

# 自旋阀中的各向异性磁电阻效应\*

姜宏伟† 王艾玲 郑 鹤

(首都师范大学物理系, 北京 100037)

(2004 年 7 月 21 日收到, 2004 年 10 月 12 日收到修改稿)

采用平面霍尔效应测量方法, 对  $\text{Ta}(8\text{nm})/\text{NiFe}(7\text{nm})/\text{Cu}(2.4\text{nm})/\text{NiFe}(4.4\text{nm})/\text{FeMn}(14\text{nm})/\text{Ta}(6\text{nm})$  自旋阀多层膜进行了研究. 结果表明, 在样品中存在着自由层和被钉扎层之间的各向异性磁电阻的“混合”效应. 与通常所采用的磁电阻测量方法相结合, 平面霍尔效应的测量可以给出自旋阀中各向异性磁电阻以及自由层和被钉扎层的磁矩随外场变化的更多信息.

关键词: 自旋阀, 各向异性磁电阻, 平面霍尔效应

PACC: 7550R, 7360D

## 1. 引 言

自从自旋阀多层膜结构<sup>[1]</sup>被提出以来, 这种具有极大应用价值的人工多层膜材料成为人们广泛研究的对象<sup>[2-4]</sup>. 近来在理论和实验上都提出了多层膜磁电阻的各向异性问题<sup>[5,6]</sup>. 在实验上测得的自旋阀磁电阻通常包括巨磁电阻(giant magnetoresistance, GMR)和各向异性磁电阻(anisotropic magnetoresistance, AMR)两部分. 在外磁场作用下, 如果只关心自旋阀中自由层与被钉扎层的磁矩之间处于平行和反平行两种状态的情形, 则不必考虑 AMR 的影响. 但在实际应用中两磁性层的磁矩间存在着各种角度关系, 加之在自旋阀中 AMR 在总的磁电阻中所占的比例不能忽略, 所以, 区分这两部分对自旋阀总磁电阻效应的贡献, 对于自旋阀多层膜材料在高灵敏度传感器中的应用就显得很重要了.

在铁磁性物质中, 当外磁场与电流的夹角变化时, 样品的电阻也随之变化. 这种现象被称之为各向异性磁电阻效应. 其起因是由于铁磁性物质中 3d 电子的自旋-轨道耦合作用使波函数的对称性降低, 导致了传导电子散射(s-d 散射)的各向异性<sup>[7]</sup>. 一般而言, 在磁化强度饱和之前, AMR 的大小主要依赖于磁化强度(即磁矩的大小与方向)而非外磁场.

在研究自旋阀的磁电阻与外磁场的角度关系时, 需要考虑 AMR 的影响. 通常的做法是在测得的磁电阻中直接扣除磁性层的 AMR, 而磁性层的 AMR 则用与其厚度相同的同种磁性材料单层膜的 AMR 数值进行折算. 这种方法是一种间接的做法, 有很大的误差<sup>[1]</sup>.

在自旋阀中, 有自由层、被钉扎层两个铁磁层. 由于钉扎层的存在, 使得两个磁性层中磁矩随外场的转动不同步. 而 AMR 取决于传导电流与磁矩的夹角, 因此在外场的转动过程中, 两个磁性层的厚度即使相等, 它们的 AMR 也是有差别的. 此外, 自旋阀的隔离层厚度只有 2nm 多, 小于传导电子的平均自由程, 这意味着传导电子能够“感受”到自由层和被钉扎层两个磁性层的磁矩作用, 所以存在着 AMR 的“混合”效应.

本文采用了一种有效且简单的方法——平面霍尔效应(planar Hall effect, PHE), 对自旋阀多层膜进行了研究并得到了有意义的结果.

## 2. 实验方法

我们采用磁控溅射方法在  $\text{Si}(100)$  基片上制备了如下结构的自旋阀样品:

$\text{Si}/\text{Ta}(8\text{nm})/\text{NiFe}(7\text{nm})/\text{Cu}(2.4\text{nm})/$

\* 北京市教委科技发展基金及北京市优秀人才培养专项基金资助的课题.

† E-mail: jhw-phy@mail.cnu.edu.cn

NiFe(4.4nm)/FeMn(14nm)/Ta(6nm),

其中, NiFe(7nm)是自由层、NiFe(4.4nm)是被钉扎层、FeMn是钉扎层, 隔离层(spacer)是2.4nm的Cu. 制备样品时, 先在基片上镀一层8nm厚的Ta缓冲层(buffer), 镀完钉扎层后, 再镀一层6nm厚的Ta保护层. 各层的溅射速率均为~0.2nm/s, 基片水冷. 镀膜时在平行膜面方向加一个大约20kA/m的磁场.

将制备好的自旋阀样品光刻成如图1所示的六端引线Hall条. 条的宽度为100 $\mu$ m(1,3或2,4之间); 测量电阻的两端(1,2或3,4之间)的距离为1mm. 测量是在室温下进行的, 测量电流为1mA. 测量时外磁场加在膜面内, 且磁场的方向可以在面内旋转.

### 3. 实验结果与讨论

按霍尔效应的定义, 测量霍尔效应时, 电流、磁场和霍尔电压三者的方向是相互垂直的. 而所谓平面霍尔效应, 则是将磁场加在电流和电压的同一平面内. 其他的都与测量霍尔效应一样.

在铁磁薄膜中进行AMR测量时, 其电场可表述为<sup>[8]</sup>

$$E_x = j\rho_{\perp} + \chi(\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})\cos^2\theta, \quad (1)$$

$$E_y = \chi(\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})\sin\theta\cos\theta, \quad (2)$$

其中  $j$  为电流密度, 方向为沿  $x$  轴方向;  $\theta$  为薄膜磁矩(单畴样品)与  $x$  轴的夹角;  $\rho_{\parallel}$  和  $\rho_{\perp}$  分别是平行、垂直于磁化强度方向上的电阻率.

由电阻的各向异性导致的横向电压称为平面霍尔电压. 从方程(2)可以看出, 如果样品的电阻无各向异性则不存在平面霍尔电压. 当铁磁层磁矩偏离电流方向的角度  $\theta$  比较小时, PHE 测量比 AMR 测量的灵敏度要高. 这是因为 PHE 电压与  $\sin 2\theta$  成正比, 在  $\theta$  较小时 PHE 电压近似与  $\theta$  成比例. 而 AMR 在  $\theta$  较小时近似与  $\theta^2$  成比例(见方程(1)).

简单而言, 自旋阀的 GMR 效应反映的是其自由层磁矩与被钉扎层磁矩方向之间的相对变化, 而自旋阀的 PHE 测量则反映了两个磁性层的磁矩方向与传导电流之间夹角的变化. 因此, 可以期望在测量样品磁电阻的同时, 通过测量样品的平面霍尔效应来获取有关自旋阀中各向异性磁电阻与体系磁状态的信息.

图1是样品磁电阻随外场方向变化的曲线. 对  $\theta = 0^\circ$  的情况, 即外场加在与钉扎场平行的方向时,

可以看出, 在高场区域(正、反两个方向), 磁电阻曲线是两个平台. 这时只有 GMR 的贡献. 同时这也表明在磁场达到 4kA/m 时, 由于与外场方向平行及钉扎层的作用, 被钉扎层的磁矩并没有随外场的变化而改变.

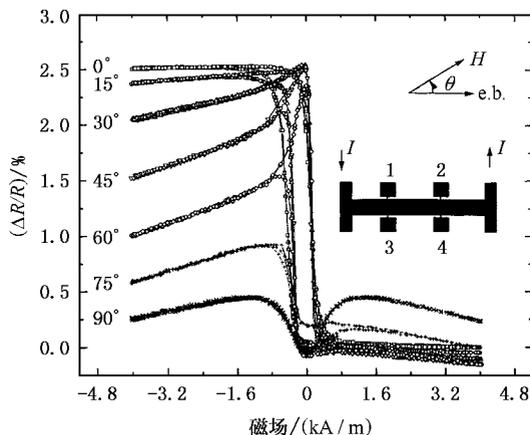


图1 样品磁电阻随外场方向变化的曲线

从磁电阻随外场方向变化的曲线中, 可以得到一些有关自由层磁矩随外场翻转过程的信息: 当外场从正向(与钉扎场的方向平行)高场往下降时, 无论  $\theta$  大小, 自由层磁矩随外场的下降而逐渐转向易磁化轴的方向. 当外场从反向(与钉扎场的方向反平行)高场往下降时, 自由层磁矩随外场翻转的过程随  $\theta$  大小的不同而有所区别. 在  $\theta$  较小时, 自由层磁矩随外场的下降先转向易磁化轴的方向(此时为反平行于钉扎场的方向), 而后随外场方向的反转而翻转. 因为此时的磁电阻随外场的下降而增大; 在  $\theta$  较大时, 自由层磁矩直接随外场方向的反转而翻转而不必先转向易磁化轴的方向; 在  $\theta = 90^\circ$  时, 自由层磁矩随外场翻转的过程与外场从正向高场往下降时的过程是一样的. 至于在正、反向外场大于 1.6kA/m 的区域中, 磁电阻随外场的增大而下降的原因, 则是由于被钉扎层的磁矩发生偏转造成的.

图2是  $\theta = 90^\circ$  时, 磁电阻电压  $V_{34}$  和平面霍尔电压  $V_{31}$  与外磁场的关系曲线. 两者是同时测量的. 从图中的平面霍尔效应曲线中, 可以清楚地看到 AMR 的“混合”效应.

在  $\theta = 90^\circ$  时, 自由层的磁矩垂直于测量电流的方向, 被钉扎层的磁矩平行于测量电流的方向. 从方程(2)可知, 当磁矩平行或垂直于测量电流的方向时, PHE 信号为 0. 如果认为自由层和被钉扎层中的 AMR 是互不关联各自独立的话, 则此时的平面霍尔

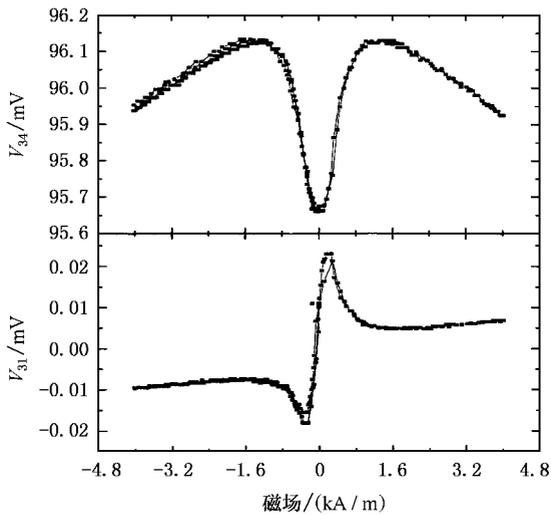


图2 磁电阻电压  $V_{34}$  和平面霍尔电压  $V_{31}$  与外磁场的关系曲线 ( $\theta = 90^\circ$ )

电压  $V_{31}$  应该为 0. 但实验上并非如此, 从图中可以看到, 在弱场下,  $-0.24\text{kA/m}$  至  $0.24\text{kA/m}$ , 平面霍尔电压与外场呈线性关系. 此时的平面霍尔电压基本上是自由层的贡献. 因为弱场对被钉扎层的影响基本可以忽略, 而自由层的磁矩则开始偏离其易磁化轴的方向并逐渐向外场方向转动. 同样, 从方程(2)可知, 平面霍尔电压正比于  $\sin\theta\cos\theta$ . 在  $\theta$  较小时 ( $\theta$  为自由层的磁矩与测量电流方向的夹角), 可以近似为  $\sin\theta - \sin^3\theta/2$ . 由于  $\theta$  较小, 第二项可以略去, 就是说平面霍尔电压正比于  $\sin\theta$ . 在这种测量情形下, 膜内的磁场也正比于  $\sin\theta$ . 所以平面霍尔电压与外场近似呈线性关系. 当外场为  $\pm 0.32\text{kA/m}$  时, 平面霍尔电压达到极大值(极小值). 此时自由层的磁矩与测量电流方向的夹角  $\theta = 45^\circ$  ( $-45^\circ$ ), 这可以通过对方程(2)求极值得出. 当外场进一步增加时, 平面霍尔电压开始减小(增大). 值得注意的是, 当外场为  $\pm 1.2\text{kA/m}$  时, 样品的 MR 电压达到极大值, 而这两处的 PHE 电压值却存在很大的差别. 在外场为  $1.2\text{kA/m}$ — $1.6\text{kA/m}$  和  $-1.2\text{kA/m}$ — $-1.6\text{kA/m}$  的区域内, MR 和 PHE 曲线都很平. 这是由于在此区间, 自由层的磁矩与测量电流方向是垂直的, 而被钉扎层的磁矩还未明显偏离钉扎场的方向. 当外场超过  $1.6\text{kA/m}$  时, 被钉扎层的磁矩开始明显偏离钉扎场的方向向外场方向转动. 所以 MR 开始减小而 PHE 曲线也开始倾斜.

实验中, 当我们对样品光刻时, 有可能使 Hall 条的方向与自旋阀钉扎场方向产生小的偏离. 这样

在测量 PHE 时, 由于被钉扎层的磁矩一直与测量电流的方向存在夹角而使测量出现的误差. 但是, 如果存在这种情况的话, 由于被钉扎层只贡献一个固定的 PHE 电压值, 自由层在正、负高场时对 PHE 电压的贡献是一样的. 因此, 如果两层是相互独立的, 则不可能造成  $-1.2\text{kA/m}$ ,  $1.2\text{kA/m}$  两处 PHE 电压值的大的差别.

通过以上的讨论可以得出这样的结论: 造成 PHE 电压值大的差别的原因是由于自由层和被钉扎层中的 AMR 存在互相关联. 即存在 AMR 的“混合”效应. 这看起来像是当外场为  $-1.2\text{kA/m}$ ,  $1.2\text{kA/m}$  时, 在大于  $-90^\circ$  和小于  $90^\circ$  的方向上存在两个不同的有效磁矩. 由于 PHE 电压是  $\theta$  的奇函数(见方程(2)), 所以两个不同的有效磁矩导致了 PHE 电压的明显差别.

图 3 是 PHE 电压的差  $V_{31}(\theta) - V_{31}(\theta + 180^\circ)$  对角度的关系. 选用的是外场为  $1.6\text{kA/m}$  时的值, 之所以选择外场为  $1.6\text{kA/m}$ , 是考虑到此时自由层的磁矩完全与外场方向一致. 我们看到, 由于钉扎层的作用, 被钉扎层磁矩随外场方向的变化规律与自由层磁矩随外场的变化规律有明显的不同, 从而导致了  $V_{31}(\theta)$  和  $V_{31}(\theta + 180^\circ)$  的不同. 而  $\theta = 0^\circ$  时  $V_{31}(\theta) - V_{31}(\theta + 180^\circ)$  不等于 0 的原因可能是薄膜本身的不均匀性造成的. 这种不均匀性在图 2 中也有所体现, 相对于外场方向, PHE 曲线并不是严格的反对称.

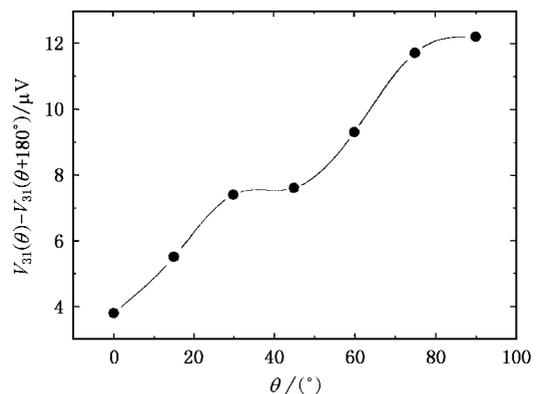


图3  $V_{31}(\theta) - V_{31}(\theta + 180^\circ)$  对角度的关系

## 4. 结 论

我们观察到了自旋阀的自由层和被钉扎层中的 AMR 的互相关联现象, 即存在 AMR 的“混合”效应. 这种“混合”效应与自由层和被钉扎层的磁矩随外场

转动的不同步有关.

平面霍尔效应的测量更多地反映了磁性层磁矩方向与传导电流之间夹角的变化. 通过同时测量磁

电阻和平面霍尔效应可以获取更多的、更直接的有关自旋阀中各向异性电阻及两个铁磁层磁矩随外场变化的信息.

[ 1 ] Dieny B *et al.* 1991 *Phys. Rev. B* **43** 1297

[ 2 ] Li M H *et al.* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2230 ( in Chinese ) 李明华等 2001 物理学报 **50** 2230 ]

[ 3 ] Jiang H W *et al.* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1366 ( in Chinese ) 姜宏伟等 2002 物理学报 **51** 1366 ]

[ 4 ] Jiang H W *et al.* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1232 ( in Chinese ) 姜宏伟等 2004 物理学报 **53** 1232 ]

[ 5 ] Rijks T G S M *et al.* 1995 *Phys. Rev. B* **51** 283

[ 6 ] Dieny B *et al.* 1996 *J. Appl. Phys.* **79** 6370

[ 7 ] McGuire T R and Potter R I , 1975 , *IEEE Trans. Magn.* **MAG-11** , 1018

[ 8 ] Thompson D A , Romankiw L T and Mayadas A F , 1975 *IEEE Trans. Magn.* **MAG-11** , 1039

## Anisotropic magnetoresistance effect in spin valve multilayers<sup>\*</sup>

Jiang Hong-Wei Wang Ai-Ling Zheng Wu

( *Department of Physics , Capital Normal University , Beijing 100037 , China* )

( Received 21 July 2004 ; revised manuscript received 12 October 2004 )

### Abstract

Planar Hall effect ( PHE ) in Ta ( 8nm ) / NiFe ( 7nm ) / Cu ( 2.4nm ) / NiFe ( 4.4nm ) / FeMn ( 14nm ) / Ta ( 6nm ) spin valve multilayer have been measured in magnetic fields rotating in the film plane. A “ mixed ” effect of the free and pinned layers on anisotropic magnetoresistance ( AMR ) has been observed. The result shows that the PHE can give more information about the magnetic configurations of the spin valve multilayers than the usual MR measurements.

**Keywords** : spin valve , AMR , planar Hall effect

**PACC** : 7550R , 7360D

<sup>\*</sup> Project supported by the Development Foundation of Beijing Education Commission and Elitist Foundation of Beijing City.