

自旋转向相变中的条纹磁畴研究*

吴 义 政[†]

(加州大学伯克利分校物理系 美国)

摘 要 用光激发电子显微镜研究了 Fe/Ni 铁磁膜和 Co/Cu/Fe/Ni 磁耦合膜中的条纹磁畴. 实验发现: 在 Fe/Ni 体系中, 条纹磁畴宽度随着铁层厚度趋近于自旋转向相变点呈指数下降; 在 Co/Cu/Fe/Ni 体系中, Fe/Ni 层中的条纹磁畴会沿着钴层磁矩的方向排列, 其磁畴宽度会随着 Co-Fe/Ni 间的层间耦合强度呈指数下降. 理论上推导出条纹磁畴随着磁各向异性能和层间耦合强度变化的统一公式, 而实验结果与理论符合得非常好.

关键词 光激发电子显微镜, 条纹磁畴, 自旋转向相变, 层间耦合

Magnetic stripe domains in coupled magnetic sandwiches

WU Yi-Zheng[†]

(Department of Physics, University of California Berkeley, Berkeley, CA, 94720, USA)

Abstract Magnetic stripe domains in the spin reorientation transition region are investigated in (Fe/Ni)/Cu(001) and Co/Cu/(Fe/Ni)/Cu(001) using photoemission electron microscopy. For the former, the stripe domain width decreases exponentially as the Fe/Ni film approaches the transition point. For the latter, the Fe/Ni stripe orientation is aligned with the Co in-plane magnetization and the domain width decreases exponentially with increasing of the interlayer coupling between the Fe/Ni and Co films. By considering magnetic stripes within an in-plane magnetic field, we reveal a universal dependence of the stripe domain width on the magnetic anisotropy and on the interlayer coupling.

Key words Photoemission electron microscopy, Magnetic stripe domain, Spin reorientation transition, Interlayer coupling

二维系统中的磁长程有序一直是超薄膜磁性研究中未解决的基本问题之一. 二维磁性系统通常由二维海森伯模型来描述, 其哈密顿量为 $H = -J \sum_{ij} S_i \cdot S_j$, 其中 S_i 和 S_j 为近邻自旋, J 为近邻自旋交换相互作用能. 理论研究表明在任何有限温度下二维海森伯模型都不能给出磁长程有序. 这似乎与二维磁性薄膜中存在磁长程有序这一事实相违背. 这一矛盾通常是由在二维海森伯模型中引入磁各向异性性能来解决的^[1,2]. 我们知道, 磁性体系总是存在一定的磁各向异性, 如果只考虑最简单的单轴各向异性, 哈密顿量为 $H = -J \sum_{ij} S_i \cdot S_j - K \sum_i (S_i^z)^2$, 其中 S_i^z 表示自旋在 z 方向的分量, K 为磁各向异性性能. 显然, K 的引入使得自旋在不同方向

上具有不同的能量, 从而打破了海森伯模型中的各向同性对称性. 进一步的理论研究表明, 磁各向异性性能的引入可以使得二维磁性体系在有限温度下存在磁长程有序. 因此在实验中对 K 趋近于零时的磁性薄膜的研究将对深入理解二维磁长程有序具有重要的意义, 而这种研究是通过研究磁性超薄膜中的自旋转向相变而实现的.

众所周知, 铁磁薄膜中的磁各向异性性能是由磁晶各向异性性能和形状各向异性性能组成. 总的磁各向异性性能可以表示为 $K = \frac{K_s}{d} + K_v - 2\pi M^2$, 其中 K_s 为界面各向异性性能, K_v 为体各向异性性能, 第三项为退

* 2004-11-04 收到

† Email: yzwu@lbl.gov

磁能 d 为薄膜厚度. 显然退磁能的作用是迫使磁矩平行于薄膜表面, 如图 1(a) 所示. 在某些超薄膜体系中, 界面各向异性可以使得磁矩垂直于膜面 [$K_s > 0$, 图 1(b)], 例如在 $\text{Fe}/\text{Cu}(001)$ ^[3] 和 $\text{Fe}/\text{Ag}(001)$ ^[4] 中. 显然, 在这一类体系中, 随着薄膜厚度的增加, 总的磁各向异性会逐渐从正值转为负值, 从而在某一临界厚度下发生磁矩方向从垂直于膜面向平行于膜面的转变, 即发生所谓的自旋转向相变 (spin reorientation transition, 简称 SRT^[3,4]). 由于总的磁各向异性在相变点接近于零, 从而使得体系接近于理论的二维海森伯模型体系. 理论研究表明^[5,6], 在这种自旋转向相变过程中, 短程磁交换相互作用和长程磁偶极相互作用的竞争会使整个体系形成一种新的结构, 即具有长程周期排列的条纹磁畴结构 [图 1(c)]. 后来在实验中, 人们果然发现, 在 $\text{Fe}/\text{Cu}(001)$ 体系^[7,8] 中确实存在这样的条纹磁畴结构. 这一发现使得在自旋转向相变中条纹磁畴结构的研究成为二维磁有序研究中的热点.

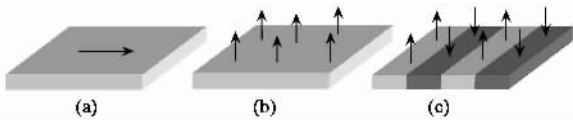


图 1 三种磁畴的示意图 (a) 磁矩平行于膜面 (b) 磁矩垂直膜面 (c) 条纹磁畴

为了进一步理解条纹磁畴结构的物理机制, 我们需要了解条纹磁畴在磁场下的变化. 目前, 高分辨电子显微镜是用来研究磁性超薄膜中条纹磁畴结构的最好手段. 但是由于电子在外磁场下会发生偏转, 从而影响显微镜的成像过程, 因此目前还很难利用电子显微镜来直接研究外磁场下磁畴的变化. 为了克服这个困难, 我们研究了磁耦合多层膜中的条纹磁畴^[9,10,11]. 其原理如下: 在铁磁/非磁/铁磁三层膜结构中, 两个铁磁层间会存在磁层间耦合, 其耦合能为 $E = -J_{\text{int}} \mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2$, 其中 \mathbf{M}_1 和 \mathbf{M}_2 是两层铁磁层中的磁矩矢量, J_{int} 是层间耦合能, 其大小和符号会随着中间非磁层厚度而变化. 如果一个铁磁层中的磁矩 (\mathbf{M}_1) 保持固定, 那么它与另一个铁磁层中的磁矩 (\mathbf{M}_2) 的耦合就等价于在 \mathbf{M}_2 上附加一个等效“磁场” $\mathbf{H} = J_{\text{int}} \mathbf{M}_1$. 由于这种等效磁场只是虚拟磁场, 电子显微镜的成像将不会受到影响. 同时这个等效磁场的大小和符号可以通过调节中间非磁层的厚度来调节, 因此条纹磁畴随非磁层厚度的变化就等效于磁畴在不同磁场强度下的变化. 本文将介绍我们最近在这一方向的工作^[12]. 我们研究了 $\text{Co}/$

$\text{Cu}/\text{Fe}/\text{Ni}$ 体系中 Fe/Ni 条纹磁畴随着 Co 层和 Fe/Ni 层间的层间耦合的变化, 并找出了条纹磁畴随着磁各向异性和层间耦合的变化规律.

利用超高真空分子束外延技术, 我们在 $\text{Cu}(100)$ 单晶衬底上外延生长了 Fe/Ni 双层膜和 $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Fe}/\text{Ni}$ 多层膜, 然后用美国劳伦斯伯克利国家实验室 (Lawrence Berkeley National Lab, 简称 LBNL) 的先进光源 (advance light source, 简称 ALS) 中的光激发电子显微镜 (photoemission electron microscopy, 简称 PEEM) 测量了不同铁磁层中的磁畴. 有关这一系统的介绍可参阅文献 [13]. PEEM 的测量是利用了 X 射线磁圆二色性效应^[14] (X-ray magnetic circular dichroism, 简称 XMCD), 因此我们可以独立地测量每一个铁磁层的磁畴. 由于 Fe 层和 Ni 层直接相连, 实验中我们发现两者的磁畴完全相同, 因此后面报告中我们将不同时显示 Fe 层和 Ni 层的磁畴.

Allenspach 等^[7] 首先报道了 $\text{Fe}/\text{Cu}(001)$ 体系中条形磁畴的存在. 但是在 $\text{Fe}/\text{Cu}(001)$ 体系中, 当厚度大约为 4 个原子单层 (monolayer, 简称 ML) 时, Fe 层会发生从铁磁性向反铁磁性的结构相变^[15]. 由于这个厚度和自旋转向相变厚度很接近, 使得条纹磁畴的实验分析变得非常复杂. 在我们研究的 $\text{Fe}/\text{Ni}(5\text{ML})$ 双层膜中, 5ML Ni 的面内磁各向异性降低了自旋转向相变的 Fe 层厚度, 从而避免了结构相变对条纹磁畴的影响. 图 2(a) 显示了在自旋转向相变点附近 $\text{Fe}/\text{Ni}(5\text{ML})/\text{Cu}(001)$ 体系中磁畴随 Fe 层厚度的变化. 当 Fe 层厚度小于 2.7ML 时, 磁矩垂直于膜面, 并形成磁矩上下周期性变化的条纹排列, 其条纹周期随着 Fe 层厚度的增加 (也就是磁各向异性的降低) 而急剧下降. 当 Fe 层厚度大于 2.7ML 时, 磁畴形状变得不规则, 这时磁矩平行于膜面. 通过计算单位长度上的磁畴密度, 可以得到条纹磁畴宽度随着 Fe 层厚度的增加而呈指数下降的关系 [图 2(c)].

随后我们对 $\text{Co}(10\text{ML})/\text{Cu}/\text{Fe}/\text{Ni}(5\text{ML})/\text{Cu}(001)$ 进行了研究, 其中 Cu 层和 Fe 层长成互相垂直的楔形, 如图 3(a) 所示. 因此我们可以在同一块样品中通过系统地改变 Cu 层厚度而改变 Co 层和 Fe/Ni 层之间的磁性层间耦合强度. PEEM 可以分别测量在同一位置的 Fe/Ni 层和 Co 层的磁畴, 如图 3(b) 所示. 由于较强的磁面内各向异性, Co 层磁矩躺在膜面内. 通过对不同磁畴进行强度分析, 我们可以得到每个 Co 磁畴中的磁矩方向, 如图中箭头所示. 我们看到 Fe/Ni 层中存在条形磁畴, 其条纹沿着 Co 层

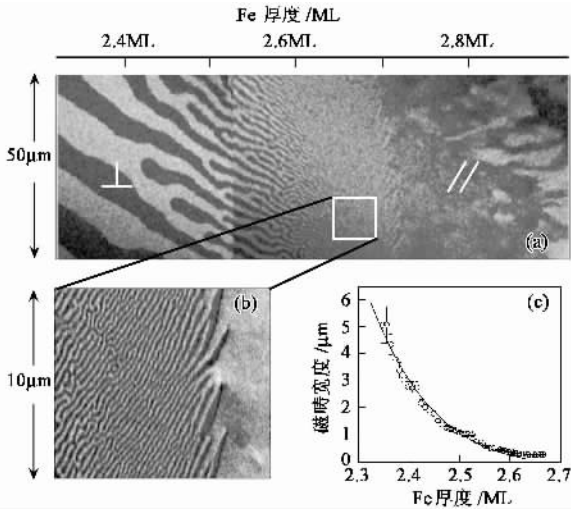


图2 (a)Fe/Ni(5ML)/Cu(001)体系中条纹磁畴随Fe层厚度的变化 (b)图(a)中白色方框的放大图 (c)条纹磁畴宽度随着Fe层厚度的变化. 其中实线是拟合曲线^[12]

中磁矩方向排列. 这说明面内外磁场的作用是使条纹磁畴沿着外场方向排列. 在Co层磁畴中, 还可以看到微弱的条形. 这是由于Fe/Ni层和Co层之间的磁耦合使得Co层磁矩受到Fe/Ni条形磁畴的影响, 而朝膜面垂直方向微微倾斜. 定量分析表明, 这个倾斜角小于 4° .

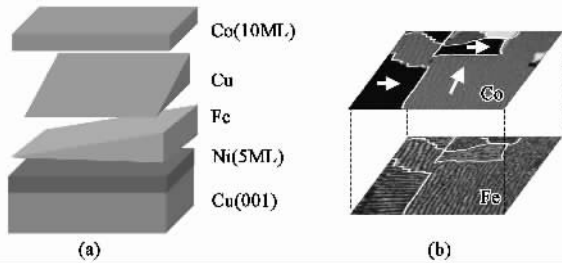


图3 (a)实验中Co(10ML)/Cu/Fe/Ni(5ML)/Cu(001)体系的样品结构. 其中Cu层和Fe层长成互相垂直的楔形 (b)Co/Cu(6.6ML)/Fe(2.7ML)/Ni多层膜体系中的同一位置Co层和Fe层的磁畴图像. 图像大小为 $15\mu\text{m} \times 15\mu\text{m}$, 其中白色箭头表示Co层磁畴中的磁矩方向, 白色实线表示磁畴畴壁的位置. 可以看到, Fe层中条纹磁畴沿着Co层磁矩的方向排列

经过脉冲外磁场磁化, Co变成单畴态, 而Fe/Ni中的条形磁畴保留下来, 其条纹方向沿着Co的磁矩方向, 如图4所示. 这说明Fe/Ni中条纹磁畴状态是最低能量状态. 当Cu层厚度为 $d_{\text{Cu}} = 6.57\text{ML}$ 时, Fe/Ni和Co间的层间耦合为零, 因此条纹磁畴的宽度应该随着Fe层厚度的增加而减小. 当 $d_{\text{Cu}} > 6.57\text{ML}$ 时, 层间耦合是铁磁耦合, 而当 $d_{\text{Cu}} < 6.57\text{ML}$ 时, 层间耦合变为反铁磁耦合. 从图4可以看到, 如果固定Fe层厚度, 当Cu层厚度偏离零层间

耦合厚度增加或减小时, 条纹磁畴的宽度都会减小, 说明层间耦合对Fe/Ni条纹磁畴的作用与降低磁各向异性的作用相似. 同时我们可以看到, 条纹磁畴的变化并不依赖于层间耦合的符号, 这是因为铁磁或反铁磁耦合只是改变面内虚拟“磁场”的方向, 而面内磁场方向将不破坏条纹磁畴的上下对称性, 因此条纹磁畴不依赖于层间耦合的符号.

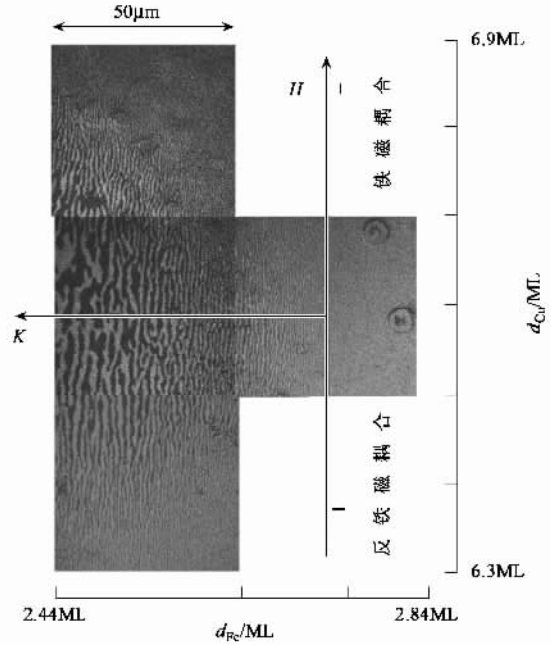


图4 Co/Cu/Fe/NiCu(100)体系中Fe层条纹磁畴随着Fe层和Cu层厚度的变化关系(其中横向箭头表示磁各向异性随着Fe层厚度减小而增加, 而纵向箭头表示层间耦合的变化, 随着Cu层厚度的增加, 层间耦合从反铁磁耦合转变为铁磁耦合^[12])

Yafet和Gyorg^[5]建立了条纹磁畴在零磁场下的理论模型, 并且给出了磁畴宽度和磁各向异性之间的关系. 在他们的模型的基础上, 我们计算了二维体系下条纹磁畴随着外磁场的变化. 图5(a)给出了我们理论模型中磁畴截面的磁矩排列, 其中 xy 平面代表薄膜的表面, z 轴为膜面垂直方向, y 轴表示磁畴条纹方向, 箭头表示磁矩的方向, L 代表磁畴的宽度, w 表示畴壁宽度, H 表示面内外场的方向. 在本文实验体系中, H 的大小由层间耦合 J_{int} 决定($J_{\text{int}} = \mu H$). 如我们的实验结果所示, 外磁场和条纹方向一致. Yafet模型表明, 在磁偶极作用下, 条纹磁畴具有Bloch畴壁, 也就是说, 畴壁内的磁矩的面内分量沿着条纹的方向而没有垂直于条纹的分量. 那么在面内外磁场的作用下, 显然面内分量沿外磁场方向时具有最低能量, 因此条纹磁畴应排列在外场的方向上. 外场的另一个作用是使磁矩偏离 z 轴一个小的

角度 θ . 另外在畴壁 w 中, 我们假设磁矩通过正旋函数从自旋向上转为自旋向下 (或相反). 整个体系的能量将包括近邻磁矩间的交换相互作用能 J , 磁偶极长程相互作用能 Ω_L , 磁各向异性能 K_e 以及层间耦合能 J_{int} . 通过计算总能量的极小值, 我们可以计算条纹磁畴宽度 L 随磁各向异性和外磁场的变化. 计算表明, 在 $\sin(\theta) \ll 1$ 和 $\omega/L \ll 1$ 的条件下, 磁畴宽度 L 应由下面的简单公式表述:

$$L = \frac{5J\pi^2}{6\Omega_L} \cdot \frac{\exp\left\{\sqrt{\frac{J\pi^4}{\Omega_L^2}\left[K_e - \left(\frac{4}{\pi} + \frac{1}{2}\right)J_{int}\right] + 1}\right\}}{\sqrt{\frac{J\pi^4}{\Omega_L^2}\left[K_e - \left(\frac{4}{\pi} + \frac{1}{2}\right)J_{int}\right] + 1}} \quad (1)$$

下面将对 (1) 式进行讨论, 并且与我们的实验结果进行比较. 当层间耦合 J_{int} 为零时 (1) 式简化

为 $L = \frac{5J\pi^2}{6\Omega_L} \cdot \frac{\exp(\sqrt{J\pi^4 K_e / \Omega_L^2} + 1)}{\sqrt{J\pi^4 K_e / \Omega_L^2} + 1}$. 这与文献 [5]

中的结果一致. 如果考虑到 $K_e \propto \delta d_{Fe}$ (δd_{Fe} 表示 Fe 层距 SRT 相变点的厚度差值) 利用简化公式, 我们可以很好地拟合实验结果, 如图 2(c) 所示. 同时结果还表明, 在 SRT 相变点, 当磁各向异性能 $K_e = 0$ 时, 存在最小的条纹磁畴, 其宽度为 $L_{min} = 2.27J\pi^2 / \Omega_L$. 通过选择面心立方结构的 $Fe^{[16]}$ 和 $Ni^{[17]}$ 的理论参数, 我们可以得出理论上 Fe/Ni 双层膜中条纹磁畴的最小值为 $0.33 \mu m$, 与我们的实验值 ($0.2 - 0.3 \text{ mm}$) 很接近. 从 (1) 式还可以看出, 层间耦合实际上起到降低磁各向异性的作用. 当 $J_{int} \ll K_e$ 时 (1) 式可进一步简化为

$$L \approx L(J_{int} = 0) \exp\left[-0.89 \sqrt{J\pi^4 / (\Omega_L^2 K_e)} \cdot J_{int}\right] \quad (2)$$

如果系统的磁各向异性能固定, 条纹磁畴宽度会随着层间耦合能的增加而指数下降. 图 5(b) 给出了实验中不同 Fe 层厚度下的条纹磁畴宽度随着 Cu 层厚度的变化关系. 可以看到在零层间耦合 [$J_{int}(d_{Cu}^0) = 0$] 附近, 条纹磁畴宽度随着 δd_{Cu} (δd_{Cu} 表示 Cu 层厚度距 d_{Cu}^0 的差值) 呈指数下降. 在一级近似下, 层间耦合能 J_{int} 正比于 $\delta d_{Cu}^{[9,10]}$, 因此, 图 5(b) 的实验结果证明了 (2) 式的理论结果: 即条纹磁畴宽度随着层间耦合能的增加而指数下降. 实际上, 从 (1) 式还可以看出, 磁畴宽度 L 实际上是 $K_e - \left(\frac{4}{\pi} + \frac{1}{2}\right)J_{int}$ 的函数. 我们将图 5(b) 中的数据重新

以 $K_e - \left(\frac{4}{\pi} + \frac{1}{2}\right)J_{int}$ 为横坐标作图 [图 5(c)] 结果

显示, 所有的数据点汇集成了一条单一曲线, 并且可以很好地用 (1) 式进行拟合. 我们也注意到, 当 $K_e - \left(\frac{4}{\pi} + \frac{1}{2}\right)J_{int}$ 趋于零时, 实验值并不符合 (1) 式.

这是因为 (1) 式成立的前提条件 ($\sin(\theta) \ll 1, \frac{w}{L} \ll 1$) 不再满足, 磁畴宽度 L 已经不能用一个简单的公式来描述, 需要复杂的数值计算.

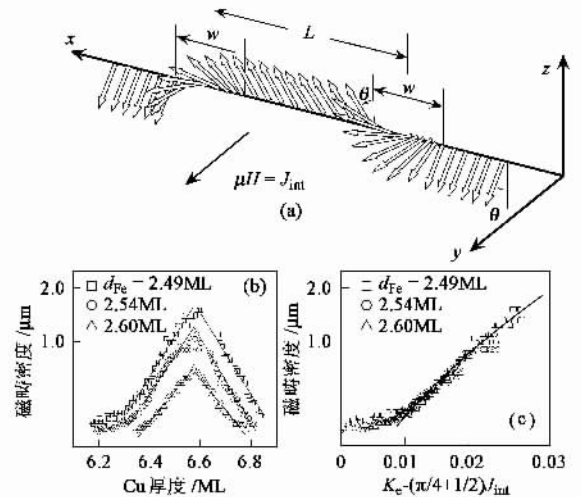


图 5 (a) 理论模型中条纹磁畴截面中的磁矩排列示意图, 其中箭头代表了磁矩的方向 (b) 在 Co/Cu/Fe/Ni/Cu(100) 体系中, 不同 Fe 层厚度下条纹磁畴宽度随 Cu 层厚度的变化关系 (c) 条纹磁畴宽度随 $K_e - \left(\frac{4}{\pi} + \frac{1}{2}\right)J_{int}$ 的变化关系, 其中实线是 (1) 式的拟合结果^[12]

综上所述, 我们对 Fe/Ni 铁磁双层膜和 Co/Cu/Fe/Ni 多层膜中的条纹磁畴进行了研究, 并重点研究了条纹磁畴随着层间耦合的变化. 实验发现, 在 Fe/Ni 体系中, 随条纹磁畴宽度 Fe 层厚度趋近于自旋转向相变点而呈指数下降. 在 Co/Cu/Fe/Ni 体系中, Fe/Ni 层中的条纹磁畴沿着 Co 层磁矩的方向排列, 其磁畴宽度随 Co 和 Fe/Ni 间的层间耦合的增加而呈指数下降. 我们建立了一个理论模型, 并推导出条纹磁畴随着磁各向异性和层间耦合变化的统一公式. 理论计算很好地解释了实验结果.

参 考 文 献

[1] Mermin N D, Wagner H. Phys. Rev. Lett., 1966, 17 : 1133
 [2] Bander Myron, Mills D L. Phys. Rev. B, 1988, 38 : 12015
 [3] Thomassen J, May F, Feldmann B et al. Phys. Rev. Lett., 1992, 69 : 3831
 [4] Qiu Z Q, Pearson J, Bader S D. Phys. Rev. Lett., 1993, 70 : 1006
 [5] Yafet Y, Gyorgy E M. Phys. Rev. B, 1988, 38 : 9145

- [6] Kashuba A B , Pokrovsky V L. Phys. Rev. Lett. ,1993 ,70 : 3155
- [7] Allenspach R , Bischof A. Phys. Rev. Lett. ,1992 ,69 :3385
- [8] Vaterlaus A , Stamm C , Maier U *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2000 ,84 :2247
- [9] Kuch K , Gao X Y , Kirschner J. Phys. Rev. B ,2002 ,65 : 064402
- [10] Choi H J , Ling W L , Scholl A *et al.* Phys. Rev. B ,2002 , 66 :014409
- [11] Jensen P J , Bennemann K H , Pouloupoulos P *et al.* Phys. Rev. B ,1999 60 :14994
- [12] Wu Y Z , Won C , Scholl A *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2004 , 93 :17205
- [13] Anders S *et al.* Rev. Sci. Instrum. ,1999 ,70 :3973
- [14] Chen C T , Idzerda Y U , Lin H J *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1995 ,75 :152
- [15] Thomassen J , May F , Feldmann B *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1992 ,69 :3831
- [16] Pajda M , Kudrnovsky J , Turek T *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2000 ,85 :5424
- [17] Talagala P , Fodor P S , Haddad D *et al.* Phys. Rev. B ,2002 , 66 :144426

· 物理新闻和动态 ·

软金属的晶须

在软金属表面常会长出一些微小的突出点,我们称它为软金属的晶须.这类金属晶须是形成电路短路的主要原因,特别是在心脏起搏器、军用战斗机的继电器和人造卫星的部分电路上的短路会造成很大的事故.采用一些什么办法去解决这些不需要的软金属晶须呢?这个问题曾困扰科学界达50年之久.最近,美国Drexel大学的E. Hoffman教授对这个问题提出了新的解决方案.他认为,首先要了解软金属的晶须是如何产生的.经研究,他们发现,软金属上的晶须实际上是由于氧与这些软金属相互作用的结果.特别是与锡和铟的作用更是显著.相互作用使金属的体积增加,从而造成晶须从金属表面突出.为了在使用软金属时,不致于形成故障,就必须将这种形式的晶须清除掉.由于它们的存在常常可以使原本期望是绝缘的电路间勾起了一条通路. Drexel大学的科学家们认为,在软金属的表面覆盖上一层阻氧势垒可以阻断软金属晶须的生长.

(云中客 摘自 Physical Review Letters ,12 November 2004)

BSOE 北京晨辉日升光电技术有限公司

BEIJING SUNRISE OPTOELECTRONICS CO., LTD.

——专业激光及光电产品代理商

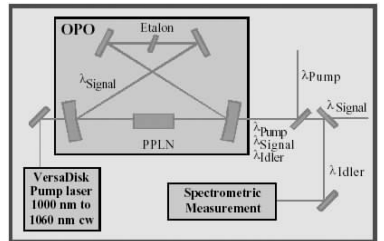
德国 ELS 公司

VersaDisk: 连续固体激光器,采用德国斯图加特大学专利 Thin Disk 技术 (DE 19835107A1), 获得 Excellence Award 2003 大奖。

- 1030nm, 连续输出:
 - 输出功率: 5/10/20/30/50/100W, TEM₀₀ 模, 并有大于 50W 的单频输出 (线宽<5MHz)。
 - 波长可以在 1000-1060nm 范围选择。
 - 自锁模型 (采用可饱和吸收镜技术), 重复频率 100MHz, 脉宽 500fs。
 - 应用: 原子冷却, 光镊, 中红外高分辨率光谱 (与连续可调谐 OPO 一起使用)。
- 515nm, 连续输出: 可选 515/1030nm 双波长输出。
 - 单频输出功率 (线宽<5MHz): 2.5/5/10/15W, TEM₀₀ 模。
 - 波长可以在 514-517nm 范围选择, 可完全替代氩离子激光器。
 - 应用: 高功率钛宝石和染料激光器泵浦、绝对频标、干涉、全息、印刷。

SpectroStar: 高功率连续中红外 (2-5 μm) 参量振荡器 (OPO):

- 谱段范围: 2-5 μm; 峰值输出功率: 3W@2954nm(泵浦功率 20W); 线宽: $5 \times 10^{-4} \text{cm}^{-1}$ (15MHz); 连续扫描范围: 5cm⁻¹ (150GHz)。
- 应用: 中红外高分辨率光谱, 如大气科学中的痕量气体分析, 光声光谱, 废气检测, 机载大范围陆地和海洋污染探测, 大气污染分析等。



欲了解我公司产品详细信息, 请参阅我公司网站: www.bjlaser.com

公司地址: 中国北京市朝阳区望京新城 A5 区 422 楼 806 室 邮编: 100102
 电话: 010-84718152 传真: 010-64740680 电子邮件: zzw512@vip.sina.com