

二维过渡金属二硫化物中自旋能谷耦合的谷电子学

刘雪峰^{1,2} 马骏超^{1,2} 孙栋^{1,2,†}

(1 北京大学物理学院 量子材料科学中心 北京 100871)

(2 量子物质科学协同创新中心 北京 100871)

2016-12-20收到

† email: sundong@pku.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20170504

Spin-valley coupled valleytronics in two-dimensional transitional metal dichalcogenides

LIU Xue-Feng^{1,2} MA Jun-Chao^{1,2} SUN Dong^{1,2,†}

(1 International Center for Quantum Materials, School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

(2 Collaborative Innovation Center of Quantum Matter, Beijing 100871, China)

摘要 电子的电荷自由度与自旋自由度是现代电子器件的基础核心之一。随着二维材料,尤其是二维过渡族硫化物(TMDCs)的研究深入,另一个自由度——能谷——也引起了人们极大的研究兴趣。由于TMDCs中自旋与能谷的强耦合,自旋(能谷)可以通过能谷(自旋)方便地进行调控和探测,为电子自旋和能谷的相关领域提供了新的手段和方法。文章首先对能谷自由度以及TMDCs中自旋与能谷的强耦合进行了介绍,然后介绍基于圆偏振光激发和自旋注入两种方式进行的自旋调控和探测的理论和实验工作,最后对基于能谷的自旋调控进行了总结和展望。

关键词 能谷自由度, 二维材料, 过渡族硫化物, 自旋轨道耦合, 圆偏振, 自旋注入

Abstract The charge and spin degrees of freedom of electrons are at the heart of modern electronic devices. With the development of 2-dimensional (2D) materials, especially 2D transitional metal dichalcogenides (TMDCs), another degree of freedom—the energy valley—has attracted great interest. Due to the strong spin-valley coupling in TMDCs, the spin can be easily controlled and detected through the valley degree of freedom, and vice versa, providing novel routes to study spins and valleys. In this article, we first describe the valley degree of freedom and the physics of strong spin-valley coupling in TMDCs, then review recent theoretical and experimental work on coupled valley and spin manipulation through optical circular dichroism and spin injection. Finally, the current progress and future prospects are summarized.

Keywords valley, two-dimensional materials, transitional metal dichalcogenides, spin-orbital coupling, circular dichroism, spin injection

1 引言

随着科学技术的进步,人们已经充分意识到电子在材料的电学、光学、磁学以及热力学等多

种物理特征中所起到的重要作用。电子的两个关键量子自由度,电荷与自旋,在过去一个世纪中得到了充分的研究,在此基础上,现代的电子器件也得到了长足的发展。自从巨磁阻效应被发现

以来,人们发现电荷与自旋有强的耦合作用,自此电子自旋对电子电荷运输的影响成为了物理学研究的热点,并基于此研发出了多种具有高运算速度、低功耗、非易失性等优良性质的新型电子器件。这些内容逐渐成为了一门新的学科——自旋电子学,其核心研究方向是,如何利用电学和磁学的方法更为有效、便捷和精确地操纵电子自旋这一自由度,以获得更高密度、更快传输和处理速度的电子器件。

随着对二维材料的深入研究,在二维过渡族硫化物(2D TMDCs)中发展了操纵和探测电子的另一个自由度——能谷(valley),即固体能带的极值点——的调控技术。在单层TMDCs中,由于晶体结构空间反演对称性的破缺, K 空间存在两类不简并的能谷,由于其距离较大,电子的能谷自由度也具有非易失性的特征。利用激发光的圆偏振特性,电子的能谷属性可以非常方便地调控和探测,这使得能谷也可以成为类似于电荷和自旋的信息载体。进一步的研究发现电子能谷与自旋有着非常强的耦合。这给我们提供了一种基于能谷的自旋操控手段,再结合电学和磁学的手段,可以设计出应用面更广、性能更好的自旋电子器件,极大地丰富了自旋电子学的内容。

2 能谷介绍

自石墨烯被发现以来,二维材料由于其独特的电学、光学性质,吸引了研究者们广泛的兴趣。单层的TMDCs可以通过机械剥离或者化学气相沉积等方法方便地进行制备^[1],成为继石墨烯之后二维材料体系研究中重要的一部分。TMDCs层

与层之间通过范德瓦尔斯力结合在一起,其单层与多层样品的性质表现出了诸多的不同。二硫化钼作为TMDCs中的一个典型代表,其性质得到了实验和理论的深入研究。多层的二硫化钼是间接带隙半导体,而单层则是直接带隙半导体^[2, 3]。单层二硫化钼带隙在可见光范围内,在光电器件领域有巨大的应用潜力,目前基于单层二硫化钼的晶体管在室温下的迁移率已经可以超过 $200 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ ^[4]。

在这部分,我们将以 MoS_2 为例,对能谷进行介绍。 MoS_2 块材是一种间接带隙半导体,其带隙为 1.29 eV ,层与层之间依靠范德瓦尔斯力结合在一起。硫原子和钼原子各自形成类似石墨烯一样的六角蜂巢结构,两层硫原子之间通过离子共价键相互作用,中间夹着一层钼原子,形成二硫化钼单层,如图1(a), (b)所示。这种结构使得二硫化钼可以通过机械剥离的方法方便地进行制备。

单层二硫化钼的第一布里渊区也是一个六角形,其能带结构在6个顶点处有6个能谷。二硫化钼晶体结构具有三重旋转对称性,使得其不相邻的3个谷是等价的。并且,由于空间反演对称性的破缺,二硫化钼相邻的两个谷并不简并^[5]。因此,我们将6个能谷分成两类,分别为 K 和 K' 谷,如图1(c)所示。 K 和 K' 谷是通过时间反演操作联系起来的,故 K 谷和 K' 谷中的载流子在电子自旋、轨道角动量和动量等方面有着不同的特征,此类时间反演下具有奇宇称性质的物理量也将是实验上区辨和表征两类谷的最佳选择。用来表征布洛赫带中电子贝里相位效应的两个物理量,贝里曲率(Ω , Berry curvature)和轨道磁矩(m , orbital magnetic moment),就满足这样的条件。

当存在平行于二维平面的电场时, Ω 作用于不同谷的载流子,会形成方向依赖于特定能谷的霍尔电流。 m 主要源于电子波包的自旋,两类能谷处 m 的不同伴随着圆偏振光的谷间选择性吸收,即特定能谷吸收的光子

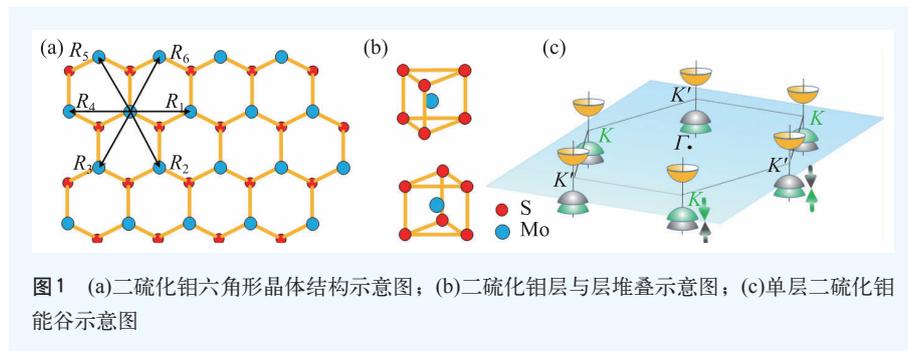


图1 (a)二硫化钼六角形晶体结构示意图;(b)二硫化钼层与层堆叠示意图;(c)单层二硫化钼能谷示意图

角动量具有向上和向下两种状态，这与电子具有向上和向下自旋的两种状态相似，故能谷的这种特征也常常被称之为谷自旋。

德州大学奥斯汀分校的牛谦课题组于2007年就已经在石墨烯体系中提出了能谷的概念^[6]，他们对对称性破缺石墨烯中的能谷自由度进行了理论研究，包括谷霍尔电流和谷轨道磁矩。由于能谷间的差异主要来源于晶体结构本身的空间反演对称性破缺，而石墨烯结构本身具有空间反演对称性，需要通过其他外部手段，比如改变衬底势能，给双层石墨烯施加一个层间电压等方式来打破反演对称性来获得这种能谷相关的性质。随着二维材料的逐渐丰富，过渡族硫化物由于其晶格自身具有的空间反演对称性破缺，成为了研究谷自旋相关领域的最佳平台。

3 电子自旋与谷自旋的强耦合

由于金属原子d轨道的性质，2D TMDCs中带边的电子和空穴存在强烈的自旋轨道耦合 (spin-orbit-coupling, SOC)。该效应使得2D TMDCs也是研究电子自旋和谷自旋之间相互作用的良好平台。在能谷不简并的材料中，SOC效应有着不同寻常的形式。在单层样品中，结合时间反演对称性，能谷载流子的SOC哈密顿量应该满足如下形式^[7]：

$$H_{\text{SOC}} = \lambda \tau_z S_z,$$

其中 λ 是SOC造成的能级劈裂， τ_z 是谷序数， S_z 是泡利矩阵。由于价带劈裂较大，可以在光学吸收谱上找到两个激子的特征峰，A峰和B峰，在吸收实验中，可以清楚地分辨出来，如图2(a)所示^[8]，这是强自旋轨道耦合的一个重要特征。光致发光光谱测得价带劈裂在二硫化钼和二硫化钨中分别为150 meV^[3]和400 meV^[9]，与第一性原理计算和ARPES结果相吻合^[10, 11]。不同于价带带边，导带

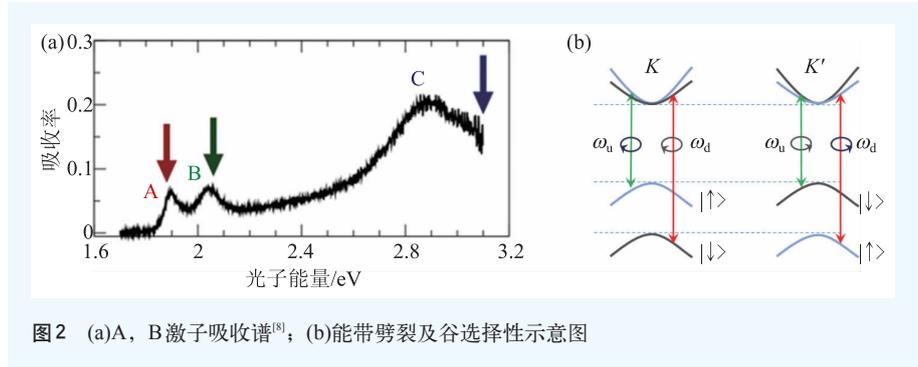


图2 (a)A, B激子吸收谱^[8]; (b)能带劈裂及谷选择性示意图

带边主要是由 $m=0$ 的d轨道主导的，没有明显的自旋轨道耦合，但第一性原理计算结果表明存在一个几meV到几十meV的小劈裂^[12]，这主要是由于过渡族原子的p轨道和远处的 $m=1$ 的d轨道耦合引起的^[13]。在具体实验中，难以进行精确分辨。

强自旋轨道耦合的另一个重要结果就是带边的谷序数和自旋序数的锁定。因此，可以通过谷的选择性激发来实现对自旋的选择性激发。在光激发过程中，被激发电子的自旋不会改变。因此，通过光对不同能谷内电子的选择性激发可以实现对具有特定自旋电子的选择性激发。实验上，如图2(b)所示，可以通过控制激发光的频率和圆偏振特性，来激发具有特定谷序数和自旋序数组的载流子。频率为 $\omega_a(\omega_d)$ 的右旋光 σ_+ 可以在K谷激发自旋向上(向下)的电子和自旋向下(向上)的空穴；而K'谷则与K谷通过时间反演操作联系，电子的自旋角动量反向，即频率为 $\omega_a(\omega_d)$ 的左旋光 σ_- 可以在K'谷激发自旋向下(向上)的电子和自旋向上(向下)的空穴。第一性原理计算还表明，该选择性激发存在于能谷周围一个较大的范围内，而不仅仅是K与K'点，故可以很方便地利用该选择定则在霍尔器件的两侧获得长寿命的特定自旋和谷自旋的载流子积累。具体而言，当在器件上外加一个平面内的电场时，由于价带和导带的贝里曲率的影响，光激发的电子、空穴获得相反的速度，流向器件的两个侧面，形成一个垂直电场方向的霍尔电流。通过不同的激发光频率和圆偏振特性的组合，我们可以得到谷霍尔电流、自旋霍尔电流以及常见的电荷霍尔电流等不同的效应，下面将分别介绍。

3.1 无磁场的电荷霍尔效应

当使用具有特定频率的圆偏振光激发时，将会形成电荷霍尔效应，在器件的两侧产生一个可测量的电压。该电压的正负号主要取决于激发光是左旋光还是右旋光，即单独激发某一能谷，将得到电荷霍尔效应，而与频率为 ω_0 或 ω_a 无关(图3(a))。康奈尔大学的 P. L. McEuen 课题组^[14]和宾州州立大学的 Mak K. Fai 课题组^[15]在单层和双层的二硫化钼晶体管上进行了相关的实验，其器件如图3(b)中插图所示， x 方向施加一个外加电压，然后再利用 y 方向的两个电极测量光激发后横向的电压。结果如图3(b)所示，可以看到，当采用右旋—左旋调制(R—L，或者左旋—右旋(L—R)调制)激发时，在单层器件上有明显的霍尔电压产生， V_H/V_x 约为 6×10^{-5} ，使用线偏振激光激发或者在双层器件上均看不到明显的霍尔电压。

3.2 自旋霍尔效应

当使用具有特定频率的线偏振激光激发时，虽然测不到霍尔电压，但将会形成自旋霍尔效应。如图3(c)所示，使用频率为 ω_0 的线偏振光，可在 K 谷激发自旋向上的电子和自旋向下的空穴，在 K' 谷激发自旋向下的电子和自旋向上的空穴，自旋向上的 K 谷电子和 K' 谷空穴流向一侧，自旋向下的 K 谷空穴和 K' 谷电子流向一侧。这样在两侧将会积累自旋相同的电子和空穴。每一侧的电子和空穴由于具有相同的自旋方向和不同的谷序数，复合需要同时改变自旋方向和谷序数，被选择定则所禁止，因此并不能直接复合。

3.3 谷霍尔效应

当同时使用频率为 ω_0 的右旋光 σ_+ 和频率为 ω_a

的左旋光 σ_- 进行激发时，将会形成谷霍尔效应。如图3(d)所示，此时在 K 谷和 K' 谷均激发自旋向下的电子和自旋向上的空穴。自旋向下的 K 谷电子和自旋向上的 K' 谷空穴将流向同一侧，而自旋向下的 K' 谷电子和自旋向上的 K 谷空穴将会流向另一侧。在器件同一侧积累的具有不同谷序数和自旋的电子和空穴，要先进行能谷间的散射，然后才能复合。因此该效应也为测量谷序数的寿命提供了直接的方式。

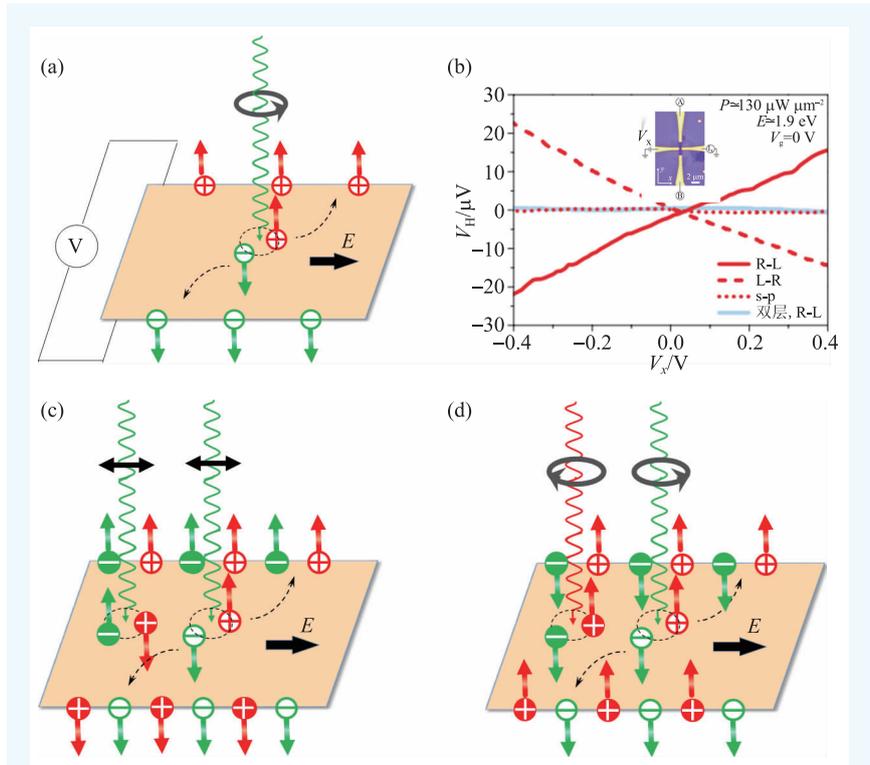


图3 (a)电荷霍尔效应示意图；(b)采用左旋—右旋(右旋—左旋)调制得到的霍尔电压随纵向电压的变化，其中插图是器件光学图像^[14]；(c)自旋霍尔效应示意图；(d)谷霍尔效应示意图；其中实心代表 K 谷载流子，空心代表 K' 谷载流子，绿色(红色)激发光代表 ω_0 (ω_a)频率

4 基于圆偏振特性的谷自由度操纵

传统的电子学器件和自旋电子学器件主要是基于电子带有电荷以及自旋这两个自由

度，这两个物理量可以通过电学和磁学的方式进行控制，因此可以实现信息的存储与读取。并且，这两个量具有较好的稳定性，能够保证信息的稳定长时间存储。通过前面的介绍可以知道，谷自旋也具有较好的稳定性，如果对谷自旋进行人为控制，那么谷自旋也可以作为类似于电荷和自旋的一个信息的载体。北京大学冯济^[16]、哥伦比亚大学 Tony F. Heinz^[15]、香港大学崔晓冬^[17]等课题组都已

已经从理论到实验验证并实现了利用光的圆偏振特性对谷自旋的控制。

常用的手段是采用圆偏振分辨的光致发光光谱来分析其谷自旋的性质。具体来说，一般是利用左旋(或者右旋)偏振光对样品进行激发，然后观察样品的光致发光的圆偏振特性。样品光致发光的圆偏振程度可以用极化率进行定量表示：

$$\rho = \frac{I(\sigma_-) - I(\sigma_+)}{I(\sigma_-) + I(\sigma_+)},$$

其中 $I(\sigma_+)$ 和 $I(\sigma_-)$ 分别是光致发光中的右旋偏振强度和左旋偏振强度。其绝对值越接近于 1，表明其谷选择性越好，接近于 0，则选择性很差。哥伦比亚大学的 Tony F. Heinz^[15] 课题组利用左旋光激发单层二硫化钼样品，在温度为 14 K 的测量条件下，得到了接近于 1 的极化率，即接近 100% 的谷选择性。如图 4 所示，图中左列是光致发光光谱，中间列是得到的极化率，右列是光致发光示意图。当使用光子能量 1.96 eV (与 A 激子共振) 的左旋光进行激发时，其产生的也是左旋的光致发光，极化率接近于 1，如图 4(a), (b) 所示。这表明只有 K 谷响应了左旋光的激发。在单层样品中，能谷与自旋的相互耦合使得载流子从 K 谷到 K' 不仅需要越过较大的动量空间距离，还需要实

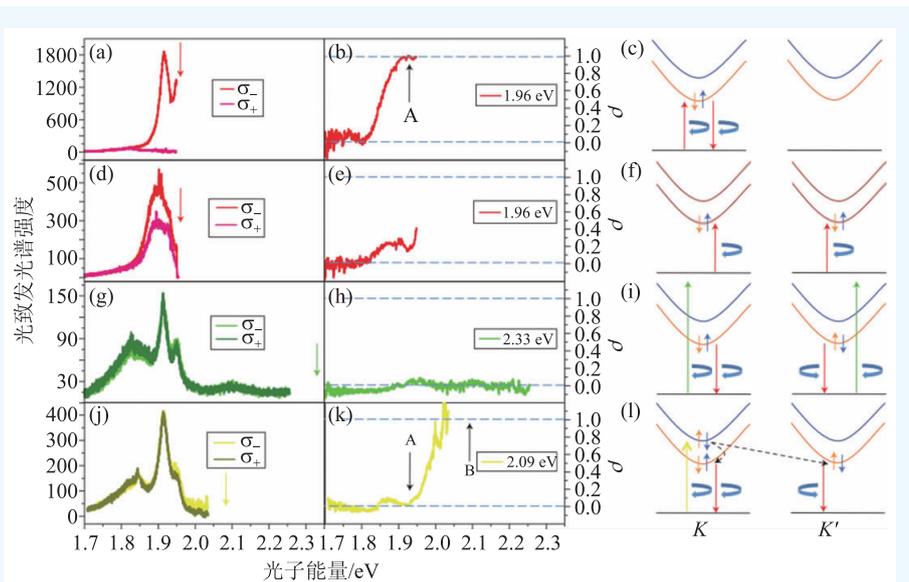


图4 利用不同光子能量的激光激发二硫化钼样品的实验结果^[17]。左列为光致发光光谱，中间列为计算得到的极化率，右列为激发与散射过程示意图。激发光均为左旋圆偏光 σ_- 。

现自旋的反转，极大抑制了激发的载流子从 K 谷迁移到 K' 谷。对于双层样品进行相同的实验，结果却大有不同，左旋光同时激发出了左旋和右旋的光致发光，其极化率仅为 0.25 左右，如图 4(d)–(f) 所示。这是因为在双层样品中，存在空间反演对称性，失去了对圆偏振激光的选择性。因此左旋光将同时在 K 谷和 K' 谷激发载流子，并产生左旋和右旋的光致发光。如果使用更高光子能量 (2.33 eV) 的左旋激光对单层样品进行非共振激发，也会同时产生左旋和右旋的光致发光，如图 4(g), (h) 所示。这表明能谷的选择性激发存在于能谷周围的一部分区域，当光子能量远大于带隙时，将在动量空间中远离能谷的地方产生高能载流子，并均匀弛豫到 K 和 K' 谷。若使用 2.09 eV (与 B 激子共振) 的光子能量进行激发，得到的极化率在 B 激子能量范围接近于 1，在 A 激子附近接近于 0，如图 4(j) 所示。这是因为 K 谷的 B 激子与 K' 谷的 A 激子具有相同的自旋属性，其弛豫相对较为容易。激发光在 K 谷激发形成了 B 激子，但随后却均匀地弛豫到了 K 和 K' 谷，并产生了左旋和右旋的 A 激子发光。

从更微观的角度来看，极化率与共振激发光在 K 谷与 K' 谷产生的激子数量相关：

$$\rho_A = \frac{N_K^A - N_{-K}^A}{N_K^A + N_{-K}^A},$$

其中 N_K^A 和 N_{-K}^A 分别表示 A 激子共振激发下在 K 和 K' 谷形成的激子数量。进一步通过平衡激子的产生、复合以及弛豫的速率，可以得到激子和谷自旋的弛豫速率信息：

$$\rho_A = \frac{1}{1 + 2\tau_A/\tau_{AS}},$$

其中 τ_A 和 τ_{AS} 分别是激子谷内弛豫和谷间弛豫的时间。在上述的实验样品中，测得的 $\tau_A > 50$ ps，在极化率接近于 1 的情况下，可以推断出 $\tau_{AS} > 1$ ns，表明谷间的弛豫是一个非常慢的过程。而在双层样品中，激子的谷内弛豫时间短很多，由 0.25 左右的极化率可以推断出其谷间的弛豫时间在飞秒量级，是一个非常快的过程。由此对比可见，自旋与谷自旋的锁定，极大地提升了谷自旋的稳健性。

除了非共振吸收，随着温度的升高，光致发光的极化率将会逐渐减小。香港大学的崔晓冬课题组在不同温度下进行了极化率的测量^[17]，发现在低于 90 K 条件下，极化率基本不变；但超过 90 K 后，极化率显著下降。温度的升高，使得声子能量也更高，在这些声子的协助下，谷内的激子将会获得足够的动量，更容易实现谷间的散射。另外，温度的改变会导致激子的共振激发能级发生改变，随着温度的升高，激光光能量逐渐偏离共振激发，选择性效率变低，也会导致光致发光的极化率减小。另外我们对多体效应、无序程度、激子捕获等因素在二硫化钼谷载流子极化的建立及弛豫过程中所起的作用也进行了研究，

给出剥离法制备的单层二硫化钼谷极化的弛豫时间尺度 (~ps)，并发现缺陷对激子的捕获是导致该类样品中谷极化弛豫的主要原因之一^[18]。

5 基于自旋注入的谷自由度操纵

在现代的电子器件中，对信息载体的电磁学控制是至关重要的一环，比如对电平高低的控制，利用磁阻对电子自旋的控制等。由于在单层过渡族硫化物中，自旋和谷自旋具有强锁定的特点，通过对其一特性的调控能够实现对另一特性的调控，进而制作基于谷自旋自由度的电子器件。

加州大学伯克利分校的张翔课题组利用铁磁材料对单层二硫化钼进行特定自旋注入，实现对谷自旋自由度的电学产生和控制^[19]。如图 5(a) 所示，他们将 p 型重掺杂的 (Ga, Mn)As 与机械剥离法得到的 n 型掺杂单层二硫化钼制成异质结结构，(Ga, Mn)As 和 In/Au 组成一对电极；为了防止漏电流，在二硫化钼与衬底之间沉积了 SiO₂ 薄膜。(Ga, Mn)As 作为一种铁磁材料，在外加磁场下，其内部载流子的自旋方向可以通过外加磁场的方式方便地进行操控，而 p 型掺杂产生的空穴的自旋方向则会与外加磁场保持一致。在 (Ga, Mn)As 电极上外加一个正向电压并将 In/Au 电极接地，从而使异质结中形成一个电场，驱使 (Ga, Mn)As 中的空穴进入二硫化钼中，并与具有相反自旋方向的电子复合并发光。具体来说，当施加一个向上的磁场时，(Ga, Mn)As 中的空穴具有向上的自旋，并与二硫化钼中的自旋向下的电子发生复合。在二硫化钼中，价带的能级劈裂大约有 440 meV，这个较大的劈裂抑制了空穴注入到高能级形成 B 激子，故复合发生于 K' 谷的 A 激子，所以其发光将会是左旋光；当磁场反向时，会产生右旋光。

其实验结果如图 5(b)，

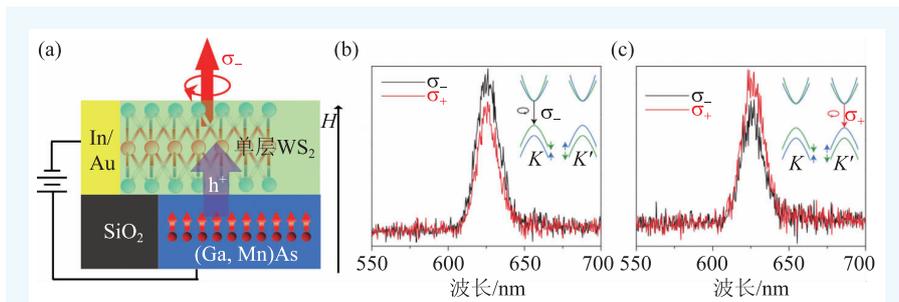


图 5 (a) 利用自旋注入控制发光的圆偏振示意图；(b) 和 (c) 分别为磁场向上(向下)时的发光情况^[19]

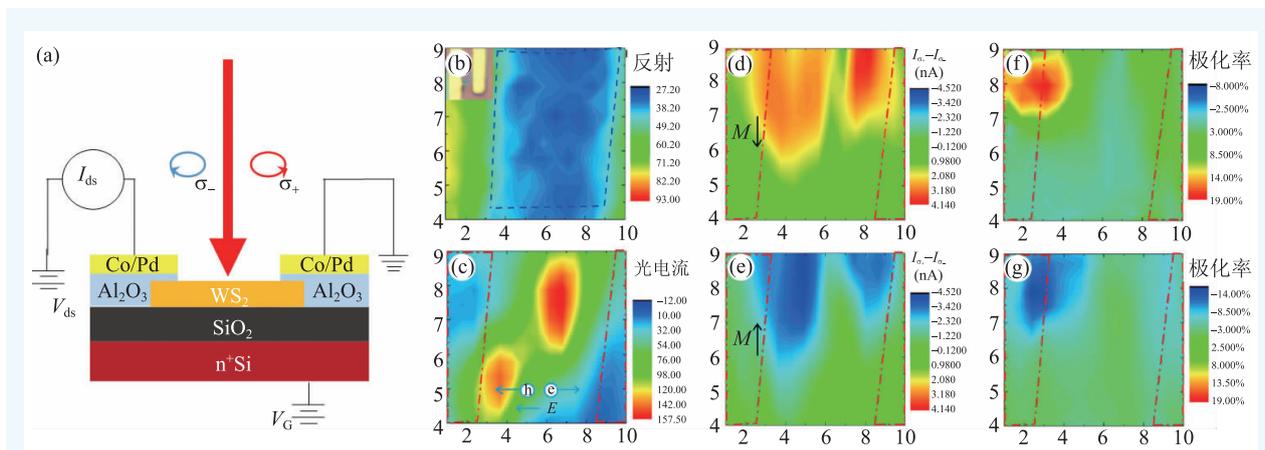


图6 (a)自旋电流实验示意图；(b)样品反射图像；(c)光电流图像；(d)和(e)分别为左旋激光与右旋激光激发的光电流差值；(f)和(g)分别为电流对应的极化率^[20]

(c)所示，当使用不同方向的外加磁场时，器件发光确实具有特定的圆偏振特性。图5(b)和图5(c)分别是施加一个向上和向下磁场的情况，产生的发光中既有左旋偏振的光，也有右旋偏振的光，但是其强度有所不同。在图5(b)中，左旋光强于右旋光，极化率约为16.2%，这是因为外加向上的磁场使得自旋向上的空穴注入二硫化钨中，并与自旋向下的电子复合产生左旋偏振光。器件发光的极化率不高，是因为在器件中，焦耳热的存在使声子增加，促进了谷间弛豫；另外由于不同谷之间的电子、空穴相互作用的影响，也会使得在另一个谷中形成少量的复合发光；另一个对器件的极化率有影响的因素在于(Ga, Mn)As的表面氧化层降低了自旋的注入效率。图5(c)外加一个向下的磁场，则得到了约-14.8%的极化率。

此外，实验中观察到发光的波长处于630 nm左右，与A激子的能量相吻合，而没有观察到B激子的发光峰。这也证明了空穴与电子是以A激子的形式进行了复合。该实验展示了自旋注入控制发光圆偏振特性的可行性。但极化率还相对偏低，如何抑制焦耳热等因素对极化率的影响，有待进一步研究。

另一方面，香港大学的崔晓冬课题组采用了相反的方式，利用自旋阀结构展示了二硫化钨场效应管中圆偏振激光激发所产生的自旋电流^[20]。其实验示意图如图6(a)所示。器件两端由一层隧

穿壁垒Al₂O₃和一层超晶格结构的Co/Pd铁磁材料组成了一个自旋阀结构，载流子的自旋可以通过该结构来进行电学探测。按照一定频率对激发光的左旋和右旋进行调制，可以得到左旋和右旋激发的电流差值。当载流子的自旋与电极的磁化方向相同时，其有效电阻较小，反之电阻较大。图6(b)是器件的反射图像，图6(c)是产生的光电流图像，其中红框是铁磁电极。由于二硫化钨中的杂质以及电极等的影响，使得电流在器件中分布并不均匀。一旦铁磁电极被外加磁场磁化后，左旋光产生的自旋向下的电子与右旋光产生的自旋向上的电子形成的电流大小将会不同。如图6(d)所示，当电极磁化方向沿着向下的方向时(M↓)，使用右旋光σ₊激发产生的光电流大于使用左旋光σ₋产生的光电流，图6(f)是相应的电流极化率 $(P = (I_{\sigma_+} - I_{\sigma_-}) / (I_{\sigma_+} + I_{\sigma_-}))$ ，最高达到了约19%。图6(e)和图6(g)则是电极磁化沿着向上方向(M↑)时的情况，得到的电流极化率为负，最高达到了约-13%。

在图6(d)和6(e)中，我们看到电流差主要出现在电极的附近，随着激发光远离电极，电流差逐渐减小，并且与光电流的产生位置有着明显的不同。电流极化率也是局限在电极的周围。在这个实验中，电流极化率反应了不同区域激发产生载流子到达电极时的自旋情况，在载流子的移动过程中，由于多体的相互作用，其自旋会呈现出

一个指数的衰减过程。基于这样的模型,可以通过图 6(f)和 6(g)得到自旋的平均自由程(载流子在保持自旋的时间内所运动的距离),对空穴约为 $1.7 \pm 0.2 \mu\text{m}$, 电子约为 $1.3 \pm 0.1 \mu\text{m}$ 。考虑到器件的迁移率 $0.1\text{--}1 \text{ cm}^2 \text{ V/s}$, 可以进一步估算出基于谷序数的自旋存活时间约为 $10\text{--}100 \text{ ns}$ 。

上述的两类方法,一类利用电磁方法注入自旋,一类是基于光学方法注入自旋,两种方法能够实现的前提均为载流子谷自旋和自旋的强锁定特征。对载流子谷特性的电学产生、控制和探测是未来谷电子学的核心内容之一。由于器件中存在焦耳热效应、谷间散射以及载流子之间的相互作用等过程,自旋注入的效率受到了较大的限制,有待进一步的提升。

参考文献

- [1] Ji Q, Zhang Y, Gao T *et al.* Nano Lett., 2013, 13: 3870
- [2] Splendiani A, Sun L, Zhang Y *et al.* Nano Lett., 2010, 10: 1271
- [3] Mak K F, Lee C, Hone J *et al.* Phys. Rev. Lett., 2010, 105: 136805
- [4] Radisavljevic B, Radenovic A, Brivio J *et al.* Nat. Nano., 2011, 6: 147
- [5] Xiao D, Liu G B, Feng W *et al.* Phys. Rev. Lett., 2012, 108: 196802
- [6] Xiao D, Yao W, Niu Q. Phys. Rev. Lett., 2007, 99: 236809
- [7] Xu X, Yao W, Xiao D *et al.* Nat. Phys., 2014, 10: 343
- [8] Pogna E A A, Marsili M, De Fazio D *et al.* ACS Nano, 2016, 10: 1182
- [9] Zhao W, Ghorannevis Z, Chu L *et al.* ACS Nano, 2013, 7: 791
- [10] Jin W, Yeh P C, Zaki N *et al.* Phys. Rev. Lett., 2013, 111: 106801
- [11] Zhang Y, Chang T R, Zhou B *et al.* Nat. Nano., 2014, 9: 111
- [12] Kadantsev E S, Hawrylak P. Solid State Commun., 2012, 152: 909
- [13] Feng W, Yao Y, Zhu W *et al.* Phys. Rev. B, 2012, 86: 165108
- [14] Mak K F, McGill K L, Park J *et al.* Science, 2014, 344: 1489
- [15] Mak K F, He K, Shan J *et al.* Nat. Nano., 2012, 7: 494
- [16] Cao T, Wang G, Han W *et al.* Nat. Commun., 2012, 3: 887
- [17] Zeng H, Dai J, Yao W *et al.* Nat. Nano., 2012, 7: 490
- [18] Wang Q, Ge S, Li X *et al.* ACS Nano, 2013, 7: 11087
- [19] Ye Y, Xiao J, Wang H *et al.* Nat. Nano., 2016, 11: 598
- [20] Xie L, Cui X P. Natl. Acad. Sci., 2016, 113: 3746

读者和编者

《物理》有奖征集封面素材

为充分体现物理科学的独特之美,本刊编辑部欢迎广大读者和作者踊跃投寄与物理学相关的封面素材。要求图片清晰,色泽饱满,富有较强的视觉冲击力和很好的物理科学内涵。

一经选用,均有稿酬并赠阅该年度《物理》杂志。

请将封面素材以附件形式发至: physics@iphy.ac.cn; 联系电话: 010-82649470; 82649029

《物理》编辑部