

第一章 引言

本章主要介绍自旋电子学的产生和发展,同时介绍研究自旋电子学的一些主要理论方法。

1.1 研究背景

传统的微电子学器件的基本工作单元是晶体管,晶体管主要是通过改变电子的电荷密度来实现器件的各种不同功能。随着微电子学的快速发展,电子器件的尺寸越来越小,当其尺寸和电子平均自由程相比拟时,就会出现量子效应,结果会导致器件赖以工作的物理基础发生变化,器件的工作状态会失稳,甚至失去了原来的功能。为了克服上述问题,使电子器件的集成度进一步提高,同时也为了提高信息的存储密度和信息的传输速率,人们提出可以利用电子的自旋这一自由度来解决上述问题。由于自旋比电荷具有易操控,能耗低等特点,人们希望利用电子的自旋作为信息的载体,设计出新型的电子器件,由此产生了称之为磁电子学(magneto-electronics) [1] 或称为自旋电子学(spin-based electronics, spintronics)的新学科[2], [3], [4]。自旋电子学具有巨大的应用前景,它可以应用在读取磁头上[5],也在自旋阀或是随机存储器(magnetic random access memory) [35]的研发和设计上有着重要的应用。

1.1.1 巨磁电阻效应

巨磁电阻效应(Giant Magnetoresistance Effect, GMR)是自旋电子学中一种重要的现象,它吸引了很多科学家对其进行研究。最初,人们发现可以通过对导体施加外加磁场来改变导体的电阻,这种电阻被称为磁致电阻(magnetoresistance)也称为各向异性磁致电阻(anisotropic magnetoresistance),AMR效应引起的电阻变化比较小,一般只有百分之几。1986年,Grünberg等[6]在Fe/Gr/Fe三层金属膜磁性结构中发现,当中间层厚度合适时,两个铁磁层发生反铁磁耦合作用,当外加磁场大于 $3kOe$ 时,两铁磁层的磁化方向由反平行变为平行,导致低温下的电阻发生了1.5%的变化。1988年,法国的Fert小组[7]和德国的Binash小组[8]分别独立地在Fe/Gr/Fe的三明治结构中发现,在

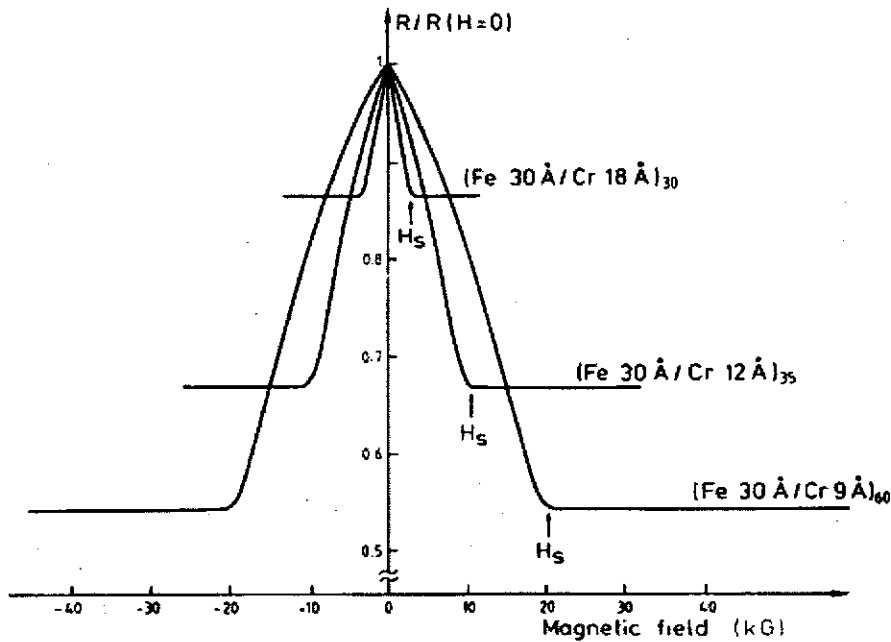


图 1.1: Fe/Gr/Fe结构在4.2K下, 磁致电阻随外加磁场的变化[7]

饱和磁场下的电阻是无磁场下电阻的百分之五十, 这个实验发现的磁致电阻比AMR效应的电阻大的多, 人们称为巨磁阻 (giant magnetoresistance) 效应。图1.1是Baibich等人的实验结果, 从图1.1可以看出, 当相邻的两个Fe层的磁化方向反平行排列时电阻最大, 随着外磁场的增加使得邻近的Fe层的磁化状态由反平行向平行转变, 同时电阻会随之变小。当磁场达到饱和值 H_s 时, 电阻会几乎降到原来的一半。现在大家普遍认为GMR效应是和层间交换耦合现象以及传导电子的自旋散射有密切关系。对于上述磁性多层膜系统, 电流一般在结平面内 (current in plane, CIP) 流动, 这种结构称为CIP结构。在CIP结构中 (图1.2), 当铁磁层的磁化状态平行排列时, 平行于铁磁层的自旋受到的散射小, 相应的电阻小; 另一种自旋受到的散射大, 相应的电阻大, 总的电阻相当于两种自旋电流的电阻的并联, 所以总电阻小。与之相反, 当两个铁磁层的磁化状态反平行时, 任意自旋的电子在磁化方向与自旋方向平行的铁磁层中运动时, 电子受到的散射小; 在磁化方向与自旋方向反平行的铁磁层中运动时, 电子受

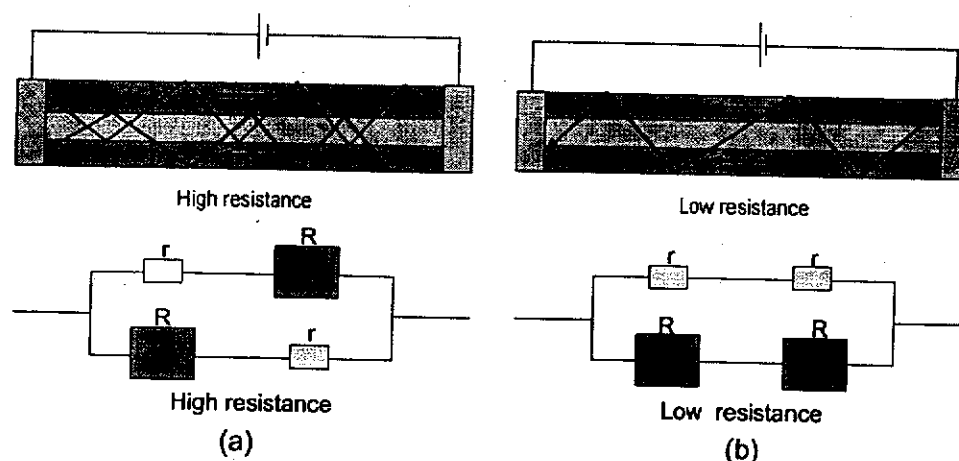


图 1.2: CIP的结构示意图[1]

到的散射大, 这样总电阻相当于两个相同的电阻并联, 所以铁磁层反平行时的电阻比铁磁层平行时的电阻要大得多。

1991年, 张曙丰和Levy预言[9], 当电流在垂直于结平面 (current perpendicular to plane, CPP) 的方向流动时, 系统的磁致电阻比CIP结构中的大。Pratt等人[10]和Maekawa[11]以及Mathon[12]等人分别从实验和理论两个方面证实了CPP结构会有更大的磁致电阻。我们从图1.3中, 可以简单的理解这一现象。在CPP结构中, 当两个铁磁层磁化方向平行时, 左端铁磁层中的自旋向下的可以很容易的进入右端自旋向下的能带中。但是反平行时, 右端自旋向下的能带已被填满, 进入正常金属层自旋向下的电子无法进入右端铁磁层, 因而具有高电阻。相较于CIP结构, CPP结构可以选择更多种类的材料, 例如, CPP结构中间层即使是绝缘体, 也会出现GMR效应。在CPP结构中, 由于界面反射会导致一个与自旋相关的电压降, 这也是其结构特有的性质。同时, 在CPP结构中, 由于极化电流在非磁金属层中的非平衡分布, 会产生自旋累积 (spin accumulation) 和自旋瓶颈效应 (spin bottleneck effect) [13]。GMR效应有着巨大的潜在应用前景, 它可以应用在读取磁头、磁性传感器、磁性随机存取存储器等器件上。例如, 从图1.4中, 我们可以看到磁性随机存取存储器[14] (magnetic random access memory, MRAM) 的基本工作机制。其存储基于结构的交叉点, 存储单元是磁性隧道结 (magnetic tunnel junction, MTJ) 磁化状态的平行排列

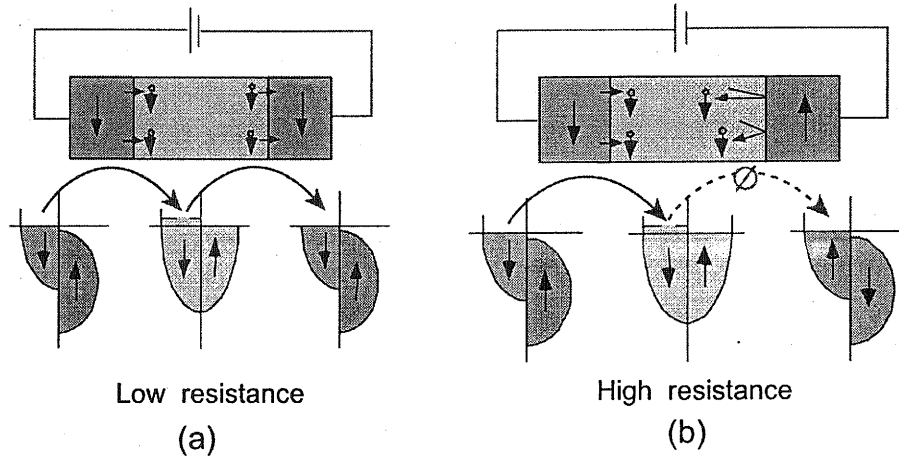


图 1.3: CPP的结构示意图[1]

和反平行排列。而且由于磁性材料的磁滞效应，即使突然断电也不会立即丢失信息。这一技术具有抗辐射、抗干扰、低功耗等特点，因此，它在军事、航空航天等领域有着广泛而重要的应用[3], [5], [14], [15], [16], [35]。

1.1.2 自旋转移效应

自旋转移效应 (Spin Transfer Effect) 是自旋电子学中另一个重要的同时又是使人们特别感兴趣的现象。早在1989年，Slonczewski[17]发现在MTJ结构中自旋极化流会诱发一个赝矩 (pseudo-torque)，并用自由电子模型 (free-electron model) 加以解释。1996年，Slonczewski[18]和Berger[19]分别发表文章给出了上述现象的理论解释。当电流通过一个金属自旋阀 (metallic spin-valves) 会诱发一个磁矩，从而引起背景磁场 (background magnetization) 的磁激发，甚至是磁化状态的反转。从图1.5中，我们可以清晰的看到这一过程。其中左边的铁磁层 (钉扎层)，当电流通过时会被极化，使电流中电子的自旋方向取向一致，在经过非磁金属层到达右侧铁磁金属层 (自由层)，由于电子的自旋方向和自由层的磁化方向有夹角所以会有一部分自旋磁矩转移到自由层的局域磁矩上，这部分转移的磁矩就叫做自旋转移矩 (spin transfer torque)。现在大家普遍采用s-d交换模型来解释这一现象，其中s-电子 (s-electrons) 是巡游电子也就是自

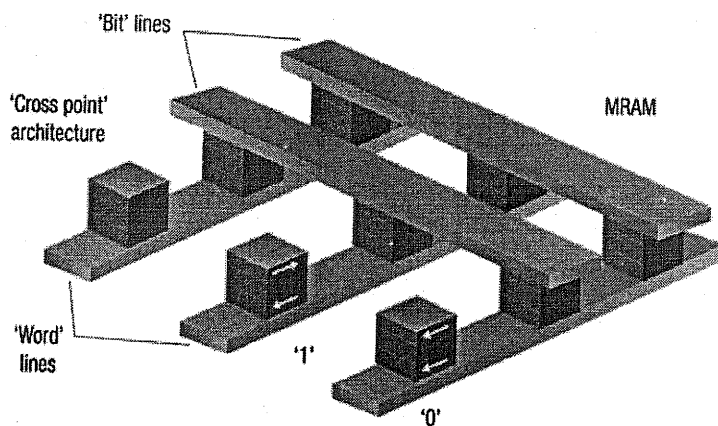


图 1.4: 图为随机存储器 (magnetic random access memory) 的示意图[14]

旋极化电流中的电子，而d-电子 (d-electrons) 是产生局域磁矩的电子，二者发生交换耦合作用。

1998年, Tosi等人[20]在点接触的Co/Cu/Co多层膜中注入大约 10^8 A/cm^2 的电流, 首次发现电流诱导的磁激发。J.Z.Sun也在 $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ 中发现了自旋转移效应。随后, Levy和张曙丰等人[22]从考虑了自旋的玻尔兹曼方程-旋量玻尔兹曼方程出发给出了描述自旋累积的自旋扩散方程, 由于自旋累积和局域磁矩的交换作用, 使得Landau-Lifshitz-Gilbert(LLG)方程不仅出现了传统意义上的自旋转移矩, 同时还出现了一项叫做“out-of-plane torque”的附加项, 其形式是一个有效场。目前自旋转移矩效应的理论和实验研究是凝聚态物理中一个比较热门的研究方向, 有着巨大的应用前景[3], [14], [15], 我们可以利用这一效应来制造与自旋相关的固体微电子器件, 如可调微波发生器、逻辑和数据存储磁畴壁器件等。另一方面, 它对某些电子器件是有破坏性的。目前对自旋转移矩的测量无法区分外加电流诱导的Oersted磁场产生的矩和自旋转移矩效应诱导的矩。未来实验上需要做是如何将自旋转移效应引起的矩给区分出来。当然在理论上, 也有着很多问题需要解决。

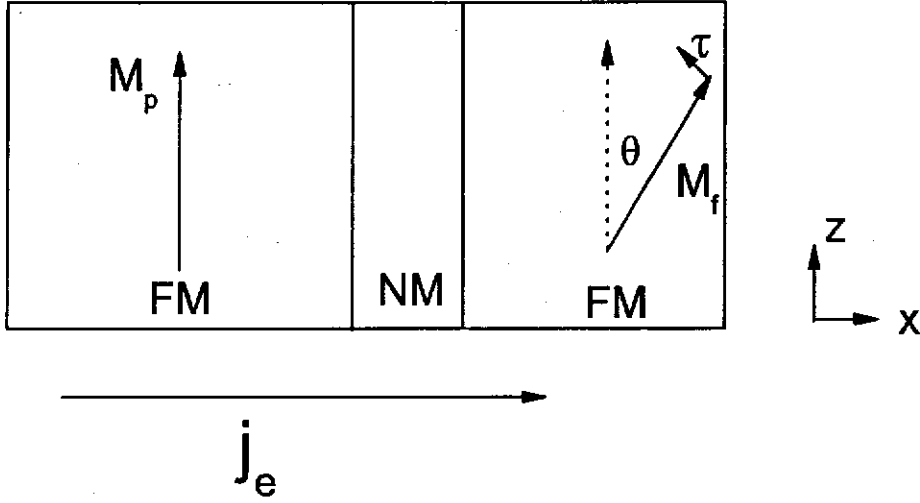


图 1.5: 自旋转移效应示意图

1.2 Landau-Lifshitz-Gilbert方程

1.2.1 Landau-Lifshitz-Gilbert方程

在处理磁矩运动的问题时,人们经常会使用到Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程。Landau和Lifshitz[24]在上世纪30年代提出了一个描述磁矩运动的方程,他们认为磁矩在整个运动过程中大小不变方向是变化的。并且解释说,物体作为整体考虑,其磁矩在转动过程中能量是守恒的,所以磁化状态的运动方程应该保证 $|M|$ 也就是磁化状态的大小保持不变,所以我们可以得到方程:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \vec{\Omega} \times \vec{M}, \quad (1.1)$$

其中 $\vec{\Omega}$ 形式待定。接着,他们又将物体的磁矩当成独立参量来考虑,用自由能的极小值确定这个独立参量的平衡分布。对于磁矩无限小变化的情况下,自由能的变分可以写成:

$$\delta F = - \int \vec{H}_{eff} \cdot \delta \vec{M} dV, \quad (1.2)$$

其中 $\vec{H}_{eff}$ 为有效场,当达到平衡位置时 $\vec{H}_{eff} = 0$ 。在磁化强度矢量随时间变化

时, 能量的耗散可以表示成下面的微商形式:

$$Q = T \frac{\partial S}{\partial T} = - \frac{\partial F}{\partial t}, \quad (1.3)$$

这里S表示物体的熵。借助于磁化状态的运动方程, 可以得到:

$$Q = \int \vec{H}_{eff} \cdot \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} dV = \int \vec{H}_{eff} \cdot \vec{\Omega} \times \vec{M} dV, \quad (1.4)$$

可见当不存在耗散时, $\vec{\Omega}$ 平行于 $\vec{H}_{eff}$ 。由此可以得到 $\vec{\Omega} = \text{Const} \cdot \vec{H}_{eff}$ 。代入到磁化状态的运动方程可得到:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \text{Const} \cdot \vec{H}_{eff} \times \vec{M}, \quad (1.5)$$

在上式中, Const表示常数, 现在我们都知这个常数就是旋磁比 $\gamma_0 = g \frac{e\mu_0}{2m}$ 。其中g是朗德因子, e是电子电荷的绝对值, μ_0 是介电常数, m是电子的质量。当 $g = 2$ 时, $\gamma_0 = 2.21 \times 10^5 \text{ m/A} \cdot \text{s}$ 。下面我们简要分析一下物体中磁矩的运动。假设有有效场 $\vec{H}_{eff}$ 只包含静磁场, 其方向与z轴平行, 我们可以将描述磁化状态的运动方程在笛卡尔坐标系中分解成:

$$\begin{cases} \frac{dM_x}{dt} = -\gamma_0 M_y H_z, \\ \frac{dM_y}{dt} = \gamma_0 M_x H_z, \\ \frac{dM_z}{dt} = 0, \end{cases} \quad (1.6)$$

求解可得

$$\begin{cases} M_x = |M| \sin \theta e^{i\omega_0 t}, \\ M_y = |M| \sin \theta e^{i\omega_0 t - i\pi/2}, \\ M_z = |M| \cos \theta, \end{cases} \quad (1.7)$$

其中 ω_0 是磁化强度的进动频率, $\omega_0 = \gamma_0 H_z$, θ 是磁化强度和z轴的夹角。我们可以看到, 磁化强度的运动为绕着z轴做圆周运动, 但不能沿磁场方向转动。而在实际的情况中, 磁化强度是不可能做圆周运动的, 它会向磁场方向做运动, 这是由于存在阻尼项, 其形式为 $\alpha \frac{\vec{M}}{|\vec{M}|} \times \frac{d\vec{M}}{dt}$ 。这个阻尼项最早是由Gilbert提出的, 所以又叫Gilbert阻尼项 (Gilbert damping-term)。这样, 我们就可以得到完整的Landau-Lifshitz-Gilbert equation方程, 其形式为:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma_0 \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \alpha \frac{\vec{M}}{|\vec{M}|} \times \frac{d\vec{M}}{dt}, \quad (1.8)$$

下面我们讨论考虑了阻尼作用后, 磁化强度的运动情况。我们先将上面的磁化强度运动方程在笛卡尔坐标系中分解成:

$$\begin{cases} \frac{dM_x}{dt} = -\gamma_0 M_y H_z + \alpha \left(\frac{M_y}{|M|} \frac{dM_z}{dt} - \frac{M_z}{|M|} \frac{dM_y}{dt} \right), \\ \frac{dM_y}{dt} = \gamma_0 M_x H_z + \alpha \left(\frac{M_x}{|M|} \frac{dM_z}{dt} - \frac{M_z}{|M|} \frac{dM_x}{dt} \right), \\ \frac{dM_z}{dt} = \alpha \left(\frac{M_x}{|M|} \frac{dM_y}{dt} - \frac{M_y}{|M|} \frac{dM_x}{dt} \right), \end{cases} \quad (1.9)$$

记 $\gamma_0 H_z = \omega_0$, 我们可以将上面的式子整理得到

$$\begin{cases} \frac{dM_x}{dt} = -\frac{\omega_0}{1+\alpha^2} M_y - \frac{\omega_0 \alpha}{1+\alpha^2} \frac{M_x M_z}{|M|}, \\ \frac{dM_y}{dt} = \frac{\omega_0}{1+\alpha^2} M_x - \frac{\omega_0 \alpha}{1+\alpha^2} \frac{M_y M_z}{|M|}, \\ \frac{dM_z}{dt} = \frac{\omega_0 \alpha}{1+\alpha^2} |M| - \frac{\omega_0 \alpha}{1+\alpha^2} \frac{M_z^2}{|M|}, \end{cases} \quad (1.10)$$

解得,

$$\begin{cases} M_x = |M| \sin \theta e^{i\omega t}, \\ M_y = |M| \sin \theta e^{i\omega t - i\pi/2}, \\ M_z = |M| \cos \theta, \end{cases} \quad (1.11)$$

这里 θ 是时间的函数, 其函数式为:

$$\tan(\theta/2) = \tan(\theta_0/2) e^{-t/\tau}, \quad (1.12)$$

其中 θ_0 是磁化强度的初始倾角。方程中的圆频率 ω 和时间常数 τ 分别为

$$\omega = \frac{\omega_0}{1+\alpha^2} \tau = \tau_0(1+\alpha^2), \quad (1.13)$$

这里 ω_0 是由公式 $\omega_0 = \gamma_0 H_z$ 给出的共振频率, 而 τ_0 则是共振频率对应的弛豫时间, 其表达式为 $\tau_0 = \frac{1}{\alpha\omega_0}$ 。如果 α 很小, 由关系式 $1/\omega = \alpha\tau$ 可以得到 $1/\omega \ll \tau$, 所以磁化强度在指向 z 轴前, 会进行很多圈的连续进动; 当 α 很大的情况下, $1/\omega \gg \tau$, 磁化强度不会进动很多圈就会转到 z 方向, 即分别对应于小阻尼运动和大阻尼运动情况。

1.2.2 小量近似方法

上面介绍的磁化强度运动方程的形式虽然都很简单, 但当有效场 $\vec{H}_{eff}$ 形式复杂后, 就很难得到解析的结果, 所以我们就要做一些近似。下面我们介绍一

种常用的近似方法—小量近似[25]。其中，有效场和磁化强度可以分别写成：

$$\begin{cases} \vec{H}_{eff} = h_x \mathbf{e}_x + h_y \mathbf{e}_y + (h_z + H_0) \mathbf{e}_z, \\ \vec{M} = m_x \mathbf{e}_x + m_y \mathbf{e}_y + (m_z + M_0) \mathbf{e}_z, \end{cases} \quad (1.14)$$

将有效场和磁化强度的展开式代入到LLG方程中，当 $|h| \ll |H_0|$ ， $|m| \ll |M_0|$ 时，我们可以略掉二级小量项，这样就可以化简我们的方程。小量近似的适用条件要求整个磁矩围绕有效场的固定方向做微小的运动，而有效场在固定方向上的磁场要远大于其它方向。下面我们做一个简单的应用，求解有阻尼情况下的张量磁化率。这里所研究的物体是各向同性的，所以有效场只包含外加磁场。LLG方程为：

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma_0 \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \alpha \frac{\vec{M}}{|\vec{M}|} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \quad (1.15)$$

设 $\vec{m} = \vec{m}_0 e^{i\omega t}$ ， $\vec{h} = \vec{h}_0 e^{i\omega t}$ ，将有效场和磁化强度的表达式代入到上面的方程中，并且在笛卡尔坐标中分解，可以得到

$$\begin{cases} i\omega m_x = -\gamma_0(m_y(H_0 + h_z) - (M_0 + m_z)h_y) \\ \quad + \frac{\alpha}{|\vec{M}|}(m_y i\omega m_z - (M_0 + m_z)i\omega m_y), \\ i\omega m_y = \gamma_0(m_x(H_0 + h_z) - (M_0 + m_z)h_x) - \\ \quad - \frac{\alpha}{|\vec{M}|}(m_x i\omega m_z - (M_0 + m_z)i\omega m_x), \\ i\omega m_z = -\gamma_0(m_x h_y - m_y h_x) + \frac{\alpha}{|\vec{M}|}(m_x i\omega m_y - m_y i\omega m_x), \end{cases} \quad (1.16)$$

略去二级小量项，就可以得到，

$$\begin{cases} i\omega m_x = -\gamma_0(m_y H_0 - M_0 h_y) - \frac{\alpha}{|\vec{M}|} M_0 i\omega m_y, \\ i\omega m_y = \gamma_0(m_x H_0 - M_0 h_x) + \frac{\alpha}{|\vec{M}|} M_0 i\omega m_x, \\ i\omega m_z = 0, \end{cases} \quad (1.17)$$

因为 $|\vec{M}| \approx M_0$ ，所以上式可化简为

$$\begin{cases} i\omega m_x + (\omega_0 + i\alpha\omega)m_y = \omega_m h_y, \\ -(\omega_0 + i\alpha\omega)m_x + i\omega m_y = -\omega_m h_x, \\ m_z = 0, \end{cases} \quad (1.18)$$

其中 $\omega_0 = \gamma_0 H_0$ ， $\omega_m = \gamma_0 M_0$ 。由磁化率的定义式 $\vec{m} = \chi \cdot \vec{h}$ 可得

$$\begin{cases} m_x = \chi_{xx} h_x + \chi_{xy} h_y, \\ m_y = \chi_{yx} h_x + \chi_{yy} h_y, \end{cases} \quad (1.19)$$

同时, 磁化率张量的各分量有如下的关系:

$$\chi_{xx} = \chi_{yy} = \chi_r, \quad (1.20)$$

$$\chi_{xy} = \chi_{yx}^* = \chi_a, \quad (1.21)$$

利用 (1.18) 式, 可以得到的磁化率各分量的解为:

$$\begin{cases} \chi_r = \frac{\omega_m(\omega_0 + i\alpha\omega)}{(\omega_0 + i\alpha\omega)^2 - \omega^2}, \\ \chi_a = \frac{-\omega_m\omega}{(\omega_0 + i\alpha\omega)^2 - \omega^2}, \end{cases} \quad (1.22)$$

由于 χ_r, χ_a 都是复数的形式, 所以有如下形式

$$\chi_r = \chi_r' + i\chi_r'' \quad (1.23)$$

$$\chi_a = \chi_a' + i\chi_a'' \quad (1.24)$$

由 (1.22) 式, 可以得到 χ_r 的实部和虚部的表达式为:

$$\begin{cases} \chi_r' = \frac{\omega_m\omega_0(\omega_0^2 - \omega^2)}{[\omega_0^2 - (1 + \alpha^2)\omega^2]^2 + 4\omega_0^2\alpha^2\omega^2} \\ \quad + \frac{\omega_m\omega_0\alpha^2\omega^2}{[\omega_0^2 - (1 + \alpha^2)\omega^2]^2 + 4\omega_0^2\alpha^2\omega^2}, \\ \chi_r'' = \frac{\omega_m\alpha\omega^3(1 + \alpha^2)}{[\omega_0^2 - (1 + \alpha^2)\omega^2]^2 + 4\omega_0^2\alpha^2\omega^2} \\ \quad + \frac{\omega_m\alpha\omega\omega_0^2}{[\omega_0^2 - (1 + \alpha^2)\omega^2]^2 + 4\omega_0^2\alpha^2\omega^2}, \end{cases} \quad (1.25)$$

χ_a 的实部和虚部表达式为:

$$\begin{cases} \chi_a' = \frac{\omega_m\omega^3(1 + \alpha^2)}{[\omega_0^2 - (1 + \alpha^2)\omega^2]^2 + 4\omega_0^2\alpha^2\omega^2} \\ \quad - \frac{\omega_m\omega\omega_0^2}{[\omega_0^2 - (1 + \alpha^2)\omega^2]^2 + 4\omega_0^2\alpha^2\omega^2}, \\ \chi_a'' = -\frac{2\omega_m\omega_0\alpha\omega^2}{[\omega_0^2 - (1 + \alpha^2)\omega^2]^2 + 4\omega_0^2\alpha^2\omega^2}, \end{cases} \quad (1.26)$$

当 $\alpha^2 \ll 1$ 时, 上述结果可写成

$$\begin{cases} \chi_r' = 1 + \frac{\omega_m\omega_0(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega_0^2\alpha^2\omega^2}, \\ \chi_r'' = \frac{\omega_m\alpha\omega^3}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega_0^2\alpha^2\omega^2} + \frac{\omega_m\alpha\omega\omega_0^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega_0^2\alpha^2\omega^2}, \end{cases} \quad (1.27)$$

和

$$\begin{cases} \chi_a' = \frac{\omega_m\omega(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega_0^2\alpha^2\omega^2}, \\ \chi_a'' = -\frac{2\omega_m\omega_0\alpha\omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega_0^2\alpha^2\omega^2}, \end{cases} \quad (1.28)$$

当交变磁场频率 $\omega = \omega_0 = \gamma_0 H_0$ 时, 会发生共振现象。实际应用中, 一般是通过固定交变场频率而改变外加静磁场的大小来实现共振。

1.2.3 有效场

在研究磁矩运动时, LLG方程中的有效场项包含了各种不同的作用, 比如静磁场、磁晶各向异性等效场、应力各向异性等效场、交换作用等效场等等。它们是由具体材料所决定的, 在研究中充分考虑上述作用, 可以更好地解释磁矩运动的各种现象。下面我们着重介绍两种等效场—磁晶各向异性等效场和交换作用等效场:

(1) 磁晶各向异性等效场

磁晶各向异性 (magnetic anisotropy) 能, 用来描述内能对自发磁化强度方向与磁晶取向之间依赖关系[26]。立方结构的铁磁晶体的磁晶各向异性性能密度[26]可以写成:

$$E_{ma} = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 + \dots, \quad (1.29)$$

其中, $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ 是磁化强度方向和立方结构中[100], [010], [001]晶轴的夹角的余弦值[25]。六角结构的铁磁晶体磁晶各向异性性能密度可写成:

$$E_{ma} = K_{u1}\sin^2\theta + K_{u2}\sin^4\theta + K_{u3}\sin^6\theta + K'_{u3}\sin^6\theta\cos 6\phi + \dots, \quad (1.30)$$

其中 θ, ϕ 为磁化强度矢量相对于单轴六角晶轴的极角和方位角。一般可以定义磁晶各向异性等效场 $\vec{H}_{ma}$ 为磁晶各向异性性能对自发磁极化强度($\mu_0\vec{M}$)负梯度, 即

$$\begin{aligned} \vec{H}_{ma} &= -\frac{1}{\mu_0}\nabla_{\vec{M}}E_{ma} = -\frac{1}{\mu_0}\frac{dE_{ma}}{d\vec{M}} \\ &= -\frac{1}{\mu_0}\left(\frac{dE_{ma}}{dM_x}\mathbf{e}_x + \frac{dE_{ma}}{dM_y}\mathbf{e}_y + \frac{dE_{ma}}{dM_z}\mathbf{e}_z\right), \end{aligned} \quad (1.31)$$

根据上面的表达式, 可以得到不同结构铁磁体的磁晶各向异性等效场。比如在立方结构的铁磁晶体中, 当 $|K_1| \gg |K_2|$ 时, 立方晶体的磁晶各向异性性能密度近似为

$$E_{ma} = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2), \quad (1.32)$$

由

$$\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 = 1, \quad (1.33)$$

可得到

$$\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2 = -\frac{1}{2}(\alpha_1^4 + \alpha_2^4 + \alpha_3^4) + \frac{1}{2}, \quad (1.34)$$

于是有

$$E_{ma} = \frac{1}{2}K_1 - \frac{1}{2}K_1(\alpha_1^4 + \alpha_2^4 + \alpha_3^4), \quad (1.35)$$

由于磁化强度和三个晶轴的夹角的余弦可以用磁化强度在三个晶轴方向的分量除以磁化强度大小得到, 所以有

$$E_{ma} = \frac{1}{2}K_1 - \frac{1}{2}K_1\left[\left(\frac{M_x}{M}\right)^4 + \left(\frac{M_y}{M}\right)^4 + \left(\frac{M_z}{M}\right)^4\right], \quad (1.36)$$

代入上面磁晶各向异性等效场的公式 (1.31) 就可以得到

$$\vec{H}_{ma} = \frac{2K_1}{\mu_0 M} \left[\left(\frac{M_x}{M}\right)^3 \mathbf{e}_x + \left(\frac{M_y}{M}\right)^3 \mathbf{e}_y + \left(\frac{M_z}{M}\right)^3 \mathbf{e}_z \right], \quad (1.37)$$

此即是立方晶体的磁晶各向异性等效场。当考虑到

$$K_{u1} \gg K_{u2} \gg K_{u3} \gg K_{u3}', \quad (1.38)$$

六角结构就是一个单轴结构的铁磁晶体, 其各向异性能量密度可表示为

$$\begin{aligned} E_{ma} &\approx K_{u1} \sin^2 \theta \\ &= K_{u1} \left(1 - \frac{M_z^2}{M^2}\right), \end{aligned} \quad (1.39)$$

磁晶各向异性等效场就可以简化为

$$\vec{H}_{ma} = \frac{2K_{u1}M_z}{\mu_0 M^2} \mathbf{e}_z, \quad (1.40)$$

此有效场形式会在我们后面的工作中用到。

(2) 交换作用等效场 交换作用等效场是在磁化强度非一致进动情况下存在的附加等效场[25], 它引起铁磁层中自旋波激发。其形式为

$$\vec{H}_{ex} = q \nabla^2 \vec{M}, \quad (1.41)$$

其中

$$q = \frac{2NAa^2s^2}{\mu_0 M_s^2}, \quad (1.42)$$

这里, N 为单位体积的磁性离子数, A 为磁性离子间的交换积分常数 (单位为焦耳), a 为晶格常数, s 为磁性离子的自旋量子数, M_s 为饱和磁化强度。

1.3 Zhang-Levy-Fert理论

1.3.1 旋量玻耳兹曼方程和自旋扩散方程

众所周知,经典玻耳兹曼方程是描述经典系统尤其是稀薄气体输运过程的重要工具,可是在自旋电子学的研究中,所涉及的体系都是介观系统,尺寸在纳米量级,此时量子效应非常显著,再用经典玻耳兹曼方程来研究就不合适了,必须用量子玻耳兹曼方程来进行研究[27], [28]。又由于涉及到自旋极化电子的输运问题,电子的自旋在其中起着非常重要的作用,可是通常量子玻耳兹曼方程的Wigner分布函数中并不包含自旋,只是一个数,所以不能方便地处理自旋极化的电子输运问题。鉴于此,2004年张建卫和Levy[29]将量子玻耳兹曼方程进行了推广,提出了一个新的方程-旋量玻耳兹曼方程,并将其应用于自旋电子学的广泛研究中,取得了非常好的结果。

旋量玻耳兹曼方程的核心思想是将通常量子玻耳兹曼方程的Wigner分布函数从一个数推广到一个 2×2 的矩阵 $\hat{f}$,此 2×2 矩阵可以用泡利矩阵 $\vec{\sigma}$ 及单位矩阵 $\hat{I}$ 组成的完备基展开,与单位矩阵对应的系数表示电子分布函数,而 $\vec{\sigma}$ 前的系数则用来描述电子的自旋变化。从量子刘维方程出发,可以推导出沿x方向运动电子的旋量玻耳兹曼方程的分布函数满足如下的方程[30]

$$\frac{\partial \hat{f}}{\partial t} + \hat{v}_x \frac{\partial \hat{f}}{\partial x} - \frac{e}{m} E \frac{\partial \hat{f}}{\partial v_x} + \frac{i}{\hbar} [\hat{\epsilon}, \hat{f}] = -\left(\frac{\partial \hat{f}}{\partial t}\right)_{\text{collision}}, \quad (1.43)$$

其中 $\hat{\epsilon}$ 为旋量能量,是个 2×2 矩阵,它可以用泡利矩阵和单位矩阵展开,即

$$\hat{\epsilon} = \epsilon \hat{I} + \frac{1}{2} \vec{J} \cdot \vec{\sigma}, \quad (1.44)$$

其中 ϵ 即为通常电子的标量能量,而 $\vec{J}(k) = J(k) \vec{M}_d(k)$,其中 $\vec{M}_d(k)$ 为磁场强度的单位矢量, $\frac{1}{2} \vec{J} \cdot \vec{\sigma}$ 为与电子自旋有关的能量。旋量分布函数 $\hat{f}$ 依赖于位置 x 和波矢 $\vec{k}$,它也可以用泡利矩阵组成的完备基展开

$$\hat{f}(\vec{k}, x, t) = \hat{f}^0(\vec{k}) + \left(-\frac{\partial \hat{f}^0}{\partial \epsilon}\right) [f(\vec{k}, x, t) \hat{I} + \vec{g}(\vec{k}, x, t) \cdot \vec{\sigma}], \quad (1.45)$$

其中 $\hat{f}^0$ 是平衡态旋量分布函数,在零温下它可以表示为 $\theta(\epsilon \hat{I} - \epsilon_F)$,其中 θ 是阶跃函数, ϵ_F 是费米能。上式中 $f(\vec{k}, x, t)$ 为非平衡的标量分布函数,用来描述电子的电荷运动,而 $\vec{g}(\vec{k}, x, t)$ 为非平衡的矢量分布函数,用来描述电子的自旋运动。方程(1.43)中的 $\hat{v}_x$ 为旋量速度,它也是 2×2 矩阵可以用泡利完备基展开。如果

取电场 $\vec{E}$ 在x轴方向上并垂直于多层膜平面, 分布函数只随x变化, 这时旋量速度的x分量为

$$\begin{aligned}\hat{v}_x &= \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \hat{\epsilon}}{\partial k_x} = \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial k_x} \hat{I} + \frac{1}{2} \frac{\partial J}{\partial k_x} \vec{M}_d \cdot \vec{\sigma} \right) \\ &= v_x \hat{I} + u_x \vec{M}_d \cdot \vec{\sigma},\end{aligned}\quad (1.46)$$

其中 $v_x = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \epsilon}{\partial k_x}$, 而 $u_x = \frac{1}{2\hbar} \frac{\partial J}{\partial k_x}$ 。方程(1.43)的左边是碰撞项, 在采用动量和自旋翻转散射的弛豫时间近似下, 它可以写成如下形式

$$\begin{aligned}-\left(\frac{\partial \hat{f}^0}{\partial t}\right)_{\text{collision}} &= \left(-\frac{\partial \hat{f}}{\partial \hat{\epsilon}}\right) \left[\frac{f \hat{I} + \vec{g} \cdot \vec{\sigma} - \langle f \hat{I} + \vec{g} \cdot \vec{\sigma} \rangle}{\tau} \right. \\ &\quad \left. + \frac{2\langle \vec{g} \cdot \vec{\sigma} \rangle}{\tau_{sf}} \right],\end{aligned}\quad (1.47)$$

其中 τ 是电子动量的弛豫时间, τ_{sf} 是自旋翻转的弛豫时间。将公式(1.44) - (1.47)代入旋量玻耳兹曼方程, 我们就可以得到所需要的非平衡的标量分布函数 $f(\vec{k}, x, t)$ 和矢量分布函数 $\vec{g}(\vec{k}, x, t)$ 所满足的方程。如果进一步取定态的条件(即 $\frac{\partial f}{\partial t} = 0$), 方程还可以进一步简化, 为

$$v_x \frac{\partial f}{\partial x} + u_x \vec{M}_d \cdot \frac{\partial \vec{g}}{\partial x} + eE v_x = -\frac{f - \langle f \rangle}{\tau}, \quad (1.48)$$

和

$$\begin{aligned}u_x \vec{M}_d \frac{\partial f}{\partial x} + v_x \frac{\partial \vec{g}}{\partial x} + \frac{J}{\hbar} \vec{m} \times \vec{g} + eE u_x \vec{M}_d &= -\frac{\vec{g} - \langle \vec{g} \rangle}{\tau} \\ &\quad - \frac{2\langle \vec{g} \rangle}{\tau_{sf}},\end{aligned}\quad (1.49)$$

方程(1.48)和(1.49)分别为标量方程和矢量方程, 比旋量方程(1.43)更易求解。当然有时为了应用的方便, 可以在标量分布函数和矢量分布函数的基础上进一步定义纵向分布函数

$$f_{\uparrow, \downarrow} = f + \vec{g} \cdot \vec{M}_d, \quad (1.50)$$

和横向分布函数

$$g^{\pm} = \vec{M}_d \times \vec{g} \pm i \vec{M}_d \times (\vec{M}_d \times \vec{g}), \quad (1.51)$$

以方便描述平行和垂直于磁化强度矢量方向的电子的运动, 同理也可以得到它们满足的定态方程

$$\begin{aligned}(v_x \pm u_x) \frac{\partial f_{\uparrow, \downarrow}}{\partial x} + eE(v_x \pm u_x) &= -\frac{f_{\uparrow, \downarrow} - \langle f_{\uparrow, \downarrow} \rangle}{\tau} \\ &\quad - \frac{f_{\uparrow, \downarrow} - \langle f_{\uparrow, \downarrow} \rangle}{\tau_{sf}},\end{aligned}\quad (1.52)$$

和

$$v_x \frac{\partial g^\pm}{\partial x} \mp \left(\frac{iJ_k}{\hbar}\right) g^\pm = -\frac{g^\pm - \langle g^\pm \rangle}{\tau} - 2\frac{\langle g^\pm \rangle}{\tau_s f}, \quad (1.53)$$

其中方程 (1.52) 为纵向分布函数所满足的方程, 此方程已经得到了很好的研究[34]。方程 (1.53) 是横向分布函数所满足的方程, 在均匀的磁性多层膜系统中横向分量之间没有耦合, 但当自旋流被注入到另外一层非准直的磁性膜中时, 就会激发出横向分量[32]。如果所研究的体系随时间变化, 方程 (1.52), (1.53) 必须采用含时的非定态的形式, 即

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_{\uparrow,\downarrow}}{\partial t} + (v_x \pm u_x) \frac{\partial f_{\uparrow,\downarrow}}{\partial x} + eE(v_x \pm u_x) = & -\frac{f_{\uparrow,\downarrow} - \langle f_{\uparrow,\downarrow} \rangle}{\tau} \\ & -\frac{f_{\uparrow,\downarrow} - \langle f_{\uparrow,\downarrow} \rangle}{\tau_s f} \end{aligned} \quad (1.54)$$

和

$$\frac{\partial g^\pm}{\partial t} + v_x \frac{\partial g^\pm}{\partial x} \mp \left(\frac{iJ_k}{\hbar}\right) g^\pm = -\frac{g^\pm - \langle g^\pm \rangle}{\tau} - 2\frac{\langle g^\pm \rangle}{\tau_s f}, \quad (1.55)$$

以上方程在推导标量分布函数和矢量分布函数所满足方程的过程中不采用定态条件即可得到。

下面我们将用此标量分布函数和矢量分布函数来研究我们感兴趣的物理量。定义旋量的密度算符为

$$\begin{aligned} \hat{n}(x) &= \int_{\epsilon_F} \hat{f}(\vec{k}, x) \frac{d\vec{k}}{4\pi} \\ &= n_0(x) \hat{I} + \vec{m}(x) \cdot \vec{\sigma}, \end{aligned} \quad (1.56)$$

其中 $n_0(x)$ 为电荷累积

$$n_0(x) = \int_{\epsilon_F} f(\vec{k}, x) \frac{d\vec{k}}{4\pi}, \quad (1.57)$$

而 $\vec{m}(x)$ 为自旋累积,

$$\vec{m}(x) = \int_{\epsilon_F} \vec{g}(\vec{k}, x) \cdot \frac{d\vec{k}}{4\pi}, \quad (1.58)$$

如果求出了标量分布函数 $f(\vec{k}, x)$ 与矢量分布函数 $\vec{g}(\vec{k}, x)$, 在动量空间中沿费米面做积分便可以得到电荷累积和自旋累积的表达式。当然我们也可以定义旋量流密度算符为

$$\begin{aligned} \hat{j}(x) &= \int_{\epsilon_F} \vec{v}(\vec{k}) \cdot \hat{f}(\vec{k}, x) \frac{d\vec{k}}{4\pi} \\ &= \vec{j}_e(x) \hat{I} + \vec{j}_m(x) \cdot \vec{\sigma}, \end{aligned} \quad (1.59)$$

则其中 $\vec{j}_e(x)$ 为电荷流密度

$$\vec{j}_e(x) = \int_{\epsilon_F} \vec{v}(\vec{k}) f(\vec{k}, x) \frac{d\vec{k}}{4\pi}, \quad (1.60)$$

而 $\vec{j}_m(x)$ 为自旋流密度

$$\vec{j}_m(x) = \int_{\epsilon_F} \vec{v}(\vec{k}) \cdot \vec{g}(\vec{k}, x) \frac{d\vec{k}}{4\pi}, \quad (1.61)$$

另外, 由矢量分布函数满足的方程

$$\frac{\partial \vec{g}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{g} + \frac{J}{\hbar} \vec{g} \times \vec{M} = -\frac{\vec{g} - \langle \vec{g} \rangle}{\tau}, \quad (1.62)$$

我们也可以推导出自旋扩散方程。由上述自旋累积的定义和自旋流的定义, 将上式对 $\vec{k}$ 空间做积分, 我们可以得到关于自旋累积和自旋流所满足的连续性方程

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{j}_m}{\partial x} + (J/\hbar) \vec{m} \times \vec{M} = -\frac{\vec{m}}{\tau_{sf}} \quad (1.63)$$

此即自旋扩散方程[22], [29], [44]。

1.3.2 Zhang-Levy-Fert 理论

在上节得到的自旋扩散方程中, 原则上只要解出了矢量分布函数 $\vec{g}(\vec{k}, x)$ 和标量分布函数 $f(\vec{k}, x, t)$ 的表达式, 就可以求出自旋累积和自旋流, 电荷累积以及电流密度的表达式了。但是旋量玻耳兹曼方程的求解非常困难, 因为它是一个标量函数和矢量分布函数相耦合的方程, 所以在实际应用中经常采用唯象的办法, 即将旋量流密度等唯象地表达出来, 然后代入自旋扩散方程中加以求解, 而不必先去研究旋量玻耳兹曼方程。考虑一个磁性多层膜体系, 沿 x 轴方向施加一个电场 $E(x)$, 则流经体系的旋量流密度(电荷流和自旋流)对此电场的响应为,

$$\hat{j}(x) = \hat{C}E(x) - \hat{D} \frac{\partial \hat{n}}{\partial x}, \quad (1.64)$$

其中 $\hat{j}(x)$ 为旋量流密度, $E(x)$ 为电场, $\hat{C}$ 为旋量电导率, 是一个 2×2 矩阵, $\hat{D}$ 为旋量扩散常数, 也是一个 2×2 矩阵, $\hat{n}$ 是旋量密度。旋量电导率和旋量扩散常数满足Einstein关系, 即 $\hat{C} = e^2 \hat{N}(\epsilon_F) \hat{D}$, 其中 $\hat{N}(\epsilon_F)$ 是在费米能级处取值的旋量态

密度。一般来说, 上述旋量电导率, 旋量扩散常数都可以用泡利矩阵及单位矩阵组成的完备基矢来展开, 即

$$\hat{C} = C_0 \hat{I} + \vec{C} \cdot \vec{\sigma}, \quad (1.65)$$

以及

$$\hat{D} = D_0 \hat{I} + \vec{D} \cdot \vec{\sigma}, \quad (1.66)$$

将式(1.56), (1.65), (1.66) 代入到旋量流密度的表达式 (1.64) 中, 我们可以得到电流密度以及自旋流密度对电场的线性响应表达式

$$j_e = \text{Re}(\text{Tr} \hat{j}) = 2C_0 E(x) - 2D_0 \frac{\partial n_0}{\partial x} - 2\vec{D} \cdot \frac{\partial \vec{m}}{\partial x}, \quad (1.67)$$

以及

$$\vec{j}_m = \text{Re}(\text{Tr}(\vec{\sigma} \cdot \hat{j})) = 2\vec{C} E(x) - 2\vec{D} \frac{\partial n_0}{\partial x} - 2D_0 \frac{\partial \vec{m}}{\partial x}, \quad (1.68)$$

为了研究方便, 我们取 $e = \mu_B = 1$, 这时电流和自旋流有相同的单位, 对于过渡铁磁体, 我们可以由式 $\vec{C} = \beta C_0 \vec{M}_d$ 定义自旋极化参数 β , 其中 $\vec{M}_d$ 是铁磁层磁化强度矢量对应的单位矢量, 类似的也可以定义 $\vec{D} = \beta' D_0 \vec{M}_d$, 一般来说 $\beta \neq \beta'$. 将此定义代入到电流密度和自旋流密度公式中, 并消去电场和电荷累积两个变量, 我们可以得到自旋流密度的表达式为

$$\vec{j}_m = \beta j_e \vec{M}_d - 2D_0 \left[\frac{\partial \vec{m}}{\partial x} - \beta \beta' \vec{M}_d (\vec{M}_d \cdot \frac{\partial \vec{m}}{\partial x}) \right] \quad (1.69)$$

其中我们已略去了一项不感兴趣的电荷累积的导数项 $\frac{\partial n_0}{\partial x}$, 这个结果和Heide在文献[31]中得到的表达式类似。将自旋流密度的表达式代入自旋扩散方程 (1.63) 中, 便可得到

$$\frac{1}{2D_0} \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = \frac{\partial^2 \vec{m}}{\partial x^2} - \beta \beta' \vec{M}_d (\vec{M}_d \cdot \frac{\partial \vec{m}}{\partial x}) - \frac{\vec{m}}{\lambda_{sf}^2} - \frac{\vec{m} \times \vec{M}}{\lambda_J^2} \quad (1.70)$$

其中我们定义了常数 $\lambda_{sf} = (2D_0 \tau_{sf})^{1/2}$ 和 $\lambda_J = (2D_0 \hbar / J)^{1/2}$, 后者给出了自旋转移效应中的一个新的长度标度。

张曙丰和Levy等人[22], [44]认为, 自旋极化电子所产生的自旋累积 $\vec{m}$ 和铁磁体的局域磁矩 $\vec{M}$ 直接存在着s-d相互作用, 即

$$H_{int} = -J \vec{m} \cdot \vec{M} \quad (1.71)$$

其中 J 为交换相互作用耦合常数。在这个相互作用下, 自旋累积满足如下的方程

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\frac{J}{\hbar}\vec{m} \times \vec{M} - \frac{\vec{m}}{\tau_{sf}}, \quad (1.72)$$

而铁磁体的磁化强度矢量 $\vec{M}$ 满足LLG方程

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma_0\vec{M} \times (\vec{H}_e + J\vec{m}) + \alpha \frac{\vec{M}}{|\vec{M}|} \times \frac{d\vec{M}}{dt}, \quad (1.73)$$

其中 γ_0 为旋磁比系数, $\vec{H}_e$ 为等效磁场, 它包括外加的静磁场、磁晶各向异性等效场, 外加交变磁场等。 α 为Gilbert阻尼系数, $\alpha \frac{\vec{M}}{|\vec{M}|} \times \frac{d\vec{M}}{dt}$ 为Gilbert阻尼项, 等效场 $J\vec{m}$ 来源于自旋累积和局域磁矩之间的交换相互作用。

当研究自旋累积随空间位置的变化时, 我们应将(1.72)式中的全导数 $\frac{d\vec{m}}{dt}$ 写成偏导数 $\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{j}_m}{\partial x}$ 的形式, 则方程(1.72)可写为

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{j}_m}{\partial x} = -\frac{J}{\hbar}\vec{m} \times \vec{M} - \frac{\vec{m}}{\tau_{sf}}, \quad (1.74)$$

此即自旋扩散方程。

下面我们将自旋累积 $\vec{m}$ 分解为平行于磁化强度矢量 $\vec{M}$ 的分量和垂直于磁化强度矢量 $\vec{M}$ 的分量 $\vec{m}_\perp$, 即

$$\vec{m} = \vec{m}_\parallel + \vec{m}_\perp, \quad (1.75)$$

由于平行分量 $\vec{m}_\parallel$ 对方程(1.74)中的进动项 $\frac{J}{\hbar}\vec{m} \times \vec{M}$ 不起贡献, 只有垂直分量 $\vec{m}_\perp$ 对此项有贡献, 所以平行分量所满足的自旋扩散方程为

$$\frac{1}{2D_0} \frac{\partial \vec{m}_\parallel}{\partial t} - \frac{\partial^2 \vec{m}_\parallel}{\partial x^2} + \frac{\vec{m}_\parallel}{\lambda_{sd}^2} = 0, \quad (1.76)$$

此方程被Shapiro和Levy等人用来研究自旋极化电流所产生的隧穿磁电阻[44]。而自旋累积的垂直分量满足的自旋扩散方程为

$$\frac{1}{2D_0} \frac{\partial \vec{m}_\perp}{\partial t} - \frac{\partial^2 \vec{m}_\perp}{\partial x^2} + \frac{\vec{m}_\perp}{\lambda_{sf}^2} + \frac{\vec{m}_\perp \times \vec{M}}{\lambda_J^2} = 0 \quad (1.77)$$

可以看到它比方程(1.76)多了一项 $\frac{\vec{m}_\perp \times \vec{M}}{\lambda_J^2}$, 我们论文中主要研究垂直分量所做的贡献, 它将产生面内和面外自旋转移矩, 导致磁化反转和自旋波激发。

由于自旋累积的平行分量对式 (1.73) 中的 $-\gamma_0 \vec{M} \times J\vec{m}$ 项不做贡献, 因此我们可以将 (1.73) 式写成

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma_0 \vec{M} \times (\vec{H}_e + J\vec{m}_\perp) + \alpha \frac{\vec{M}}{|\vec{M}|} \times \frac{d\vec{M}}{dt}, \quad (1.78)$$

Levy 等人进一步将矢量 $\vec{m}_\perp$ 沿 $\vec{M}_p \times \vec{M}_d$ 和 $(\vec{M}_d \times \vec{M}_p) \times \vec{M}_d$ 两个相互垂直的方向分解, 即

$$J\vec{m}_\perp = a\vec{M}_p \times \vec{M}_d + b(\vec{M}_d \times \vec{M}_p) \times \vec{M}_d, \quad (1.79)$$

其中 a, b 为展开系数, $\vec{M}_p$ 为钉扎层磁化强度单位矢量。将上式分解代入到式 (1.78) 并利用矢量关系

$$(\vec{a} \times \vec{b}) \times \vec{c} = (\vec{c} \cdot \vec{a}) \cdot \vec{b} - (\vec{c} \cdot \vec{b}) \cdot \vec{a}, \quad (1.80)$$

将其代入 LLG 方程中, 就可以得到 $\vec{M}$ 满足的 LLG 方程为

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{M}}{dt} = & -\gamma_0 \vec{M} \times (\vec{H}_e + a\vec{M}_p \times \vec{M}_d + b\vec{M}_p) + \\ & \alpha \frac{\vec{M}}{|\vec{M}|} \times \frac{d\vec{M}}{dt}, \end{aligned} \quad (1.81)$$

其中 $\gamma_0 a \vec{M} \times (\vec{M}_p \times \vec{M}_d)$ 为传统意义上的自旋转移矩, 即 “in-plane torque”, 我们称之为面内自旋转移矩; $\gamma_0 b \vec{M} \times \vec{M}_p$ 为 “out-of-plane torque” 项, 我们称之为面外自旋转移矩, 其中 $b\vec{M}_p$ 相当于一个类磁场项。

下面我们介绍几个在研究中经常用到的特征长度和特征时间。

粒子两次碰撞的自由程的各段的平均值称为平均自由程。如果, 在碰撞过程中动量和能量守恒, 则为弹性碰撞。弹性碰撞的平均自由程为:

$$\lambda_{mfl} = v_f \tau, \quad (1.82)$$

其中 λ_{mfl} 是电子的弹性平均自由程, v_f 是费米速度, τ 是电子平均散射时间。如果电子和杂质或是声子碰撞, 则动量不守恒, 这种碰撞称为非弹性碰撞。非弹性碰撞的动量弛豫时间为

$$1/\tau' \rightarrow \alpha_m / \tau, \quad (1.83)$$

α_m 是单个碰撞导致动量损失的有效因子。非弹性碰撞的平均自由程 $\lambda'_{mfl} = v_f \tau'$ 。

在非磁金属中, 自旋电子经历多次散射依旧保持原先的自旋取向。这种在非磁金属中, 极化电子在输运过程中保持其自旋取向走过的路程, 称为自旋扩散长度 (spin-diffusion length)。其形式为:

$$\lambda_{sd} = (2D_s\tau_{sd})^{1/2} \quad (1.84)$$

其中 λ_{sd} 是自旋扩散长度, D_s 是扩散系数, τ_s 是电子在输运过程中保持原先自旋取向的平均时间。在非磁金属中, 自旋翻转散射的概率只有百分之几, 也就是说自旋扩散长度可以是电子平均自由程的几百倍。

自旋翻转扩散长度是表征自旋在界面处的特征长度, 其形式如下:

$$\lambda_{sf} = (D_0\tau_{sf})^{1/2}, \quad (1.85)$$

其中 $D_0 = v_f\lambda_{mfl}/3$, λ_{mfl} 是电子的平均自由程, τ_{sf} 是自旋翻转弛豫时间。

第二章 面外自旋转移矩对磁化反转和磁化率的影响

2.1 引言

对于自旋转移矩的研究是最近几年里比较热门的研究内容,人们希望通过对自旋转移效应的研究为新一代电子器件—自旋电子器件提供一个切实可行的理论和设计方案。自旋电子器件有着广阔的应用前景,它可以应用在磁性随机存储器(magnetic random access memory) [35]上,还可以用在频率振荡器[36]上。最早进行自旋转移矩研究的是Slonczewski[18]和Berger[19],他们在1996年就对此问题进行了研究。在2004年, Huai et.al.[37] 和Fuches et.al.[38]研究了磁性隧道结(magnetic tunnel junction)中的由极化电流诱导的磁化反转。在2002年, Zhang et.al.[22]提出:由于自旋累积和铁磁层中的局域磁矩存在耦合作用,将产生一项新的自旋矩,其形式可以看成是一个“有效场”,我们称之为面外自旋矩转移矩(out-of-plane torque)。这一项的存在已经被Edwards等人[41]用非平衡格林函数的方法从理论上进行了证明,同时Tulapurkar等人,[20], [42], [43], [46]从实验的角度也证明了面外自旋转移矩的存在。我们基于自旋扩散方程和Landau-Lifshitz-Gilbert方程的联立求解,来研究面外自旋转移矩对磁多层膜系统中磁化反转和磁化率的影响。在磁化反转过程中,自旋累积和磁化状态的运动情况是我们研究的第一部分,第二部分我们研究了在加上微波场的情况下,磁化率受面外自旋转移矩的影响。

2.2 面外项磁矩对磁化反转的影响

电流通过钉扎铁磁层(pinned magnetic layer)时,电流中电子的自旋方向会被极化,与钉扎层磁化方向一致。当极化电流流入自由铁磁层(free magnetic layer)时,由于极化电流中电子自旋的方向和自由层中局域磁矩的方向存在夹角,所以会导致自旋转移矩的产生。我们在Zhang-Levy-Fert理论框架下来研究自旋反转问题,自旋扩散方程[22], [44]为

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\frac{J}{\hbar} \vec{m} \times \vec{M}_2 - \frac{\vec{m}}{\tau_{sf}}, \quad (2.1)$$

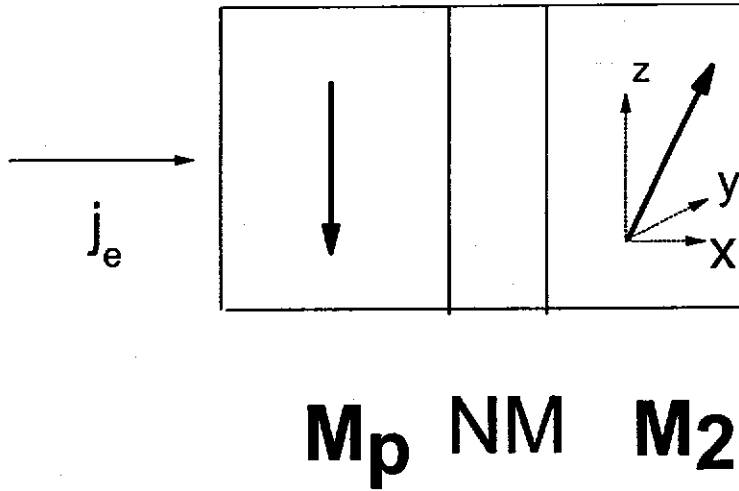


图 2.1: 体系的结构示意图, 其中 M_p 为钉扎铁磁层, NM 为非磁金属层, M_2 为自由金属层

这里, $\vec{m}$ 是自旋累积, $\vec{M}_2$ 是铁磁层磁化强度矢量, τ_{sf} 是自旋翻转弛豫时间, $\hbar$ 是普朗克常数。同时, 铁磁体的磁化强度矢量 $\vec{M}_2$ 满足的Landau-Lifshitz-Gilbert方程, 其形式为:

$$\frac{d\vec{M}_2}{dt} = -\gamma_0 \vec{M}_2 \times (\vec{H}_e + J\vec{m}) + \alpha \frac{\vec{M}_2}{|\vec{M}_2|} \times \frac{d\vec{M}_2}{dt}, \quad (2.2)$$

其中 γ_0 是旋磁比, H_e 是有效场, 它包含外场、磁晶各向异性有效场等, α 是Gilbert阻尼系数。在上面两个公式中, 我们都可以看到有 $J\vec{m} \times \vec{M}_2$ 的形式, 它来自于s-d交换作用, 其中 J 表示s-d交换耦合系数。自旋极化电流中的电子可看成是能在铁磁金属层中自由移动的巡游电子, 自由移动的电子所携带的自旋矩会和铁磁层中的局域磁矩相互作用, 而局域磁矩被看成是受到束缚的d-电子产生的磁矩。从交换项中我们可以看到, 只有垂直磁化矢量的自旋累积的分量 (transverse mode) 才会起作用, 平行于磁化矢量方向的自旋累积将不起作用。所以我们可以将交换作用项写成 $J\vec{m}_\perp \times \vec{M}_2$ 的形式。在引言中提到, $J\vec{m}_\perp$ 可以分解为

$$J\vec{m}_\perp = a\vec{M}_p \times \vec{M}_d + b(\vec{M}_d \times \vec{M}_p) \times \vec{M}_d, \quad (2.3)$$

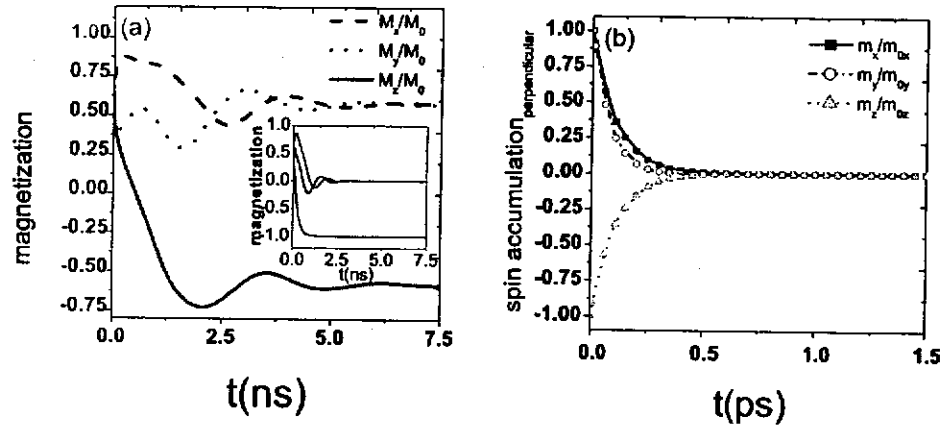


图 2.2: (a)有“out-of-plane torque”项影响时磁化强度各分量随时间的变化情况,插入的小图表示没有“out-of-plane torque”项影响时磁化强度各分量随时间的变化情况。(b) 自旋累积的各分量随时间的变化情况。

其中 $\vec{M}_d$ 为自由层磁化强度对应的单位矢量, $\vec{M}_p$ 为钉扎层的单位矢量。将分解的结果(2.3) 带入Landau-Lifshitz-Gilbert方程中,并经过矢量计算,我们将会得到方程:

$$\frac{d\vec{M}_2}{dt} = -\gamma_0 \vec{M}_2 \times \left(\vec{H}_e + a\vec{M}_p \times \vec{M}_d + b\vec{M}_p \right) + \alpha \frac{\vec{M}_2}{|\vec{M}_2|} \times \frac{d\vec{M}_2}{dt}, \quad (2.4)$$

在上面的方程中, $b\vec{M}_p$ 是由“out-of-plane torque”项诱导的“有效场”项,而 $\gamma_0 a \vec{M}_2 \times (\vec{M}_p \times \vec{M}_d)$ 就是Beger[19]和Slonczewski[18]等人研究过的“in-plane spin torque”。我们将LLG方程和自旋扩散方程联立,然后数值求解,就可以研究磁化反转过程,以及自旋累积的变化过程。

将以上得到的结果和不考虑“out-of-plane torque”项的LLG方程得到的结果相比较,就可以比较两者的不同,看出面外自旋转移矩的影响。不考虑“out-of-plane torque”项的LLG方程为:

$$\frac{d\vec{M}_2}{dt} = -\gamma_0 \vec{M}_2 \times \vec{H}_e + \alpha \frac{\vec{M}_2}{|\vec{M}_2|} \times \frac{d\vec{M}_2}{dt} + \Gamma, \quad (2.5)$$

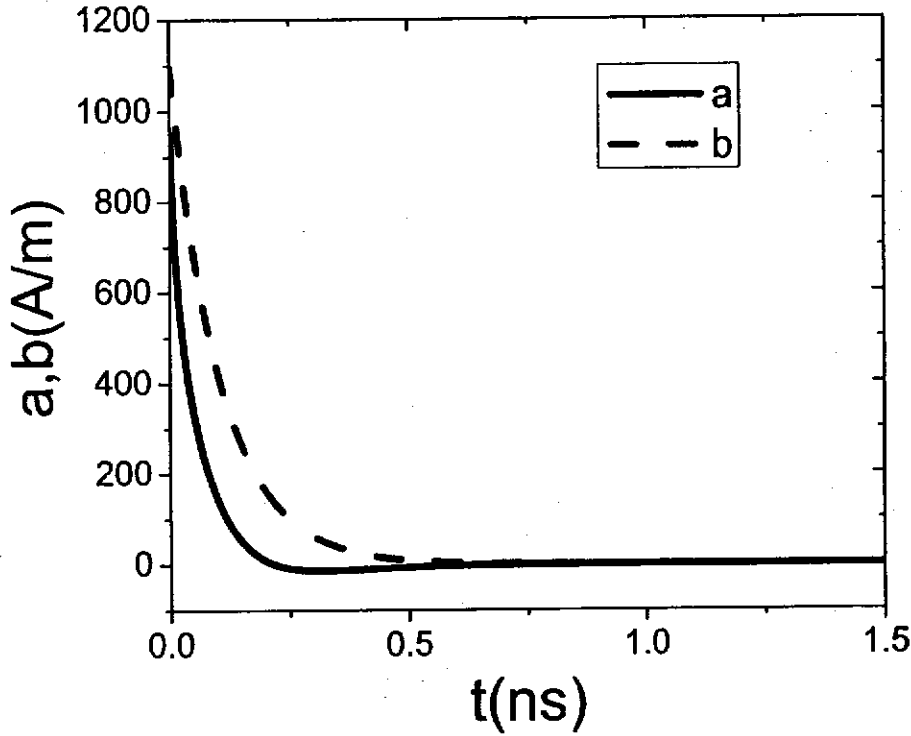


图 2.3: 系数a (实线) 和系数b (虚线) 随时间变化的曲线

这里 Γ 为自旋转移矩:

$$\Gamma = -\frac{I_e g}{e} \vec{M}_2 \times (\vec{M}_d \times \vec{M}_p), \quad (2.6)$$

其中 I_e 是入射电流, e 是电子电荷, 而 g 是一个大于零的标量函数。 g 的形式如下:

$$g = \frac{1}{[-4 + (1+p)^3(3 + \vec{M}_p \cdot \vec{M}_d)/4p^{3/2}]}, \quad (2.7)$$

这里 p 是铁磁体的极化率, 对于Fe、Co、Ni等材料的取值分别为0.4、0.35、0.23。 Γ 中只包含了“in-plane torque”项的作用, 即面内自旋转移矩的作用。通过数值求解方程可以给出磁化矢量随时间的变化曲线, 结果示于图2.2中。将没有受到“out-of-plane torque”项作用的结果和有“out-of-plane torque”项影响下的磁化翻转作比较, 我们可以看到, 有“out-of-plane torque”作用的磁化反转过程所耗费的时间比没有“out-of-plane torque”作用的磁化反转所耗费的时间要长, 而且在没有“out-of-plane torque”影响下, 反转后的磁化矢量很快就趋于一个

稳定的状态, 而有“out-of-plane torque”影响的磁化反转中的磁化矢量会在一段时间内做阻尼振荡, 其达到稳定状态的时间要比没有“out-of-plane torque”影响下所需要的时间要长的多。图2.2中, 我们也可以看到自旋累积达到稳定状态所需要的时间比磁化强度矢量达到稳定状态所用时间要少得多, 其衰减时间大概是几个皮秒 (10^{-12} s, ps), 远远小于磁化状态达到稳定状态所用的几个纳秒 (10^{-9} s, ns)。在图2.3中, 我们也给出了展开系数a和b随时间变化的曲线, 系数a的大小和“in-plane torque”项有关系, 系数b的大小和“out-of-plane torque”项的大小有关。它们都会随时间衰减到稳定状态。

2.3 面外自旋转移矩对磁化率的影响

我们在X-Y平面内加上一个小的圆偏振微波场, 来研究有“out-of-plane torque”情况下的磁化率和没有“out-of-plane torque”情况下的磁化率之间的不同。磁化强度可以表示成:

$$dM_{2x} = \frac{\partial M_{2x}}{\partial h_x} dh_x + \frac{\partial M_{2x}}{\partial h_y} dh_y, \quad (2.8)$$

$$dM_{2y} = \frac{\partial M_{2y}}{\partial h_x} dh_x + \frac{\partial M_{2y}}{\partial h_y} dh_y, \quad (2.9)$$

其中 $\vec{h}$ 为外加小的微波场。引入磁化率, 我们也可以将上式表示为:

$$dM_{2x} = \chi_{11} dh_x + \chi_{12} dh_y, \quad (2.10)$$

$$dM_{2y} = \chi_{21} dh_x + \chi_{22} dh_y, \quad (2.11)$$

因为研究的体系不是各向同性的, 所用磁化率为张量形式。其中 $\chi_{11}, \chi_{12}, \chi_{21}, \chi_{22}$ 是其分量,

$$\chi_{ij} = \frac{\partial M_{2i}}{\partial h_j} (i = 1, 2; j = 1, 2), \quad (2.12)$$

计算结果示于图2.4中。在图2.4 (a) -(d)中, 实线表示有“out-of-plane torque”影响下的磁化率的实部随频率变化的曲线, 而虚线表示的是没有“out-of-plane torque”影响下的磁化率的实部随频率变化的曲线。在图2.5 (a) -(d)中, 我们画出了磁化率的虚部随频率变化的曲线。实线表示有“out-of-plane torque”影响的磁化率的虚部随频率变化的曲线, 虚线表示没有“out-of-plane torque”影响的磁化率的虚部随频率变化的曲线。图2.4-2.5中我们可以看到, 受到“out-of-plane

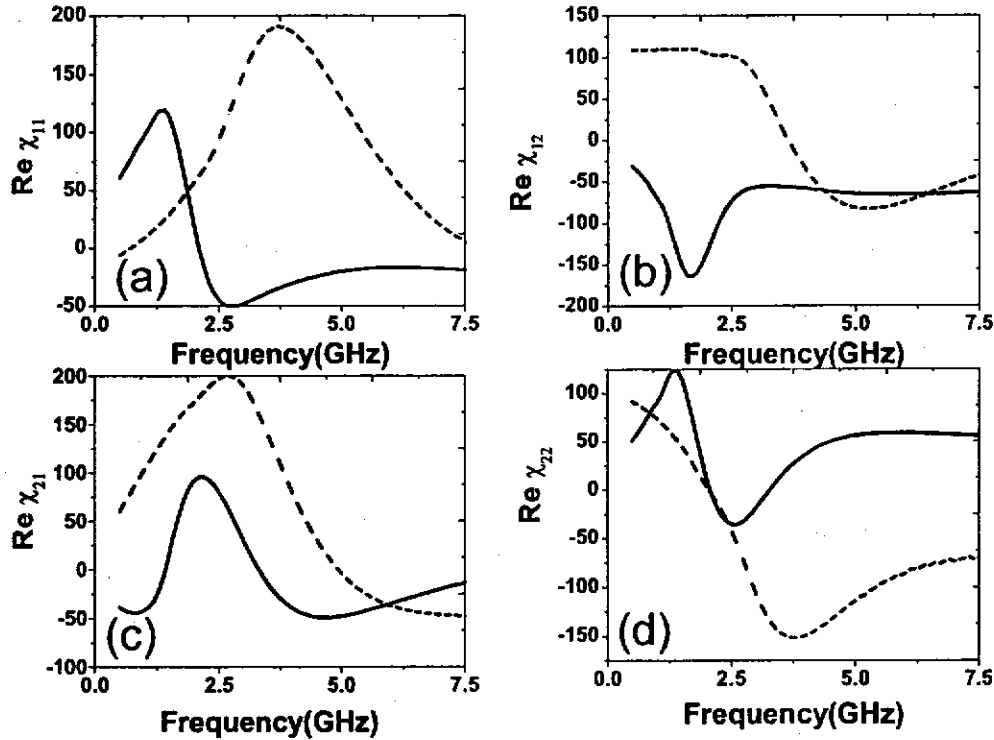


图 2.4: 磁化率的实部随频率变化的曲线。图中实线表示有“out-of-plane torque”影响的结果, 虚线表示的是没有“out-of-plane torque”影响到结果。(a) $\text{Re } \chi_{11}$ 随频率的变化; (b) $\text{Re } \chi_{12}$ 随频率的变化; (c) $\text{Re } \chi_{21}$ 随频率的变化; (d) $\text{Re } \chi_{22}$ 随频率的变化。

torque”影响的曲线的共振频率比不受“out-of-plane torque”影响的曲线的共振频率要低, 这是由于在我们的研究中, 共振频率受各向异性有效场、“in-plane torque”项以及“out-of-plane torque”产生的等效场的共同影响的。图2.4和图2.5表明“out-of-plane torque”产生的等效场使得共振峰位向低频区移动, 它起到了与“in-plane torque”项以及各向异性有效场项相反的作用。根据涨落-耗散定理, 频率与涨落磁噪声有关, 所以等效场也会使得磁噪声谱的峰值向低频区移动。在某个确定的频率处磁化率的虚部也会出现共振峰, 表明在这个频率处能量会迅速衰减, 此即实际应用中的截至频率。受到“out-of-plane torque”影

响的截至频率低于不受影响的情况。

2.4 小结

我们用描述局域磁矩的Landau-Lifshitz-Gilbert方程和描述自旋累积的自旋扩散方程来研究受到“out-of-plane torque”影响的磁化反转过程和磁化率的变化情况,主要结果示于图2.2-图2.5。我们可以看到,自旋累积达到稳定状态比局域磁矩要快的多,“out-of-plane torque”使得磁化反转的过程比没有考虑该项时要慢,共振峰值对应的频率也会比不考虑该项时要低。我们的工作自旋二极管效应以及射频振荡器的研究中有着潜在的应用。

本工作已经完成论文,被Chin. Phys. Lett.接受,并将发表在Chin. Phys. Lett. 第27卷(2010)第7期上。

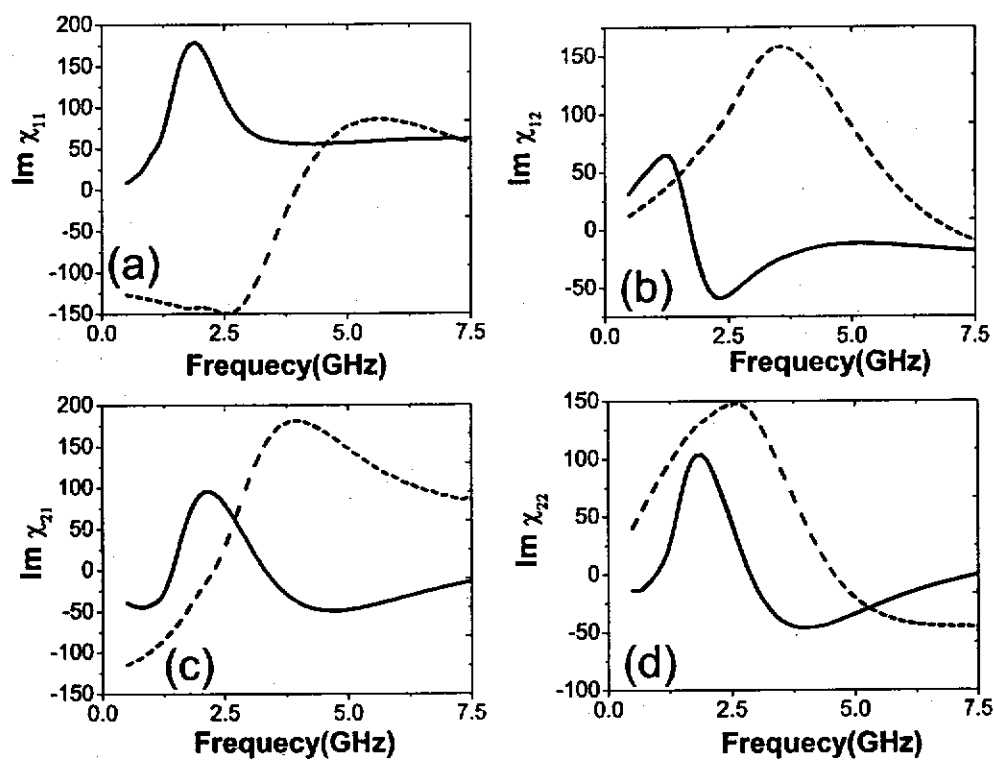


图 2.5: 磁化率的虚部随频率变化的曲线。实线表示有“out-of-plane torque”影响的结果, 虚线表示的是没有“out-of-plane torque”影响到结果。(a) $\text{Im } \chi_{11}$ 随频率的变化; (b) $\text{Im } \chi_{12}$ 随频率的变化; (c) $\text{Im } \chi_{21}$ 随频率的变化; (d) $\text{Im } \chi_{22}$ 随频率的变化。

第三章 面外自旋转移矩对流诱导的自旋波激发的影响

3.1 引言

我们在第二章已经研究过了面外自旋转移矩对流诱导的磁化反转的影响。在这一章,我们将主要研究面外自旋转移矩对流诱导的自旋波激发的影响。早在1996年,Slonczewski[18]和Berger[19]就指出,当一个恒定电流通过磁性多层膜时,通过钉扎层的自旋极化电流会在自由层中激发出做相干运动的自旋波,两年后Tsoi及其合作者[20]便在实验上证实了这个理论预言,迄今为止已有许多进一步的理论和实验工作围绕这一问题展开[22], [29]。Slonczewski[18]采用了LLG方程的方法研究面内自旋转移矩对自旋波激发的影响,而Berger[19]则在自由电子近似的基础上用量子力学的方法研究了自旋波动力学。他同Slonczewski一样都没有考虑面外自旋转移矩对自旋波激发的影响。在这一章里,我们将在Zhang-Levy-Fert理论框架的基础上进一步研究这个问题。在Zhang等人的文章里,他们仅给出了这个理论框架,并且讨论了自旋累积的平行分量对磁性多层膜隧穿磁电阻的影响[9], [22]。尽管他们提出了自旋累积的垂直分量会诱导出面内和面外自旋转移矩的观点,但他们并没有讨论自旋累积的垂直分量所产生的面内和面外自旋转移矩对自旋波激发的影响。我们将进一步用自旋扩散方程和LLG方程相耦合的办法来讨论流诱导的自旋波激发问题。

3.2 理论框架

Zhang-Levy-Fert理论认为,由自旋极化电流所产生的自旋累积 $\vec{m}$ 和磁性多层膜自由铁磁层中的局域磁矩将通过s-d交换作用相互影响。其哈密顿量为 $H_{int} = -J\vec{m} \cdot \vec{M}$,其中J为交换耦合常数, $\vec{M}$ 为铁磁体磁化强度矢量。在这种相互作用下,自旋累积的变化满足自旋扩散方程,而铁磁体局域磁矩的运动满足LLG方程,自旋累积所满足的自旋扩散方程为

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{j}_m}{\partial x} + (J/\hbar)\vec{m} \times \vec{M} = -\frac{\vec{m}}{\tau_{sf}}, \quad (3.1)$$

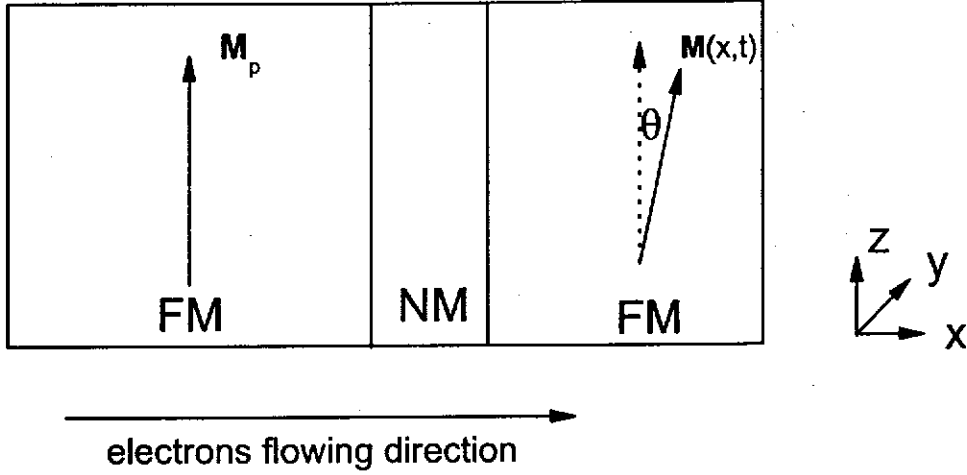


图 3.1: 自旋波激发的示意图。

在这里 τ_{sf} 是电子的自旋翻转弛豫时间, 而 $\vec{j}_m$ 是体系中的自旋流密度, 它可以被表示为[22]

$$\vec{j}_m = \beta j_e \vec{M} - 2D_0 \left[\frac{\partial \vec{m}}{\partial x} - \beta \beta' \vec{M} (\vec{M} \cdot \frac{\partial \vec{m}}{\partial x}) \right], \quad (3.2)$$

其中 β, β' 是反映电子自旋极化程度的参数, D_0 是电子扩散常数, j_e 是流经磁性多层膜体系的电流密度。由于和自旋累积的相互作用, 自由铁磁层的局域磁矩运动满足如下的LLG方程

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma_0 \vec{M} \times (\vec{H}_e + J\vec{m}) + \alpha \frac{\vec{M}}{|\vec{M}|} \times \frac{d\vec{M}}{dt}, \quad (3.3)$$

其中 γ_0 为旋磁比系数, $\vec{H}_e$ 为磁矩感受到的等效场, 经过同上一章一样的变换, 可以得到LLG方程:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma_0 \vec{M} \times \left(\vec{H}_e + a\vec{M}_p \times \vec{M}_d + b\vec{M}_p \right) + \\ \alpha \frac{\vec{M}}{|\vec{M}|} \times \frac{d\vec{M}}{dt}, \end{aligned} \quad (3.4)$$

其中 $\vec{M}_d$ 为磁化强度的单位矢量, $\vec{M}_p$ 为钉扎层单位矢量。在我们研究中, $\vec{H}_e$ 包括外加的恒定磁场和磁晶各向异性有效场, α 为Gilbert阻尼系数。在上式

中, $\gamma_0 a \vec{M} \times (\vec{M}_p \times \vec{M}_d)$ 就是Berger[19]和Slonczewski[18]等人研究过的面内自旋转移矩, 而 $\gamma_0 b \vec{M} \times \vec{M}_p$ 则是我们主要研究的面外自旋转移矩, 这是Berger[19]和Slonczewski[18]的理论模型中所没有的部分。可以看出 $b \vec{M}_p$ 实际上是一个类磁场项。自旋极化电流所产生的自旋转移矩如果在铁磁层中激发出自旋波, 则铁磁层中的磁化强度矢量不仅要随时间变化, 而且要随位置变化, 即呈现出自旋波的时间、位置依赖关系。可是在上述Zhang-Levy-Fert理论框架中, 在描述铁磁体磁化强度矢量运动的LLG方程中, 磁化强度矢量仅随时间变化, 并不依赖于位置。所以直接利用它并不能来研究流诱导的自旋波激发问题, 我们必须对上述方程加以推广。在上述方程中, 并没有包含导致自旋波运动的交换作用等效场项

$$\vec{H}_{ex} = q \nabla^2 \vec{M}, \quad (3.5)$$

上式中

$$q = \frac{2NAa^2s^2}{\mu_0 M_s^2}, \quad (3.6)$$

其中 N 为单位体积的磁性离子数, A 为磁性离子间的交换积分常数 (单位为焦耳), a 为晶格常数, s 为磁性离子的自旋量子数, M_s 为饱和磁化强度。如果我们在此LLG方程中加入此交换作用等效场, 则方程形式可以写成

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = & -\gamma_0 \vec{M} \times \left(\vec{H}_e + q \nabla^2 \vec{M} + a \vec{M}_p \times \vec{M}_d + b \vec{M}_p \right) + \\ & \alpha \frac{\vec{M}}{|\vec{M}|} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}, \end{aligned} \quad (3.7)$$

在此方程中, 铁磁层磁化强度矢量的变化既依赖于时间又依赖于位置, 所以可以用来描述自旋波的运动变化情况。我们选择图3.1中的磁性多层膜体系来研究其中的流诱导的自旋波激发情况。电流从左边入射到钉扎层中, 方向垂直于钉扎层表面, 在体系中沿 x 方向传播, 通过中间层的电子形成的自旋极化电流将会在自由层中产生自旋波激发, 此激发的自旋波将沿 x 方向传播。下面我们将研究此激发的自旋波。由于入射电流是一个持续的小电流, 不像磁化反转效应中是一个非常大的脉冲电流, 所以我们认为此电流诱导的面内和面外自旋转移矩仅使得铁磁层的局域磁矩发生微小的转动, 即围绕着它初始的位置做进动而形成自旋波, 不会像磁化反转效应中那样做大角度的翻转。这样我们便可以将铁磁

层的磁化强度矢量 $\vec{M}$ 在其初始位置附近做小量展开, 即

$$\vec{M}(x, t) = \vec{M}_0 + \Delta\vec{M}(x, t), \quad (3.8)$$

其中 $\vec{M}_0$ 为初始磁化强度矢量, $\Delta\vec{M}(x, t)$ 为由自旋转移矩所引起的磁化强度对初始状态的小的偏离, $|\Delta\vec{M}(x, t)| \ll |\vec{M}_0|$. 我们进一步将 $\Delta\vec{M}(x, t)$ 写成自旋波的形式, 即

$$\Delta\vec{M}(x, t) = \vec{B}e^{i(\omega t + kx)}, \quad (3.9)$$

其中 ω 为自旋波频率, k 为波矢, $\vec{B}$ 为自旋波的波幅,

$$\vec{B} = B_x\mathbf{e}_x + B_y\mathbf{e}_y + B_z\mathbf{e}_z, \quad (3.10)$$

B_x, B_y, B_z 为常数。当然 ω 和 k 都可以取复数值, ω 的虚部表示自旋波随时间衰减, k 的虚部表示自旋波随位置衰减。不符合物理的 ω 和 k 取值将会被舍去。为了研究的方便我们也将自旋累积 $\vec{m}$ 在其初始值附近展开

$$\vec{m}(x, t) = \vec{m}_0 + \Delta\vec{m}(x, t), \quad (3.11)$$

其中 $\vec{m}_0$ 是自旋累积的初始值, $\Delta\vec{m}(x, t)$ 是由于和铁磁层局域磁矩相互作用而引起的对初始状态的小的偏离, 为了联立求解自旋扩散方程和LLG方程, 我们也将 $\Delta\vec{m}(x, t)$ 写成波动形式, 即

$$\Delta\vec{m}(x, t) = \vec{A}e^{i(\omega t + kx)}, \quad (3.12)$$

其中,

$$\vec{A} = A_x\mathbf{e}_x + A_y\mathbf{e}_y + A_z\mathbf{e}_z, \quad (3.13)$$

为其幅度, A_x, A_y, A_z 为常数。将自旋累积的表达式 (3.11), (3.12) 代入到自旋扩散方程 (3.1) 中, 同时将磁化强度矢量 $\vec{M}$ 表达式 (3.8), (3.9) 代入到LLG方程 (3.3) 中, 利用初始值满足的条件, 并且忽略掉高阶小量项, 我们可以得到自旋累积波幅所满足的线性化方程组为

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{2D_0}i\omega + k^2 + \frac{1}{\lambda_{sf}^2}\right)A_x + \frac{1}{\lambda_J^2}M_{0z}A_y - \frac{1}{\lambda_J^2}M_{0y}A_z + i\frac{1}{2D_0}\beta_{je}k B_x \\ - \frac{1}{\lambda_J^2}m_{0z}B_y + \frac{1}{\lambda_J^2}m_{0y}B_z = 0, \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$-\frac{1}{\lambda_J^2}M_{0z}A_x + \left(\frac{1}{2D_0}i\omega + k^2 + \frac{1}{\lambda_{sf}^2}\right)A_y + \frac{1}{\lambda_J^2}M_{0x}A_z + \frac{1}{\lambda_J^2}m_{0z}B_x + i\frac{1}{2D_0}\beta j_e k B_y - \frac{1}{\lambda_J^2}m_{0x}B_z = 0, \quad (3.15)$$

$$\frac{1}{\lambda_J^2}M_{0y}A_x - \frac{1}{\lambda_J^2}M_{0x}A_y + \left(\frac{1}{2D_0}i\omega + k^2 + \frac{1}{\lambda_{sf}^2}\right)A_z - \frac{1}{\lambda_J^2}m_{0y}B_x + \frac{1}{\lambda_J^2}m_{0x}B_y + i\frac{1}{2D_0}\beta j_e k B_z = 0, \quad (3.16)$$

以及磁化强度波幅所满足的线性化的方程组为

$$\gamma_0 J M_{0z} A_y - \gamma_0 J M_{0y} A_z - i\omega B_x + (-\gamma_0 q M_{0z} k^2 - \gamma_0 H_{ez} - \gamma_0 J m_{0z} - i\alpha M_{0z} \omega) B_y + (\gamma_0 q M_{0y} k^2 + \gamma_0 H_{ey} + \gamma_0 J m_{0y} + i\alpha M_{0y} \omega) B_z = 0, \quad (3.17)$$

$$-\gamma_0 J M_{0z} A_x + \gamma_0 J M_{0x} A_z + (\gamma_0 q M_{0z} k^2 + \gamma_0 H_{ez} + \gamma_0 J m_{0z} + i\alpha M_{0z} \omega) B_x + (-i\omega) B_y + (-\gamma_0 q M_{0x} k^2 - \gamma_0 H_{ex} - \gamma_0 J m_{0x} - i\alpha M_{0x} \omega) B_z = 0, \quad (3.18)$$

$$\gamma_0 J M_{0y} A_x - \gamma_0 J M_{0x} A_y + (-\gamma_0 q M_{0y} k^2 - \gamma_0 H_{ey} - \gamma_0 J m_{0y} - i\alpha M_{0y} \omega) B_x + (\gamma_0 q M_{0x} k^2 + \gamma_0 H_{ex} + \gamma_0 J m_{0x} + i\alpha M_{0x} \omega) B_y + (-i\omega) B_z = 0, \quad (3.19)$$

方程 (3.14) - (3.19) 是关于系数 ($A_x, A_y, A_z, B_x, B_y, B_z$) 的线性化方程组, 它们有非零解的充要条件为系数行列式为零, 即

$$\begin{vmatrix} D & \frac{1}{\lambda_J^2}M_{0z} & -\frac{1}{\lambda_J^2}M_{0y} & i\frac{1}{2D_0}\beta j_e k & -\frac{1}{\lambda_J^2}m_{0z} & \frac{1}{\lambda_J^2}m_{0y} \\ -\frac{1}{\lambda_J^2}M_{0z} & D & \frac{1}{\lambda_J^2}M_{0x} & \frac{1}{\lambda_J^2}m_{0z} & i\frac{1}{2D_0}\beta j_e k & -\frac{1}{\lambda_J^2}m_{0x} \\ \frac{1}{\lambda_J^2}M_{0y} & -\frac{1}{\lambda_J^2}M_{0x} & D & -\frac{1}{\lambda_J^2}m_{0y} & \frac{1}{\lambda_J^2}m_{0x} & i\frac{1}{2D_0}\beta j_e k \\ 0 & \gamma_0 J M_{0z} & -\gamma_0 J M_{0y} & -i\omega & A_1 & A_2 \\ -\gamma_0 J M_{0z} & 0 & \gamma_0 J M_{0x} & B_1 & -i\omega & B_2 \\ \gamma_0 J M_{0y} & -\gamma_0 J M_{0x} & 0 & C_1 & C_2 & -i\omega \end{vmatrix} = 0, \quad (3.20)$$

上述行列式中,

$$D = \frac{1}{2D_0}i\omega + k^2 + \frac{1}{\lambda_{sf}^2}, \quad (3.21)$$

$$A_1 = -\gamma_0 q M_{0z} k^2 - \gamma_0 H_{ez} - \gamma_0 J m_{0z} - i\alpha M_{0z} \omega, \quad (3.22)$$

$$A_2 = \gamma_0 q M_{0y} k^2 + \gamma_0 H_{ey} + \gamma_0 J m_{0y} + i\alpha \omega M_{0y}, \quad (3.23)$$

$$B_1 = \gamma_0 q M_{0z} k^2 + \gamma_0 H_{ez} + \gamma_0 J m_{0z} + i\alpha M_{0z} \omega, \quad (3.24)$$

$$B_2 = -\gamma_0 q M_{0x} k^2 - \gamma_0 H_{ex} - \gamma_0 J m_{0x} - i\alpha \omega M_{0x}, \quad (3.25)$$

$$C_1 = -\gamma_0 q M_{0y} k^2 - \gamma_0 H_{ey} - \gamma_0 J m_{0y} - i\alpha M_{0y} \omega, \quad (3.26)$$

$$C_2 = \gamma_0 q M_{0x} k^2 + \gamma_0 H_{ex} + \gamma_0 J m_{0x} + i\alpha \omega M_{0x}, \quad (3.27)$$

式 (3.20) 是自旋波频率 ω 和波矢 k 所满足的行列式, 即自旋波的色散关系, 它是一个关于 ω 的 6 阶多项式方程, 其中不但包含了面内自旋转移矩对色散关系的影响, 同时也包含了面外自旋转移矩对色散关系的影响。

为了单独看出面外自旋转移矩对自旋波激发的影响, 我们有必要研究只有面内自旋转移矩存在时自旋波的色散关系, 即 Slonczewski 等人研究的情况, 这时只利用磁化强度矢量单独所满足的 LLG 方程就可以了, 而不必和自旋扩散方程联立。这时磁化强度矢量所满足的方程为

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma_0 \vec{M} \times (\vec{H}_e + a_s \vec{M}_p \times \vec{M}_d) + \alpha \frac{\vec{M}}{|\vec{M}|} \times \frac{d\vec{M}}{dt}, \quad (3.28)$$

其中 $a_s = \frac{I_e g}{\gamma_0 e}$, g 的定义与上一章一样, I_e 是入射电流, e 是电子电荷。上式中只包含了面内自旋转移矩项 $\gamma_0 a_s \vec{M} \times (\vec{M}_p \times \vec{M}_d)$ 而没有面外自旋转移矩了。仿照前面的研究方法, 我们将磁化强度的表达式 (3.8), (3.9) 代入上述方程, 忽略高阶小量项就可以得到线性化的方程

$$A_1' B_x + A_2' B_y + A_3' B_z = 0, \quad (3.29)$$

$$B_1' B_x + B_2' B_y + B_3' B_z = 0, \quad (3.30)$$

$$C_1' B_x + C_2' B_y + C_3' B_z = 0, \quad (3.31)$$

其中,

$$A_1' = \gamma_0 a_s M_{0y} M_{py} + \gamma_0 a_s M_{0z} M_{pz} - i\omega, \quad (3.32)$$

$$A_2' = -\gamma_0 q M_{0z} k^2 - \gamma_0 a_s M_{0y} M_{px} - \gamma_0 H_{ez} - \gamma_0 a_s (M_{px} M_{0y} - M_{py} M_{0x}) - i\omega \alpha M_{0z}, \quad (3.33)$$

$$A_3' = \gamma_0 q M_{0y} k^2 - \gamma_0 a_s M_{0z} M_{px} + \gamma_0 H_{ey} + \gamma_0 a_s (M_{px} M_{0x} - M_{py} M_{0z}) + i\omega \alpha M_{0y}, \quad (3.34)$$

$$B'_1 = \gamma_0 q M_{0z} k^2 - \gamma_0 a_s M_{0x} M_{py} + \gamma_0 H_{ez} + \gamma_0 a_s (M_{px} M_{0y} - M_{py} M_{0x}) + i\omega \alpha M_{0z}, \quad (3.35)$$

$$B'_2 = -i\omega + \gamma_0 a_s M_{0z} M_{pz} + \gamma_0 a_s M_{0x} M_{px}, \quad (3.36)$$

$$B'_3 = -\gamma_0 q M_{0x} k^2 - \gamma_0 a_s M_{0z} M_{py} - \gamma_0 H_{ex} - \gamma_0 a_s (M_{py} M_{0z} - M_{pz} M_{0y}) - i\omega \alpha M_{0x}, \quad (3.37)$$

$$C'_1 = -\gamma_0 q M_{0y} k^2 - \gamma_0 a_s M_{0x} M_{pz} - \gamma_0 H_{ey} - \gamma_0 a_s (M_{pz} M_{0x} - M_{px} M_{0z}) - i\omega \alpha M_{0y}, \quad (3.38)$$

$$C'_2 = \gamma_0 q M_{0x} k^2 - \gamma_0 a_s M_{0y} M_{pz} + \gamma_0 H_{ex} + \gamma_0 a_s (M_{py} M_{0z} - M_{pz} M_{0y}) + i\omega \alpha M_{0x}, \quad (3.39)$$

$$C'_3 = -i\omega + \gamma_0 a_s M_{0x} M_{px} + \gamma_0 a_s M_{0y} M_{py}, \quad (3.40)$$

上述三个方程 (3.29) - (3.31) 是关于 (B_x, B_y, B_z) 的线性化的方程组, 其有非零解的充要条件为系数行列式为零, 即

$$\begin{vmatrix} A'_1 & A'_2 & A'_3 \\ B'_1 & B'_2 & B'_3 \\ C'_1 & C'_2 & C'_3 \end{vmatrix} = 0, \quad (3.41)$$

行列式 (3.41) 是只有面内自旋转移矩影响下的自旋波的色散关系, 它是一个关于 ω 的三次多项式, 可以看出它与有面外自旋转移矩存在时色散关系有着明显的不同。

3.3 小结

基于Zhang-Levy-Fert理论框架, 我们研究了磁性多层膜系统中自旋转移矩诱导的自旋波激发情况, 尤其研究了面外自旋转移矩对自旋波色散关系的影响。我们将Zhang-Levy-Fert理论中的LLG方程中加入了自旋波交换相互作用等效场项, 从而用它研究自旋波激发及传播情况。这在自旋二级管效应和无线电频率的振子方面有着潜在的应用。

第四章 总结和展望

Zhang-Levy-Fert 理论是自旋电子学领域中研究自旋极化输运问题的一个重要的理论方法。但其提出后,后续的研究工作并没有完全展开,只有Shapiro利用自旋累积的平行分量所满足的自旋扩散方程研究了磁性多层膜体系中的隧穿磁电阻问题。由于面内和面外的自旋转移矩阵主要是由自旋累积的垂直分量所产生,所以进一步研究面外自旋转移矩对磁化反转和自旋波激发的影响是有必要的。我们做了这方面的研究工作。

如上所述,自旋累积的平行分量主要参与电子的隧穿输运,对体系的隧穿电阻(TMR)有贡献;而自旋累积的垂直分量则主要对体系的磁化反转过程,尤其是磁化率有影响。由于自旋累积的平行分量和垂直分量是自旋累积的两个分量,它们是随铁磁体的局域磁矩的变化而变化的,所以自旋极化隧穿输运和磁化反转过程有着内在的联系,值得我们进一步研究这种关系。

另外,在我们研究自旋波激发所用的磁性多层膜体系中,自由铁磁层的厚度取为无限长,所以自旋波的频率是连续变化的,此即自旋波的色散关系。可在实际应用中,自由铁磁层的厚度是有限的,因此我们需要考虑边界条件对自旋波激发的影响。这时自旋波的频率是分立的,而得到分立自旋波的本征频率是实际应用中是很重要的,有助于我们研究体系的铁磁共振现象。有限厚度的自由铁磁层中的自旋波激发问题将来也是一个有趣的、可以进行研究的方向。

可见,利用Zhang-Levy-Fert 理论来研究自旋电子学中的自旋极化输运问题时,不仅在理论方面还有许多基本问题要做进一步研究,当将其应用在实际问题中,如将其应用于自旋二极管以及无线电频率的振子方面时,同样有很多问题需要深入研究。