

基片下磁场磁控对溅射辉光及薄膜梯度的影响

赵新民 狄国庆

(苏州大学物理系, 苏州 215006)

(2003 年 1 月 17 日收到 2003 年 4 月 1 日收到修改稿)

溅射时在基片下方放置磁铁, 让来自基片下方的磁场发挥磁控作用, 以此来研究基片下磁场磁控溅射的方法. 发现辉光形貌以及沉积的薄膜厚度分布均发生明显变化的同时, 辉光的外形也随着外加磁铁直径的变化而变化. 运用磁荷理论对空间磁场分布进行模拟, 解释了辉光形貌变化的机理. 运用沉积粒子在外加梯度磁场中运动理论解释了膜厚分布.

关键词: 磁控溅射, 辉光, 磁场模拟, 膜厚梯度

PACC: 8115C, 4170, 5230

1. 引 言

随着薄膜在科研和实际应用中重要性日渐增大, 各种薄膜沉积技术得到了长足的发展. 其中, 磁控溅射成膜技术由于能制备高熔点材料、复合材料薄膜以及沉积速率快、可控性好等优点得到广泛的应用. 但是, 由于磁控溅射阴极表面磁场的不均匀分布, 造成不均匀的等离子体密度, 导致靶表面被不均匀刻蚀^[1]从而导致相当低的靶材利用率. 另外, 由于磁性靶材对靶内磁场的屏蔽作用, 降低了磁性靶材的磁控溅射效果. 为了克服靶材利用率低等缺点, 人们做了各种各样的研究^[1-7]. Liebig 等人^[2]在靶内采用两个直径大小不相等的磁铁环, 每个磁铁环的内侧和外侧磁极极性不相同, 这样每个磁铁环在靶表面都会形成一个刻蚀环, 最后靶表面被刻蚀出了两个刻蚀环, 提高了靶的利用率. Ryuta Ai 等人^[3]则是将靶外侧的接地屏蔽罩换成磁性材料, 这样, 屏蔽罩和靶内的外磁铁环又形成磁回路, 在靠近靶的边缘多了一个电子跑道, 溅射时靶面也多了一个刻蚀环. Manoj Komath^[6]和 Eiji Shidoji^[7]采用两个线圈来控制空间磁场. 其中 Eiji Shidoji 是通过控制外侧线圈的电流来改变空间磁场, 从而改变刻蚀环的位置, 而 Manoj Komath 是通过所谓非对称磁控溅射 (UBM) 技术来在沉积空间产生等离子体, 这样在沉积时低能粒子能对薄膜“辅助沉积”, 他们发现基片的最佳位置应处于磁场零点 (Null-point) 上方 1—2cm, 将靶刻蚀几毫米深后, 靶表面留下一个开口较宽、缓慢变深的凹槽, 靶材的利用率可提

高到 42%.

以上做法能从一定程度上提高靶材利用率, 但还没有从根本上解决靶附近等离子体的局域性和磁性靶材屏蔽靶内磁场、影响沉积速率等问题. 近年, Bai 等人^[8,9]报道说, 将真空室放在超导磁场中, 当调节真空室的高度、使基底位于超导磁场中心位置时, 沉积的薄膜宏观形貌起了明显的变化, 我们也发现在磁控溅射时引入一个不很强的外加磁场也能引起许多变化, 包括辉光、薄膜梯度^[10,11]等. 最近, 我们尝试采用了另一种新的方法: 在基片下方外加磁铁, 并屏蔽掉靶内磁场, 目的是要探讨消除靶内磁铁引起的靶表面附近等离子体分布的不均匀性、单纯依靠外加磁铁产生的磁场发挥磁控作用的可行性. 本文主要讨论这种外加磁场磁控溅射方式中的辉光形貌和沉积薄膜厚度的分布.

2. 实验方法

实验用磁控溅射装置的示意图如图 1 所示, 是靶在上、基片在下的配置. 抽气系统为机械泵 (前级泵) 和涡轮分子泵 (后级泵), 本底真空为 1.0×10^{-4} Pa. 实验气体是 Ar, 工作气压为 3Pa. 实验时在靶与靶内永磁铁之间放置厚达 3mm 的 Fe 靶用来完全屏蔽靶内磁场; 在基片下放置一直径分别为 25mm, 50mm 和 75mm 中心磁感应强度约为 2.5×10^{-1} T, 1.5×10^{-1} T, 1.0×10^{-1} T 左右的稀土永磁铁 (图 1 中标 1). 实验所用靶材为 Al, 直径为 50mm, 厚度 2mm, 靶基间距是 25mm. 实验过程中靶采用水冷, 基片为普通医用载玻

片、沉积前经两次超声清洗后晾干备用,沉积时基片无冷却装置.薄膜厚度分布用微细形状测定器(台阶仪 X Surfcoorder ET-350)测量.

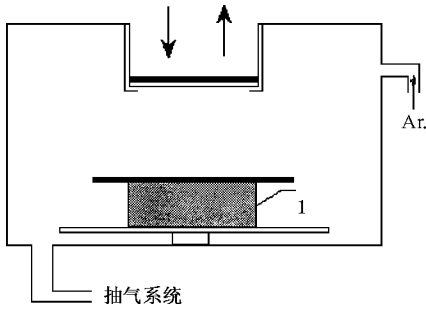


图 1 实验装置示意图

3. 实验结果

研究辉光时,为了便于比较,还做了无外加磁铁即普通射频溅射时的辉光实验.实验发现:在基片下外加磁铁起磁控作用的情况下,辉光形貌、薄膜厚度

分布均起了非常明显的变化.图 2 和图 3 分别是辉光形貌的变化图和磁铁直径为 50mm 时薄膜厚度分布图.

图 2 中是溅射 Cu 靶时的辉光照片,从图中可以看出,图 X(b)(c)(d)与无磁铁时的辉光图 X(a)明显不一样.对于图 X(a)这是普通射频溅射的情形,它的辉光呈发散形,靶表面附近的辉光最亮,距离靶表面越远辉光的亮度越弱,到基片处已基本看不到辉光.而在图 X(b)(c)(d)的三种情形中,每个辉光都一直延伸至基片的表面,在向基片靠近的过程中辉光半径逐渐减小,在基片表面附近的辉光半径随着磁铁半径的增大而增大.同时,在每个辉光的外围都能看到清晰的辉光余辉.

图 X(b)(c)(d)的三种场合的外加溅射功率相同.但图(b)要比(c)(d)亮得多,这是由于它的磁场强度最强.我们还发现,对于同一个磁铁,辉光外形不随靶材种类的改变而改变.对于薄膜厚度分布,图 3 x 轴上两根短竖线代表磁铁的边缘.我们看到薄膜厚度分布是厚度从最厚处往两边递减.

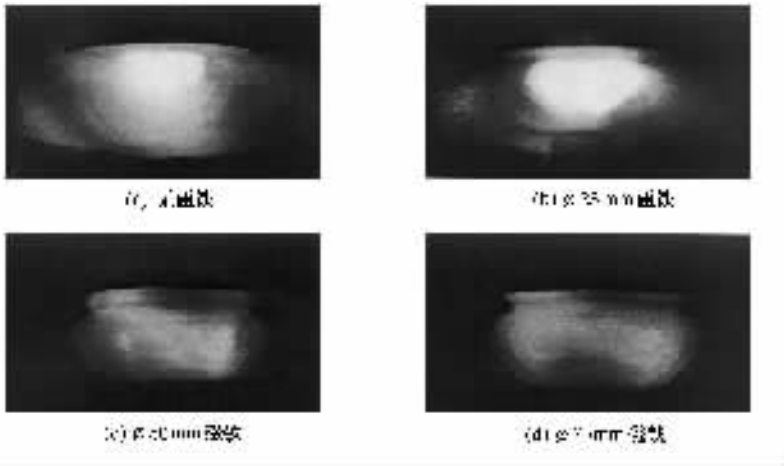


图 2 基片下的磁铁对辉光形貌影响变化图

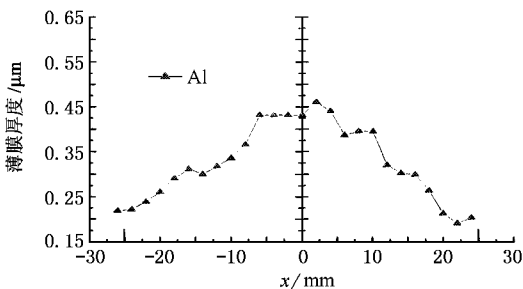


图 3 薄膜厚度分布图

4. 机理分析

4.1. 辉光

从辉光图可以看到:普通射频溅射时的辉光与基片下有磁铁时的辉光大不相同.对于磁铁存在的三种情况,辉光外形并不随着靶材料的改变而改变,只随着磁铁的改变而改变.很明显,外加磁铁引起的空间磁场变化决定了辉光的宏观形貌变化.

要了解辉光变化的机理 掌握空间的磁场分布至关重要. 在本文实验中, 空间磁场围绕中心轴对称, 为此采用图 4 所示的三维坐标. 该图表示磁铁的上表面中任意一面元($rdrd\theta$)磁荷在空间任意一点(x, y, z)处的产生磁场强度, 图中 R 表示磁铁的直径. 运用磁荷理论对空间磁场进行了模拟计算. 在模拟中, 未考虑靶面的边界效应和等离子体运动产生的磁场^[12]这两种因素.

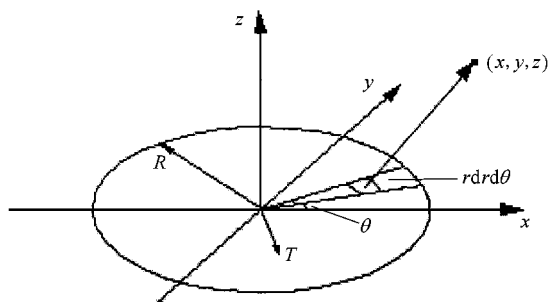


图 4 磁场模型坐标图

根据磁荷理论, 参照图 4 可得

$$\mathbf{H} = \frac{1}{4\pi\mu_0} \cdot \frac{\sigma r dr d\theta}{r'^2} \mathbf{r}. \quad (1)$$

(1) 式表示的是磁铁上表面的一微小面元磁荷在点(x, y, z)处的磁场强度. σ 为磁铁表面的磁荷密度, r 表示从 $rdrd\theta$ 到该点的位移. 由此可对整个上表面进行积分得

$$H_x = \frac{1}{4\pi\mu_0} \int_0^{2\pi} \int_0^R \frac{\sigma(x - r\cos\theta) r dr d\theta}{(\sqrt{(x - r\cos\theta)^2 + (y - r\sin\theta)^2 + z^2})^{3/2}}, \quad (2)$$

$$H_z = \frac{1}{4\pi\mu_0} \int_0^{2\pi} \int_0^R \frac{\sigma z r dr d\theta}{(\sqrt{(x - r\cos\theta)^2 + (y - r\sin\theta)^2 + z^2})^{3/2}}, \quad (3)$$

H_x, H_z 分别是(1)式对整个上表面磁荷积分后在 X, Z 方向上的分量.

运用

$$\iint_{D(x,y)} f(x,y) dx dy = \iint_{D(u,v)} f(x(u,v), y(u,v)) \cdot \left| \frac{\partial(x,y)}{\partial(u,v)} \right| du dv \quad (4)$$

可得

$$H_x = \frac{\sigma}{4\pi\mu_0} \left[\ln \frac{\sqrt{(x+R)^2 + z^2 + R^2} - R}{\sqrt{(x+R)^2 + z^2 + R^2} + R} - \ln \frac{\sqrt{(x-R)^2 + z^2 + R^2} - R}{\sqrt{(x-R)^2 + z^2 + R^2} + R} \right], \quad (5)$$

$$H_z = \begin{cases} \frac{\sigma}{4\pi\mu_0} (A - B) & (x \geq R), \\ \frac{\sigma}{4\pi\mu_0} (A + B + \pi) & (-R < x < R), \\ \frac{\sigma}{4\pi\mu_0} (B - A) & (x \leq -R), \end{cases} \quad (6)$$

其中

$$A = \arcsin \frac{(R^2 - z^2) [(x+R)^2 + z^2] - 2R^2 z^2}{[(x+R)^2 + z^2] [R^2 + z^2]}, \quad (7)$$

$$B = \arcsin \frac{(R^2 - z^2) [(x-R)^2 + z^2] - 2R^2 z^2}{[(x-R)^2 + z^2] [R^2 + z^2]}. \quad (8)$$

H_x, H_z 分别为整个上表面的磁荷在空间任意点(x, y, z)处的磁场强度的在 X 和 Z 方向的分量. 当 $y=0$ 时, 即空间任意点(x, y, z)位于 XOZ 面内时, H_x, H_z 就可表示 XOZ 面上任意点的磁场强度大小. 由于磁铁呈圆柱形, 空间磁场围绕中心轴对称, 整个空间任意点磁场强度也就获得.

根据以上分析, 运用磁力线不相交法则, 考虑了磁铁的上下表面, 模拟了三种情形下的空间磁力线位形分布, 最终模拟结果如图 5 所示.

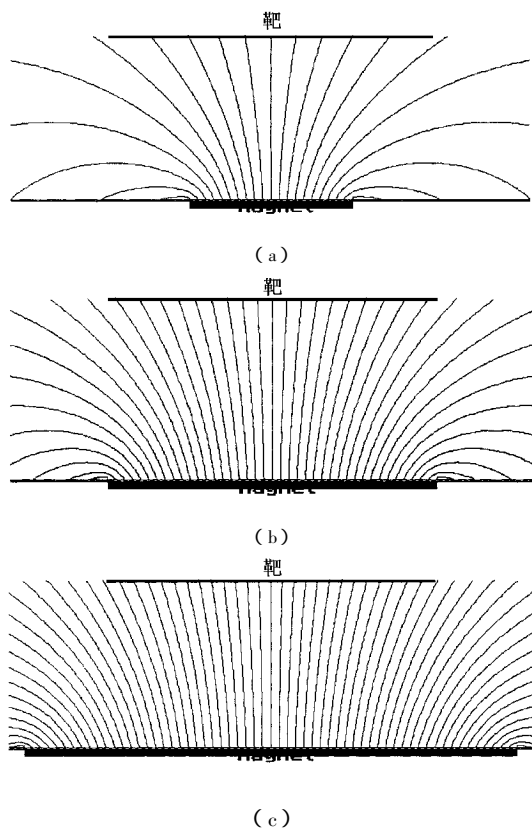


图 5 模拟磁场图((a) $\Phi = 25\text{mm}$ (b) $\Phi = 50\text{mm}$ (c) $\Phi = 75\text{mm}$)

根据上面的计算和磁场模拟,可以对辉光变化做出解释.在溅射过程中,靶基之间的电子与其他粒子之间的碰撞造成被激发原子的自发跃迁和正负带电粒子的复合发光.这种光即为辉光.对于一般的平面磁控射频溅射来说,靶内的磁铁在靶表面附近产生封闭的磁力线,将大量的电子束缚在靶表面附近,尤其是在磁力线最低点(即垂直靶表面方向的磁场强度为零)处被束缚的电子密度最大,因此,它的辉光主要限在靶表面附近^[10];当靶内磁场被屏蔽时,这时就是普通溅射时的情形.由冷阴极出来的电子除了与其他粒子(如 Ar 原子)发生碰撞(电离碰撞、激发碰撞和弹性碰撞)外,不再受磁场束缚作用.电子是沿着原来的运动方向向四周扩散,靶面附近电子密度最大,距离靶表面越远电子密度越低.因此,这时的辉光(图 3(a))在靶表面附近区域最强,越远离靶表面,辉光越弱.

在基片下放置磁铁(图 3(b))(c)(d)时,整个溅射空间中存在磁场,这跟一般的平面磁控溅射的情况大不相同.运动着的电子会受到该磁场洛伦兹力作用.大量的二次电子一旦从靶面射出,就受到穿越靶面的磁力线的束缚,围绕该磁力线螺旋运动并远离靶表面,而不是像一般的平面磁控溅射那样被靶面磁场束缚在靶表面.这些围绕磁力线前进的电子沿着磁力线有可能一直运动至基片表面.在运动的过程中电子与其他粒子碰撞激发辉光,因此,穿越靶表面的磁力线的形状实际上决定了电子的运动轨迹.从模拟出的磁场图 5 看出,穿越靶表面的磁力线在往基片的方向上呈径向收缩,同时,随着磁铁半径的增大,磁铁中心区域的磁力线弯曲度越来越小,即由磁铁发出的穿越靶表面的磁力线区域增大.这正对应着辉光的变化,基片附近的辉光半径随着磁铁半径的增大而增大.因此,穿越靶表面的磁力线决定了辉光的形状.另外由于电子在围绕磁力线运动时,受到来自各个方向上的杂乱无序的碰撞,这些碰撞有可能将电子碰撞出穿越靶表面的磁力线区域,这样,这些电子就不在围绕该区的磁力线运动,而是在其他地方围绕磁力线运动.在辉光的边缘,该处的电子浓度虽较低,仍然能激发辉光形成上面所讲的余

辉.其实即使在远离辉光的磁力线区域,也会有电子,但此时电子浓度太低,不足以激发辉光了.

4.2. 薄膜梯度分析

对于薄膜梯度,我们实验小组经过研究已经得知粒子间的碰撞使得成膜粒子有向中心运动的趋势^[11].本文从成膜粒子在磁场中的运动状态入手探讨薄膜梯度的形成机理.我们知道,溅射过程中的绝大多数溅射粒子是靶材料物质的单原子^[13].这些单原子具有磁矩 μ ,在由(4)和(5)式所表示的空间磁场中的受力为

$$F = \mu_0 \mu \nabla H_0 = \mu \nabla B_0, \quad (9)$$

其中 ∇B_0 为偶极子中心 O 点处的磁场强度梯度.因此,成膜粒子在向基片运动的过程中,除了受到与在一般磁控溅射过程中一样的杂乱无序的碰撞外,还受到由(9)式表示的因磁场梯度引起的力的作用.该力使得成膜粒子有顺着磁力线向基片中心区域运动的趋势.这就解释了沉积的薄膜中心较厚、边缘较薄的现象.在本文制作的半透明膜中间对应于磁铁中心附近的区域确实存在一个明显的圆斑,它们的膜厚分布与图 3 相似.图中的薄膜最厚处向右偏离中心,是由于实际使用的磁铁磁极中心偏离了它的几何中心.

5. 结 论

我们尝试了通过放在基片下面的磁铁产生的磁场实现磁控溅射的方法,实验观察到这种方式的溅射过程中,辉光的形状发生了明显的变化.辉光延伸至基片表面,在向基片靠近的过程中辉光半径逐渐减小,在基片附近,辉光半径随着磁铁半径的增大而增大.还发现沉积的薄膜厚度分布存在梯度,薄膜厚度自最厚处向两边减小.运用磁场模型和成膜粒子在磁场中的运动理论解释了这些现象.溅射辉光的外形取决于空间磁场的分布形状,而空间磁场对成膜原子自身的磁矩的作用导致形成了沉积薄膜的厚度梯度.

[1] Li X D et al 1994 *The technic of vacuum deposition* (Zhejiang: Zhejiang University press) p112

[2] Liebig J S et al 1997 *Surface and Coating Technology* **97** 626

[3] Ryuta Ai, Kiyotaka Wasa and Yoko Ichikawa 2000 *Vacuum* **59** 466

[4] Hata T et al 1987 *J. Vac. Sci. Technol.* A **5** 2154

[5] Shunji Ido and Koji Najamura 1993 *Jpn. J. Appl. Phys.* **32** 5698

- [6] Manoj Komath *et al* 1999 *Vacuum* **52** 307
[7] Eiji Shidoji , Masaharu Nemoto *et al* 1994 *Jpn . J . Appl . Phys .* **33** 4281
[8] Bai H L *et al* 2000 *Science Report* **45** 2281
[9] Bai H L *et al* 2001 *Thin Solid Films* **389** 51
[10] Zhu Y , Di G Q and Zhao D T 2001 *Journal of Functional Materials and Devices* **7** (4) 384
[11] Zhu Y *et al* 2002 *J . Zhejiang University* **29** 395
[12] Ma S J 2001 *Acta Phys . Sin .* **50** 1730 (in Chinese] 马善均 2001 物理学报 **50** 1730]
[13] Zhao H Q 1990 *The Plasma Chemistry and Technics* p194

The influence of the magnetic field magnetron under the substrate on the sputtering glow and film thickness gradient

Zhao Xin-Min Di Guo-Qing

(Department of Physics , Suzhou University , Suzhou 215006 , China)

(Received 17 January 2003 ; revised manuscript received 1 April 2003)

Abstract

A new magnetron sputtering method is tried by placing a magnet under the substrate during sputtering. Compared with the case without applied magnetic field , we have found that the glow appearances and the film thickness distribution are changed greatly. The aspect of the glow above the substrate face vary with the magnet diameter. We make the glow appearances mechanism clear using the simulation of the magnetic field , and interpret the film thickness distribution as a result of the motion of the particles sputtered from the target in the special-distributed magnetic field.

Keywords : magnetron sputtering , glow , magnetic field simulation , film thickness gradient

PACC : 8115C , 4170 , 5230