_\delta/S_N = 0.30$ 。这两个数值都与存在杂质时 NFMS 的预测相符。我们还想指出，超流密度似乎比 s 波 BCS 预测下降得更快。这与 NFMS 理论的预测 [29] 一致。然而我们建议，为了清楚地观察其温度依赖性，使用如横向场  $\mu$ SR 这样的低频探测器进行超流密度测量是必要的，就像在  $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$  中所做的那样 [30]。

总之,通过对FTS薄层进行时域太赫兹光谱分析,我们观察到两个不同的导电通道。一个在最低温度下仍保持有限电导率的通道具有大于我们光谱范围的弛豫率。我们也观察到了一种慢通道,它表现出非费米液体样的行为,显示出与普朗克形式 $\sim 3kT/h$ 成线性关系的温度散射率。这种类似NFL的行为已在相关材料中被观测到,如FeSe [31, 32]和FeSe $_{1-x}$ Se $_x$  [33]。这与低温下残余导电性的存在可能与接近一种非公度量子临界点有关,该临界点出现在近最佳掺杂附近。我们的观察结果与基于这种情景的近期理论预测非常相似 [29]。最引人注目的是,我们发现在低温下凝聚物的谱权重与正常状态下普朗克耗散通道中的谱权重相匹配。这表明导致异常正常状态散射的相关性可能与引起超导性的相关性有关。我们希望我们的工作能激发对FeTe $_{1-x}$ Se $_x$ 正常状态的进一步研究。

## I. 方法:

本研究中使用的FTS薄膜是在尺寸为 $10 \times 10 \times 0.5$ 毫米的 $^3\text{CaF}_2(100)$ 基底上,通过使用具有约 $10^{-10}$ 托基本压力的自制MBE系统(SVTA)制备的。CaF $_2$ 基底在 $300^\circ\text{C}$ 生长FTS薄膜之前,在 $400^\circ\text{C}$ 下进行了15分钟的原位清洗。使用Knudsen扩散池热蒸发高纯度Fe、Te和Se源来生长薄膜。所有源通量均通过石英晶体微天平进行原位校准,并通过卢瑟福背散射光

谱法进行外置校准。在薄膜顶部室温下沉积了Se封端层。时间域太赫兹光谱是在自制的光谱仪上进行的,该光谱仪利用与光纤耦合的Toptica TeraFlash Pro发射器和检测器。样品放置在一个能够通过填充液氮并适当抽真空达到1.4K的开放流动液氮低温恒温器中。通过测量样品透射的电场, $\tilde{E}_{\text{Samp}}(t)$ ,以及裸衬底参考物, $\tilde{E}_{\text{Ref}}(t)$ ,并取它们的傅里叶变换,可以应用菲涅尔方程然后利用薄膜近似直接计算复电导率 $\tilde{\sigma}(\omega)$ 通过关系式,

$$\tilde{\sigma}(\omega) = \frac{n+1}{dZ_0} \left( \frac{\exp(i\frac{\omega}{c}\Delta L(n-1))}{\tilde{T}(\omega)} - 1 \right), \quad (1)$$

其中 $\tilde{T}(\omega) = \frac{\tilde{E}_{\text{Samp}}(\omega)}{\tilde{E}_{\text{Ref}}(\omega)}$ ,  $n$ 是衬底的折射率, $Z_0$ 是自由空间的阻抗, $d$ 是薄膜的厚度, $\Delta L$ 是样品生长的衬底与用作参考的衬底之间的厚度差。

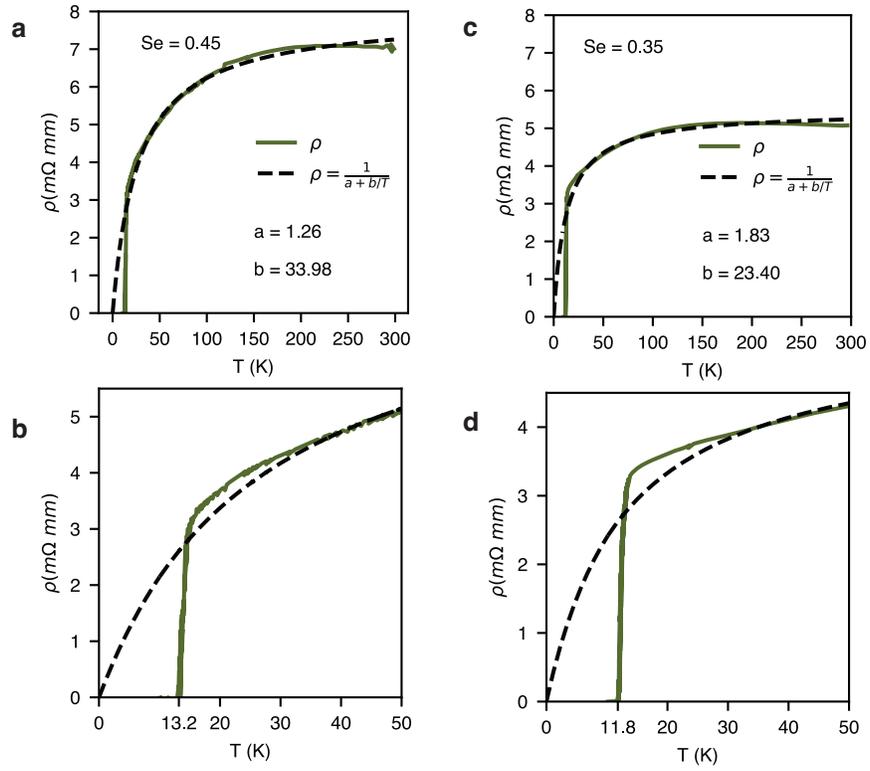
## II. 致谢:

这项在约翰霍普金斯大学和罗格斯大学的工作得到了ARO MURI项目“拓扑薄膜和器件中轴子电动力学的实现”W911NF2020166的支持。约翰霍普金斯大学进行仪器开发,使这些测量成为可能,该开发得到了Gordon和Betty Moore基金会EPIQS计划资助GBMF-9454的支持。我们感谢A. Chubukov和P. Coleman的鼓励性讨论。

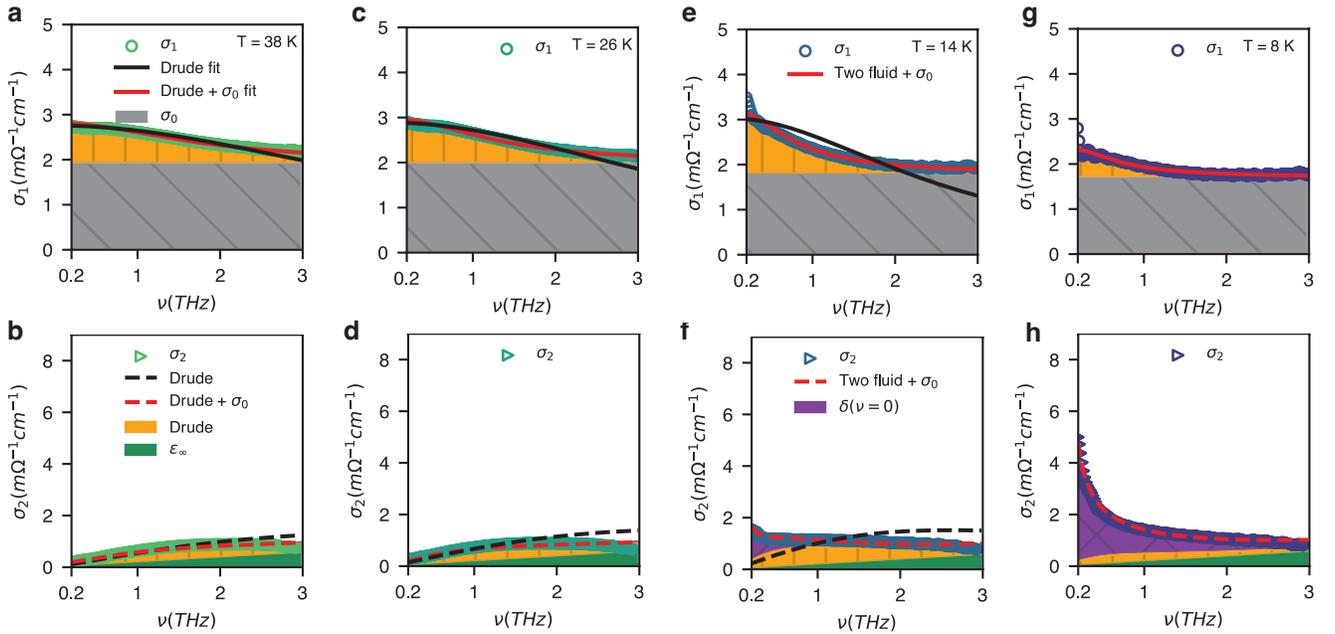
- 
- [1] Hsu, F.-C. *et al.* Superconductivity in the PbO-type structure  $\alpha$ -FeSe. *Proceedings of the National Academy of Sciences* **105**, 14262–14264 (2008). URL <https://www.pnas.org/doi/abs/10.1073/pnas.0807325105>. <https://www.pnas.org/doi/pdf/10.1073/pnas.0807325105>.
- [2] Her, J. L. *et al.* Anisotropy in the upper critical field of FeSe and FeSe $_{0.33}$ Te $_{0.67}$  single crystals. *Superconductor Science and Technology* **28**, 045013 (2015). URL <https://dx.doi.org/10.1088/0953-2048/28/4/045013>. Publisher: IOP Publishing.
- [3] Li, S. *et al.* First-order magnetic and structural phase transitions in Fe $_{1+y}$ Se $_x$ Te $_{1-x}$ . *Phys. Rev. B* **79**, 054503 (2009). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.79.054503>.
- [4] Bao, W. *et al.* Tunable  $(\delta\pi, \delta\pi)$ -type antiferromagnetic order in  $\alpha$ -Fe(Te,Se) superconductors. *Phys. Rev. Lett.* **102**, 247001 (2009). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.102.247001>.
- [5] Kreisel, A., Hirschfeld, P. J. & Andersen, B. M. On the remarkable superconductivity of FeSe and its close cousins. *Symmetry* **12** (2020). URL <https://www.mdpi.com/2073-8994/12/9/1402>.
- [6] Yin, J.-X. *et al.* Observation of a robust zero-energy bound state in iron-based superconductor Fe(Te,Se). *Nature Physics* **11**, 543–546 (2015). URL <https://www.nature.com/articles/nphys3371>. Publisher: Nature Publishing Group.
- [7] Zhang, P. *et al.* Observation of topological superconductivity on the surface of an iron-based superconduc-

- tor. *Science* **360**, 182–186 (2018). URL <https://www.science.org/doi/10.1126/science.aan4596>. Publisher: American Association for the Advancement of Science.
- [8] Wang, D. *et al.* Evidence for Majorana bound states in an iron-based superconductor. *Science* **362**, 333–335 (2018). URL <https://www.science.org/doi/10.1126/science.aao1797>. Publisher: American Association for the Advancement of Science.
- [9] Machida, T. *et al.* Zero-energy vortex bound state in the superconducting topological surface state of Fe(Se,Te). *Nature Materials* **18**, 811–815 (2019). URL <https://www.nature.com/articles/s41563-019-0397-1>. Publisher: Nature Publishing Group.
- [10] Zaki, N., Gu, G., Tsvelik, A., Wu, C. & Johnson, P. D. Time-reversal symmetry breaking in the Fe-chalcogenide superconductors. *Proceedings of the National Academy of Sciences* **118**, e2007241118 (2021). URL <https://www.pnas.org/doi/abs/10.1073/pnas.2007241118>. <https://www.pnas.org/doi/pdf/10.1073/pnas.2007241118>.
- [11] Farhang, C. *et al.* Revealing the Origin of Time-Reversal Symmetry Breaking in Fe-Chalcogenide Superconductor FeTe<sub>1-x</sub>Se<sub>x</sub>. *Phys. Rev. Lett.* **130**, 046702 (2023). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.130.046702>.
- [12] Roppongi, M. *et al.* Topology meets time-reversal symmetry breaking in FeSe<sub>1-x</sub>Te<sub>x</sub> superconductor (2025). URL <https://arxiv.org/abs/2501.02818>. 2501.02818.
- [13] Sato, M. & Ando, Y. Topological superconductors: a review. *Reports on Progress in Physics* **80**, 076501 (2017). URL <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6633/aa6ac7>. Publisher: IOP Publishing.
- [14] Mukasa, K. *et al.* Enhanced superconducting pairing strength near a pure nematic quantum critical point. *Physical Review X* **13**, 011032 (2023). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevX.13.011032>. Publisher: American Physical Society.
- [15] Yin, Z. P., Haule, K. & Kotliar, G. Kinetic frustration and the nature of the magnetic and paramagnetic states in iron pnictides and iron chalcogenides. *Nature Materials* **10**, 932–935 (2011). URL <https://www.nature.com/articles/nmat3120>. Publisher: Nature Publishing Group.
- [16] Legros, A. *et al.* Universal T-linear resistivity and Planckian dissipation in overdoped cuprates. *Nature Physics* **15**, 142–147 (2019). URL <https://doi.org/10.1038/s41567-018-0334-2>.
- [17] Homes, C. C. *et al.* Optical properties of the iron-chalcogenide superconductor FeTe<sub>0.55</sub>Se<sub>0.45</sub>. *Journal of Physics and Chemistry of Solids* **72**, 505–510 (2011). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022369710003185>.
- [18] Guo, H., Patel, A. A., Esterlis, I. & Sachdev, S. Large-n theory of critical fermi surfaces. ii. conductivity. *Physical Review B* **106**, 115151 (2022).
- [19] Cheng, B. *et al.* Anomalous gap-edge dissipation in disordered superconductors on the brink of localization. *Phys. Rev. B* **93**, 180511 (2016). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.93.180511>.
- [20] Cooper, R. A. *et al.* Anomalous criticality in the electrical resistivity of La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub>. *Science* **323**, 603–607 (2009). URL <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1165015>. <https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.1165015>.
- [21] van Heumen, E. *et al.* Strange metal electrodynamic across the phase diagram of Bi<sub>2-x</sub>Pb<sub>x</sub>Sr<sub>2-y</sub>La<sub>y</sub>CuO<sub>6+δ</sub> cuprates. *Phys. Rev. B* **106**, 054515 (2022). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.106.054515>.
- [22] Clayhold, J. A. *et al.* Constraints on models of electrical transport in optimally doped La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub> from measurements of radiation-induced defect resistance. *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism* **23**, 339–342 (2010). URL <https://doi.org/10.1007/s10948-009-0580-8>.
- [23] Tagay, Z. *et al.* BCS *d*-wave behavior in the terahertz electrodynamic response of electron-doped cuprate superconductors. *Phys. Rev. B* **104**, 064501 (2021). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.104.064501>.
- [24] Mahmood, F., He, X., Bozovic, I. & Armitage, N. P. Locating the missing superconducting electrons in the overdoped cuprates La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub>. *Phys. Rev. Lett.* **122**, 027003 (2019). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.122.027003>.
- [25] Wang, Y. *et al.* Separated transport relaxation scales and interband scattering in thin films of SrRuO<sub>3</sub>, CaRuO<sub>3</sub>, and Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub>. *Phys. Rev. B* **103**, 205109 (2021). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.103.205109>.
- [26] Tinkham, M. & Ferrell, R. A. Determination of the superconducting skin depth from the energy gap and sum rule. *Phys. Rev. Lett.* **2**, 331–333 (1959). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.2.331>.

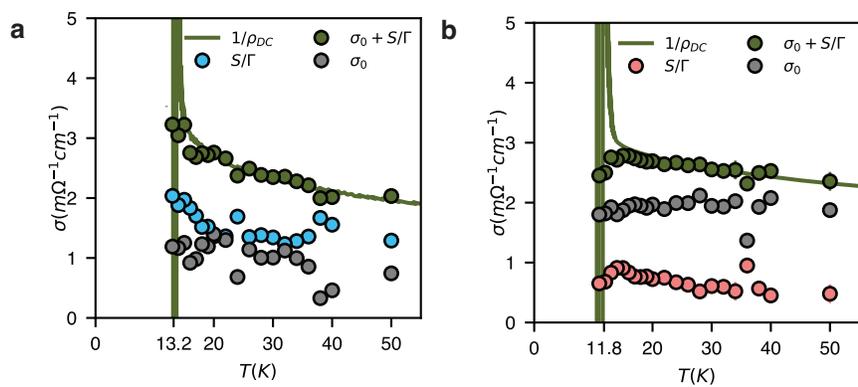
- [27] Ferrell, R. A. & Glover, R. E. Conductivity of Superconducting Films: A Sum Rule. *Phys. Rev.* **109**, 1398–1399 (1958). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.109.1398>.
- [28] Tinkham, M. *Introduction to Superconductivity* (Dover Publications, 2004), 2 edn.
- [29] Islam, K. R. & Chubukov, A. Unconventional superconductivity mediated by nematic fluctuations in a multi-orbital system – application to doped FeSe (2024). URL <https://arxiv.org/abs/2412.07008>. 2412.07008.
- [30] Matsuura, K. *et al.* Two superconducting states with broken time-reversal symmetry in FeSe<sub>1-x</sub>S<sub>x</sub>. *Proceedings of the National Academy of Sciences* **120**, e2208276120 (2023). URL <https://www.pnas.org/doi/abs/10.1073/pnas.2208276120>. <https://www.pnas.org/doi/pdf/10.1073/pnas.2208276120>.
- [31] Kasahara, S. *et al.* Giant superconducting fluctuations in the compensated semimetal FeSe at the BCS – BEC crossover. *Nature Communications* **7**, 12843 (2016). URL <https://www.nature.com/articles/ncomms12843>. Publisher: Nature Publishing Group.
- [32] Jiang, X. *et al.* Interplay between superconductivity and the strange-metal state in FeSe. *Nature Physics* **19**, 365–371 (2023). URL <https://www.nature.com/articles/s41567-022-01894-4>. Publisher: Nature Publishing Group.
- [33] Huang, W. K. *et al.* Non-Fermi liquid transport in the vicinity of the nematic quantum critical point of superconducting FeSe<sub>1-x</sub>S<sub>x</sub>. *Physical Review Research* **2**, 033367 (2020). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevResearch.2.033367>. Publisher: American Physical Society.



Extended Data figure 1. 直流电阻率从传输特性得出  $\rho_{DC}$  两个样本的数据都符合主文中推导出的函数形式。顶层展示了完整的温度范围，而底层则放大了到 50K。a), b) 对应的是  $x = 0.45$  样本, c), d) 则是  $x = 0.35$  样本。



Extended Data figure 2. 拟合  $\text{Se} = 0.35$  样品的太赫兹电导率。图 2 来自正文的  $x = 0.35$  样本



Extended Data figure 3. 并行传导通道的提示。实验动机是为了推导出适合直流数据的函数形式。a) 对应于  $x = 0.45$  样品, b) 对应于  $x = 0.35$  样品。