

- 1169 (1976).
- [24] R. Bonifacio, J. D. Farina, L. M. Narducci, *Opt. Comm.*, **31**, 377 (1979); L. M. Narducci and J. D. Farina in *Laser Physics*, edited by D. F. Walls, J. D. Harvey, Academic Press, NY 1980, p. 189.
- [25] H. M. Gibbs, S. L. McCall, T. N. C. Venkatesan, *Phys. Rev. Lett.*, **36**, 1135 (1976).
- [26] *Optical Bistability*, edited by C. M. Bowden, M. Ciftan, H. R. Robl, Plenum Press, NY 1981.
- [27] H. M. Gibbs, S. L. McCall, T. N. C. Venkatesan, A. C. Gossard, A. Passner, W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett.*, **35**, 451 (1979).
- [28] D. A. B. Miller, S. D. Smith, C. T. Seaton, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **QE17**, 512 (1981).
- [29] (a) P. W. Smith, I. P. Kaminow, P. J. Maloney, L. W. Stulz, *Appl. Phys. Lett.*, **33**, 24 (1978); *Appl. Phys. Lett.*, **34**, 62 (1979); (b) P. W. Smith, W. J. Tomlinson, *IEEE Spectrum*, **18**, 26 (1981).
- [30] P. W. Smith, E. H. Turner, *Appl. Phys. Lett.*, **30**, 280 (1979).
- [31] Marburger, E. Garmire, in *Fiber Optics-Advances in Research and Development*, edited by B. Bendow, S. S. Mitra, Plenum Press, NY (1979); *Optical Engineering*, Special Issue on Optical Bistability, Vol. 19 (1980); *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Special Issue on Optical Bistability, Vol. **QE17**, (1981); H. M. Gibbs, S. L. McCall, T. N. C. Venkatesan, *Optics News*, **6** (Summer 1979).
- [32] R. Bonifacio, L. A. Lugiato, M. Gronchi, in *Laser Spectroscopy IV*, edited by H. Walther, K. W. Rothe, Springer Series in Optical Sciences, Springer-Verlag, NY 1979.
- [33] H. Benard, *Annales de Chimie et de Physique*, **23**, 62 (1901).
- [34] G. I. Taylor, *Phil. Trans. Roy. Soc. A*, **223**, 289 (1923).
- [35] M. Gorman, L. A. Reith, H. L. Swinney, *Annals of the NY Acad. Sci.*, **357**, 10 (1980); J. P. Gollub, S. V. Benson, J. Steinman, *Annals of the NY Acad. Sci.*, **357**, 22 (1980).
- [36] B. P. Belousov, in *Collections of Abstracts on Radiation Medicine*, 145, Medgiz, Moscow (1958); A. M. Zhabotinskii, *Biophys.*, **9**, 329 (1964).
- [37] A. T. Winfree, *Sci. Am.*, **230**, 82 (1974).
- [38] C. Vidal, J. C. Roux, S. Bachelart, A. Rossi, *Annals of the NY Acad. Sci.*, **357**, 377 (1980).
- [39] L. A. Lugiato, *Opt. Comm.*, **33**, 108 (1980).
- [40] L. A. Lugiato, V. Benza, L. M. Narducci, J. D. Farina, *Opt. Comm.*, (in press).

(聂玉昕、詹达三 译)

场离子显微镜 (FIM) 简介

陆 华

(中国科学院物理所)

场离子显微镜 (Field ion Microscope) 是由美国宾夕法尼亚国立大学已故的 E. W. Müller 教授在 1951 年发明的一种具有高放大倍数、高分辨率的,并能直接观察表面原子的研究装置。

早在 1937 年, Müller 曾发明了场发射显微镜^[1]。他在一个金属针尖上加了负的高电压之后,观察到在尖端产生冷电子发射。将其表面状况扩大并投影到荧光屏上,但是这种因隧道效应而产生的冷电子发射,由于发射电子具有横向速度等,所以其分辨率只限于 10—30 Å,并不能直接看到原子像。

此后, Müller 就不再利用电子,而是想办法利用氢离子进行艰苦的探索,终于发现在金属针尖上加正的高电压使氢离子化,从而得到了

原子像^[2]。这就是最初的 FIM。当时,对于 FIM 的成像机理并不了解,而且实验都是在室温进行的,真空度也并不高。直到 1955 年,才对成像气体离子化时的热适应过程以及样品的温度的重要性有所认识。从那以后,样品的温度就降至液氮温度^[3]。1956 年 Müller 又发现了场蒸发现象^[4],即在强电场的作用下,发射体表面也可脱出其自身的原子。这一现象很快被用于解释成像机理,使 FIM 有了非常显著的进展。1958 年, Müller 在柏林召开的电子显微镜国际会议上发表了 Pt, W, Re 等金属的一系列非常清晰的 FIM 照片,引起了巨大的反响。此后,许多国家都相继开展了这方面的研究工作。

FIM 的基本原理

图 1 是 FIM 装置的基本结构示意图。经电化学腐蚀后达到 $100-1000 \text{ \AA}$ 曲率半径的针尖样品正对着平板状的荧光屏。为了提高其发射稳定性和分辨率,须将样品冷至液氮、液氢或液氦温度。镜体内的残余气体压力,经抽真空到 10^{-9} Torr (早期的工作大多是在 10^{-6} Torr 以下进行的),然后导入 $10^{-3}-10^{-5} \text{ Torr}$ 的所谓

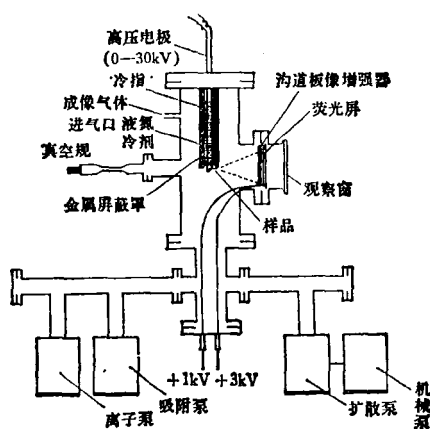


图 1 FIM 装置的结构示意图

“成像气体”。由于平均自由程较大,所以成像气体离子在到达荧光屏以前与其它分子碰撞、散射等情况可以避免或减至最小。因为 FIM 所处理的是一种固体自身的表面现象,所以,若残余气体压力过高,则气体与金属表面因相互作用,会产生种种复杂的效应,这就会影响到原子像的观察。作为成像气体的是 He, Ne 等稀有气体以及 H_2 等,或者是它们的混合物。实验时,针尖上加 $5-30 \text{ kV}$ 的正电压,于是在尖端与荧光屏(接地)之间就产生放射状的电场。由于尖端只有数百 \AA 的曲率半径,所以场强可高达 10^8 V/cm 。成像气体分子由于强电场而极化,并撞击处于低温的针尖表面,在表面经多次弹跳,动能被传给金属的表面原子。这样一种极化、弹跳过程不断地进行着(这一过程叫做成像气体原子的热适应过程),如图 2 所示,其弹跳高度越来越小。不过,尖端的电场强度是依赖

物理

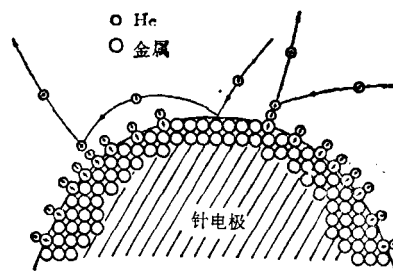


图 2 FIM 中离子像的形成过程^[5]

于其表面的原子尺度的凹凸形状的,在突出的原子附近电场最强。在这些地方,由于量子力学的隧道效应,成像气体原子很容易被离化,即“场离化”。然后,气体离子就沿着放射状电场加速到达荧光屏,在荧光屏上产生与表面原子一一对应的辉点(一个辉点,差不多是由 10^4-10^5 个/s 气体离子所形成的)。在 FIM 中,要想得到清晰的像,针尖的曲率半径与形状是很重要的。样品一般是经电化学腐蚀的,而且必须要在高电场下进行场蒸发才能获得好的场终极形状(field end form)。利用场蒸发,还可以一个原子层一个原子层地进行表面原子“剥离”,所以在某种程度上可以观察三维的表面结构状况。

FIM 之所以能用于直接观察表面原子,是因为它有极高的分辨率和放大倍数。分辨率的近似表达式为^[6]

$$\delta = \left(\frac{6 \cdot 10^6 \cdot T \cdot r_0}{F} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

单位是 \AA , 其中 r_0 是针尖的曲率半径 (cm); F 是场强 (MV/cm); T 是样品温度 (K)。举例说,如果 $r_0 = 500 \text{ \AA}$, $T = 78 \text{ K}$, $F = 400 \text{ MV/cm}$, 则分辨率 $\delta = 2.42 \text{ \AA}$ 。放大倍数的简单估算方法是^[7]

$$M = R/\beta r_0 \quad (2)$$

其中 R 是针尖到荧光屏之间的距离; β 是由针尖形状决定的常数,一般为 $1.5-1.8$ 。举例说,如 $r_0 = 500 \text{ \AA}$, $R = 10 \text{ cm}$, 并取 $\beta = 1.5$, 则所得的放大倍数 $M = 1.3 \times 10^6$ 。从上述也可以看出,用于 FIM 的样品针尖的曲率半径的大小对于获得好的分辨率和放大倍数关系极大。

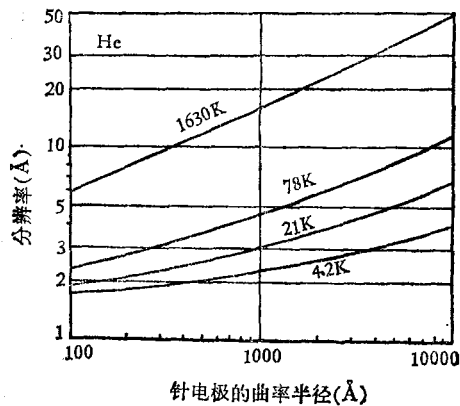


图3 氦作为成像气体时 FIM 的理论分辨率^[2]

图3所示的是以 He 作为成像气体时,不同样品温度下得到的分辨率与曲率半径的关系.可以看出,要达到 2—3 Å 的分辨率和 10^6 以上的放大倍数,曲率半径至少要小于 500 Å.

FIM 的成像基础

1. 电子的隧道效应与场离化

在金属中充满着自由电子,它们处于自由的运动状态之中.在表面,因受功函数 ϕ 的势垒的制约,它们被封闭于金属内部.但是,在量子力学中,一旦其势垒宽度变窄,电子就有可能穿过势垒而飞出,这个效应称为隧道效应.我们可以用“位置不确定量 Δx 和动量不确定量 Δp 的乘积不小于普朗克常数”这一海森堡测不准原理来说明,这个原理的物理表达式是

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq h. \quad (3)$$

假设电子的质量为 m ,则电子动能的不确定量为 $(\Delta p)^2/2m$.这个数值与势垒高度 ϕ 相等时,(3)式就成为

$$\Delta x \cdot (2m\phi)^{1/2} \geq h. \quad (4)$$

若取两边相等,并取金属的功函数 $\phi = 4.5\text{eV}$, $m = 9.1 \times 10^{-31}\text{kg}$, $h = 6.63 \times 10^{-34}\text{Js}$,那么 $\Delta x = 5.8 \text{ \AA}$,即在势垒宽度为 5.8 \AA 的范围内出现电子的几率是各处相等的,势垒宽度小于 5.8 \AA 时,则两侧的电子以相等的几率出现,电子通过势垒自由外出(图4).成像气体原子内的电子也是受离化电位 I 的势垒的限制而被关

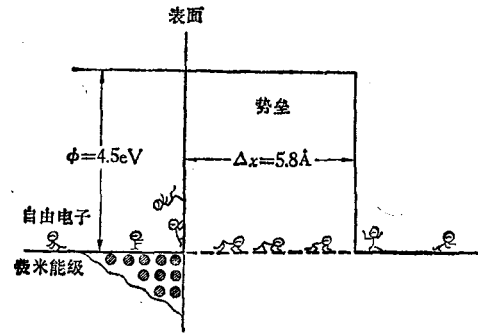


图4 电子的隧道效应^[2]

闭在内部的.这些原子,一旦靠近金属表面,表面与原子间的势垒的宽度变窄,就会引起电子的隧道效应.但是,由于在气体原子中的电子的能级比金属的费米能级要低得多,所以从外部接受能量不易被激发到比费米能级高的能级,即不易进入金属内部.因此,不产生电子隧道效应(图5).如果在金属上加上正电压,那么在外部分空间就产生电场 F ,离表面 $x_c(\text{Å})$ 的气体原子内的电子能级就上升,因此

$$eFx_c = I - \phi. \quad (5)$$

上式成立时,金属内的费米能级与成像气体原子(例如 He) 内的电子能级的高度相同.而且,此时表面与气体原子间的势垒变得很小,电子从气体原子向金属方面隧道迁移,于是气体原子就被离化,我们称这样的离化为场离化.这

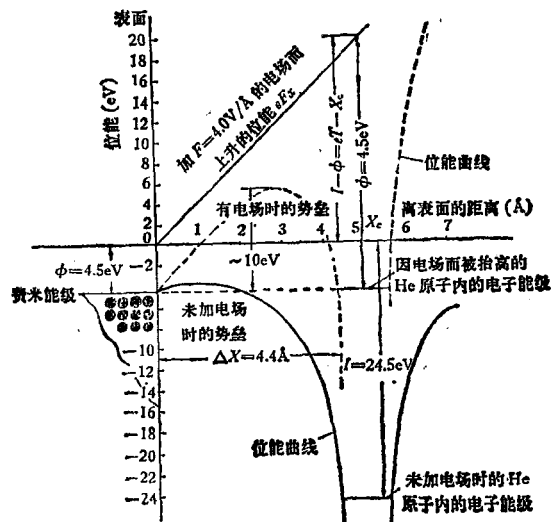


图5 氦原子的场离化^[2]

是一种没有外部能量授受关系的“静”的离化，它不同于电子与离子的冲撞或高温离化。图5中， $F = 4.0\text{V}/\text{\AA}$ 。将 $\phi = 4.5\text{eV}$ ， $I = 24.5\text{eV}$ 代入(5)式，即求得 $x_c \Rightarrow 5\text{\AA}$ 。这种情况下的势垒高度如图所示，大约是 10eV ，因此以很高的几率引起隧道穿越的势垒宽 Δx ，从(4)式得知为 3.9\AA ，这个数值比图示的宽度 (4.4\AA) 要窄。由于(4)式给出的是图4那样高度相同的四角势垒的宽度，所以如图5那样的山形势垒，能被隧道穿越的宽度更宽，因此在图5那种情况下的离化几率更高。 $4.0\text{V}/\text{\AA}$ 的电场，是相距 1cm 的平行电极板，一方接地，另一方加上 $4 \times 10^8\text{V}$ 的高电压时，电极间空间产生的电场。产生那样高的电场，似乎是难以想像的，但实际上达到并不难。我们知道，在一个极细的针尖上加上电压，在其尖端就会产生极强的电场。那么，针电极的情况也如此，把它考虑成一个半径为 r_0 的半球面，加在半球面上的电压为 V ，则从实验得知，产生的电场 $F = V/5r_0$ ，从这个公式可知，当 $r_0 = 500\text{\AA}$ ，所加电压为 10kV 时，便能产生 $4\text{V}/\text{\AA}$ 的离化电场。所以，当针状样品被加上高电压时，封闭于 FIM 镜体内的成像气体就产生场离化。实际上，半球面并不都是平滑的面，原子在表面是沿着一个凹凸面出现的，所以在尖端的半球面上空间区里并不产生均匀的离化。在非常突出的位置上的原子，由于电场较高，因此靠近半球面的成像气体原子几乎都是在这些突出的原子上发生离化(图2)离化了的气体原子(离子)受到带正电位的针电极的排斥，立刻飞开去，但不是无序地而是沿尖端与萤光屏间的电场线飞出去。电场线是沿尖端半球面的半径方向，放射状地展开去的。半球面上出现的表面原子，通过电场线，在萤光屏上一一对应地连接起来，于是在萤光屏上就出现尖端半球面上的原子排列情况的扩大投影。如上面叙述，像的放大倍数是与从针状样品尖端到萤光屏的距离 R 和尖端的曲率半径 r_0 有关的，一般都能达到 10^6 左右的放大倍数。形象地讲，相距 3\AA 的两个原子，在萤光屏上以相距 0.3mm 的两个辉点与此对应地映现出来。可

是，气体原子是处于热运动中的，相对于电场线垂直的方向的热运动速度成分一大，离子的轨道偏离电场线就大了，相邻原子给出的离子轨道会互相交叉，这样，在萤光屏上对应于各表面原子的辉点就变得模糊或互相重叠，难以观察到清晰的原子像。所以必须设法抑制其热运动。为此目的，就需装上冷却装置，用液氮、液氢或液氦将样品冷却。这样，气体原子在离化前多次与尖端的半球面接触时，热运动就不断地被减低。那么，为什么在萤光屏上映出的像一定是尖端半球面上的原子排列的扩大投影呢？为了回答这个问题，我们可以用一些软木球按结晶构造堆积起来，并切成一个半球面。将表面的球的排列情况与萤光屏上映出的像作一比较，就可以看得很清楚了。图6(a)是这种堆积的

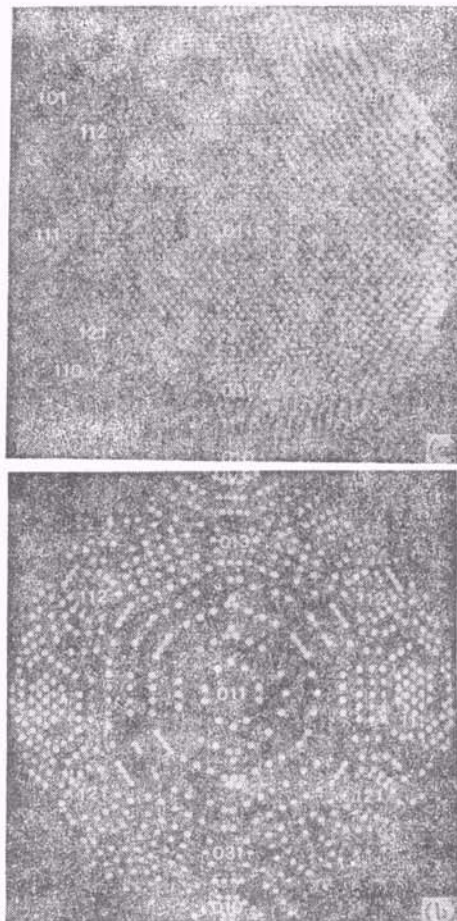


图6 由软木球模型得到的体心立方结晶构造^[11]
 (a) 将体心立方晶格切成的半球面；
 (b) 从半球面得到的最突出的软木球的像

半球面从正面投视图。结晶构造是体心立方晶格，半球面的曲率半径（若把球比作W原子时）是 130 \AA 。在球面上标出的数字是代表各晶面的密勒指数。在此，不能映现出所看到的全部原子，因为在将原子层切成半球面时，处于切口处的所谓“端原子”才是比较突出的，在这些突出的地方电场很强，离化几率很高，因此在萤光屏上看到的相应的辉点也更亮。图 6(b) 是图 6(a) 中比较突出的表面原子的像，而且各原子层的端原子看上去都位于许多同心圆上。表面原子排列最密集的(011)面，由于比较平滑，所以只能看到端原子，而左右的(111)面上，表面原子相距远，故显得突出，因此几乎所有的原子都能被映现出来。在(112)面或(013)面上，比起端原子来，内侧的原子也很微弱地被映现出来了。当然，用软木球做成一个半球面是很费功夫的，简便的办法是用计算机模拟排列于半球面上的格点并作投影。图 7 是在曲率半径为 390 \AA 的体心立方晶格的半球面上排列的

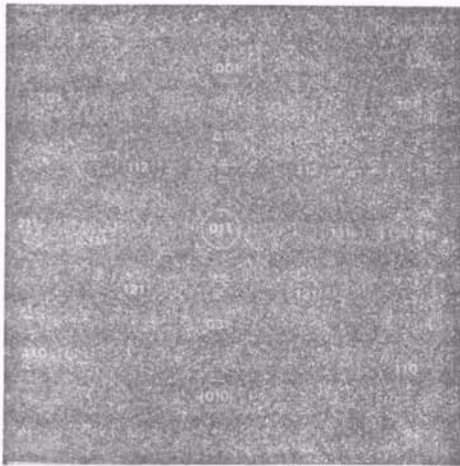


图 7 体心立方晶格的计算机模拟立体投影^[1]

“可见”原子的计算机模拟立体投影图。由于等价性，对称的结晶面如(111)和 $(\bar{1}11)$ 面上描绘的点的数以及其排列状况是完全相同的，因此是完全的半球面投影。图 8 是几乎同样的曲率半径的W的 FIM 像。由于实际的尖端不会是完全理想的半球面，因此即使是等价面，面的形状及原子的数目都不会是完全一样的。原子也

是在最突出的位置上显得更大更亮，而不像计算机模拟的那样，同样大小、同样亮度。将图 6(b)、图 7 和图 8 进行比较，显然有很大的差

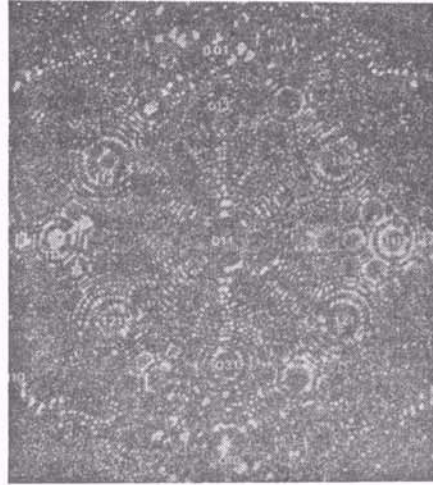


图 8 W 的场离子像^[1]

别。仔细观察各晶面的位置及其对称性，以及面上的原子的排列方式，可以发现它们是相互非常好的对应的。图 8 中箭头所示的(111)面上的暗点，表示在原子排列中有一个空位存在，即从表面原子一一对应的关系可以看到缺陷的存在。图 9 是在曲率半径为 320 \AA 的面心立方

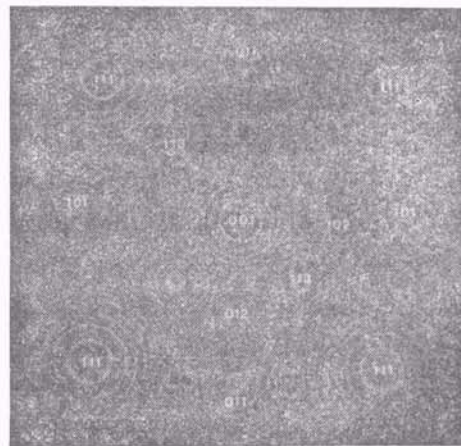


图 9 面心立方晶格的计算机模拟立体投影^[1]

晶格的半球面上排列的“可见”原子的计算机模拟立体投影图。图 10 是具有同样晶格、曲率半径为 380 \AA 的 Ir 的 FIM 像。图中的箭头表示了由晶格缺陷造成的原子排列的无序。现在很

多 FIM 研究者都习惯于采用计算机模拟各种晶格缺陷,然后与 FIM 像作比较,进行像的解析和研究^[9,10]。



图 10 Ir 的场离子像^[8]

以上叙述的是观察突出的端原子的排列,那么,怎么观察那些不太突出的表面原子呢?为此,就需要不断取走端原子,使内侧的原子变成新的端原子才行。如能一个原子层一个原子层地取走几百层、几千层,就可以看到立体的、内部构造的情况了。在 FIM 中,这样做不仅可能而且成了 FIM 的一大特征——场蒸发。

2. 场蒸发

如前所述,场离化是在极高的电场中产生的。这样强的电场加到表面,引起非常大的静电力,若场强按 $4\text{V}/\text{\AA}$ 计算,静电力的大小可高达 $1\text{t}/\text{mm}$ 。如果将它加在一根超高强度的钢丝上,钢丝内部原子与原子间的结合也将遭到破坏。因此,处在高电场中的表面原子,受如此惊人的力的作用,当然是很容易从表面被拉走的。也就是说,当这种静电力大于表面原子与次层原子的结合力时,表面原子会被剥离而逸出表面。这种表面原子的脱离过程就叫做场蒸发。由于它是由电场引起的,所以从电场最强的端原子开始,按顺序蒸发。但是这种蒸发与温度无关,任意的金属,即使在绝对零度也能蒸发。以 W 为例,它的蒸发场强是 $5.7\text{V}/\text{\AA}$,比离化场强高。所以,在观察了它的离子像后,升高

电压进行场蒸发,又能观察到新的表面。但是,原子间结合力较弱的 Cu, Au 等,因其蒸发场强低,所以在 He (成像气体)的离化场强下就不断地蒸发,观察它们的原子像就很困难。在这种情况下,就应改用离化电场较低的 Ne 或 Ar 作为成像气体,才能观察到稳定的原子像。

一般的概念中,所谓蒸发,是指表面原子受到来自外部的能量而引起的。热蒸发是原子接受了热能,通过激烈的热运动而蒸发。溅射是由于气体离子的冲击,从离子那里接受了部分



图 11 以离子状态场蒸发的表面原子的位能曲线^[8]

动能的表面原子飞越出去。但是,场蒸发是没有这种外部的能量授受关系的,完全是“静”的。而且,如果巧妙地调整场强,这种蒸发,从端原子到次层原子,能逐步地、平滑地进行。因此,这是一种能量效率很高、又能很好控制的蒸发,它不会造成如热蒸发或溅射那样的表面结构的无序化。因而这是一种观察表面原有姿态的、非常理想的蒸发方式。不过,在此过程中蒸发的原子,不是中性的而是正离子化了的。为什么呢?因为在原子的结合中存在着中性和离子性的情况。正常情况下,原子间的中性结合部分是能态低的、稳定的状态(图 11)。一旦加上电场,离子性结合的能态被降低,而且变得比中性结合的能态还要低。这时,中性结合的状态就会不断向离子性结合转移,其后就出现离子的蒸发。所谓离子的蒸发,是指在针的尖端那个微小的区域不断产生能量效率很高的离子

源。这一点，现在正作为令人瞩目的课题在进行研究。

原子探针式场离子显微镜 (APFIM) [11,12]

FIM 在六十年代经历了两次飞跃：一是在样品尖端与萤光屏之间采用了“沟道板像增强器”，从而使离子成像转换成电子成像，提高了像的亮度和清晰度；一是将 FIM 与质谱分析仪联用，组成所谓“原子探针式场离子显微镜”，即在观察原子像的同时确定单个原子的化学种类。自从 1967 年 E. W. Müller 首次介绍这种 APFIM 以来，已有不少先进国家采用了这种联合装置。而且，此后大多数研究的主要课题已向 FIM 信息的定量化方面展开。如表面原子间或替代的杂质原子与吸附原子间的相互作用能、表面诱导偶极矩、单个原子的极化率以及原子在表面的迁移和扩散能的研究等等。虽然，最近若干年来，在各种类型的电子显微镜中，由于在作为电子源的场发射器的应用和电子透镜的设计方面有了相当大的改进，用电子显微镜观察个别原子已成为可能，然而就作者所知，采用电子显微镜，即使在选定的最佳物理条件下，目前还达不到给单个原子定量的要求。因此，迄今为止，APFIM 仍不失为一种非常理想的表面研究工具之一。

在 APFIM 中所用的质量分析器有四极杆型、磁场型或飞行时间型等。但较为普及的是飞行时间质谱仪。图 12 是 APFIM 的基本结构示意图。针电极是能以其尖端为中心自由旋转的。由于迴旋，在萤光屏上的像就会相应地移动。萤光屏中心有一小探测孔，其对面就是一个中空的飞行空间，终端是离子检测器。实验时，从脉冲发生器输出的高压脉冲，经电容器载于来自高压电源的恒定电压上并加到针电极，使表面原子作瞬间蒸发。脉冲发生器同时也将脉冲送至电子定时器，使定时器开始动作。另一方面，离子检测器因接受到来自探测孔的人射离子，所以也送出一个脉冲信号。这两个

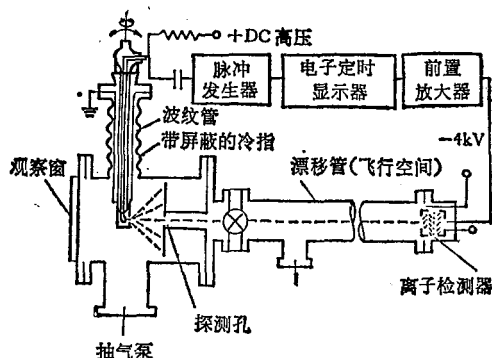


图 12 飞行时间型 APFIM 的结构示意图^[11]

脉冲的时间差，可以求得被蒸发离子的飞行时间，从而得到该入射离子的质量。

FIM 是从研究金属开始的。进入七十年代，对于金属，尤其是高熔点金属的表面结构、表面及体内的缺陷的研究已日趋成熟并取得了相当大的进展。现在，可用于 FIM 研究材料已从 Be 到 Au 的大多数金属、合金、某些半导体和离子化合物。金属中的晶界，特别是小角度、孪晶的或无序的晶界的特征以及晶界的原子排列的详细观察；合金中的有序-无序的研究与 G-P 区的研究；表面原子的热再构的温度依存性研究；表面的气体侵蚀过程的观察；金属在退火、淬火时组织变化的研究；蒸发于任意晶面上的原子的表面迁移、脱附能的测定、蒸镀膜的温度效应的研究以及固体表面的辐射损伤的研究等，都是目前较为活跃的研究内容^[13-15]。近年来，FIM 用于半导体材料、合成材料以及生物大分子(如 DNA)的结构研究也引起了人们的广泛兴趣。

经历了三十年的发展，FIM 在固体表面的研究中已占有相当的位置，尤其是在表面微结构的观察与各种表面缺陷的研究方面。这是因为它能直接看到原子像。当然，尽管 FIM 的应用前景十分广阔，但实际上由于它还存在着一些本质的缺点，如在极高电场下，针电极容易破损，针电极的特殊形状、狭窄的观察范围都受到严格的制约，因而 FIM 的研究对象至今还很有有限。

参 考 文 献

- [1] E. W. Müller, *Z. Physik*, **106** (1937), 541.
 [2] E. W. Müller, *Z. Physik*, **131**(1951), 136.
 [3] E. W. Müller, *J. Appl. Phys.*, **27** (1956), 474.
 [4] E. W. Müller, *Phys. Rev.*, **102** (1956), 618.
 [5] T. T. Tsong, *Chemica Scripta*, **14** (1979), 7.
 [6] E. W. Müller, *Adv. in Electronics and Electron Physics*, Vol. 8, Academic Press, (1960).
 [7] 中村勝吾, 固体物理, **2** (1967), 33.
 [8] 西川治, 现代化学, **12** (1978), 38.
 [9] A. J. Perry and D. G. Brandon, *Phil. Mag.*, **16** (1967), 119.
 [10] A. J. W. Moore and S. Ranganathan, *Phil. Mag.*, **16**(1967), 723.
 [11] E. W. Müller and T. T. Tsong, *Field Ion Microscopy*, American Elsevier Publishing Company, Inc. New York, (1969).
 [12] J. A. Paritz, *Progress in Surface Sci.*, **8**(1978), 219.
 [13] Proceedings of the International Symposium on Application of FIM to metallurgy, Lake-Yamanaka, Japan, May 6—8, (1976).
 [14] Proceedings of the 27th International Field Emission Symposium, Tokyo, Japan, July 7—12. (1980).
 [15] Proceedings of the 28th International Field Emission Symposium, Oregon, U.S.A. July 27—31, (1981).

傅里叶变换光学基本原理讲座

第三讲 正弦光栅的衍射

钟 锡 华

(北京大学物理系)

一、空间频率概念

衍射屏可以是各式各样的，其屏函数的具体形式也各不相同。最基本的屏函数是具有空间周期性的函数。描述空间周期函数的重要概念是“空间频率”，鉴于它在变换光学中的重要性，我们在此作些说明。

读者对时间周期性函数，如简谐交流电，是较为熟悉的。同样，对空间周期性函数也应不难理解。下面我们对二者各举一例，且将对应

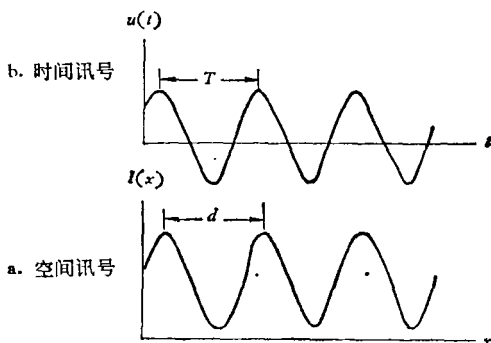


图 3.1 时间周期性讯号和空间周期性信息的类比

物理

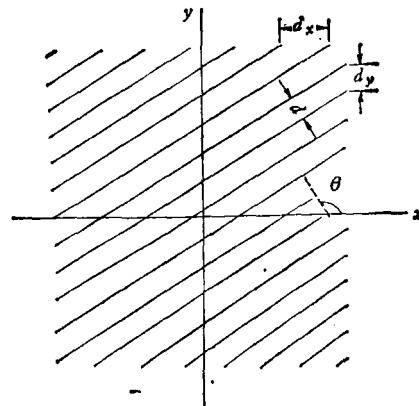


图 3.2 二维空间周期性函数具有两个空间频率

的概念并列在一起(图 3.1)。简谐交流电压

$$\begin{aligned} U(t) &= U_0 \cos(\omega t + \varphi_0), \\ &= U_0 \cos(2\pi\nu t + \varphi_0), \\ &= U_0 \cos(2\pi t/T + \varphi_0). \end{aligned}$$

两光束干涉的强度分布

$$\begin{aligned} I(x) &= I_0[1 + \gamma \cos(px + \varphi_0)], \\ &= I_0[1 + \gamma \cos(2\pi/x + \varphi)], \end{aligned}$$