

Re<sub>3</sub>W的点接触安德烈夫反射谱研究

王宗 侯兴元 潘伯津 谷亚东 张孟迪 张凡 陈根富 任治安 单磊

Point-contact Andreev reflection spectroscopy on Re<sub>3</sub>W superconductor

Wang Zong Hou Xing-Yuan Pan Bo-Jin Gu Ya-Dong Zhang Meng-Di Zhang Fan Chen Gen-Fu  
Ren Zhi-An Shan Lei

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 68, 017402 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20181996

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.68.20181996>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2019/V68/I1>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[铁基超导体体系基于电子关联强度的统一相图](#)

Unified phase diagram of Fe-based superconductors based on electron correlation strength

物理学报.2018, 67(20): 207405 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181541>

[氧化锌掺钡的电子结构及其铁电性能研究](#)

Electronic structures and ferroelectric properties of Ba-doped ZnO

物理学报.2018, 67(10): 107701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172263>

[Li修饰的C<sub>6</sub>分子对H<sub>2</sub>O的吸附研究](#)

Adsorption of H<sub>2</sub>O by the Li decorated C<sub>6</sub>Li molecule

物理学报.2014, 63(14): 147401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.147401>

[强关联效应下非磁性元素Ir掺杂的SmFeAsO电子结构理论研究](#)

Study on the electronic structures of Iridium-doped SmOFeAs under the strongly correlated electrons effects

物理学报.2013, 62(21): 217401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.217401>

[透明导电氧化物CuScO<sub>2</sub>的密度泛函理论研究](#)

Density functional theory study on transparent conductive oxide CuScO<sub>2</sub>

物理学报.2012, 61(22): 227401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.227401>

# Re<sub>3</sub>W的点接触安德烈夫反射谱研究\*

王宗<sup>1)2)</sup> 侯兴元<sup>1)</sup> 潘伯津<sup>1)2)</sup> 谷亚东<sup>1)2)</sup> 张孟迪<sup>1)2)</sup> 张凡<sup>1)2)</sup>  
陈根富<sup>1)2)3)</sup> 任治安<sup>1)2)3)</sup>† 单磊<sup>1)2)3)4)</sup>‡

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, 北京 100049)

3) (量子物质科学协同创新中心, 北京 100190)

4) (安徽大学, 物质科学与信息技术研究院, 合肥 230601)

(2018年11月9日收到; 2018年11月22日收到修改稿)

本文通过对不同晶体结构 Re<sub>3</sub>W 样品的点接触测量和对比研究, 证实具有中心对称结构和非中心对称结构的 Re<sub>3</sub>W 都是弱耦合 Bardeen-Cooper-Schrieffer 超导体, 同时发现在两个相表面都可以形成很理想的点接触结, 即电子通过界面时受到的非弹性散射很弱. 将 Re<sub>3</sub>W 样品置于大气环境近六个月后重新进行测量, 仍然能够得到类似的结果, 表明 Re<sub>3</sub>W 具有很好的稳定性. Re<sub>3</sub>W 的这种优良特性, 不仅可通过点接触实验得到的参数推算出 Re<sub>3</sub>W 两个相的费米速度, 而且提供了一种简单的方法, 可以在点接触实验中利用 Re<sub>3</sub>W 来印证针尖材料的费米速度和测量其自旋极化率等. 作为尝试, 本文用 Re<sub>3</sub>W/Ni 点接触结测量了铁磁性金属 Ni 的自旋极化率, 得到了与前人报道一致的结果.

**关键词:** 非中心对称超导体, 安德烈夫反射, 自旋极化率**PACS:** 74.70.Ad, 74.45.+c, 77.22.Ej**DOI:** 10.7498/aps.68.20181996

## 1 引言

自从第一个非中心对称的重费米子超导体 CePt<sub>3</sub>Si 被发现以来<sup>[1]</sup>, 非中心对称超导体作为新型的超导材料越来越受到人们的关注, 因其可能是具有 p 波对称性序参量的非常规超导体. 在这些材料中, 由于空间反演对称性的破缺以及强自旋轨道耦合效应的存在将导致库珀对具有自旋三重态分量<sup>[2-4]</sup>. 在某些非中心对称的超导体中大家确实观测到了一些新奇的物理现象, 比如能隙存在线性节点、Rashba 自旋轨道耦合效应甚至一些拓扑性质<sup>[4-9]</sup>等.

Re<sub>3</sub>W 作为一种合金超导体, 其超导电性早已被人们发现, 但那时人们并没有关注 Re<sub>3</sub>W 的非

中心对称结构<sup>[10,11]</sup>. 后来的研究表明  $\alpha$ -Mn 结构的 Re<sub>3</sub>W 属于非中心对称超导体的一员, 因此引起了大家广泛的研究兴趣<sup>[12,13]</sup>. 然而, 磁场穿透深度实验以及相关的输运测量结果支持该材料是一种弱耦合 s 波超导体. 我们研究组曾经构造了 Re<sub>3</sub>W 与正常金属针尖之间的点接触<sup>[13]</sup>, 进行了点接触安德烈夫反射 (Andreev reflection) 谱的测量, 并利用 Blonder-Tinkham-Klapwijk (BTK) 模型<sup>[14]</sup>对谱线进行了拟合, 没有发现明显的 p 波分量, 更像是一个单带的常规超导体. 但是, 后来的研究表明 Re<sub>3</sub>W 合金具有两个超导相, 除了非中心对称的  $\alpha$ -Mn 结构相, 还有中心对称的六方结构相, 后者的超导转变温度 ( $T_c$ ) 约为 9.4 K, 高于前者的 7.8 K<sup>[15]</sup>. 而且, 化学配比的微小变化可能会引起

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2017YFA0302904, 2018YFA0305602, 2016YFA0300604) 和国家自然科学基金 (批准号: 11574372, 50875132, 60573172) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: renzhian@iphy.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: lshan@iphy.ac.cn

两相  $T_c$  的些许浮动<sup>[16]</sup>. 因此,一方面要重新审视之前的实验结果所对应的结构,同时也提供了一个很好的机会,通过对同样化学配比的两个超导相进行点接触的对比研究,切实排查非中心对称对超导序参量的影响.

另一方面,在利用BTK理论拟合安德烈夫反射谱时,需要引入展宽因子  $\Gamma$  来描述非弹性散射的强弱<sup>[17-19]</sup>.  $\Gamma$  的大小很大程度上依赖于样品的表面退化情况,当  $\Gamma$  较大时微分电导谱上的特征会被弱化,严重时甚至不能得到超导序参量的准确信息. 因此,表面稳定的超导材料更容易实现理想的点接触结,不仅有助于确认超导样品本身的特性,而且可以反过来利用已知的超导特性来研究一些特殊针尖材料的物性. 而  $\text{Re}_3\text{W}$  是非常稳定的合金,因此有可能是制备理想点接触结的候选.

在本文的工作中,我们使用普通金属针尖与  $\text{Re}_3\text{W}$  样品形成了稳定的点接触结,测量到具有安德烈夫反射特征的微分电导谱,并用BTK理论进行拟合分析得到了超导序参量的相关信息. 直接从超导能隙的大小和温度依赖关系证明  $\text{Re}_3\text{W}$  的两个超导相均符合传统电声子耦合配对机制,而且属于弱耦合 Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) 超导体. 同时我们注意到,在对  $\text{Re}_3\text{W}$  体系的安德烈夫反射谱进行拟合时展宽因子  $\Gamma$  非常小,几乎可以忽略. 即使将样品在空气中暴露放置近六个月之后再次进行测量,其物理性质基本不变. 这意味着样品比较稳定,同时电子在界面处的非弹性散射非常微弱,使得  $\text{Re}_3\text{W}$  有希望用于其他类型界面运输的研究,比如可以与自旋极化材料形成点接触结来测定该材料的自旋极化率<sup>[20-24]</sup>等.

## 2 样品制备与实验

本文实验中所用的  $\text{Re}_3\text{W}$  样品是采用高温熔融法制备而成. 将纯度达 99.9% 的铼粉和钨粉按 3 : 1 的比例混合压片后在电弧炉中进行高温熔炼,熔炼之前需要预先熔炼小块金属钛将氩气氛环境中残留的氧去除. 此方法简便快捷,容易得到以六方相(中心对称)为主相的样品,其表面光亮且硬度很高. 相关的点接触测量在我们自制的点接触测量杆上完成,实验时将点接触测量杆置入美国 Quantum Design 公司生产的综合物性测量系统 (Physical Property Measurement System, PPMS)

的低温杜瓦中获得低温以及所需要的磁场环境,使用精密差分螺旋装置驱动金属针尖向样品逼近直至形成合适的接触电阻,同时使用标准的锁相放大技术来过滤噪声即可得到结两端的微分电导谱  $dI/dV \sim V$ .

## 3 结果与讨论

图 1 (a) 是使用金针尖在  $\text{Re}_3\text{W}$  样品上得到的零场下归一化的变温安德烈夫反射谱. 低温下谱线呈现出两个对称的尖峰,尖峰以内有谱权损失,形成一个低谷,但是电导值远高于零,说明针尖与样品之间具有一个比较小的界面势垒,谱线的主要特征是由超导电子对贡献. 安德烈夫反射峰的位置与超导能隙紧密相关,可以从峰位估算出超导能隙  $\Delta \approx 1.32$  meV. 在能隙之外,谱线逐渐趋于平坦,没有其他特征,说明测量结果比较本征,没有热效应的影响,因而可以用高偏压处的电导值对谱线进行归一化,易于进行理论拟合. 类比于本课题组之前在非中心对称相的  $\text{Re}_3\text{W}$  样品上的点接触研究结果<sup>[13]</sup>,本文同样尝试使用扩展的 s 波 BTK 模型对实验得到的安德烈夫反射谱进行理论拟合,用到的拟合参数分别为表征有效势垒高度的  $Z$ 、超导能隙  $\Delta$  以及展宽因子  $\Gamma$ .  $T = 2$  K 时,拟合得到超导能隙为 1.31 meV,这与比热测量得到的高温相能隙 1.4 meV 基本一致<sup>[25]</sup>. 得到的展宽因子  $\Gamma$  约为 0.021,对应一个极小的  $\Gamma/\Delta$  值 ( $\Gamma/\Delta \approx 0.016$ ),说明结的质量很高,界面处以及超导样品内部的非弹性散射都很弱.

随着温度升高,超导信号逐渐减弱,并最终完全消失. 用 s 波 BTK 模型对所有曲线进行拟合,最终得到各个拟合参数的温度依赖关系,如图 1 (b)–(d) 所示. 在图 1 (b) 中,红色实线代表 BCS 预期的能隙对温度的依赖关系,与拟合得到的结果非常符合,并给出了约 9 K 的超导转变温度. 考虑到之前提到的化学配比的微小变化可能引起  $T_c$  的微小浮动,本文结果表明测量到的确实是较高  $T_c$  的中心对称相,而且说明高温超导相也属于常规配对机制. 通过 BCS 关系外推得到样品的局域零温能隙为  $\Delta(0) = 1.32$  meV,超导转变温度为 9.1 K,因此可以计算出高温相的电声子耦合强度比例系数  $\Delta(0)/k_B T_c \approx 1.68$ ,该值跟我们之前在非中心对称相上得到的结果(即  $\Delta(0)/k_B T_c \approx 1.65$ ,

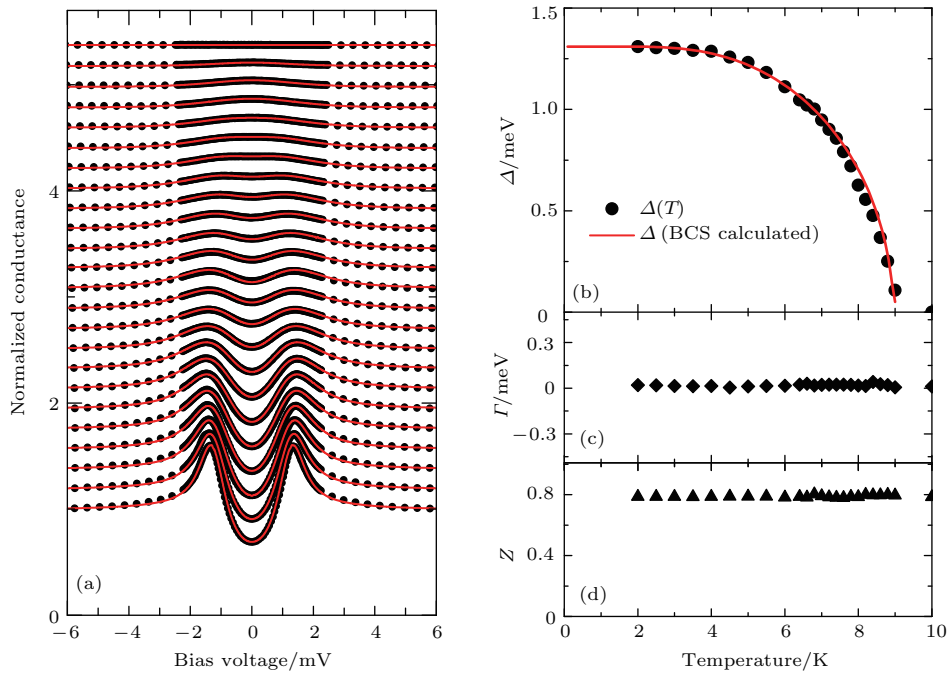


图1  $\text{Re}_3\text{W}$  中心对称相的点接触测量 (a) 不同温度下的安德烈夫反射谱 (黑色数据点) 和拟合曲线 (红色实线), 为方便观察, 除了最底部的谱线外, 其他的谱线均做了平移, 从下到上对应的温度区间为 2 K 到 10 K, 其中 2 K 到 6 K 之间间隔 0.5 K, 6.4 K 到 9 K 之间间隔 0.2 K, 最上面是 10 K; (b)—(d) 分别是拟合得到的超导能隙  $\Delta$ 、展宽因子  $\Gamma$  和有效势垒  $Z$  对温度的依赖关系

Fig. 1. Point-contact measurements for centrosymmetric phase of  $\text{Re}_3\text{W}$ : (a) Andreev spectra (black dots) taken at various temperatures and fitting curves (red lines), and the curves have been shifted upwards for clarity except the bottom curve, the corresponding temperatures from bottom to top are 2 K to 10 K, the step between 2 K and 6 K is 0.5 K, and the step between 6.4 K and 9 K is 0.2 K; (b)–(d) temperature dependencies of superconducting gap  $\Delta$ , broadening factor  $\Gamma$ , and effective barrier height  $Z$ .

其中  $\Delta(0) = 1.05 \text{ meV}$ ,  $T_c = 7.4 \text{ K}$  [13] 非常接近, 说明非中心对称结构确实没有带来奇异性, 进一步证明两种结构的  $\text{Re}_3\text{W}$  都属于弱耦合的 BCS 超导体.

另外, 我们发现拟合用到的展宽因子  $\Gamma$  在整个温度区间保持了接近于 0 的数值 ( $\Gamma/\Delta < 0.02$ ), 而且有效势垒高度  $Z$  也基本保持不变, 这种情况与之前非中心对称结构的样品是类似的 [13], 说明在两种结构的  $\text{Re}_3\text{W}$  上都易于得到稳定而且干净的高质量点接触结. 而且, 如图 2 所示, 即使在样品中两相共存的区域, 仍然可以得到质量很高的点接触结.

图 2(a) 显示的是一组变温的谱线以及相应的 BTK 拟合曲线, 对应的拟合参数展示在图 2(b)—(d) 中. 可以看到, 在 6 K 以下的低温段, 超导能隙同样遵循 BCS 关系曲线, 外延对应的零温能隙为  $\Delta(0) = 1.05 \text{ meV}$ , 超导转变温度为  $T_c = 7.6 \text{ K}$ , 这与我们之前测量的非中心对称相的结果是一致的 [13]. 但是在 6 K 以上, 能隙随温度的变化偏离了 BCS 曲线, 超导信号持续到高于

8 K 的温度. 这是由于点接触测量得到的是针尖与样品接触区域附近很小范围的样品信息, 而由熔融法制备而成的  $\text{Re}_3\text{W}$  虽然主相是中心对称相, 但仍然能测到  $T_c$  较低的非中心对称相, 不过通常会受到附近较高  $T_c$  的主相的影响, 使得信号可以维持到较高的温度 (如图 2 所示的情况). 值得关注的是, 即使是在这种两相混合的情况下, 点接触谱同样具有几乎为 0 的展宽因子 ( $\Gamma/\Delta < 0.04$ ), 说明在  $\text{Re}_3\text{W}$  系列样品上确实很容易实现比较理想的点接触结. 这就为比较准确地得到  $\text{Re}_3\text{W}$  样品的物理参数 (比如超导能隙和费米速度), 并在此基础上利用  $\text{Re}_3\text{W}$  去研究特殊的针尖材料提供了机会.

如上所述,  $\text{Re}_3\text{W}$  体系中极小的  $\Gamma$  值说明我们得到的点接触结洁净程度非常好, 同时样品表面基本没有退化, 所以可以近似认为界面处的势垒高度来自于两种材料中费米速度的失配 [14]. 利用点接触有效势垒的表达式  $Z^2 \approx (1-r)^2/4r$  [26], 其中  $r$  是两种材料的费米速度的比值, 可以根据其中一种材料的费米速度来估算另一材料的费米速度. 已知

Au 的费米速度是  $1.38 \times 10^6$  m/s<sup>[27]</sup>, 根据  $\text{Re}_3\text{W}$  样品的点接触谱拟合得到的有效势垒高度  $Z$ , 大致估算出两个结构相的费米速度分别为  $0.37 \times 10^6$  m/s

(中心对称相) 和  $0.44 \times 10^6$  m/s (非中心对称相), 目前尚没有实验和理论文章明确给出  $\text{Re}_3\text{W}$  的费米速度.

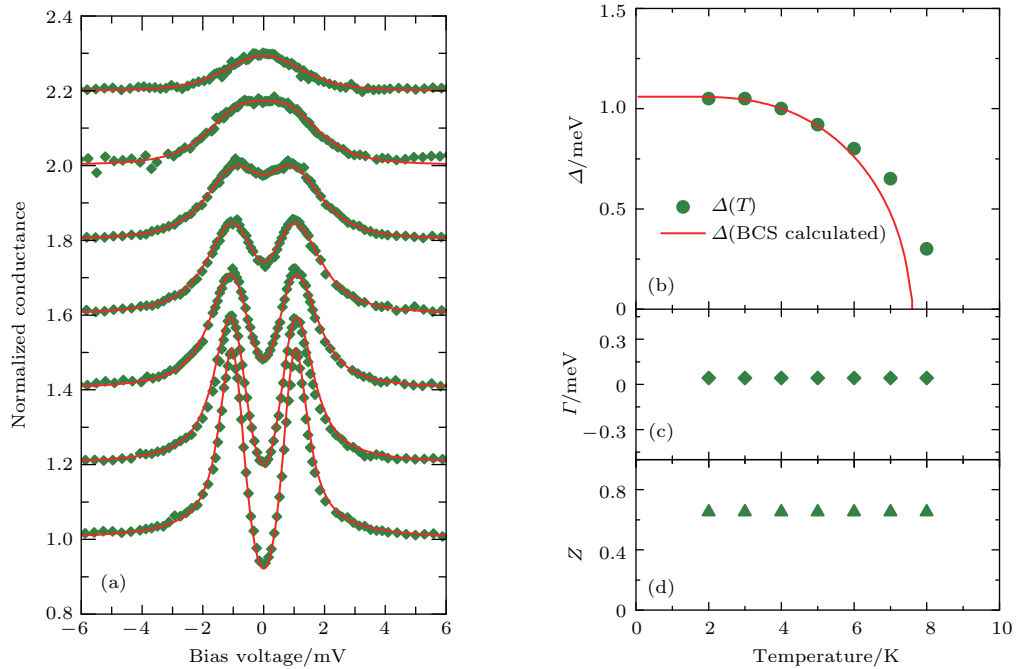


图2  $\text{Re}_3\text{W}$  非中心对称相的点接触测量 (a) 变温测量时的安德烈夫反射谱 (绿色数据点) 和拟合曲线 (红色实线), 从下到上对应的温度区间从 2 K 到 8 K, 间隔 1 K; (b)—(d) 分别是拟合得到的超导能隙  $\Delta$ 、展宽因子  $\Gamma$  和有效势垒  $Z$  对温度的依赖关系

Fig. 2. Point-contact measurements for non-centrosymmetric phase of  $\text{Re}_3\text{W}$ : (a) Andreev spectra (green diamonds) taken at various temperatures and fitting curves (red lines), the corresponding temperature from bottom to top is 2 K to 8 K in step of 1 K; (b)–(d) temperature dependencies of superconducting gap  $\Delta$ , broadening factor  $\Gamma$ , and effective barrier height  $Z$ .

$\text{Re}_3\text{W}$  样品上的点接触结具有很弱的非弹性散射效应不是偶然的, 图 3(a)—(c) 展示了在样品的光亮表面不同位置测量得到的部分点接触谱以及相应的 BTK 拟合曲线. 尽管结电阻有差异, 但是展宽因子  $\Gamma$  均满足  $\Gamma/\Delta < 0.05$ , 同时能隙浮动范围很小, 有效势垒高度的差别也很小, 再次表明在这些点接触结中, 几乎不存在由于针尖或样品表面污染带来的非弹性散射和势垒效应, 即我们前面假设界面处的有效势垒高度主要由针尖和样品的费米速度失配所引起是合理的. 为了进一步考察  $\text{Re}_3\text{W}$  表面的稳定性, 我们将熔融法制备的  $\text{Re}_3\text{W}$  样品在室温大气环境下存放近六个月后, 再次进行了测量, 在样品表面不同位置处得到的部分点接触谱和拟合曲线展示在图 3(d)—(f) 中. 可以看到, 与图 3(a)—(c) 中刚制备的样品相比, 在空气中的长时间暴露并没有明显改变点接触结的有效势垒以及展宽因子, 说明样品表面确实非常稳定.

基于  $\text{Re}_3\text{W}$  合金样品形成的点接触结容易实现极小的  $\Gamma$  值, 这一特性可以尝试用于其他材料的物性研究. 例如将  $\text{Re}_3\text{W}$  与被测材料形成良好的点接触结来测量金属材料的费米速度或者自旋极化材料的自旋极化率等. 我们用图 4 来说明极小的  $\Gamma$  值对数据分析的重要性. 图 4(a) 中是 s 波 BTK 模型生成的系列安德烈夫反射谱线, 这些谱线使用了相同的能隙参数  $\Delta$ 、有效势垒高度  $Z$  和温度  $T$ , 但  $\Gamma$  的取值是从小到大连续变化的. 从图中可以清楚地看到, 随着  $\Gamma$  的增大, 安德烈夫反射峰的强度越来越弱, 谱线特征逐渐变得难以识别. 当考虑到材料中可能存在复杂的配对对称性或者各向异性的能隙函数时, 较强的非弹性散射 (较大的  $\Gamma$  值) 将导致我们无法从谱线上识别配对对称性或者能隙的各向异性. 在图 4(b) 和图 4(c) 中以 s 波配对和 d 波配对的情形为例加以说明. 图 4(b) 中,  $\Gamma$  几乎为 0, 可以从谱线特征上很容易地区分不同的配对对称

性: s波配对的谱线在零能附近呈U形, 而d波配对的谱线在零能附近则呈V形. 在图4(c)中, 当界面处存在很强的非弹性散射时( $\Gamma$ 值很大), 不同配对对称性的谱线很相似, 几乎难以分辨. 因此, 只有在 $\Gamma$ 值很小(非弹性散射很弱)时才更有利于使用点接触实验手段对未知材料的物性进行准确探测.

从前面的测量结果可以看出 $\text{Re}_3\text{W}$ 样品正具

有这样的优点. 因此, 我们尝试基于 $\text{Re}_3\text{W}$ 用点接触测量手段测量Ni的自旋极化率, 结果显示在图5中. 如图5(a)所示, 安德烈夫反射谱的变温测量结果用考虑了针尖铁磁性的BTK理论进行拟合, 引入的参数除了前面的 $\Gamma, Z$ 和 $\Delta$ 之外, 增加了一个磁性金属针尖的自旋极化率 $P$ <sup>[14,28]</sup>. 假设Ni针尖和 $\text{Re}_3\text{W}$ 之间也能形成比较理想的点接触, 因此在

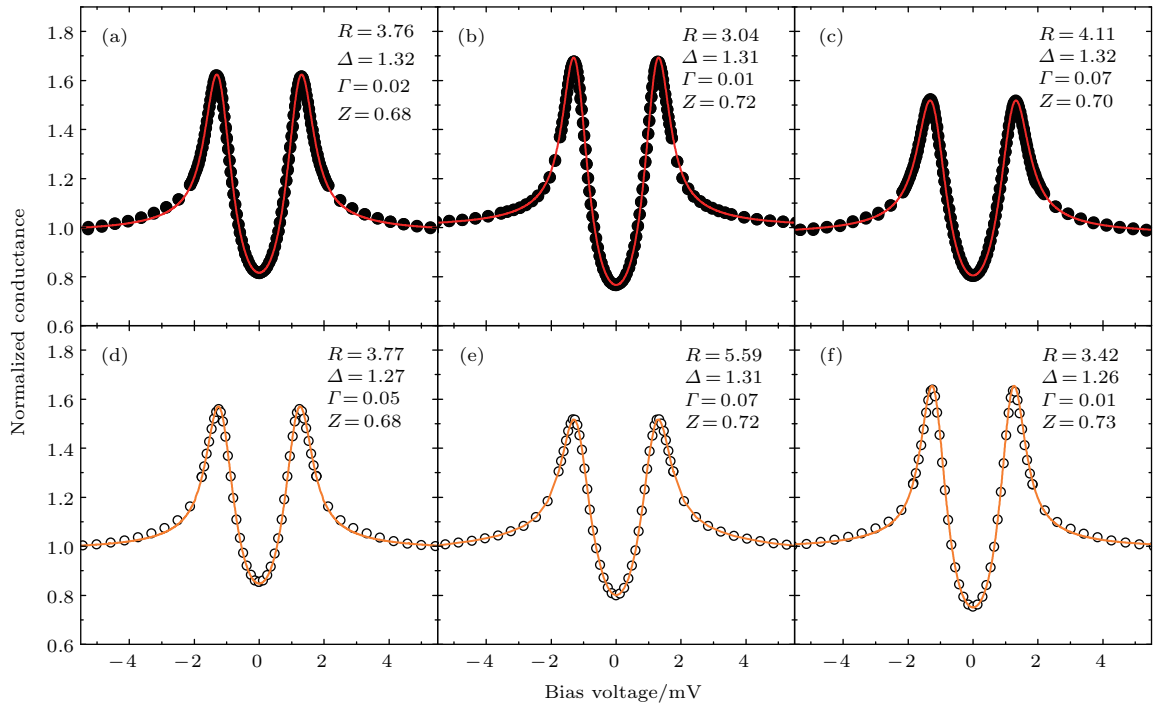


图3  $T = 1.8$  K时不同测量位置的安德烈夫反射谱 (a)–(c) 在刚熔炼出来的样品上测量的结果; (d)–(f) 样品在空气中暴露近六个月后的测量结果

Fig. 3. Andreev reflection spectra measured at different locations at  $T = 1.8$  K: (a)–(c) Spectra of a freshly prepared sample; (d)–(f) spectra measured on the sample exposed to the atmospheric environment for nearly six months.

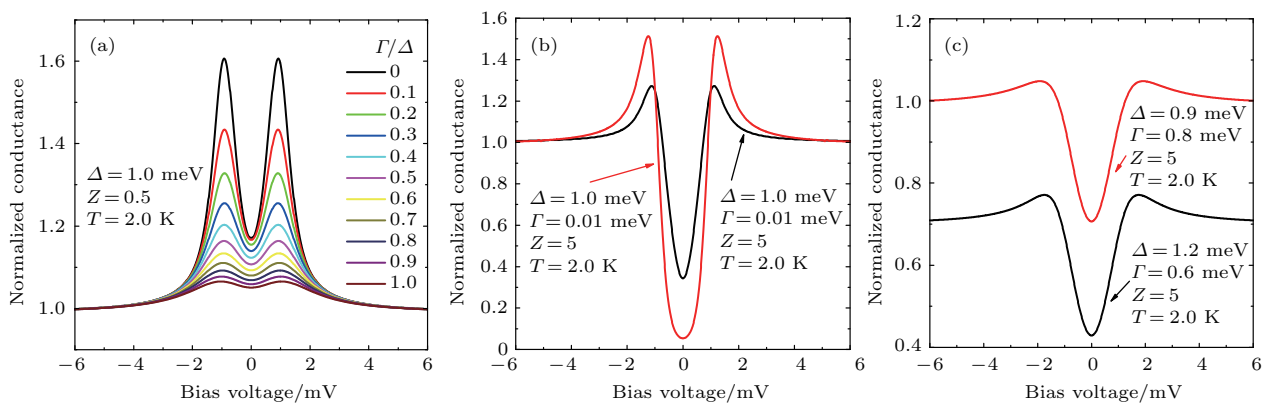


图4 (a) 用各向同性的s波BTK模型生成的一系列模拟安德烈夫谱线; (b)  $\Gamma$  接近于0时, 用各向同性的s波BTK模型模拟的谱线(红色)和各向异性的d波BTK模型模拟的谱线(黑线); (c)  $\Gamma$  较大时, 用各向同性的s波BTK理论模拟的谱线(红色)和各向异性的d波BTK理论模拟的谱线(黑线)

Fig. 4. (a) A series of simulated Andreev reflection spectra generated by isotropic s-wave BTK theory; (b)–(c) comparison between theoretical curves calculated by isotropic s-wave BTK theory (red line) and anisotropic d-wave BTK theory (black line) with  $\Gamma \approx 0$  (b) and with large  $\Gamma$  values (c).

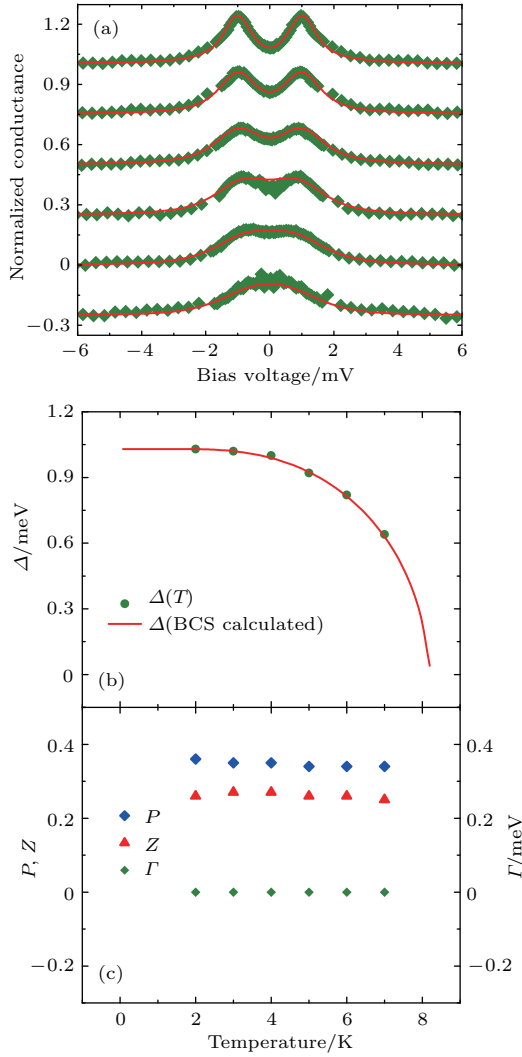


图5 铁磁金属Ni的自旋极化率的测量结果 (a) 在Re<sub>3</sub>W/Ni点接触上测到的安德烈夫反射谱随温度的演化和利用自旋极化的BTK模型进行拟合的结果(红色实线), 从上到下对应的温度从2 K到7 K, 间隔1 K; (b) 拟合得到的超导能隙 $\Delta$ 对温度的依赖关系; (c) 拟合得到的自旋极化率 $P$ , 展宽因子 $\Gamma$ 和有效势垒 $Z$ 对温度的依赖关系

Fig. 5. Measurements of Ni's spin polarization (a) Andreev reflection spectra (green diamonds) of Re<sub>3</sub>W/Ni point-contact measured at various temperatures, and fitting curves (red line) with BTK model by considering spin polarization, the corresponding temperature from top to bottom is 2 K to 7 K in step of 1 K; (b) temperature dependence of superconducting gap  $\Delta$ ; (c) temperature dependencies of spin polarization  $P$ , broadening factor  $\Gamma$  and effective barrier height  $Z$ .

拟合过程中我们暂且设定 $\Gamma = 0$ , 来有效地减少拟合的不确定性. 图5(b)和图5(c)分别给出了拟合得到的参数随温度的变化. 可以看到, 超导能隙主要来自于非中心对称结构相的贡献, 同时能隙随温度的变化基本符合BCS理论曲线, 而其他拟合参数几乎不随温度变化. 最重要的是, 拟合得到的Ni

的自旋极化率约为 $0.35 \pm 0.02$ , 与之前较为复杂的方法所得结果一致(比如利用分子束外延制备平面隧道结<sup>[29]</sup>, 或者通过大量点接触测量然后将结果外延到 $Z = 0$ 极限的方法<sup>[30]</sup>). 以上结果自洽地证明Re<sub>3</sub>W和Ni针尖形成的点接触结质量确实很高, 拟合中 $\Gamma = 0$ 的假定是合理的. 另外, 我们用前面估算出来的非中心对称结构相Re<sub>3</sub>W的费米速度 $0.44 \times 10^6$  m/s与Ni的费米速度 $0.23 \times 10^6$  m/s<sup>[27]</sup>计算出由费米速度失配导致的有效势垒高度约为0.30, 这与拟合得到的有效势垒 $Z$ 约为0.27符合得很好. 为了对拟合过程进行进一步的验证, 我们固定使用有效势垒 $Z$ 的计算值( $Z = 0.30$ )对所有数据重新进行了拟合, 拟合得到的能隙与之前的结果保持一致, 而 $\Gamma$ 的值处在0.01和0.03之间, 满足 $\Gamma/\Delta < 0.03$ , 与Re<sub>3</sub>W/Au界面上的情况相似. 拟合得到自旋极化率 $P$ 的值为 $0.33 \pm 0.01$ , 与前面拟合得到的 $P$ 值很接近. 这些自洽的结果表明我们前面的假设 $\Gamma = 0$ 是合理的, 即基于Re<sub>3</sub>W形成的点接触界面非常干净, 也说明我们前面关于Re<sub>3</sub>W费米速度的估算是比较准确的.

## 4 结 论

我们在Re<sub>3</sub>W样品上进行了一系列的点接触研究, 发现具有中心对称结构和非中心对称结构的Re<sub>3</sub>W都是弱耦合BCS超导体. 两个相都可以形成稳定的点接触结, 而且电子通过界面时受到的非弹性散射非常微弱. 此外, 样品在大气环境下长期暴露以后仍然可以得到比较理想的点接触安德烈夫反射谱, 而且超导性质基本保持不变, 说明Re<sub>3</sub>W表面非常稳定. 这些特性帮助我们自洽地推算出了Re<sub>3</sub>W的费米速度, 并利用Re<sub>3</sub>W/Ni点接触结准确地测量了金属Ni的自旋极化率, 表明基于Re<sub>3</sub>W形成点接触结可能为研究金属材料的物性提供了一种有效的途径.

## 参考文献

- [1] Bauer E, Hilscher G, Michor H, Paul C, Scheidt E W, Griбанov A, Seropegin Y, Noël H, Sigrist M, Rogl P 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 027003
- [2] Gor'kov L P, Rashba E I 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 037004
- [3] Frigeri P A, Agterberg D F, Koga A, Sigrist M 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 097001

- [4] Bauer E, Sigrist M 2012 *Non-Centrosymmetric Superconductors: Introduction and Overview* (Berlin Heidelberg: Springer Verlag) pp4–5
- [5] Izawa K, Kasahara Y, Matsuda Y, Behnia K, Yasuda T, Settai R, Onuki Y 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 197002
- [6] Bonalde I, Brämer-Escamilla W, Bauer E 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 207002
- [7] Yuan H Q, Agterberg D F, Hayashi N, Badica P, Vandervelde D, Togano K, Sigrist M, Salamon M B 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 017006
- [8] Sato M, Fujimoto S 2009 *Phys. Rev. B* **79** 094504
- [9] Chadov S, Qi X L, Kübler J, Fecher G H, Felser C, Zhang S C 2010 *Nat. Mater.* **9** 541
- [10] Blaugher R D, Hulm J K 1961 *J. Phys. Chem. Solids* **19** 134
- [11] Blaugher R D, Taylor A, Hulm J K 1962 *IBM J. Res. Dev.* **6** 116
- [12] Zuev Y L, Kuznetsova V A, Prozorov R, Vannette M D, Lobanov M V, Christen D K, Thompson J R 2007 *Phys. Rev. B* **76** 132508
- [13] Huang Y, Yan J, Wang Y L, Shan L, Luo Q, Wang W H, Wen H H 2008 *Supercond. Sci. Technol.* **21** 075011
- [14] Blonder G E, Tinkham M, Klapwijk T M 1982 *Phys. Rev. B* **25** 4515
- [15] Biswas P K, Lees M R, Hillier A D, Smith R I, Marshall W G, Paul D M 2011 *Phys. Rev. B* **84** 184529
- [16] Chu C W, McMillan W L, Luo H L 1971 *Phys. Rev. B* **3** 3757
- [17] Dynes R C, Narayanamurti V, Garno J P 1978 *Phys. Rev. Lett.* **41** 1509
- [18] Dynes R C, Garno J P, Hertel G B, Orlando T P 1984 *Phys. Rev. Lett.* **53** 2437
- [19] Plecenik A, Grajcar M, Beňačka Š, Seidel P, Pfuch A 1994 *Phys. Rev. B* **49** 10016
- [20] Soulen R J, Byers J M, Osofsky M S, Nadgorny B, Ambrose T, Cheng S F, Broussard P R, Tanaka C T, Nowak J, Moodera J S, Barry A, Coey J M D 1998 *Science* **282** 85
- [21] Nadgorny B, Soulen Jr R J, Osofsky M S, Mazin I I, Laprade G, van de Veerdonk R J M, Smits A A, Cheng S F, Skelton E F, Qadri S B 2000 *Phys. Rev. B* **61** 3788
- [22] Ji Y, Strijkers G J, Yang F Y, Chien C L, Byers J M, Anguelouch A, Xiao G, Gupta A 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 5585
- [23] Panguluri R P, Tsoi G, Nadgorny B, Chun S H, Samarth N, Mazin I I 2003 *Phys. Rev. B* **68** 201307
- [24] Clowes S K, Miyoshi Y, Bugoslavsky Y, Branford W R, Grigorescu C, Manea S A, Monnereau O, Cohen L F 2004 *Phys. Rev. B* **69** 214425
- [25] Biswas P K, Hillier A D, Lees M R, Paul D M 2012 *Phys. Rev. B* **85** 134505
- [26] Daghero D, Gonnelli R S 2010 *Supercond. Sci. Technol.* **23** 043001
- [27] Gall D 2016 *J. Appl. Phys.* **119** 85101
- [28] Mazin I I, Golubov A A, Nadgorny B 2001 *J. Appl. Phys.* **89** 7576
- [29] Moodera J S, Mathon G 1999 *J. Magn. Magn. Mater.* **200** 248
- [30] Strijkers G J, Ji Y, Yang F Y, Chien C L, Byers J M 2001 *Phys. Rev. B* **63** 104510

# Point-contact Andreev reflection spectroscopy on $\text{Re}_3\text{W}$ superconductor\*

Wang Zong<sup>1)2)</sup> Hou Xing-Yuan<sup>1)</sup> Pan Bo-Jin<sup>1)2)</sup> Gu Ya-Dong<sup>1)2)</sup> Zhang Meng-Di<sup>1)2)</sup>  
Zhang Fan<sup>1)2)</sup> Chen Gen-Fu<sup>1)2)3)</sup> Ren Zhi-An<sup>1)2)3)†</sup> Shan Lei<sup>1)2)3)4)‡</sup>

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

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

3) (*Collaborative Innovation Center of Quantum Matter, Beijing 100190, China*)

4) (*Institute of Physical Science and Information Technology, Anhui University, Hefei 230601, China*)

(Received 9 November 2018; revised manuscript received 22 November 2018)

## Abstract

Non-centrosymmetric superconductors have received considerable attention because of their possible possession of unconventional spin-triplet pairing. For this reason, the non-centrosymmetric  $\text{Re}_3\text{W}$  with  $\alpha$ -Mn structure has been widely concerned. However, almost all the previous studies support that the non-centrosymmetric phase of  $\text{Re}_3\text{W}$  is a conventional weak-coupling s-wave superconductor. Later on, it is proved that  $\text{Re}_3\text{W}$  has two different superconducting phases, one is the non-centrosymmetric phase and the other has a centrosymmetric hexagonal structure. Thus, a comparative study of these two superconducting phases could provide more information about the effect of non-centrosymmetric structure on the pairing symmetry of  $\text{Re}_3\text{W}$ .

In this paper, point-contact Andreev reflection experiments are carried out on  $\text{Re}_3\text{W}/\text{Au}$  and the data can be well fitted by isotropic s-wave Blonder-Tinkham-Klapwijk (BTK) theory. In combination with our previous researches, we find that both centrosymmetric and non-centrosymmetric phases have similar temperature dependence of superconducting gap ( $\Delta$ ) with almost the same gap ratio of  $\Delta/T_c$ . These results present strong evidence that both phases of  $\text{Re}_3\text{W}$  are weak coupling Bardeen-Cooper-Schrieffer superconductors.

Another interesting finding is that both phases of  $\text{Re}_3\text{W}$  could easily form an ideal point-contact junction (i.e., inelastic scatterings at the interface can be ignored) with a normal metal tip. This is manifested as an extremely small broadening factor ( $\Gamma$ ) used in the fitting process, and indicates a clean (and possibly transparent) interface. Keeping this in mind, we can assume that the effective barrier ( $Z$ ) at the interface mainly comes from the mismatch between the Fermi velocity of the superconductor and that of the normal metal, which can be estimated from the formula  $Z^2 = (1-r)^2/4r$ , where  $r$  is the ratio between those two Fermi velocities. From this formula, we can obtain the Fermi velocity of  $\text{Re}_3\text{W}$  by using the known value of Au's Fermi velocity and the fitting parameter  $Z$  for the  $\text{Re}_3\text{W}/\text{Au}$  point contacts. It is interesting to find that the chemical property of  $\text{Re}_3\text{W}$  is stable in the atmospheric environment. Even if the samples are exposed to the atmospheric environment for nearly six months, the inelastic scatterings are still very weak, and the superconducting properties are unchanged.

Such an exceptional performance of  $\text{Re}_3\text{W}$  can be utilized to study the physical properties of its counter electrode in a point contact. As an attempt, we build a point contact between  $\text{Re}_3\text{W}$  and a ferromagnetic Ni tip, and measure its Andreev reflection spectra which are then fitted with a modified BTK model by considering spin polarization. The determined spin polarization of Ni is in good agreement with previously reported result. Moreover, using the Fermi velocities of  $\text{Re}_3\text{W}$  and Ni, we can calculate the effective barrier to be around 0.3 in the  $\text{Re}_3\text{W}/\text{Ni}$  interface, which coincides with the fitting parameter  $Z$ . These results self-consistently demonstrate the validity of the determination of  $\text{Re}_3\text{W}$ 's Fermi velocity and the cleanness/transparency of the studied point-contact interface.

**Keywords:** non-centrosymmetric superconductor, Andreev reflection, spin polarization

**PACS:** 74.70.Ad, 74.45.+c, 77.22.Ej

**DOI:** 10.7498/aps.68.20181996

\* Project supported by National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2017YFA0302904, 2018YFA0305602, 2016YFA0300604) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11574372, 50875132, 60573172).

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

‡ Corresponding author. E-mail: lshan@iphy.ac.cn