

CrAs——第一个Cr基化合物超导体的发现

吴伟 程金光 雒建林[†]

(中国科学院物理研究所 北京 100190)

2015—06—03收到

[†] email: jlluo@iphy.ac.cn

DOI: 10.7693/wl20160201

The discovery of superconductivity in Cr-based compounds

WU Wei CHENG Jin-Guang LUO Jian-Lin[†]

(Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

摘要 非常规超导体自发现以来便引起了凝聚态物理学家的广泛兴趣, 诸如重费米子超导体, 铜基高温超导体和铁基高温超导体等。这类超导体的一个基本特征是, 当长程反铁磁序被抑制时会出现超导现象。而要破坏长程磁有序, 除了掺杂不同元素以引入电荷载流子或者化学压力外, 物理加压也是一种有效的调控手段。文章将介绍第一个Cr基化合物超导体——CrAs单晶通过物理加压首次实现超导电性的过程。当压力为8 kbar时, 超导临界温度出现在2 K, 这时发生在常压下265 K的一级反铁磁相变被完全压制。在CrAs体系中, 超导与反铁磁序之间的竞争关系说明CrAs是非常规超导体。CrAs的超导也为发现新型超导体打开了一扇大门。

关键词 超导, 压力, Cr基化合物, 量子临界

Abstract One of the most common features of unconventional superconducting systems such as heavy fermions, high transition-temperature cuprates and iron pnictides is that the superconductivity emerges in the vicinity of a long-range antiferromagnetically ordered state. In addition to doping charge carriers, the application of external pressure is an effective and clean approach to induce unconventional superconductivity near a magnetic quantum critical point. Here we report on the discovery of superconductivity on the verge of antiferromagnetic order in CrAs via the application of external pressure. Bulk superconductivity with $T_c=2$ K emerges at the critical pressure $P_c=8$ kbar, where the first-order antiferromagnetic transition at $T_N=265$ K under ambient pressure is completely suppressed.

The close proximity of superconductivity to an antiferromagnetic order suggests an unconventional pairing mechanism for CrAs. The present finding opens a new avenue in the search for novel superconductors in Cr and other transition metal based systems.

Keywords superconductivity, pressure, Cr based compounds, quantum criticality

1 引言

超导电性是20世纪物理学最伟大的发现之一。在超导发现之前, 人们根据经典理论, 认为

纯金属的电阻应随温度降低而逐渐减小, 在绝对零度时达到零。但也有不少人认为, 理论不一定适用于极低温, 当温度降低时, 金属电阻可能先达到一极小值, 再重新增加, 因为自由电子也许

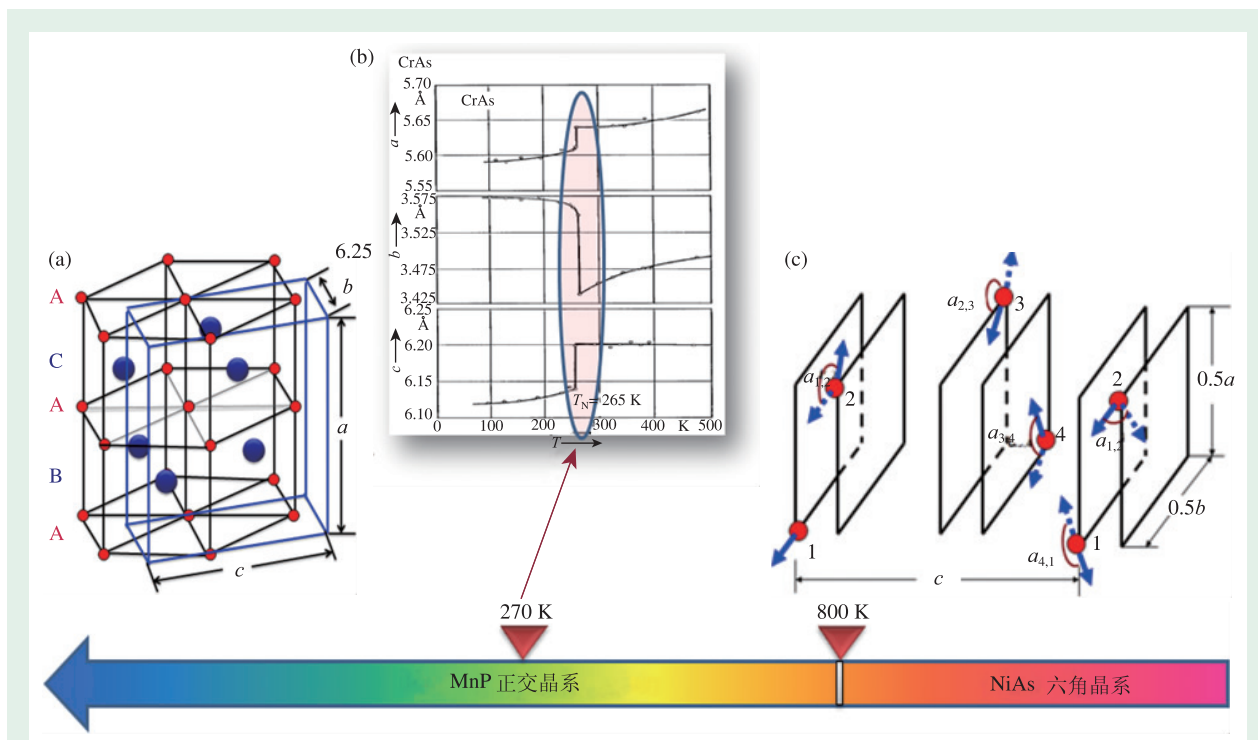


图1 (a) 800 K以上, CrAs属于六角密堆积NiAs型(B8₁)结构(黑色实线), 800 K以下具有正交MnP型(B31)结构(蓝色实线); (b) 随着温度降低, CrAs在265 K发生一级等结构相变和反铁磁相变, 晶格参数会有一个大的不连续变化, 特别是b轴变化最大约为4%; (c) 中子散射实验确认其磁有序为双螺旋结构

会凝聚在原子上, 这就意味着电阻在极低温下无穷大。1911年, 荷兰莱顿大学的卡末林-昂内斯(H. Kamerlingh-Onnes)在攻克了液化氦气这一低温堡垒之后决心解决这个问题, 而他意外地发现, 将水银(汞)冷却到零下268.98 °C时, 其电阻突然消失。昂内斯将其称为“超导态”^[1]。这种电阻突然变为零的现象让整个欧洲为之一振。从此, 人们对于超导奥秘的各种研究拉开了序幕。1933年, 迈斯纳(W. Meissner)发现了超导体的另一重要特性——完全抗磁性, 即“迈斯纳效应”^[2]。1957年, 由巴丁(J. Bardeen)、库珀(L. Cooper)和施里弗(J. Schrieffer)三人提出的“BCS理论”, 第一次真正从微观角度解释了超导机制^[3], 即超导是由于两个电子通过晶格振动而微弱地捆绑在一起, 形成所谓的库珀对, 而“库珀对”不受散射, 能顺利地通过晶格。BCS理论是超导研究历史中具有里程碑意义的重大发现。在材料方面, 1978年, 德国科学家F. Steglich发现了首个重费米子超导体CeCu₂Si₂^[4], 不同于常规超导体, 重费

米子超导体不能用BCS理论描述。1986年, G. Bednorz和K. A. Müller发现了铜氧化物高温超导材料LaBaCuO, 此发现使得超导用在液氮温区以上成为可能^[5]。2008年, 日本科学家H. Hosono发现了铁基超导体^[6], 又一次拓宽了发现高温超导体的材料范围。物理学家们用他们的智慧和热忱一直沉浸在解释超导现象的机理和发现新的更高温超导体以及新奇超导体的研究之中。本文将主要介绍第一个Cr基超导体——CrAs超导体发现的过程, 非常规超导机理探索以及对未来的展望。

如前所述, 铜基和铁基高温超导体都是基于第一过渡族(3d)元素的化合物。而在3d过渡元素形成的化合物超导体中, 人们唯独没有发现Cr和Mn的化合物超导体, 因此探索Cr与Mn的化合物超导体也许能为以后得到更高温度的超导体带来一丝曙光。2009年, 我们便开始合成Cr基化合物。其中在国际上首次生长出CrAs单晶样品, 并对其进行了基本的物性测量^[7]。

CrAs 属于 NiAs 型材料, NiAs 结构是最常见的 AB 结构中的一种, 有一百多个已知材料具有这种结构。在高温下(大于 800 K)属于六角密堆积结构(NiAs 型, 或者 B8_i), 低温(小于 800 K)时属于正交结构(MnP 型, 或者 B31)。在室温时, 具有正交型结构的 CrAs 晶格参数为: $a=5.649 \text{ \AA}$, $b=3.463 \text{ \AA}$, $c=6.2084 \text{ \AA}$ 。常压下随着温度降低到 265 K, CrAs 发生反铁磁相变, 同时伴随着一级等结构相变(仍然属于 MnP 结构), 晶格参数出现大的不连续变化, 其中 b 轴长度变化最大约为 4%。上世纪 70 年代, 人们对 CrAs 的晶体结构和磁性进行过深入研究^[8, 9]。中子散射实验确认晶体的磁有序为双螺旋结构^[10], 如图 1 所示, 磁矩在 ab 面内旋转, 传播方向沿着 c 轴, Cr 的磁矩为 $1.7 \mu_B$ 。Cr 的磁矩起因是电子状态从巡游到局域磁性的变化而产生的, 从而导致 b 轴长度的突然增加。之前的研究证实, 在 CrX($X=P, As, Sb$)系列中, Cr 的磁性和 b 轴长度有明显的依赖关系。当减小 X 原子的大小, b 轴随之变短, 而 Cr 的磁矩从 CrSb 中的 $3 \mu_B$ 可以变到 CrAs 中的 $1.7 \mu_B$, 磁矩最终在 CrP 中消失。

虽然 CrAs 多晶早在 50 年代已经合成出来, 但是由于 CrAs 的熔点比较高($>1200^\circ\text{C}$), 另外 As 容易挥发, 不容易使用直接融化的方法去合成, 因此一直没有 CrAs 单晶的报道。我们经过尝试发现, 采用 Sn 做助熔剂, 可以成功生长出高质量 CrAs 单晶。在物性表征方面, 我们测量了单晶 CrAs 的电阻和磁化率, 发现与之前多晶的报道类似, 常压下 CrAs 在 265 K 附近发生一级结构相变并伴随反铁磁有序。在低温下, 单晶表现出更好的金属行为^[7]。

2 CrAs 超导的发现

在 CrAs 晶体中, 由于 Cr 的磁矩处于巡游和局域临界态边缘, 很容易用压力作为调控参数来控制结构、磁性以及电子的状态。早在 1980 年, E. A. Zavadskil 等就测量了多晶 CrAs 在压力下的电阻^[11], 发现 265 K 的一级磁性相变温度随压力增加迅速向低温移动, 证实了反铁磁转变可

以被压力抑制且在 5 kbar 时基本消失, 但未发现超导电性。

我们分析了多晶晶界会对样品本征性能产生影响, 并且 E. A. Zavadskil 等的实验测量温区在 10 K 以上。另外根据经验, 非常规超导现象经常发生在磁性量子临界点附近, 例如铁基、铜基高温超导体都是在反铁磁相变被压制后会出现超导的特点, 因此我们于 2010 年开展了对单晶 CrAs 的更低温度下高压电阻测量实验。我们使用静水压装置在更低的温度下, 探索单晶 CrAs 的磁有序被压制后是否会出现超导。与多晶实验类似的是, 单晶也观察到一级反铁磁相变向低温移动, 并且由强的一级相变慢慢变成弱的一级相变, 最终相变完全消失, 遗憾的是, 这次实验并没有观察到超导迹象。2012 年, 我们又重新分析拟合加压下的电阻数据, 发现电阻率随温度变化的指数在压力下会变化, 指数从常压下费米液体行为的 2 变到加压下的 1.5。这预示着这个体系会有量子临界现象。一般体系如果有量子临界现象, 都会有一个量子临界点, 在这个量子临界点上, 有一部分体系会出现超导现象。于是又重新燃起了我们寻找超导的希望。当时我们认为可能是由于压力不够高, 于是采用金刚石对顶砧加压, 在低温更高压下测量 CrAs 的电阻。2012 年 12 月 4 日, 令人意外的是, 在 2.6 GPa 时, 我们观测到电阻值在 2.5 K (1.9 K 是仪器极限温度)时突然下降了 20%, 随后加磁场到 1 T 才能抑制这个信号。这样的行为与超导被磁场抑制非常相似。这是我们第一次观察到可能是超导的信号。这个结果令人为之鼓舞, CrAs 加压初战告捷。实验的下一步就是要做到更低温度, 这样才能判断并且有希望观察到真正的零电阻。2013 年 7 月, 使用 He³并在稀释制冷机下完成了更低温度的加压测试, 这次我们观察到电阻在超导转变温度时下降了 90%, 测量到 7% 的抗磁体积因子。这时我们离目标越来越接近。由于电阻尚未完全掉到零, 我们猜测也许让晶体剩余电阻更小, 才能观察到零电阻。于是下一步实验的重点聚焦在生长更高品质的单晶上。2013 年 12 月 28 日, 经过若干次的尝试, 我

们终于生长出比以前品质更好的单晶，剩余电阻是之前单晶的1/5。2014年1月23日，这是一个重要的日子，我们在新的晶体上第一次观察到超导态的零电阻， T_c 在1.5 K附近，随后测量到90%的交流抗磁信号。这一结果真正确定了CrAs的超导行为，使Cr基超导研究迈出了非常重要的一步。随后，我们进行了非常细心的测量，绘制出了一个详细的温度随压力变化的相图。此工作发表在*Nature Communications*上^[12]。

3 CrAs的量子临界与非常规超导

3.1 高压下的电阻率

我们测量了不同静水压下CrAs单晶的电阻率随温度的变化情况。图2(a)给出了7 kbar以下整个温区(70 mK—300 K)的电阻率曲线，从中可以看到反铁磁温度 T_N 随压力的演变行为。在常压下，电阻率在265 K的一级反铁磁相变处突然下降，随着压力的增加， T_N 逐步降低。在3 kbar以内，相变时的电阻一直呈现陡然下降，而在3—7 kbar

内，这种突变的趋势变成平缓的下降，尤其在 T_N 接近消失的临界压力下，电阻率上的反常非常弱，这表明反铁磁相变经历了从强一级到弱一级相变的转化。值得强调的是，之前人们研究CrAs在高压下的电阻率行为时，使用的是多晶样品，最低温度只测到了10 K。而这次我们使用了高品质的CrAs单晶，并在更大的温区(70 mK—300 K)进行测量，从而能更好地观察 T_N 随压力变化的情况。当压力大于7 kbar时，从电阻率温度曲线上已经观察不到反铁磁序造成的反常行为了。

图2(b), (c)给出了不同压力下的低温电阻率数据，从中我们可以看到超导的出现和演变过程。在常压下，当温度降到350 mK时，CrAs在低温下没有任何反常，这说明CrAs在常压下不会发生超导转变。当压力小于3 kbar时，在温度低于2.5 K时，电阻开始减小，并呈现出多个阶梯的下降行为，电阻率在1 K以下恒定，但是没有达到零电阻值。电阻下降的幅度随着压力增加而增大。最终，在3 kbar时观察到零电阻现象。在3—7 kbar内，当高温反铁磁相变仍然存在时，超导转变依旧表现出多个阶梯的下降。随着压力的增加，超导转变起始温度先增加再减小，而电阻等于零的临界温度(1 K)始终不变。当压力增加到8 kbar以上时，反铁磁相变完全消失，此时多个台阶转变的现象也随之消失，超导转变完全变成一个单一的转变。这说明，电阻在压力小于8 kbar时的多台阶下降是由于两相共存而产生的(下面的交流磁化率将证实这一结论)。在图2(b)中，零电阻时的 T_c^0 开始增加并达到最大值1.47 K，这时的压力为10.88 kbar，随着压力增加到21.37 kbar， T_c^0 又逐步减小到1.17 K。

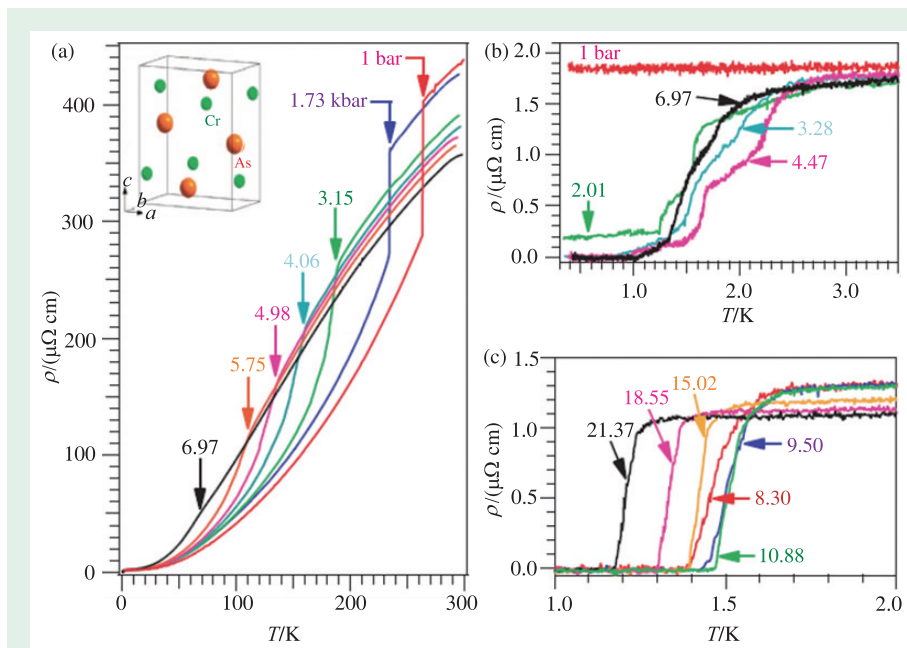


图2 CrAs电阻率随压力的演变 (a) 7 kbar以下整个温区的电阻率数据，从中可以看到反铁磁转变随压力变化的情况；(b), (c)为温度低于2 K时不同压力下的低温电阻率数据，从中可以看到超导转变的出现及其演化的过程。在小于8 kbar时，超导转变表现为多个台阶，大于8 kbar时超导信号完全变成一个台阶的转变，且转变温度随着压力的升高而逐渐降低

的增加，超导转变起始温度先增加再减小，而电阻等于零的临界温度(1 K)始终不变。当压力增加到8 kbar以上时，反铁磁相变完全消失，此时多个台阶转变的现象也随之消失，超导转变完全变成一个单一的转变。这说明，电阻在压力小于8 kbar时的多台阶下降是由于两相共存而产生的(下面的交流磁化率将证实这一结论)。在图2(b)中，零电阻时的 T_c^0 开始增加并达到最大值1.47 K，这时的压力为10.88 kbar，随着压力增加到21.37 kbar， T_c^0 又逐步减小到1.17 K。

我们在3个高品质单晶(常温电阻率/剩余电阻率比 $RRR>200$)样品中分别测量了加压下的电阻率,重复了上述结果,从而确认了CrAs高压下的超导电性。

3.2 交流磁化率

当压力小于8 kbar 时,电阻率反映出超导态和反铁磁态的共存,电阻率的下降和多台阶特征的超导转变表明,CrAs超导态是在反铁磁相被削弱的基础上产生的。为了更加深刻地了解CrAs超导和反铁磁直接的竞争以及确认体超导,我们使用了交流磁化率来探测其超导抗磁性。如图3所示,超导抗磁信号在3 kbar 时开始出现,随着压力的增加,超导体积因子也逐步增大,当压力达到8 kbar 时,超导体积因子增至90%,从而排除了杂质超导的可能,肯定了CrAs 加压超导是本征的体超导。另外,抗磁的起始温度也与图2所示的电阻率数据很好地吻合。

3.3 相图

基于CrAs的电阻率和交流磁化率数据,我们最终绘制了温度与压力关系相图(见图4)。如图4(a)所示,常压下发生在265 K的一级反铁磁相变很快被压力所抑制, $T_N(P)$ 的外推延长线交于压力轴得到临界压力 $P_c = 8$ kbar。当 3 kbar $< P < P_c$ 时,超导态与反铁磁态共存,反铁磁相逐渐减弱的同时超导体积因子逐步提高。值得注意的是,这个压力区间的超导起始点更高一些(2 K)。当压力大于 P_c 时,超导体积因子达到了90%以上,证实了体超导,从而给出了超导转变温度宽度 ΔT_c 的骤减。在我们探测的压力范围内,当压力为11 kbar 时 T_c 达到最高值,然后随压力的增加再次减小。

3.4 讨论

图4给出的CrAs的相图与包括重费米子、铜基和铁基等诸多非常规超导体系的相图非常类

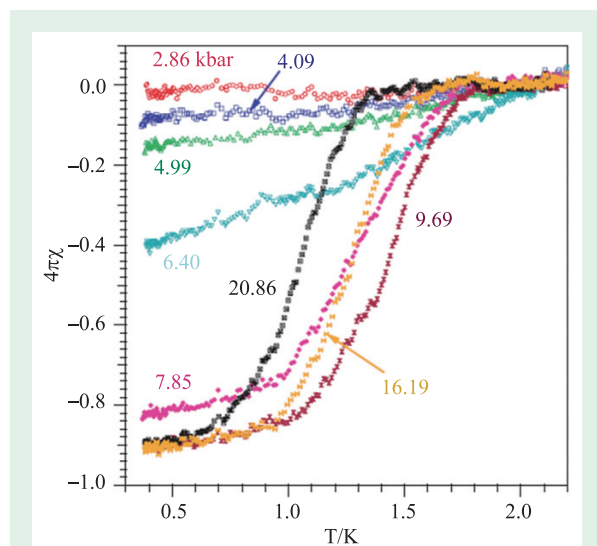


图3 不同压力下的交流磁化率数据。压力为8 kbar 时,超导体积因子达到90%

似,即超导出现在某个有序相消失的量子临界点(QCP)附近。通常情况下,这些体系中与自旋、电荷或晶格等自由度相关联的高温有序相,会通过施加一个外部调控参量 δ ,例如引入载流子、施加化学或者物理压力等而被压制掉。而且,超导转变温度 T_c 在某一个临界点 δ_c 附近总会表现出最大值,从而呈现出圆顶状的温度与调控参量之间关系的相图。在接近量子临界点时出现超导的普遍现象表明,库珀对非常可能是通过量子临界涨落来实现的非常规超导机制。下面我们给出一些进一步支持非常规超导机制的实验佐证。

首先,我们发现在超导出现的宽压力区间(3 kbar $< P < 20$ kbar),正常态的低温电阻率($T < 10$ K)遵循简单的温度指数关系, $\rho(T) = \rho_0 + AT^n, n \approx 1.5$,如图4(c)所示。这个 n 值非常接近三维反铁磁体系中电荷载流子与磁涨落非相干散射给出的理论值^[13]。图4(d)中给出了9.5 kbar 时电阻率随温度1.5次方呈现线性关系。在我们之前对CrAs单晶的常压研究中^[7],发现电阻率符合温度的平方关系,是标准的费米液体行为。而且,CrAs的 A/γ^2 比值(γ 为电子比热系数)符合Kadowaki—Woods关系,与多数关联金属一样。加压后, n 小于2,说明非费米液体行为开始出现,在接近临界压力时 n 达到 1.5 ± 0.1 ,之后随着压力的升高 n 又增大,倾向于

恢复到费米液体行为^[14]，这是磁性量子临界点的典型特征。另外，H. Kotegawa 等人通过 NQR 实验证实了，CrAs 在超导转变时核自旋晶格弛豫率 $1/T_1$ 没有出现 BCS 超导体的相干峰，进一步表明了 CrAs 超导具有非常规特性^[15]。

其次，常压下的高温磁化率表明，CrAs 的直流磁化率在 265 K 到 800 K 一直随温度线性增加。这个现象在铁基超导体和铜基超导体的母体中都观察到过，表明了 CrAs 在反铁磁有序温度以上存在很强的反铁磁涨落。随着压力增加将 CrAs 的反铁磁序抑制到最低程度时，这些反铁磁自旋涨落将发生在绝对零度附近，从而可能扮演一个重要的电子配对媒介。

最后，我们发现 CrAs 加压后出现的超导对晶体剩余电阻率 ρ_0 非常敏感。我们最初使用的晶体， $\rho_0 \sim 10 \mu\Omega\text{cm}$ (RRR=40—50)，虽然也表现出超导信号，但是始终没有观测到零电阻。之后使用更高品质的单晶， $\rho_0 \sim 1—2 \mu\Omega\text{cm}$ (RRR >

200)，我们才观测到零电阻超导。超导以及转变温度 T_c 对杂质或缺陷非常敏感，重费米子超导体中也有类似的特征。这预示着非常规配对机制，因为只有当电子的平均自由程 L_{mf} 大于超导相干长度 ξ 时，才会观察到超导。我们粗略估计了 L_{mf} 和 ξ 的大小来验证这个结论。首先，从不同磁场下的电阻率数据我们可以获得上临界场 $\mu_0 H_{c2}$ ，通过拟合 $\mu_0 H_{c2}(T) = \mu_0 H_{c2}(0) \{1 - [T_c/T_c(0)]^\alpha\}$ ，我们可以确定零温 $\mu_0 H_{c2}(0)$ ，进而通过 $\mu_0 H_{c2}(0) = \Phi_0/2\pi\xi^2$ ($\Phi_0 = 2.067 \times 10^{-15}$ Web 为量子磁通)，可以计算出超导 Ginzburg—Landau 相干长度 ξ 。当 $P = 9.5$ kbar 时， $\mu_0 H_{c2}(0) = 0.92$ T， $T_c(0) = 1.5$ K， $\alpha = 1.41$ ， $\xi = 185 \text{ \AA}$ 。根据常压下 5 K 时测得的 Hall 系数 $|R_H| = 2.6 \times 10^{-10} \text{ m}^3\text{C}^{-1}$ ，假定球形费米面和单一载流子，我们可以估计高品质和缺陷较多样品的 L_{mf} 分别为 766 \AA 和 153 \AA 。虽然上述粗略估计有一些不确定性，我们仍确认只有在 $L_{\text{mf}} > \xi$ 的高品质单晶中才能观察到超导现象。

虽然在一些含 Cr 的合金中曾报道过超导^[16]，如 Cr-Rh、Cr-Re 等，但是 CrAs 是第一个 Cr 基化合物超导体。与合金不一样的是，在 CrAs 中对超导起主要贡献的能带费米面由 Cr 的 3d 电子态主导^[17]。虽然对 Cr 金属的巡游反铁磁序以及其反铁磁量子临界点的研究已有 50 多年历史^[18]，但是迄今为止在其反铁磁自旋密度波被压制后的 QCP 附近并没有观察到超导^[19]。就这一点而言，CrAs 的超导需要更多的理论和实验研究来确定超导配对的机制和对称性。正如 Feynman 所说：“关于那些纷繁复杂的自然现象，在物理上的理解乃是一种完全非数学性、不准确的、亦并非严格的东西，但是对于物理学家来说却是绝对必需的。”

4 后记

从首次合成出 CrAs 单晶到最终确认其高压下的超导，历时五年。那是一段在实验室里需要极大耐心工作的时间，有许多关键性的判断和讨论，也有错误的尝试和不成熟的假设，同时也是

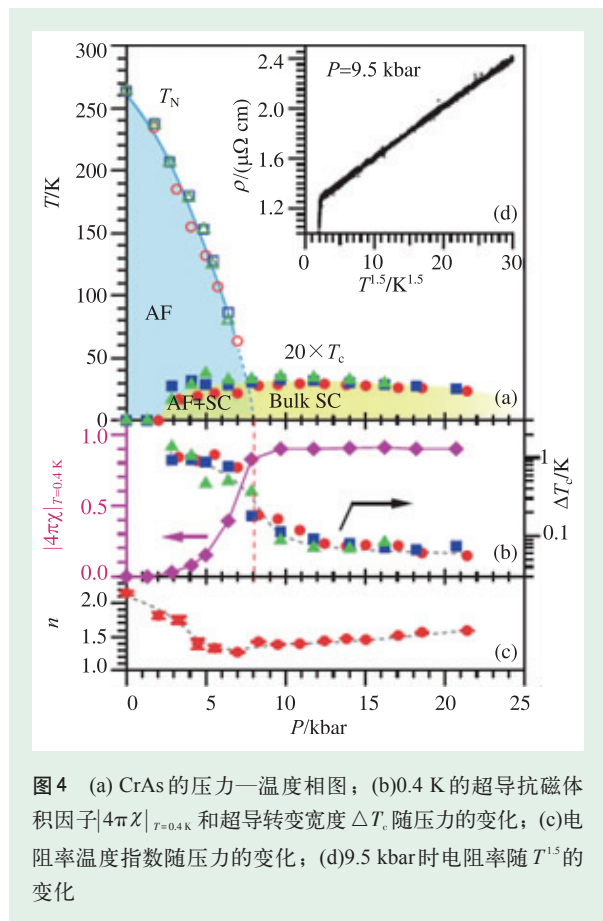


图4 (a) CrAs 的压力—温度相图；(b) 0.4 K 的超导抗磁体积因子 $|4\pi\chi|_{T=0.4\text{K}}$ 和超导转变宽度 ΔT_c 随压力的变化；(c) 电阻率温度指数随压力的变化；(d) 9.5 kbar 时电阻率随 $T^{1.5}$ 的变化

一段充满创新的时间，经历过兴奋，也尝到过失望。虽然整个实验过程一路坎坷，但结果还是令人欣慰的。

就在本文发表之际，我们又实现了MnP高压下的超导^[20]，这是在Mn基化合物中实现的第一个超导体，打破了人们之前普遍认为含Mn的化合物不容易出现超导的认识。这一工作发表在*Physical Review Letters*上，并被入选“Editors’ Suggestion”。同时，美国阿贡国家实验室的Michael R. Norman博士专门在*Physics*上撰文^[21]，对上述工作进行评述。他指出CrAs和MnP中超导的发现为研究螺旋磁性和超导的关系提供了重要的模型体系，而目前在这方面的研究是非常少的。因此，实现螺旋反铁磁量子临界点成为探索新的非常规超导体的重要途径，我们也希望CrAs加压超导的发现能为更多超导体的探索带来新的思路。

致谢 感谢来自中国科学院物理研究所的靳常青研究员和孔盼盼博士利用金刚石对顶砧加压所做的前期工作，林富锐进行的Hall系数的测量，以及日本东京大学的K. Matsubayashi和Y. Uwatoko教授在高压低温测量方面做出的工作。感谢北京大学王楠林教授以及清华大学张广铭教授有益的讨论。

参考文献

- [1] Kamerlingh-Onnes H. *Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden*, 1911, 122, 124
- [2] Meissner W, Ochsenfeld R. *Natur Wiss*, 1933, 21: 787
- [3] Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R. *Phys. Rev.*, 1957, 106: 1175
- [4] Steglich F, Aarts J, Bredl C D *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1979, 43: 1892
- [5] Bednorz J G, Müller K A. *Z. Phys. B*, 1986, 64: 189
- [6] Kamihara Y, Watanabe T, Hirano M *et al.* *J. Am. Chem. Soc.*, 2008, 130: 3296
- [7] Wu W, Zhang X D, Yin Z H *et al.* *Sci. China*, 2010, 53: 1207
- [8] Motizuki K, Ido H, Itoh T *et al.* *Springer Ser. Mater. Sci.*, 2009, 131: 1
- [9] Boller H, Kallel A. *Solid State Commun.*, 1971, 9: 1699
- [10] Kazama N, Watanabe H. *J. Phys. Soc. Jpn*, 1971, 30: 1319
- [11] Zavadskii E A, Sibarova I A. *Sov. Phys. JETP*, 1980, 51: 542
- [12] Wu W, Cheng J G, Matsubayashi K *et al.* *Nature Commun.*, 2004, 5: 5508
- [13] Moriya T. *Spin Fluctuations in Itinerant Electron Magnetism*. Berlin: Springer-Verlag, 1985
- [14] Lohneysen H V, Rosch A, Vojta M *et al.* *Rev. Mod. Phys.*, 2007, 79: 1015
- [15] Kotegawa H, Nakahara S, Akamatsu R *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2015, 114: 117002
- [16] Matthias B T, Genalle T H, Compton V B *et al.* *Phys. Rev.*, 1962, 128: 588
- [17] Ito T, Ido H, Motizuki K. *J. Magn. Magn. Mater.*, 2007, 310: e558
- [18] Fawcett E. *Rev. Mod. Phys.*, 1988, 60: 209
- [19] Yeh A, Soh Yeong-Ah, Brooke J *et al.* *Nature*, 2002, 419: 459
- [20] Cheng J G, Matsubayashi K, Wu W *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2015, 114: 117001
- [21] Norman M R. *Physics*, 2015, 8: 24



微弱信号检测 半个世纪的骄傲

Model 7210
多通道锁相放大器

全球唯一
通道之最



Model 197光学斩波器



生产商: 阿美特克商贸(上海)有限公司北京分公司
电话: 010-85262111-10 传真: 010-85262141-10
Email: info@ametek.cn
网址: www.signalrecovery.com.cn

中国代理商: 北京三尼阳光科技发展有限公司
电话: 010-65202180/81 传真: 010-65202182
Email: sales@sunnytek.net
网址: www.sunnytek.net