

极化中子技术

童欣^{1,2,†}

(1 中国科学院高能物理研究所 北京 100049)

(2 散裂中子源科学中心 东莞 523803)

2020-03-09收到

† email: tongxin@ihep.ac.cn

DOI: 10.7693/wl20201105

Polarized neutron techniques

TONG Xin^{1,2,†}

(1 Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(2 Spallation Neutron Source Science Center, Dongguan 523803, China)

摘要 极化中子技术是利用中子的自旋与样品及磁场的相互作用进行测量的一种技术,是中子散射技术中的重要组成部分。极化中子技术已经成功地应用于磁性、强关联、纳米、自旋电子、高分子和生物等材料中,为前沿材料科学研究与工业应用提供了所亟需的探测与表征手段。另外,极化中子也被广泛应用于核物理和粒子物理相关领域的基础测量。文章对极化中子技术的发展进行了简要的介绍,概括了极化中子实验所涉及的理论知识,以及在实验中所使用的主要技术,并在此基础上展示了当前极化中子技术在科研中的应用及其所使用的实验装置。

关键词 极化中子, 中子散射, 中子成像, 散裂中子源

Abstract The spin of a polarized neutron interacts with a sample's unpaired electrons as well as the magnetic field, making it an invaluable tool for the study of magnetism and other properties of matter. Polarized neutron technology is a powerful method for characterizing fundamental and industrial materials such as magnetic materials, strong-correlation systems, nanomaterials, spintronic materials, polymers, and biological substances. The neutron spin is also an indispensable tool for fundamental research in nuclear and particle physics. In this article, we present a brief introduction to current polarized neutron techniques, including the theory and experimental methods, as well as major applications in various fields of research.

Keywords polarized neutron, neutron scattering, neutron imaging, spallation neutron source

1 引言

在1932年查德威克(Chadwick)发现中子后,布洛赫(Bloch)就指出了将中子透射过磁化的铁可以产生极化中子^[1],并可利用中子磁矩探测材料结构。1939年Halpern和Johnson发表的相关文献奠定了极化中子实验的前期理论基础^[2]。至20世纪50年代,随着反应堆的产生,中子散射技术已发展成为材料研究领域不可替代的一种技术。极化中子散射理论在20世纪60年代得到进一步完

善,明确了通过中子极化分析来分辨材料核散射、磁散射、核磁干涉散射以及非共线磁性散射的理论方法。这些理论工作分别是由当时欧洲与苏联的科学家Izyumov、Schermer、Blume^[3, 4]和Maleyev^[5]完成的,最终形成了当今极化中子散射的理论基础:Blume—Maleyev方程。

与极化中子散射理论同时发展的还有极化中子实验技术。在20世纪50年代的先驱实验基础上,1969年由Moon、Riste和Koehler等人^[6]在美国橡树岭国家实验室(Oak Ridge National Laboratory,

ORNL)确立了单轴中子极化的分析技术。1971年 Mezei 提出的中子自旋回波技术^[7], 开创了中子极化的相干测量, 将中子散射所能达到的时间和空间分辨率提升了多个数量级。20 世纪 80 年代, Scharpf 等人进行了 x - y - z 三个方向的极化分析^[8], 开启了多轴极化中子技术的先河。80 年代末期, Tasset^[9]利用超导体实现了完全极化分析技术, 并在朗之万研究所中子科学中心(ILL)建造了低温超导极化分析(CryoPAD)装置^[10, 11]。

极化中子散射作为一项基础的科学研究手段, 目前在材料、工程、生物与基础物理研究领域有着广泛应用。从极化中子的发展历史中可以看到, 这一应用的背后是极化中子散射经历的长期理论发展与技术突破, 以及大量的实验手段与装置的研发。在本文中, 我们将对相关重要领域进行简要介绍, 对极化中子散射理论及其相关技术有兴趣的读者, 可以参考 Squires^[12]、Williams^[13]、Krupchitsky^[14]等人的相关书籍。

2 极化中子的理论基础

2.1 中子自旋和极化

中子不带电, 但带有磁矩和 1/2 自旋, 其自旋在外磁场中存在两个极化本征态: 与外磁场平行

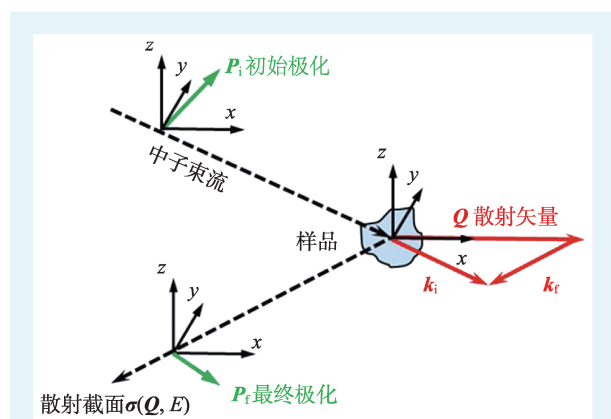


图1 极化中子实验的观测量与其在散射坐标系下的几何关系。散射截面 $\sigma(\mathbf{Q}, E)$ 是中子在特定散射矢量 \mathbf{Q} 与能量转移 E 下的散射强度, 散射矢量 \mathbf{Q} 是在散射过程中由入射动量 \mathbf{k}_i 到出射动量 \mathbf{k}_f 的变化量, 而初始极化 \mathbf{P}_i 与最终极化 \mathbf{P}_f 则分别是极化中子与样品作用前后的极化矢量方向

的“正向”自旋态和反平行的“反向”自旋态。当一束中子里处于两个本征态的中子数量不等时, 即成为本文所主要讨论的极化中子(polarized neutron)。极化中子实验观测的数据包括中子束流的散射矢量、散射截面和中子的初始极化与最终极化矢量, 这些矢量和它们所在的散射坐标系(x - y - z)下的几何关系如图1所示。

图1定义了在本文所讨论的中子散射中的“散射坐标系”, 即以 x 轴沿散射矢量 \mathbf{Q} 方向, z 轴垂直于散射截面, 而 y 轴与其他两轴正交构成右手笛卡尔坐标系。而在图1中引入的中子的极化矢量被定义为一个在散射坐标系下的三维矢量 \mathbf{P} :

$$\mathbf{P} = (P_x, P_y, P_z), \quad (1)$$

其中 P_x, P_y, P_z 分别是中子沿 x, y, z 三个方向的极化率。对于一个中子而言, 其极化矢量是归一的; 而对于一束中子, 其极化率则是沿单一方向上测量不同“正向”自旋与“反向”自旋中子束的差异:

$$P_\alpha = \langle \hat{\sigma}_\alpha \rangle = (n_\alpha^+ - n_\alpha^-) / (n_\alpha^+ + n_\alpha^-), \quad \alpha = x, y, z, \quad (2)$$

其中 n_α^+ 与 n_α^- 分别是沿 x, y, z 方向测量时, 正向自旋与反向自旋的中子总个数。(2)式定义了极化中子实验中极化率的测量方式, 即进行极化中子实验测量的基本方法。

2.2 极化中子散射

极化中子对散射过程的贡献体现在两个方面。首先, 中子和原子核的强相互作用与它们之间的自旋态相关; 其次, 中子的磁矩会和外层非配对电子产生的磁场发生磁相互作用, 散射过程也会对中子的自旋产生一定的影响。因此, 测量极化中子的自旋改变可以区分材料的核散射与磁性散射这两种不同的相互作用, 这是非极化中子散射所无法实现的。极化中子散射应用的基础理论是 Blume—Maleyev 公式^[3-5], 在这一理论的基础上, 现在的极化中子实验已能够对极化矢量的变化进行较为完整的解析^[15-17]:

$$\sigma_{\text{total}} = N^* N + \mathbf{M}_\perp^* \cdot \mathbf{M}_\perp + \mathbf{P}_i \cdot (\mathbf{N} \mathbf{M}_\perp^* + N^* \mathbf{M}_\perp) + i \mathbf{P}_i (\mathbf{M}_\perp^* \times \mathbf{M}_\perp), \quad (3a)$$

$$P_i \sigma_{\text{total}} = P_i (N^* N - M_{\perp}^* \cdot M_{\perp}) + (P_i \cdot M_{\perp}) M_{\perp}^* + (P_i \cdot M_{\perp}^*) M_{\perp} + i P_i \times (N M_{\perp}^* - N^* M_{\perp}) + (N M_{\perp}^* + N^* M_{\perp}) - i (M_{\perp}^* \times M_{\perp}), \quad (3b)$$

$$M_{\perp} = (\mathbf{Q} \times \mathbf{M} \times \mathbf{Q}) / |\mathbf{Q}|^2. \quad (3c)$$

其中, (3a)式是总散射截面的表达式, 而(3b)式则是中子极化率的变化表达式。在这两个公式中, σ_{total} 是样品的总散射截面, $N = \sum_j b_j \exp(i\mathbf{Q} \cdot \mathbf{r}_j)$ 是样品的化学结构因子, 而 $M = \int \mathbf{m}(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{Q} \cdot \mathbf{r}) d^3r$ 则是样品的磁性结构因子, b_j 与 $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ 分别为材料中 j 原子的散射长度(scattering length)与局域磁化。(3)式定义了所有与极化中子散射相关的信息, 并将散射分为了四大类: 核散射 $N^* N$ 、非手性磁散射 $M_{\perp}^* \cdot M_{\perp}$ 、核磁相干散射 $N M_{\perp}^* + N^* M_{\perp}$, 以及手性磁散射 $M_{\perp}^* \times M_{\perp}$ 。在这一理论基础上, 极化中子实验得以依据所探测样品的特性选择适合的极化中子实验方法, 并对实验结果进行有效的分析。

2.3 极化中子的拉莫尔进动

中子的自旋极化在外磁场中会产生进动, 称为拉莫尔进动(Larmor precession), 这种进动可以表述为极化矢量 \mathbf{P} 的动力学方程:

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = -\gamma_n \mathbf{P} \times \mathbf{B}, \quad (4)$$

其中 \mathbf{B} 是外磁场矢量, 而 $\gamma_n = -1.83247171 \times 10^{-8} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{T}^{-1}$ 则是中子的磁旋比常数。在静磁场条件下, 将外磁场方向定义为 z 轴, 则拉莫尔进动可以描述为极化中子矢量在外磁场中平行于磁场的分量 (P_z) 维持不变, 而垂直于磁场的分量 (P_x, P_y) 以左手螺旋做进动旋转, 这一进动如图2所示。

中子垂直分量进动旋转的角度, 即拉莫尔进动角 φ , 正比于外磁场的强度与中子在外磁场中进动的时间, 这使得中子在静磁场中的进动可以被精确地算出。中子在变化磁场中的衍变非常复杂, 在当前的极化中子实验中, 目前只有中子的绝热磁场变换与完全非绝热变换这两种常用方法。拉莫尔进动的存在使得在极化中子实验中, 可以

通过外加磁场来对中子的极化进行调控, 这一应用广泛地存在于各类极化中子实验中, 是完全极化分析^[9]、中子自旋回波技术^[7]、极化中子相干成像^[18]等诸多极化中子应用的技术基础。

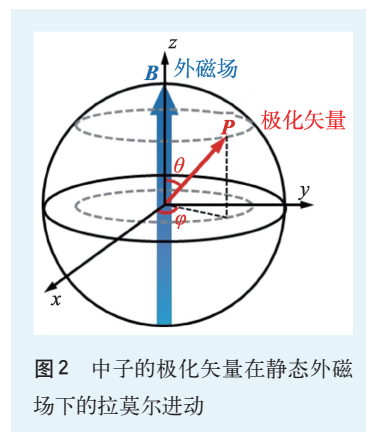


图2 中子的极化矢量在静态外磁场下的拉莫尔进动

3 极化中子技术的应用

极化中子技术在以凝聚态物理学为主的诸多领域取得了丰硕的成果, 其当前的应用主要包括磁结构和自旋密度、磁涨落和它们的本征态、测量大尺度结构、分离相干和非相干散射、非弹性散射、中子自旋调制、完全极化分析和极化中子成像等。此外, 极化中子在基础粒子物理中也有相当重要的应用。

3.1 极化中子衍射

物质的磁结构对于理解低维系统、相变、阻挫等现象至关重要, 非极化的中子衍射实验很难无差别地确定磁结构, 而极化中子衍射是唯一能无差别分离磁散射和核散射的技术, 可以精确地确定磁结构。在样品的分子结构, 即化学结构因子 N 已知的情况下, 极化中子测量可以直接提供磁性结构因子 M , 以及通过逆傅里叶变换得到的自旋密度。极化中子衍射适用于粉末和单晶样品, 能够有效地区分布拉格衍射峰中核散射与磁散射各自的贡献^[19], 并辨别单晶内同时存在的不同磁性相^[20]。这一应用自20世纪60年代由Shull等人首次完成了3d轨道铁磁体^[21]的测量(图3)后, 极化中子衍射就一直被用于测量自旋密度以增进对固态材料中电子分布的理解, 至今仍然是极化中子的一种主要应用。目前, 极化中子衍射测量自旋密度的应用已经拓展到了顺磁材料以及4f电子轨

道的稀土化合物^[22]。除此之外，极化中子对自旋密度的空间分布与温度相关的探测也使得实验可以测量自旋磁化率，对于探索非常规超导体中电子配对现象的本质^[23]具有重要的意义。极化中子衍射测量磁性结构因子也同时被应用于磁性分子和有机磁铁的表征^[24]，这种分子磁性系统与离子系统相比，其磁性密度分布不局限在核子周围，因而对其分布信息的准确测量能揭示固体中紧邻分子轨道的磁性相互作用、化学键和电子分布的本质，为理论验证和预测提供实验佐证。

在无差别分离核散射与磁散射的基础上，通过对中子极化矢量在三维空间变化的追踪，可以对由样品导致的中子极化改变进行完整的分析，这一技术被称为完全极化分析(general polarization analysis)。完全极化分析可以作为一种极化调控手段安装在单晶衍射谱仪^[25]上或三轴散射谱仪^[11]上，测量核磁相干散射及手性磁性散射信号。这其中，核磁相干散射揭示了磁性系统中电子轨道、电荷扰动和晶格扭曲效应的相互竞争，因此在研究量子材料这一热门学科时具有决定性的作

用。而手性磁性散射则承载着非共线型磁性材料的结构信息，使得完全极化分析成为探索重费米子和长程磁有序材料时无法被其他探测手段替代的唯一分析方法。

3.2 极化中子大尺度结构分析

极化中子技术广泛应用于进行大尺度研究的小角中子散射与中子反射中，是当前半导体电子学、自旋电子学乃至量子计算材料的重要研究手段之一。在这方面的应用主要集中于对低维度磁性系统和纳米磁性材料中，由Fitzsimmons等人在2004年进行了综述^[26]。极化中子技术在这些具有巨大应用前景的材料研究中，能够有效地将材料的物理学性质(输运、磁化)与其物理/化学结构联系起来。其中，极化中子反射(polarized neutron reflectometry)测量是使用最为成功与广泛的应用之一，尤其在纳米材料、薄膜系统、拓扑绝缘体等方面。极化中子反射通过掠入射测量具有对表面磁性极高的探测灵敏度和垂直分辨率，能够

测量单层原子的绝对磁化(10^{-4} emu)，其探测范围包括数十至数百纳米的薄膜厚度，如图4所示的实验结果。极化中子反射在过去的10年中经历了在大型中子源上的快速发展，并已被成功地应用于诸如交换偏置来源探索、薄膜磁化重新定向相变、表面与界面磁化强化、超导体表面磁场渗透等研究^[26]。极化中子也可以和小角中子散射(small angle neutron scattering, SANS)结合测量纳米磁性粒子分布以及粒子之间的关联，这一系列成功的应用能够为新的结构原理、模型与计算的发展提供实验验证。

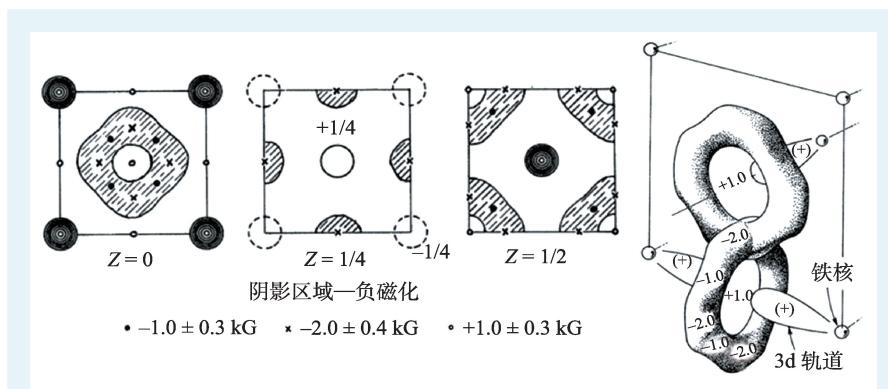


图3 Shull等人采用极化中子磁性散射方法测量3d轨道铁磁体的自旋密度^[21]

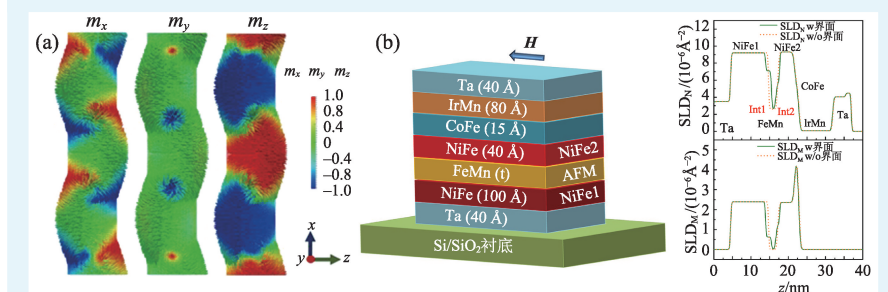


图4 (a)极化小角中子散射观测纳米颗粒的自旋失序结构^[27]；(b)通过极化中子反射观测铁磁/反铁磁层状结构的磁性反转，右侧所示数据为左侧样品层状结构所产生的核散射(上)与磁性散射(下)信号^[28]

3.3 极化中子非弹性散射

非弹性中子散射技术观测中子在散射过程中与材料的动量和能量转换，用于研究物质内部的动力学。1980年法国朗之万科学中心(Institut Laue-Langevin, ILL)开始在传统热中子及冷中子三轴衍射能谱仪基础上进行升级，实现了非弹性极化中子能谱(polarized neutron spectrometry)功能。由于物质内部的声子不改变中子的极化方向，而自旋波会改变，因此通过中子的极化分析可以很好地确定磁性材料中的各种不同自旋谱。ILL的谱仪IN12、IN20和IN14在研究材料声子、磁振子的动力学过程、自旋波的传播方面取得了巨大的成功。使用该技术所获得的成果包括对Haldane猜想的证实^[29]、测量各向同性铁磁体内自旋扩散的能谱^[30]、探明一维磁体中新的耦合模式^[31]、研究非共线低维度铁磁与反铁磁系统中孤波的动力学性质^[32]等，如图5所展示的极化中子非弹性散射实验。在2000年后，极化中子非弹性散射更被成功地应用于高温超导体内自旋动力学的研究以及其他强关联电子系统中。

极化中子非弹性散射实验中的一项重要应用是区分散射过程中材料本身的相干与非相干散射。中子和原子核的作用势和它们的自旋是相关的，核散射的中子散射强度由三部分组成：相干散射、同位素非相干散射和自旋非相干散射。相干散射测量的是原子核之间的关联散射，非相干散射测量的是单个原子的自关联，这个特性对于很多非磁性材料特别是软物质材料非常重要，因为它可以对样品内部的物理过程进行很好的区分，例如区分原子跳跃和扩散(非相干散射)和声子(相干散射)等。例如Cook等人在1990年的实验中通过准弹性极化中子测量，分离了Nb中的氙的自关联和关联过程^[34]。此外利用极化中子分离相

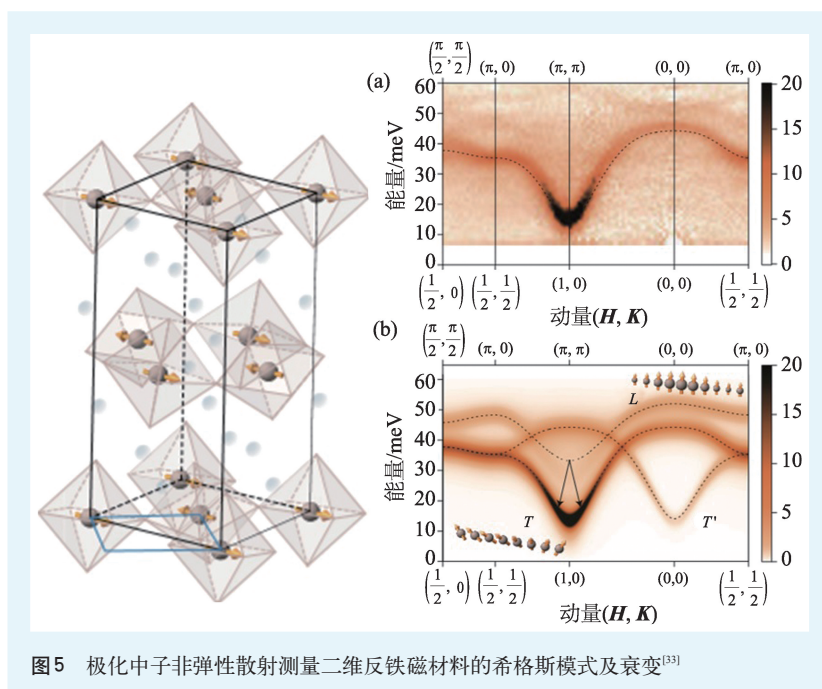


图5 极化中子非弹性散射测量二维反铁磁材料的希格斯模式及衰变^[33]

干和非相干散射可以很好地抑制软物质内部的氢元素造成的非相干散射背底，从而提高相干散射的信噪比。此方法可以同时和对比度调节(contrast variation)的技术相结合，来精确测量高聚合物中特殊部分的性质。

3.4 中子自旋回波

中子自旋回波(neutron spin echo, NSE)技术于1972年由Mezei提出^[7]，通过感知中子能量的变化所导致的解调退极化而获取极高的能量分辨率(neV)。中子自旋回波最重要的意义在于打破了中子散射实验中束流强度与分辨率之间的负相关，使得其相比于传统高分辨率手段(如中子背散射)可以在不大量牺牲束流强度的条件下获得最佳的测量分辨率。中子自旋回波技术在高聚合物与其他复杂液体的研究中有广泛的应用，并且也能够被应用到玻璃体中的慢动态过程研究中^[35]。以中子自旋回波技术为基础，其他类型的中子极化调制技术也在20世纪80年代出现。其中，1979年Mezei和Pynn指出，中子自旋回波技术可以被用于测量声子的能量展宽以及提升中子散射实验中的角度分辨率。这一理论逐渐发展成为中子共振自旋回波(neutron resonant spin echo, NRSE)技

术,采用射频交变磁场对中子的自旋极化进行调制与解调,于1995年在德国由Golub等人实现^[36]。NRSE技术也可以被用于调制解调散射实验中的角度,这种新方法使用了磁性薄膜来定义中子自旋回波的场,使之可以被用于小角中子散射测量中,并将其可达到的尺度拓展到微米量级^[37]。21世纪初,极化中子调制技术的一项最新技术发展是中子沃拉斯顿棱镜^[38](neutron Wollaston prism, NWP),通过一对反向的三角形磁场对中子的两个不同自旋态进行双折射,从而对中子的动量进行调制和解调(图6)。这种测量方式对极化中子调制过程中的磁场强度与约束精度提出了更高的要求,因此产生了使用第二类超导体进行设计的超导极化中子调控设备^[39]。

3.5 极化中子成像

中子除了和未配对电子产生的磁场发生散射之外,还会受到外磁场的直接影响,中子的自旋在磁场中会产生拉莫尔进动。因此,通过测量入射和出射中子自旋的改变,结合中子成像技术,可以直接给出宏观磁力线大小及分布,此技术称为极化中子成像(polarized neutron imaging, PNI)^[40]。极化中子成像对于特殊样品例如超导体内部捕获静磁场和交变磁场都是理想的磁场实空间探测手段^[41]。另外,极化中子成像还可以结合三维成像

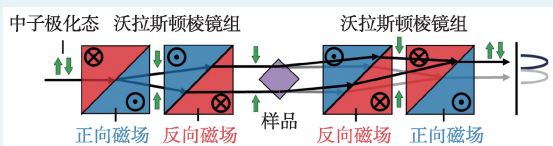


图6 使用中子沃拉斯顿棱镜进行中子自旋回波测量的实验原理^[38]

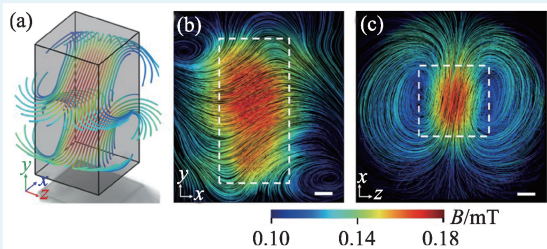


图7 极化中子成像观测超导体块体内部的磁感线分布^[42]

技术给出空间的三维磁场分布图(图7)^[42]。极化中子成像于2000年后快速发展,得益于更适合其应用的极化³He中子自旋过滤设备的成型,尤其是美国橡树岭实验室的在线极化³He系统的出现,同时满足了成像实验长时间计数、大可视区域与图像无偏折等多项要求^[43],使这项技术可以被应用于超导体表面与内部的磁场观测,以及电动机与变压器内部的磁感线分布研究等。

3.6 极化中子在基础物理研究中的应用

极化中子也可以被应用于基础物理学研究,包括物理学常数的测量、精确检验粒子物理的基本对称性,以及天体物理和宇宙学参数的测量等,并为核物理和基础物理提供一种关联的测量手段^[44]。利用极化中子,可以测量 β 衰变相关常数,给出弱相互作用的实验证据。例如,2018年首次于实验中成功地利用极化中子分离强子间的强相互作用和弱相互作用,获取了其弱相互作用常数^[44]。极化中子还可以用来探测中子的电偶极矩以及电荷宇称不守恒和时间反演不守恒。中子是否存在电偶极矩是物理学界近百年来未被回答的问题之一,非零的中子电偶极矩直接造成电荷宇称不守恒(CP-violation)和宇称不守恒(P-violation),对于基础粒子物理有着深远及颠覆性的意义。最早的中子电偶极矩测量由诺贝尔奖获得者Purcell和Ramsey于1950年完成,给出的中子电偶极矩上限为 $5 \times 10^{-20} \text{ e} \cdot \text{cm}$;最近的一次中子电偶极矩测量于2006年在瑞士保罗谢勒研究所(PSI)完成^[45],给出的上限为 $2.9 \times 10^{-26} \text{ e} \cdot \text{cm}$,而绝对非零的中子电偶极矩至今仍未被证实。

4 极化中子技术的实验装置

极化中子实验的基础在于能够稳定高效地产生极化中子并测量其极化率。由于中子的极化率并不是一个直接测量的物理量,其测量是一个复杂过程,通常要通过多次测量完成。在极化中子实验中,首先需要中子极化器产生极化中子,然后由导向磁场维持极化中子的自旋极化;当极化

中子通过样品后由中子极化分析器再次过滤，并最终由中子探测器所接收；在样品前后还装有中子极化翻转器，以控制中子入射样品前和出射样品后的自旋态(图8)。

这其中，极化过滤器与极化分析器都属于中子极化的产生装置，而极化翻转器则属于中子极化的调控装置。极化中子实验需要如此多极化装置的根本原因是中子探测器本身并不区分中子的极化态，因此需要极化产生装置与极化调控装置配合对不同的极化态进行区分。

4.1 中子极化产生装置

中子的极化产生装置通过反射、衍射和过滤吸收等方式将未极化中子中的一个自旋态去掉，从而得到极化中子束。极化产生装置长期以来都是极化中子技术广泛应用的技术瓶颈，其缺陷主要体现在透过率低、极化率低、接受角度小以及可用波长范围窄等。这一技术瓶颈从20世纪70年代开始逐渐得到解决。1976年Mezei研制了极化中子超镜(polarized neutron supermirror)，依据中子的两种极化态在不同金属中的折射率不同，使得一个自旋态通过相干加强被反射，而另一个自旋态透过，产生极化中子(图9(b))。这一技术目前已经相当成熟，使用Fe/Si或Co/Ti等两种不同金属制作的极化超镜已经广泛应用于各类极化中子谱仪线。与中子极化超镜同时发展的极化手段还有极化单晶(Heusler crystal)，这一材料最初是由Brown和Forsyth于1964年发现，并最终在1980年早期被成功地应用于中子极化单色器，通过大体积单晶Heusler合金同时完成对中子的极化与在样品上聚焦^[47]，使得能够用于极化中子实验的中子束流强度大大增强(图9(a))。

20世纪90年代，为了解决超镜接收角度过小的技术缺陷，Tasset和Humblot等人研制出了用于

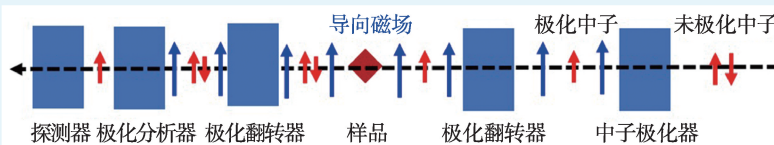


图8 极化中子实验测量所需的基本装置设置

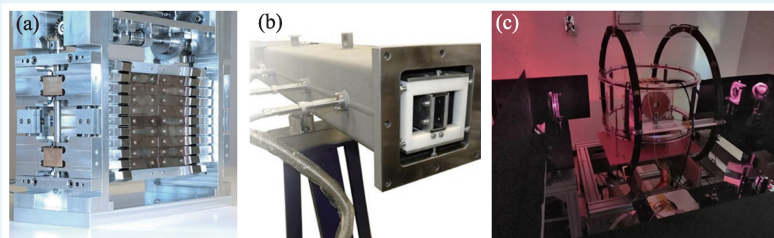


图9 (a)Heusler合金极化单色器；(b)极化中子超镜(MirrorTron®)；(c)自旋交换光泵(SEOP)极化³He气体中子自旋过滤器

极化中子的亚稳态交换(metastability exchange optical pumping, MEOP)极化³He中子自旋过滤器(neutron spin filter, NSF)^[48, 49]，利用极化³He原子对于极化中子不同的透过率^[50]产生极化中子，并成功将该技术应用于ILL多个谱仪^[51]。由于极化³He对于极化中子的重要性，21世纪初美国的中子源装置也开始转向极化³He领域，Gentile和Snow使用自旋交换光泵(spin exchange optical pumping, SEOP)产生极化³He^[52, 53]进行中子自旋过滤(图9(c))。2012年，美国橡树岭国家实验室的Tong等人^[54]首次成功地研制了在线极化³He系统，进一步提升了极化中子产生效率。

2019年中国工程物理研究院核物理与化学研究所、上海交通大学和中国散裂中子源的合作团队，在中国绵阳研究堆上自主研制成功了应用于中子极化的³He系统，对于一个1.16 bar的³He气室，实测到72.7±0.4%的³He极化率，目前该系统正在进行在线的加装测试工作^[55]。

4.2 中子极化调控装置

极化调控装置最基本的部分是极化翻转器，用以改变中子的自旋与其导向磁场之间的相对角度。最早设计的“电流层翻转器”通过两个紧贴着的相反磁场，对中子的自旋极化进行完全非绝热变换而产生翻转。这项技术的出现可以追溯到1950

年 Hughes 与 1969 年 Drabkin 等人所做的研究^[56], 在这一设计基础上的改进最终定性为矩形螺线管或电流层的结构。这种翻转器由于产生磁场的导线本身存在着不可避免的杂散场, 在长波长中子(10 Å 以上)存在着退极化的缺陷。直到 1997 年, 这一技术缺陷才被超导翻转器解决^[57], 采用相同的非绝热变换原理, 超导翻转器利用了超导体的完全抗磁性替代了电流层, 使得非极化翻转的磁场平整程度大大提高且完全分立。超导极化翻转器同时也拓展了可翻转的角度范围, 使得中子极化方向可以被 90° 翻转, 从而启动或停止可控的极化进动。同时超导极化翻转器作为新一代的超导中子极化调控装置的一部分, 被用来研发超导完全极化分析设备等新一代的极化中子技术^[58]。

通过中子的拉莫尔进动同样可以实现极化翻转, 这一方法的经典应用是 Mezei 翻转器。Mezei 翻转器的基本原理是在导向磁场 B_0 的本底上通过一个反向的补偿磁场 B_1 与之抵消从而形成一个去磁场区, 再通过一个与 B_0 和 B_1 正交的进动磁场 B_2 在去磁场区产生一个 180° 的中子极化进动, 从而实现极化翻转。Mezei 翻转器通常的厚度只有几厘米, 因此非常适用于长度较短的谱仪线, 尽管在使用时必须根据谱仪线波长进行参数调节。由于 Mezei 翻转器依靠进动对中子极化进行翻转, 因此不能被应用于多波长的中子实验。另一种依靠拉莫尔进动进行反转的射频交变磁场翻转器^[59] 通过一个逐渐增强的静态磁场与一个与之方向正交的交变磁场相组合, 对处于旋转坐标系内的中子进行近似于绝热的翻转变换。这种翻转器在使用时不需要补偿磁场, 能够满足多波长中子应用并且没有透射率损失, 然而这种装置在广角谱仪线上的应用存在一定的技术难度。

4.3 极化中子装置在反应堆和散裂源中的区别

当前中子散射实验所依托的高束流强度中子源分为两种: 通过原子核裂变反应产生中子的反应堆和高能质子加速撞击靶材散裂产生中子的散裂源。反应堆通常产生连续的中子束, 如法国的

ILL 与 LLB、德国的 MLZ 与 HZB、美国的 NIST、澳大利亚的 ANSTO 等, 适用于白光与单波长中子应用; 而散裂源产生的中子通常为脉冲型, 因此更适用于通过飞行时间进行能量分辨的多波长中子应用; 瑞士的 PSI 是为数不多的连续性散裂源之一。直至 20 世纪 80 年代, 几乎所有的中子散射实验都是在反应堆中进行。随着大型脉冲型散裂中子源在英国(1985)、美国(2006)、日本(2009)和中国(2018)逐渐建立, 在散裂中子源上极化中子技术与应用仍存在大量空白, 有着长足的发展空间。从单一波长到具有能量分辨的多波长的转变, 以及从单一方向到多角度同时测量的转变, 对极化中子的产生与调控设备都提出了新的要求。极化中子当前在散裂源中的应用需在设备和技术上进一步提升, 包括广角极化中子产生和分析器尤其是极化 ^3He 装置的研制、多波长极化中子翻转及调制装置、广角极化分析理论、软件、新型中子光学设备等多个方面。这些新技术有望在未来的 10—20 年内为极化中子在更广范围上的应用提供技术支持, 实现广角测量、极化分析与飞行时间分辨共存的新型测量技术。

5 结束语

极化中子实验技术目前在国际先进中子源中已经广泛推广, 尤其在发达国家的先进中子源上, 已经有超过半数的谱仪线从设计时就囊括了极化中子实验能力。以极化中子为基础的单晶、粉末、高分子、纳米、薄膜及量子材料的研究, 为当前的材料科学、能源科学、生物医药及精密制造产业提供了不可或缺的实验表征支持。中子散射技术自 2010 年起在我国迅猛发展, 随着中国先进研究堆(CARR)、中国绵阳研究堆(CMRR)与中国散裂中子源(CSNS)的建成以及开放运行, 包括极化中子在内的一系列先进表征手段将为我国的前沿科学研究提供亟需的实验技术支持。可以预见在未来 10 年的发展中, 中国的中子源将建设独立自主的极化中子技术力量, 同时推广极化中子领域的研究应用。

致谢 感谢中国散裂中子源的王天昊、秦泽聪与黄楚怡三位研究人员为本文撰写所作的贡献。

参考文献

- [1] Bloch F. *Phys. Rev.*, 1936, 50(3):259
- [2] Halpern O, Johnson M H. *Phys. Rev.*, 1939, 55(10):0898
- [3] Blume M. *Phys. Rev.*, 1963, 130(5):1670
- [4] Blume M. *Phys. Rev. a-Gen. Phys.*, 1964, 133(5a):1366
- [5] Izyumov Y A, Maleev S V. *Sov. Phys. JETP-USSR*, 1962, 14(5):1168
- [6] Moon R M, Riste T, Koehler W C. *Phys. Rev.*, 1969, 181(2):920
- [7] Mezei F. *Z. Phys.*, 1972, 255(2):146
- [8] Scharpf O, Capellmann H. *Phys. Status Solidi. A*, 1993, 135(2):359
- [9] Tasset F. *Physica B*, 1989, 156:627
- [10] Tasset F, Brown P J, Lelievre-Berna E *et al.* *Physica B-Condensed Matter*, 1999, 267:69
- [11] Takeda M, Nakamura M, Kakurai K *et al.* *Physica B-Condensed Matter*, 2005, 356(1-4):136
- [12] Squires G L. *Introduction to the Theory of Thermal Neutron Scattering*. Cambridge University Press, 2012
- [13] Gavin Williams W. *Polarized Neutrons (1st Edition)*. Clarendon Press, 1988
- [14] Krupchitsky P. *Fundamental Research with Polarized Slow Neutrons*. Springer, 2014
- [15] Tasset F, Brown P J, Forsyth J B. *J. Appl. Phys.*, 1988, 63(8):3606
- [16] Brown P J, Forsyth J B, Tasset F. *P. R. Soc-Math. Phys. Sc.*, 1993, 442(1914):147
- [17] Lelievre-Berna E, Brown P J, Tasset F *et al.* *Physica B*, 2007, 397(1-2):120
- [18] Strobl M, Pappas C, Hilger A *et al.* *Physica B-Condensed Matter*, 2011, 406(12):2415
- [19] Nakotte H, Dilley N R, Torikachvili M S *et al.* *Physica B*, 1999, 259-61:280
- [20] Radaelli P G, Ibberson R M, Argyriou D N *et al.* *Phys. Rev. B*, 2001, 63(17):172419
- [21] Shull C G, Mook H A. *Phys. Rev. Lett.*, 1966, 16(5):184
- [22] Moon R M. *J. Phys-Paris*, 1982, 43(Nc-7):187
- [23] Shull C G, Wedgwood F A. *Phys. Rev. Lett.*, 1966, 16(12):513
- [24] Kahn O. *Molecular Magnetism*. VCH publishers Inc., 1993
- [25] Hutani V, Luberstetter W, Bourgeat-Lami E *et al.* *Rev. Sci. Instrum.*, 2016, 87(10):105108
- [26] Fitzsimmons M R, Bader S D, Borchers J A *et al.* *J. Magn. Magn. Mater*, 2004, 271(1):103
- [27] Vivas L G, Yanes R, Michels A. *Sci. Rep.*, 2017, 7:1
- [28] Zhan X Z, Li G, Cai J W *et al.* *Sci. Rep.*, 2019, 9:1
- [29] Steiner M, Kakurai K, Kjems J K *et al.* *J. Appl. Phys.*, 1987, 61(8):3953
- [30] Mitchell P W, Cowley R A, Pynn R. *J. Phys. C: Solid State*, 1984, 17(32):L875
- [31] Kakurai K, Pynn R, Steiner M *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 59(6):708
- [32] Steiner M, Kakurai K, Knop W *et al.* *Solid State Commun.*, 1982, 41(4):329
- [33] Jain A, Krautloher M, Porras J *et al.* *Nat. Phys.*, 2017, 13(7):633
- [34] Cook J C, Richter D, Scharpf O *et al.* *J. Phys.-Condens. Mat.*, 1990, 2(1):79
- [35] Mezei F, Pappas C, Gutberlet T. *Neutron Spin Echo Spectroscopy-Basics, Trends and Applications*. Springer, 2003
- [36] Keller T, Gähler R, Kunze H *et al.* *Neutron News*, 1995, 6(3):16
- [37] Krouglov T, Kraan W H, Plomp J *et al.* *J. Appl. Crystallogr.*, 2003, 36:816
- [38] Pynn R, Fitzsimmons M R, Lee W T *et al.* *Physica B-Condensed Matter*, 2009, 404(17):2582
- [39] Dadisman R, Shen J Z, Feng H *et al.* *Nucl. Instrum. Meth. A*, 2019, 940:174
- [40] Kardjilov N, Manke I, Strobl M *et al.* *Nat. Phys.*, 2008, 4(5):399
- [41] Manke I, Kardjilov N, Hilger A *et al.* *Mater. Test*, 2008, 50(10):572
- [42] Hilger A, Manke I, Kardjilov N *et al.* *Nat. Commun.*, 2018, 9:4023
- [43] Dhiman I, Ziesche R, Wang T H *et al.* *Rev. Sci. Instrum.*, 2017, 88(9):095103
- [44] Blyth D, Fry J, Fomin N *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2018, 121(24):242002
- [45] Baker C A, Doyle D D, Geltenbort P *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 97(13):131801
- [46] Mezei F. *Commun. Phys.*, 1976, 1(3):81
- [47] Freund A, Pynn R, Stirling W G *et al.* *Physica B & C*, 1983, 120(1-3):86
- [48] Tasset F, Chupp T E, Pique J P *et al.* *Physica B*, 1992, 180:896
- [49] Humblot H, Heil W, Lelievre-Berna E *et al.* edited by G. Lander. *Neutron News*, 1997, 8(4):27
- [50] Passell L, Schermer R I. *Phys. Rev.*, 1966, 150(1):146
- [51] Heil W, Andersen K, Hofmann D *et al.* *Physica B*, 1997, 241:56
- [52] Gentile T R, Babcock E, Borchers J A *et al.* *Physica B-Condensed Matter*, 2005, 356(1-4):96
- [53] Hussey D S, Rich D R, Belov A S *et al.* *Rev. Sci. Instrum.*, 2005, 76(5):053503
- [54] Tong X, Jiang C Y, Lauter V *et al.* *Rev. Sci. Instrum.*, 2012, 83(7):075101
- [55] Yan S, Zhang M F, Guo W C *et al.* *Sci. China Phys. Mech. Astron.*, 2019, 62(10):102021
- [56] Drabkin G M, Zabidarov E I, Kasman Y A *et al.* *Sov. Phys. JETP-USSR*, 1969, 29(2):261
- [57] Parnell S R, Washington A L, Kaiser H *et al.* *Nucl. Instrum. Meth. A*, 2013, 722:20
- [58] Wang T, Parnell S R, Hamilton W A *et al.* *Rev. Sci. Instrum.*, 2016, 87(3):033901
- [59] Bazhenov A N, Lobashev V M, Pirozhkov A N *et al.* *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 1993, 332(3):534