

半导体器件的可靠性

第四集

科学技术文献出版社重庆分社

半导体器件的可靠性 (第四集)

中国科学技术情报研究所重庆分所 编辑
科学技术文献出版社重庆分社 出版
重庆市市中区胜利路91号
四川省新华书店重庆发行所 发行
陕西省宝鸡市人民印刷厂 印刷

开本: 787×1092毫米1/16 印张: 6 字数: 20万
1977年12月 第一版 1977年12月第一次印刷
印数: 5000

书号: 15176·132

定价: 0.65元

目 录

电子学中的电迁移和失效：引言	(1)
失效分析 (综述)	(9)
SiO ₂ 膜中的电击穿机理	(11)
使用俄歇能谱学和其它先进分析技术来分析微电子材料	(20)
采用质子束对表面的分析	(23)
用电子探针微分析器对半导体的观察	(29)
互连和微型接头的无损测试 (总结报告)	(37)
利用扫描电子显微镜测量 p-n 结深度	(51)
扫描电子显微镜在半导体器件中的应用	(53)
扫描电子显微镜在半导体器件的薄膜研究中的应用	(68)
离子微探针在半导体失效分析中的应用	(73)
硅中电活性杂质沉积缺陷的电子显微镜研究	(75)
中规模集成数字逻辑阵列	(87)
限制大规模集成电路性能和可靠性的材料和界面因素	(89)

电子学中的电迁移和失效：引言^{*)}

摘要——本文评论了如“大块”金属导体中已研究过的电迁移现象的几个基本方面。原子在电场中受到电场的作用力，并受到电荷载流子、电子或空穴的运动而产生的力。在大块样品中，并在高温下，这些力会使原子按照一种也表示在浓度梯度下的扩散的晶格机理发生位移。在薄膜中，电迁移在低温（和在大电流密度下）是按照晶粒间界扩散机理进行的。电迁移可以引起材料断开（譬如在引线条端所看到的）、温度梯度或结构非均匀性失效。本文介绍了如在铝薄膜中观察到的裂缝的形成过程。失效时间是扩散激活能和随不同失效模式而异的电流密度的指数的函数。对薄膜纯度、晶向、晶粒大小、玻璃覆层和溶性填充料对寿命的影响进行了评论。为薄膜互连设计和加速试验数据的解释提供了一些实际指导。

引 言

已经查明，直流电流的通过而引起的质量转移，会造成平面硅器件中用于互连的铝薄膜导体失效。这种现象称为电迁移，虽然它似乎一直是某些失效的根源，但在成为电子工业所关心的问题以前就是理论研究的课题了。目前，在半导体器件中由迁移所造成的困难已大大地占了上风。由于对更加微型化的日益增高的要求，就要限制通过互连金属条的电流密度增大，而且不能不考虑电迁移造成的失效威胁。本文，以评论与金属薄膜导体中电迁移型失效有关的工作。除简短说明外，失效数据的统计解释将不在本评论范围之列。另外，还得忽略由内电场或外电场产生的对半导体中扩散的电学影响。这个课题早在文献〔1〕和最近的文献〔2〕及〔3〕中有所涉及。

I. 金属中电迁移的几个基本方面

电迁移是在固体中发生的几种转移现象之一。靠浓度梯度或化学势梯度引起的扩散大概是最熟悉的一种。如果使一部分铜样品与金进行合金，则金会从富金区向其余区扩散，结果，样品的化学成分就变得均匀。这样的扩散从一种元素的富区到同一元素之浓度较低的另一区的扩散并不总是发生。在所谓的“上升”扩散中，恰好观察到与此相反的过程，在这样的情况中通常发现有两个结晶特性不同的区域构成明显不同的化学相。如果详细说明一下扩散元素的化学活

泼性，而不是其浓度，就可消除“扩散”和“上升”扩散之间的区别。在文献〔4〕和〔5〕中可以找到对扩散现象的一种易理解的论述。

在常常伴随有电迁移的索里特效应中，质量转移是在样品保持在不同温度的两个区域之间发生的。采用电流密度相同的交流和直流进行同时研究，即可从实验上将索里特效应（也称为热迁移）与电迁移区别开。在〔6〕中可以找到对这种现象的一级近似分析，而在最近的〔7〕和〔8〕中还可找到更加有说服力的讨论。关于钨和铂中的索里特效应的考虑在〔9〕和〔10〕中出现过，在其它一些参考文献（如〔11〕—〔36〕和〔39〕）中同时还分析了电迁移。

在直流电流作用下物质的转移，即电迁移，十分相似于扩散。在各种情况中，原子沿比方一根金属丝的流量 J_s ，都可以描写成移动原子的迁移率 μ 与作用到这些原子上的力 F 之积

$$J_s = \mu F \quad (1)$$

或根据熟知的爱因斯坦关系可写成

$$J_s = D/KTF \quad (2)$$

式中 D 是在发生转移时的温度 T （单位为 $^{\circ}K$ ）下移动原子的扩散系数。对于扩散，力 F 正比于移动原子在发生扩散的 x 方向上的浓度梯度，于是得到，

$$J_s = D/KT(dC/dx \cdot KT) \quad (3)$$

在电迁移情况中，这个力可写成移动原子上的有效电荷 Z^* 与加于导体的电场 E 之积〔11〕，〔12〕。方程（2）可变为：

$$J_s = D/KTZ^*eE \quad (4)$$

* 译自“Proc. IEEE” 1971, 59, 10, 1409—1418（谢荣生译）

$$J_e = D/KTZ \cdot e\rho J \quad (5)$$

式中 e 为电子的电荷， ρ 为导体的电阻率， J 为电流密度。后面这个关系式比前个关系式更为可取，因为它更准确地表达了原子流量和电荷载流子流量之间的比例关系，而且电场 E 直接造成只作用在移动原子上的那部分力。

1963年〔1〕广泛评论过关于块状金属样品中的电迁移方面的文献。关于最近所作的一些研究工作，可以参看〔11〕—〔26〕，直到目前，这些文献并不是无遗漏地列出了1963年以后所完成的全部研究工作，也没有反映出苏联和德国对这方面的研究工作。在金属中，作用在移动原子上的总力是往往符号相反的两个力的合力。第一个力 F_e 是由于原子的离子心和电场之间的相互作用而产生的，该力与电场强度 E 和金属原子价 Z 之积成比例。这个力指向负电极，对温度的依赖性不强。在合金中，离子受传导电子的电遮蔽（称为屏蔽）的理论上考虑可导致两个意外的结果〔12〕：间隙式杂质原子（占据主晶体原子间空位的小原子，如铁和钴中的碳）完全感受不到电场力，而取代式原子（占据正常被主晶体原子所填充的位置）受到与主晶体原子的价键成比例的电场力而不是它自己价键的力。在铂中实验结果〔17〕指出，电场力可说明大多数电迁移效应。然而，在其它大多数金属中，电场-离子力同另一个力 F_e 相比是可以忽略的，这个 F_e 的方向与电荷载流子的移动方向相同，因此在电子导体的情况中它与 F_e 的符号相反。关于 F_e 的产生，虽然其它途径是可能的〔例如参看〔12〕〕，但也可以认为 F_e 是由于被散射载流子和原子之间进行动量交换引起的〔11〕。这种现象常称为电子风效应。在金〔11〕、铜〔13〕、〔14〕及铝〔18〕中，电子风力约比电场-离子力大一个数量级。理论分析〔11〕，〔12〕指出， F_e 与金属的电阻率成反比，所以随着温度增加而减小。

在块状（与薄膜相反）样品中，电流高到足以产生可测的电迁移效应时由于焦耳热也会使样品上升到高温，尽管采取精心预防措施加大样品的散热能力。由于工作温度必须低于熔点，故通常必须将可用电流密度限制到 10^4 安/厘米²数量级。在用块状样品进行电迁移研究时所得到的温度下，原子会按照晶格扩散过程发生移动，这种移动可用被研究金属所特有的激活能 Q 来表征。因此，如果（5）式中的扩散系数 D 对温度的依赖性由以下关系式给出：

$$D = D_0 \exp(Q/KT) \quad (6)$$

（式中 D_0 为无限高温极限时的扩散系数），则可求得表征给定金属中晶格扩散的 Q 值。在铜〔13〕，铝〔18〕，银〔21〕，钨〔25〕及锂〔30〕的大量电迁

移研究中发现激活能是金属晶格扩散的。

从扩散激活能和电迁移激活能的相等性可以假设移动机理在两种情况是相同的，从已回答的关于扩散机理的知识，可以分析出引起电迁移的原子和电子间的相互作用。在譬如象铜、银、金及铝这种具有面心立方结构的密集金属中，晶格扩散无论是在自扩散（例如铜在铜中的扩散）的情况下还是对于取代式杂质都是按空格机理进行的。在图1中，“X”表示原子，B处的“O”表示空格点或失掉原子，当A点的原子和B点的空格点在从左向右运动的载流子（譬如电子）的影响下交换位置时将发生电迁移基本步骤。为了使这种情况发生，A点的原子必须在原子M和N之间的O点受到挤压。位置O被称为一个鞍点，因为原子一旦由于热振动而运动到位置O，原子在这一点受到挤压也许返回到它原来的位置A，也许进到位置B。然而，如果有电流通过导体，处于鞍点的原子在连续的电子轰击影响下进入到B的机会就会比返回到其原来位置的机会大。已计算出这个效应的大小，所以得将电场-离子力和电子风效应总起来考虑，即可得到以下关系〔11〕、〔12〕、〔13〕：

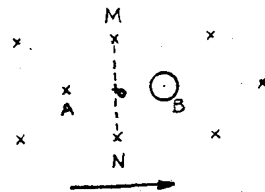


图1 原子及空格点按晶格扩散进行移动的图示

$$Z^* = 1/2z (\rho_a N / \rho N_a - 2) \quad (7)$$

$$\text{或} \quad Z^* = 1/2z (100\Delta\rho/\rho - 2) \quad (8)$$

式中 ρ 为金属的电阻率， ρ_a 为运动原子 N_a 所贡献的过剩电阻率， N 为总原子数， $\Delta\rho$ 为百分之一运动原子浓度所贡献的剩余电阻率。过剩或剩余电阻率是鞍点各侧（图1的A和B）的两个二分之一空格点所包围的鞍点原子的电阻率。这个与电迁移无关的量是无法从实验上确定的。然而，用大量金属所进行的电迁移研究指出，这样一个复合电阻率（鞍点的原子加两个二分之一空格点）大约同游离空格点的一样。例如，对于金，电迁移给出的 $\Delta\rho$ 值大约为 1.5×10^{-6} 欧/厘米〔11〕，而在同一金属中淬火实验给出每百分之一空格点的剩余电阻率为 1.7×10^{-6} 欧/厘米〔37〕；对于铝，具有同样的值，两种情况皆等于 8×10^{-6} 欧/厘米〔18〕，〔38〕。当电子风效应占优势时，要将其与电场-离子力区别开是不困难的，然而在属于空穴导

体的金属中，这种区别就不大明显了。当然，在该情况中 F_n 和 F_c 是相加的，所以(7)和(8)中的减号应由加号代替。在空穴导体钨中〔25〕， Z^* 的值及其对温度的依赖性均可高到足以得出这样的结论：在这种金属中电迁移主要是由空穴的移动引起的。

合金中的电迁移一直是个感兴趣的问题〔1〕，〔36〕，既是理论性〔24〕，〔29〕，也是实践性〔19〕的问题。

I 电迁移引起的失效

A. 一般考虑

在纯金属构成的导体中单是电迁移是不能引起失效的。如果用由同一金属制成的软导线将金属导体接到电源上，电迁移只使导体沿载流子移动方向发生位移。即使导体的截面积沿导体长度不均匀（只要避免了温度梯度）也是如此。由于电流的通过，要使导体变成不连续的，原子流沿导体长度方向也必须是不连续的。参看方程(1)便可以看出，能够发生这样的不连续性，不是由于力 F 的改变，就得由于原子的迁移率（可由扩散系数表征）的改变。无论是将一种金属的导体接到另一种金属的导体，还是在温度梯度（因为有效电荷随温度增加而减少）下，电子风力沿传导路径长度都将发生变化。然而这种变化不很严重，因为它是温度的线性函数。迁移率沿导体长度的变化与失效机理有比较密切的关系。

在一种材料的导体与另一种材料的导体相连接的端接处，迁移率是有差别的。这种情况图示在图2

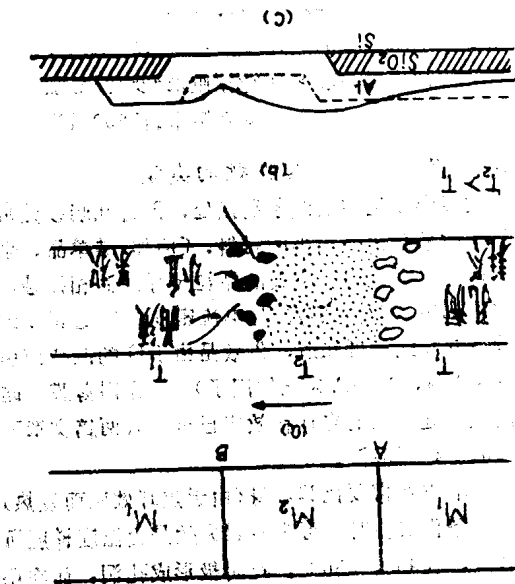


图2 引起失效的条件。(a) 材料转移。
(b) 温度梯度。(c) 铝—硅接触。

(a)，其中箭头表示载流子移动的方向：如果金属 M_2 的原子的迁移率比金属 M_1 的大，则电流的通过会引起耗尽，终于会导致在A点断裂而在B点积累。温度改变对电子风力影响最小，而对原子迁移率影响却很显著，因为迁移像扩散系数一样按照(6)随温度增加而迅速增大。这可由图3中的所谓 Arrhenius 图线表示，图中画出了扩散系数的对数随绝对温度的倒数的变化关系。如果如图2(b)所示，导体有一部分保持比其余部分高的温度，则顺着载流子移动的方向下去，电迁移将会在冷区和热区之间的区域引起耗尽，而在热区和冷区之间的区域引起积累。在出现像至少具有一个冷端的导体由于焦耳热经常发生的那样的温度分布的地方，因电迁移而引起耗尽的速度是与电流密度的立方成正比的〔40〕。最后，由于电迁移，失效还可能沿导体的长度方向发生，其原因还不能直接从(1)式或其各展开项明显看出：在有些情况中结构非均一性（甚至在由单一金属构成的导体中）能引起原子迁移率的恶性变化。

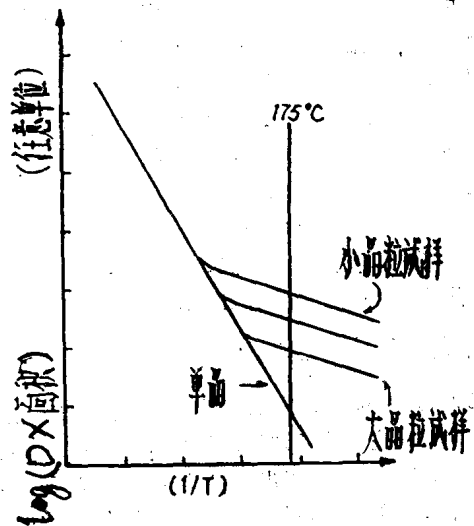


图3 晶格点（单晶）及晶粒间界扩散的扩散系数的 Arrhenius 图

通常，人们注意不到电迁移是布线中所关心的一个失效根源，因为通过引线中的电流密度一般太小，不会引起明显的效应。由于其结构所定而冷却不够充分的引线熔化后就不是这种情况。在低电流密度和低温一低是对所关心的材料的熔点而言，例如 $T_m/2$ 或更低—电迁移就不是失效的根源。当两种条件中的任何一个被疏忽时就可能出问题。例如在正常工作在高温—视熔点判据而定的软焊料中〔41〕，由于电迁移，就有发须（细丝状）和小丘（近球面状）生长出来。当然，在器件中这样的生长物就可能是短路及其

它现象的根源。关于温度和电流密度的限制均被忽视时的一个感兴趣的情况〔42〕—〔44〕是白炽状态的钨丝。

B. 薄膜中的电迁移

对于薄膜导体，特别是淀积在硅衬底上的薄膜导体，由于具有很小的截面和良好的热冷却性，就有可能使这样的导体经受住具有极高电流密度（高达 10^7 安/厘米²）的电流通过，而不致使温度达到 200°C 以上。于是有可能在低温和大电流密度观察到相当大的电迁移效应。

薄膜中的电迁移现象与已观察到发生在块状导体中的现象没有多大差别。前面仔细分析过的关于失效的条件对块状导体适用，对薄膜导体也适用。然而，在通常对薄膜中电迁移有意义的温度下，质量转移，不是通过晶格扩散发生，而是沿着将一个晶格从另一个晶格隔开（或与其相连）的晶粒间界进行。这种质量转移在薄膜中特别可能发生，因为它的晶粒尺寸很小，而且间界太多。图3说明晶粒间界扩散和晶格扩散之间的区别，图中水平轴是按温度从左至右减小的方式取标度。低温时多晶样品中的扩散要大于单晶中的扩散或晶格扩散。在多晶材料中晶格扩散和晶粒间界扩散总是同时发生，但是在任何一个温度下，多晶是最快的一种，对质量转移现象贡献最大。在图3中两种过程的特点可用不同的斜率表示，也可用两种不同的激活能 Q 值表示（两种值中较低的一个对应于晶粒间界扩散），参看（6）式。在室温，对低熔点材料（如铝）薄膜的电迁移研究可以给出激活能值具有晶格扩散的特点〔45〕。

铝薄膜中的电迁移已是大量论文〔46〕—〔73〕的讨论课题。 350°C 以下的温度下已确定的激活能值约为0.5到0.6电子伏〔53〕，〔56〕，〔59〕，〔65〕，〔68〕。激活能的大小指出，质量转移确实是通过晶粒间界扩散发生的，因为对于晶格扩散，将会得到还要高得多的值，约为1.4电子伏。这个结论可由实验〔64〕得到证实，该实验指出，单晶铝薄膜导体实际上是不受通常多晶薄膜中引起迅速失效的电流密度和温度条件的影响。图4所示出的经过在 175°C 和 2×10^{-6} 安/厘米²下的电流密度试验26000小时后的单晶铝条的照片，表明铝条完全是无电迁移损伤的，而在同样条件下多晶薄膜导体约经过30小时就会因形成“龟裂”而失效。另一个单晶铝样品在 5×10^{-6} 安/厘米²及 175°C 经受了26500小时试验，它仍一直是连续未断的。

目前对晶粒间界扩散和晶粒间界迁移的机理的理解可惜还不十分精确。没有从理论上推导出电子风力的大小。在铝薄膜中电迁移的方向和块状样品中一样是指向阳极， Z^* 〔63〕的值同块状铝样品中得到的区

别多半不太大〔18〕。

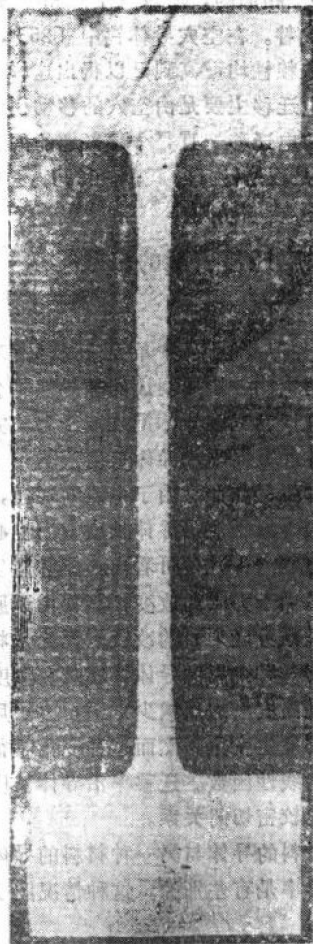


图4 单晶铝条的照片（作在 MgO 衬底上）
5000埃厚，在 2×10^{-6} 安/厘米²及 175°C 加
应力25000小时。条宽8微米，长250微米。

C. 薄膜中电迁移引起失效的类型

失效多半发生在引线条端接处，因为在端接处常常是与扩散系数比铝膜小的材料，〔例如硅单晶、金丝甚至铝丝（因他们有较大的晶粒尺寸）〕相接触。在这种情况下失效时间 t_f 是与电流密度成反比的，因为参看（5）式就可知道，失效是由于 D 的改变而引起（ $t_f = A/J$ ，式中 A 为比例因子）。在铝薄膜和硅之间的接触处发生的电迁移效应已至少有两篇文章研究过〔61〕，〔62〕。

在用端点通常要比其本身（由于焦耳效应而发热）冷的薄膜条作实验时，可观察到失效是由温度梯度所致〔47〕、〔49〕、〔56〕。在阴极形成孔洞，而在阳极形成小丘和须。经过足够长时间后有些孔洞横过薄膜条连成一条连续裂缝。由于温度梯度和电流之间的关系〔40〕，失效时间多半与电流密度的较高次方成

反比 ($t_f = A/J^n$, n 约等于3)。虽然从实验上可确定 n 值等于2,但是认为薄膜中电迁移转移应当与电流密度的平方成正比的主张 [52], [55], [56] 是在错误推导的基础上提出的。

薄膜中的电迁移对结构效应是特别敏感的,而且失效不能依靠至今所验证的理由来解释。裂缝出现在薄膜条的完全无温度梯度或材料组分无改变的面积中。这是由于: a) 存在着天生的晶粒间界扩散性质, b) 衬底条件的不可避免的改变(同一薄膜条可作在纯 SiO_2 、掺杂 SiO_2 、纯Si和掺杂Si的面积上)和 c) 可以避免的工艺缺陷,譬如薄膜淀积前留在片子上的水迹或薄膜淀积和随后退火过程中缺乏温度均匀性。

图5是在形成气氛中用 5×10^6 安/厘米²及270℃约经4小时试验后的铜薄膜条中出现的裂缝的扫描电子显微照片。这种裂缝不仅与金 [70] 或银 [71] 薄膜中得到的裂缝相似,而且也可认为是在小晶粒铝膜中已观察到的裂缝的代表。裂缝的不规则的形状表明它是顺着晶粒间界裂开的。图6—8是大晶粒铝条因在175℃和 2×10^6 安/厘米²约经200小时试验而出现的损坏的扫描电子显微照片。在 [56] 和 [57] 中可找到同类型样品的最佳观察结果。在金 [70] 和银 [71] 薄膜中电迁移是向阳极进行的。这与早先块状样品中晶粒间界电迁移的结果存在显著的矛盾 [15], [16], 这是由于试验温度的差别或表面扩散引起的。

检验无明显温度梯度的铝薄膜条中由于电迁移而引起孔洞的形成可以说明晶粒间界的真正异质性质。孔洞不仅在三个晶粒的交界处形成如图9(a)所示,电迁移转移确实顺着右边的双界要比左边的单界快些 [65], 而且也在单界的弯曲处形成,但只要电子流沿着同一间界稍减缓一点,原子就会堆积成小

丘。在典型的小晶粒条中,像图10(略)中所画出的那样,孔洞可能在B处一出现就停止。于是会有几个孔洞可能在A处形成并合并成一条起始裂缝,但是这个过程可能就此停止,仅管在A处通过薄膜条其余部分的电流密度此时比别的地方大得多。最后一种情况,裂缝也可能出现在先前相对无孔洞的位置C处(可以是沿条长度的任何一处)。这在一定程度上可说明裂缝形成的统计性质和同时试验一大组样品的必要。在宽条中出现贯穿整个薄膜条的裂缝易传播路径的可能性要比窄条中的小。因此,在相等电流密度下,失效时间在宽条中应比在窄条中长些。这已由发表过的文献 [54], [67] 所证实了,而且在本实验室也观察到这种结果。发现孔洞核化和生长的过程是异常可逆的 [51]。当孔洞出现后,如将电流反向至少可能在真空下使孔洞完全合拢(在铝薄膜中)。

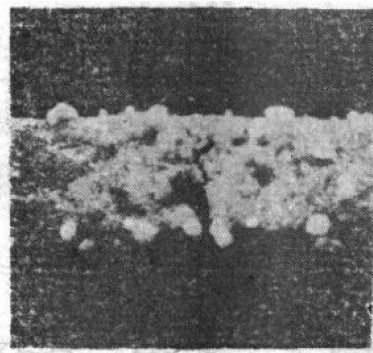


图5 经过在 5×10^6 安/厘米²及270℃经4小时试验后失效的铜条中出现的裂缝的扫描电子显微照片。条宽8微米,厚5000埃。

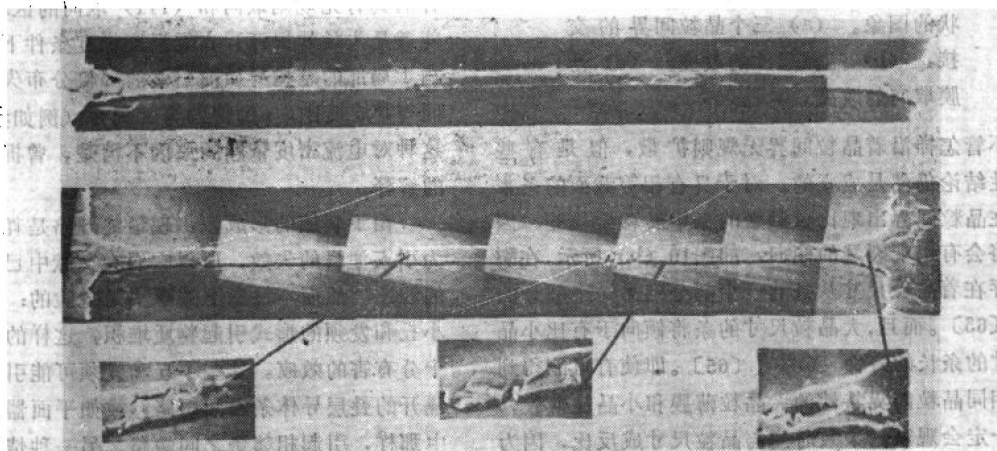


图6 试验前的和在170℃及 2×10^6 安/厘米²试验220小时后的大晶粒铝条,厚10000埃。条尺寸与图4中一样:宽8微米,长250微米。

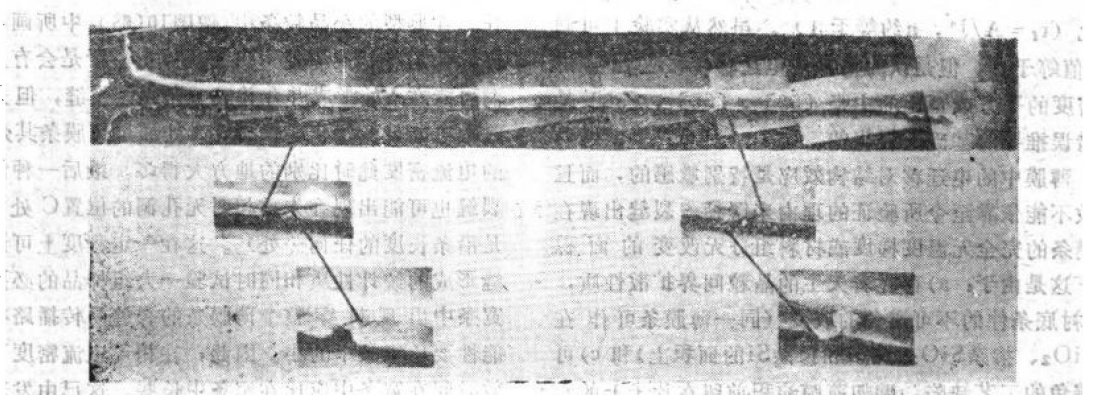


图7 在170°C及 2×10^6 安/厘米²试验210小时的大晶粒铝条中由于电迁移造成的缺陷

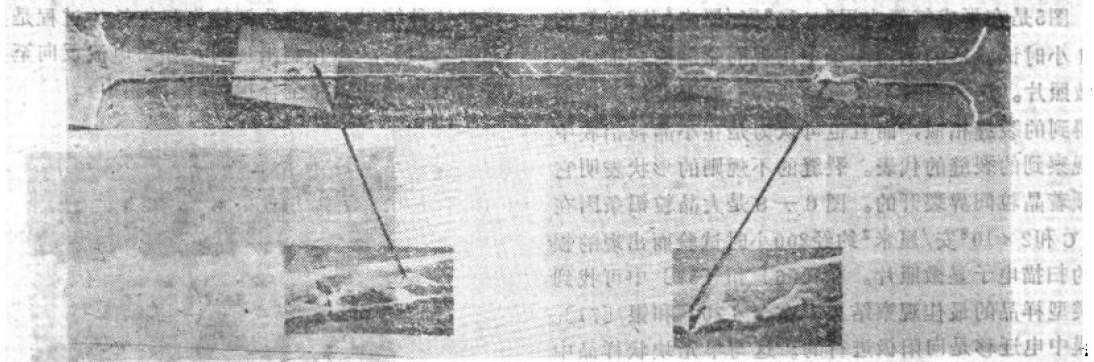


图8 在170°C及 2×10^6 安/厘米²试验600小时的大晶粒铝条中由于电迁移造成的缺陷

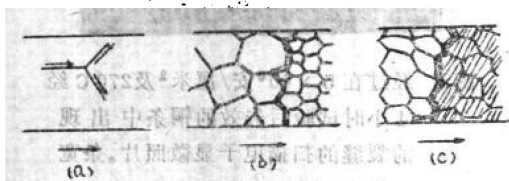


图9 能被电迁移造成失效结果的结构形状的图象。(a)三个晶粒间界的交接，(b)晶粒尺寸的改变。(c)薄膜取向的改变。

不管怎样沿着晶粒间界无规则扩散，但是有些一般性结论仍然是成立的。对于具有相等截面的条来说，在晶粒间界出现比较频繁的条中转移要快些。因此，将会有出现裂缝的倾向，如图10(b)所示，在裂缝处存在着晶粒尺寸从条的一个部分到另一个部分的变化[65]。而且，大晶粒尺寸的条将倾向于有比小晶粒尺寸的条长的寿命[56]，[65]。即使有可能得到具有相同晶粒间界特性的大晶粒薄膜和小晶粒薄膜，也不一定会观察到失效时间与晶粒尺寸成反比，因为裂缝横穿条的传播依赖于几何因子，譬如条宽与晶粒尺寸之比。这个问题在[67]中已有分析。图9(c)说明了容易导致裂缝形成的条件，图中靠左边的晶粒

有一个结晶方向，而靠右边的晶粒有另一个结晶方向。如果衬底结构或组分存在着差异，这种情况就可能发生。在硅上面铝薄膜将倾向于显示出明显(111)外延结构[72]，而在无定形二氧化硅上面它却有无规则结构。因为晶粒间界原子迁移率在具有(111)取向的薄膜中显著地小[65]，[66]，所以在条中像这样的具有无规则取向和(111)取向的区域的并存可能就是失效的根源。在无温度梯度条件下试验的条中由于局部的结构异质而引起的随机分布失效的失效时间与 J^n 成反比， n 的值约为2到3(例如参看[73])。这种对电流密度依赖的原因不清楚，曾提出过不完善的解释。

由于裂缝的形成及出现最终开路是耗尽引起的较为引人注目的失效，所以它们在文献中已受到了极大的注意。然而不注意下述事实是危险的：电迁移可以以小丘和发须的形式引起物质堆积，这样的堆积是一种十分有害的效应。这些小丘和发须可能引起被介质层隔开的叠层导体条之间短路，或如平面器件的引线层中那样，引起相邻条之间短路。另一种情况，如图2(c)中所示，铝在硅接触处的堆积可能引起保护层的破裂，然后便会致因浸蚀而失效。

D. 其它观察现象、薄膜纯度、涂敷玻璃、孔洞核化

可以说比较纯的铝膜一般会有较长的寿命。在仔细控制的条件下淀积的薄膜中，已发现〔63〕，如果测量薄膜的电阻率比值（室温时的 ρ 与液氮温时的 ρ 之比），则电阻率比值较高的（即较纯的）薄膜，将在电流应力下显示出较长的寿命。然而，根据本文作者的经验，在任意选择的薄膜中不应机械地预先肯定电阻率比值高的薄膜就会比电阻率比值低的薄膜有长的寿命。

用玻璃层覆盖铝薄膜导体以减小电迁移引起失效的速率时的效用已是有些文章争论的内容。一些作者〔56〕，〔58〕报导，玻璃化可以将铝薄膜导体中的扩散激活能从晶粒间界扩散特有的值（约0.6电子伏）提高到接近晶格扩散特有的值（约1.4电子伏），另一些作者〔47〕，〔65〕并未发现这种效应。这种差异可能是由于铝薄膜的差异或玻璃化技术（汽相淀积、粉末烧制和高频溅射）的差异所引起，或者也许起因于玻璃组分的差异。已报导的这些效应是由于玻璃化而不是由于在玻璃化操作过程中的热处理，这是不容易弄清楚的。有些结果是值得怀疑的：在〔58〕中已报导，厚5000埃以上的玻璃化和未玻璃化条的激活能均约为1.2电子伏。对于未玻璃化铝条，没有一篇文献另外报导过这样高的激活能。对这个效应的解释还是一个推测问题。如所断言的，消除表面扩散不可能起显著作用。因为实际上在未玻璃化单晶〔64〕铝条中不出现电迁移现象。提出一种稍微比过去的解释明确些的解释是，防止了在封闭条中出现电迁移引起的生长物（它必然伴随孔洞形成）。根据Le Chatelier原理的这一特殊应用，电迁移整个来说被减缓了。这种效应对较厚的玻璃层是很显著的，而对于易脆的玻璃层就很弱了。这种效应的大小是可以进行计算的，如果是晶格扩散的情况时（参看〔74〕），可以确定流体静压力对晶粒间界扩散的影响。根据这个模型玻璃在高温接近其软点时玻璃化效果就会降低（因此观察到激活能增大）。

由于薄膜中电迁移的结果而引起的孔洞核化过程已经是详细研究的课题〔75〕，该文献把孔洞的形成看作为空格点的凝聚。估计了特殊构形时出现的空格点过饱和与电子风力的函数关系。因为推导出的过饱和值太小以致不会引起空格点凝聚，因此可断言：孔洞很可能通过晶粒间界出现凹沟那样的过程进行生长。也许可能提出与这条途径不同的看法：失效因晶粒间界扩散而发生，而且在晶粒间界，空格点并不是轮廓鲜明的实体。

电迁移失效起因于直流电流的通过。用脉冲直流时，失效所需的时间可能是单个脉冲持续时间之和。然而，显然没有发表过实验证据来说明这个效应，所以应按单个情况证实这个断言。在交流下不应当发生电迁移，即使其它理由没有说服力，电迁移损伤的可逆性〔51〕也会保证这一说法是正确的。当在165℃和密度为 2×10^6 安/厘米²的交流电流下试验时平均寿命大约为30小时的一批铝条中取出一些，按10条一组分成两组，在大约相同的条温和交流应力下，进行试验。在 8×10^6 安/厘米²试验了150小时的一组中没发生失效，在 6×10^6 安/厘米²试验了800小时（温度175℃）的另一组中也未发生失效。然而，应当谨慎地考虑到普遍情况：尽管在交流电流下不会发生电迁移失效，但在交流应力下其它失效模式也很可能限制导体的寿命。于是在钨丝性能的研究中〔44〕，曾经发现在双向电流应力下的寿命仅比直流应力下的寿命长两至五倍（取决于电流密度）。在图11中，画出了很薄（7000埃）铝条的寿命与直流和交流试验条件下的电流密度的关系。这些结果确实使人们弄清了铝条在交流应力下失效的原因（多半由于发热和与硅氧化物衬底起反应）。这是非常确实的：在交流试验条件下出现了失效。

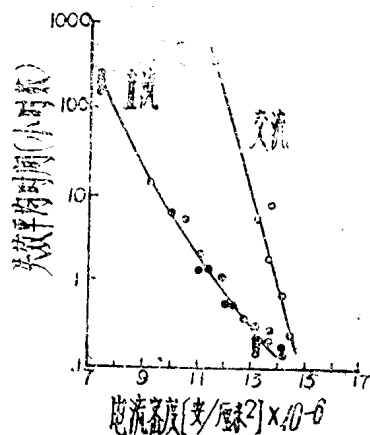


图11 厚7000埃的铝条受交流和直流应力后的寿命

E. 如何就电迁移失效改善铝薄膜导体

已经讨论过将导电条封闭在一种限制涂料（譬如玻璃）中而得到较长寿命的可能性。还讨论过由于采用具有大晶粒尺寸的铝条可减小原子流，从而提高铝条的寿命；然而，有些细节还值得进一步注意。文献〔56〕，〔65〕报导过，采用大晶粒尺寸的条会导致较高的失效激活能。这可由图12看出，图中对大晶粒和小晶粒样品画出了在 1×10^6 安/厘米²电流密

度时的平均失效时间的对数与温度倒数的关系。作者〔65〕完全正确地指出,晶粒尺寸的变化本身不会改变激活能。所观察到的变化无疑是由于薄膜取向的改变〔66〕,(111)取向的电迁移要比具有随意取向的薄膜中得到的电迁移慢些,然而,不明显的是,任何一种择优取向会减少晶粒间界扩散。从图3可以看出,晶粒尺寸的改变将会改变扩散系数的总值,但并不影响激活能。然而薄膜取向的改变及相应的晶粒间界结构的改变很可能导致不同的激活能。大晶粒铝条(譬如图6~8中所复制的在 2×10^6 安/厘米²电流密度和175℃及125℃温度下经过试验的铝条)中失效的确会得到如小铝条时所得到的0.6电子伏的值。

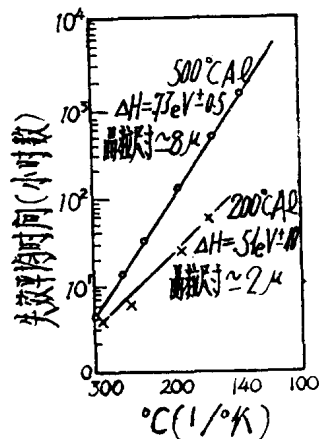


图12 小晶粒及大晶粒铝导体(涂以玻璃层的导体)的激活能的确定

最近的文献〔76〕指出,在铝膜中掺氧化铝有助于生产出在电流应力下具有良好寿命的铝条。关于薄膜的淀积方式或结构的详细情况还未报导。其中可提出的主张,表面上似乎与该作者所作的实验相矛盾,此作者反复表明在薄膜淀积过程中剩余氧压(低于 1×10^{-6} 托)的存在对随后的电迁移试验过程中的平均寿命有不利的影响。然而在铝薄膜淀积期间氧的存在会导致较窄的失效时间分布,因此虽然平均失效时间可能因氧而减小,但是在很低的失效水平有效寿命却得以提高。这样的效应可能是由于晶粒尺寸的减小或裂缝核化的位置密度的增加。

曾经发现〔77〕,在铝膜中加4%(重量)的铜能使在175℃, 4×10^6 安/厘米²电流密度试验下的寿命提高70倍。对于“纯”铝条和掺铜铝条,电迁移转移的激活能〔69〕,〔73〕都一样。分析了铝条的组分及其制备方式对寿命的影响。如若不从孔洞核化方式和裂缝传播方式的改变中观察则铜原子比铝原子迁移快。虽然掺银和掺金并不产生上述的改善效果,但

掺其它溶质〔78〕同样可以减低铝膜中电迁移的速率。由于铜原子对铝的亲合力比对硅的大,故铝条中掺铜并不伤害下面的硅器件〔79〕。工艺参数和可靠性特性(不同于与电迁移有关的)也没因铝中掺铜而受到有害影响〔80〕。含铜铝膜中的电迁移破坏已成为用电子显微镜研究的课题〔81〕,〔82〕。为减低铝中的电迁移而掺其它元素究竟会不会引起浸蚀、伤害或其它问题还有待探讨。

II. 一些实际经验指导

知道薄膜导体中发生的电迁移现象,这在设计比较可靠的器件和理解可靠性试验数据时都是很有用的。

当导体的寿命太短时,可以通过再设计或用另一种材料来代替而得到改善。如果失效是起因于电流,例如在硅接触和导体之间的边缘出现拥挤,则加大接触面积也许是无用的。增大失效处导体的截面积会提高寿命,如果失效发生在引线端则寿命的提高倍数与截面积的增加成正比,如果失效沿引线长度发生则寿命增大倍数多半为截面积增量的立方。如果考虑到空间限制或容量允许的话,则最好是增大条的宽度而不增大条的厚度;这在多层器件中仅更有效,而且也不妨害保护层或绝缘层的淀积。玻璃化由于它有强制效应,故将大为改善未覆盖玻璃的导体的寿命,然而,这种方法应当进行试验,因为关于这个效应的大小或起因的意见还不一致。现有的一些就电迁移改进铝膜特性的方法虽已经介绍过,深入的研究还会发现其它的有益技术。然而,具有较高熔点、较低扩散系数和较高激活能的材料,譬如像铜、银、金,甚至钼,也许已被利用了。对大多数电子器件来说,至少在目前所关心的电流密度和温度下,铝是完全觉察不到电迁移失效的〔47〕,但实验证明,这样的失效均在铜、银〔71〕和金〔70〕中发生过。要牢牢记住,这些金属由于有较高的激活能因而扩散系数对温度有较强的依赖性,当其它条件完全一样时,相对来说由于温度梯度而更容易发生电迁移失效。

加速试验数据的解释是一个微妙的问题。它可以引出诸如失效分布形状之类超出本述评范围的复杂的统计性问题。然而,起码的要求是这些试验应当是有确实根据的。增强对电迁移失效过程的理解在这方面应当是有帮助的。再参见图3,便可看出,低温时具有较低激活能的扩散机理要比具有较高激活能的占优势。于是在外推正常条件下得到的加速试验数据时,应当谨慎地使用低激活能值。在铝和铝-铜〔68〕中,当试验温度大约从200℃减到100℃时电迁移需要的激活能大约从0.6电子伏降到0.5电子伏。在大电流密度时进行

的试验可以引入在正常使用条件下不会发生的因温度梯度而引起的失效。即使情况不是这样,加速试验中使用的大电流密度也会倾向于突出其失效时间按 J^{-3} 或 J^{-2} 变化的失效模式的重要地位;然而在使用条件下,其失效时间按 J^{-1} 变化(如对引线端型失效所预期的)的失效模式将会占优势。从用大电流密度进行的试验外推到较低电流密度,可以导致更乐观的希望,如果

以电流指数为根据太过分的话。

最后,不应当忽视电迁移失效的统计性质。在有些情况(例如铝膜中掺有氧),有可能在很低的失效水平改善寿命,然而平均寿命却减短。

参考文献(略)

失效分析(综述)*)

引言

微电子学器件失效分析的最终目的是要确定必须采取什么样的校正措施。校正措施可能与器件本身有关,或与包含有这些器件的系统有关。失效的原因可能是由于器件内部或外部的设计上错误或结构上的缺点所造成的。在分析时,必须解决下列问题:

- 1、系统应不应该重新设计?
- 2、器件是否适用于系统?
- 3、系统的装配工艺需不需要改变和改进?
- 4、器件制作方法要不要改变?
- 5、器件的筛选是否需要改进?

失效分析可分三步进行。首先,收集并记录有关的失效历史的资料;二,对器件进行电检测和物理检测;三,将所有数据进行归类分析以确定失效原因。

有关失效历史的资料

失效历史是十分重要的。它对全面理解失效与引起失效的原因之间的关系是十分必要的。但不巧的是,在许多情况下,这种资料既不完全又易引起误解。这主要是因为,失效是意料之外的,并且失效时的在场人员通常并不打算进行失效分析。主要目的常常是要使电路重新工作,而不去考虑就地搜集失效分析所须的证据的价值。

所希望得到的典型资料如下:

- 1、系统的特性,特别是失效时的特性。这也可叫做元件的就地失效数据。
- 2、器件的输入—输出要求。
- 3、与失效有关的异常电学条件。
- 4、器件失效之前和失效期间的外部物理环境。

5、具体器件在放入系统之前的数据。这主要是由包含待研究的那一部份器件的筛选数据得到的。

最后一点说明失效分析实际上在器件甚至未放入系统之前就开始进行了。如果已对失效元件作了全面的电筛选和环境筛选,那么就建立了一个参考系。在对判断器件是否已经发生退化而检验相对于规格的偏离时,可使用这一参考系。如果退化已发生,则必须评定它对系统失效所产生的影响。

器件的检查

器件的检查分为两大类,即非破坏性试验和破坏性试验。在整个检查过程中,必须考虑一个具体的试验将对后面任一项检查产生什么样的影响。通常认为,器件打开以前得到的资料是非破坏性的。但并非总是如此。例如,当一个器件从系统中取出时就有可能发生退化。因此应当按:“小心操作”和“三思而后行”两句警句行事。分析者常常必须选取一条永远不能回溯的道路。因此,他必须肯定,采取这条途径是应该的,而且这个决定是在适当的时间作出的。这个决定总是以分析者当时所掌握的资料为基础的。它还根据了另外两个考虑,这两个考虑与分析者工作时所受的限制有关,例如:

- 1、分析者能够使用什么方法?
- 2、分析者工作的时间顺序要求是什么?需要多么快得到回答?

在开始检查时,分析者必须制定行动计划,建立一个适合所面临的具体问题的规程。通常按下述典型程序开始工作:进行外部检查,射线照相检查(以确定任何可探测得到的内部问题),再用电检测确定器

* 译自“International Microelectronics Conference”, 1975, 151-153

件的特性。根据检查的结果,分析者必须确定下一步应当做什么。

必须确定是否应当揭盖或开封,以及在此过程之前应当做些什么检测。事前的检测应当包括:检漏、高温烘焙、露点测试、稀疏粒子的探测或进一步的电测试。

在下述情况决定不开盖,这些情况包括尚待证实的电失效(同意重测试)或某一部件其机能是可靠的,但某些电参数不规格。这种情况器件可能不适于揭盖或开封,也可能利用截面来进行检测较为合适。例如玻璃封装的二极管就是这样。

当器件揭盖时,首先就必须用光学显微镜对器件进行内部检查。经验证明,由于这时已经获得描述器件失效特性的合适资料,因此许多分析可以不进行了。除光检外,扫描电子显微镜对于获得全面的判断或确定光学显微镜无法观察到的那些失效是极为理想的。

如果在分析的过程中失效模式未定或没有完全确定,那么无论从作出决定和所需的技术的观点来看,都需要提出一个更周密的方法。所要考虑的技术如下:

- 1、电探测;
- 2、用机械方法对集成电路的某些区段进行电隔离;
- 3、薄膜层的化学去除;
- 4、光学显微术和扫描电子显微术的进一步应用;
- 5、特殊的扫描电子显微技术——如电压衬度和电子束感生的电导率——的应用;
- 6、X射线微分析;
- 7、俄歇电子能谱术;
- 8、离子微探针分析;
- 9、引线和管芯键合的机械性能;
- 10、作截面和冶金学检查;
- 11、染色和腐蚀技术。

在确定了器件的分析过程之后,很容易看出,分析人员必须具有多方面的能力。固然必须有多种方法备用,但更重要的是,必须有一个受过多种训练的工作小组。失效分析的成功,取决于工作人员的能力和

才干,他们应受过电路分析、器件设计、器件结构物理、化学和冶金学方面的教育。必须有熟悉上述复杂分析方法的专家。这些专家必须能够根据某种分析方法的灵敏度和它对一个具体问题的适用程度来判断是否可以采用这种分析方法。在更复杂的器件的情况下,需要专门从事电子数据处理的人员和设备来进行电路分析和计算机协助的深度特性测定。在使用这种受过多种训练的人员时,一个重要的因素是,必须把他们的潜在能力很好地组织配合起来。在分析过程的适当时机进行协商,乃是成功的关键。

数据处理

检验之后,必须开始对所取得的数据进行相互关联。检验的结果能否证实和解释系统中原来的失效?如果有出入,那么各个数据的可信度如何?是否需要进一步测试?这时必须回答这些问题。

对结果的验证依次进行。如果该器件的失效不是电学的,那么就看看它现在是否能在原来的电路中正常工作?若数据表明该部件是被外电源加上了过度的电压,那么就看看该电路能否引起这种失效?若不能,那么就再看看失效时出现的全部情况是否已被重现?若已证明一个部件有毛病,那么它的毛病能否完全说明系统的失效?更换一个有毛病的部件能否修好这个系统?必须回答所有这些问题,才能结束失效分析。

最后,必须写一个调查报告。此报告必须提出对校正措施的要求。必须把适当的校正措施通知系统设计和装配人员以及器件制造者。必须把这些资料归档保存,以便易于把这些资料重新查找出来作为确定失效趋势的手段,有助于采取进一步的校正措施。

结 论

微电子学器件的失效分析是一个利用多种技术的、组织配合得很好的过程。不应把这个过程看作是常规性的,它涉及在适当的时候根据当时可得到的资料来作出决定的问题。失效分析的主要限制是在设备方面,但更重要的是在现有人员的知识和才干方面。其最终目的是把适当的校正措施通知系统人员和器件制造者。

SiO₂膜中的电击穿机理*

提要——利用简单的能量-动量平衡方程,对低能隙半导体和高能隙绝缘体估计了与碰撞电离和雪崩有关的击穿场强。在前一种情况中获得了相当好的一致,而在后一种情况中所估计的场强比观察值大约高一个数量级。这就有理由设想在绝缘体中不是雪崩而是其他机理成为击穿的原因。根据来自阴极凸出部份的Fowler-Nordheim注入,丝状焦耳加热和增强注入场的可动正离子的激活,研究了SiO₂膜的机理。将凸出部份看作是椭球体,其尺寸与膜厚度(约为100埃)有关。起初放电而后由衬底电阻熄灭的侧向扩展机理给出的受损失面积的范围与自恢复击穿中观察到的差不多。击穿场及其与膜厚度的关系和实验结果很一致。

I. 引言

Si上复盖着金属的SiO₂层中电击穿的现有模型⁽¹⁻³⁾严格地依赖于作为重要开始过程的碰撞电离和以后的电子雪崩过程。这种机理是基于雪崩的绝缘体中击穿理论的中枢^(4,5),这已经被广泛地接受了,而在绝缘膜的情况中,往往用来解释局部击穿^(2,6,7)。但是,就我们所知,在能隙为4到5电子伏以上的材料中,这种机理的直接证据完全不存在。

本文的目的在于指出:碰撞电离可能不是绝缘体中击穿的原因。很可能存在其它的机理,稍微仔细研究了其中之一——离子感生击穿,并指出在解释SiO₂膜中的现象方面这是可供选择的理论。

I. 绝缘体中的碰撞电离

扼要地讨论由气体和真空中电击穿引起的雪崩证据,然后进行固体中热电子问题的讨论,并在假设碰撞电离是击穿机理之后推导了击穿场的数量级。

A. 气体和真空中的击穿

绝缘体的能隙(5—10电子伏)是在气体电离势的一个2的因子之内(除He等于24电子伏外,其它气体电离势大约为14电子伏)。因此,不会超出把关于正常密度的气体中的击穿资料外推到固态密度的假想气体的情况的范围。以雪崩形式表现的击穿定律是Paschen定律:

$$V_B \propto PW. \quad (1)$$

式中V_B是击穿电压,P是压力,W是电极间距,假设

有一均匀的击穿场E_B,那末Paschen定律可以改写为:

$$E_B = CP \quad (2)$$

式中C是常数,当PW = 10大气压厘米时,气体(诸如CO₂,空气,H₂,N₂,)的击穿电压约为3 × 10⁵伏⁽⁸⁾,从而给出C ≈ 3 × 10⁴伏大气压⁻¹厘米⁻¹。于是,当雪崩仍然是击穿的机理时,方程(2)仍然是成立的。

Paschen定律只说明:击穿电压正比于电极与电极之间可电离的原子数目。这是一个简单的要求,它应当广泛的成立,甚至对于固态密度也应当成立。因此,将定律外推到固态密度,从而将提供击穿场的粗略估计。

现在在1个大气压和273°K下22.4升气体含有6 × 10²³个分子或大约3 × 10¹⁹厘米⁻³。固体密度为10²³厘米⁻³数量级,对应于某一3 × 10⁸大气压的等效理想气体压力。因此方程(2)设想如雪崩是造成击穿的原因,那末击穿场将约为10⁸伏/厘米。因为典型击穿场是在1 × 10⁶—1 × 10⁷伏/厘米范围内,所以设想其它机理可能是更有效的。(Von Hippel在几年前就注意了这种差异⁽⁹⁾)。

事实上,越朝着高压(10—100大气压)方向,气体的击穿场越明显地偏离Paschen定律,并且在5 × 10⁵—1 × 10⁶伏/厘米场强范围内变得不平坦了。由碰撞电离引起的机理显然与阴极的场发射有关⁽⁸⁾。有充分理由设想某些现象同样在固体中发生。

甚至当在电极之间甚么也不存在时,也难获得超

*译自“J. Appl. Phys.”, 1975, 46, 3, 998—1007

过 1×10^6 伏/厘米⁻¹ 的场, 这是因为阴极的不规则性引起场发射并随后产生电弧⁽¹⁰⁻¹²⁾。因此, 看来在气体密度高和低的两种极端情况中, 电极之间的材料完全变得没有关系了, 并且与电极发射有关的这些机理是由雪崩引起的。类似的效应可能在固体中发生。

B. 固体中的雪崩击穿

具有能隙 ≤ 2 电子伏的半导体击穿肯定是雪崩的后果。如果可以获得涉及击穿场和能隙等的定律, 那么对于这些材料, 就可以外推到绝缘体能隙上去, 并推导雪崩击穿场。遗憾的是, 以直接外推方式有一些困难。一种困难是典型半导体带宽约为 3 电子伏, 该数值恰恰等于或约小于绝缘体中碰撞电离所需能量的数量级。这种最小的后果是电子质量可能远远大于带边质量, 而接近于在高能下的自由电子的数值。还有跃迁到较高导带和布拉格反射的问题, 而这些在低能隙情况中是不存在的。另一个困难是: 在近似抛物线带中热电子的能量损耗机理主要是由于光学声子或带边缘声子发射造成的, 而在高能量下则由声学声子发射所取代(图 1)。更快上升是由于这一事实造成的, 当电子波矢增大时, 电子可以和更多较高能量的声学声子相互作用。在 Ge 中, 在刚好接近于击穿场强时, 有两种近似相等的强度, 这一事实将在以后应用。一旦电子波矢是倒格矢的一个基本部份时, 另一个因素可能是翻转过程。

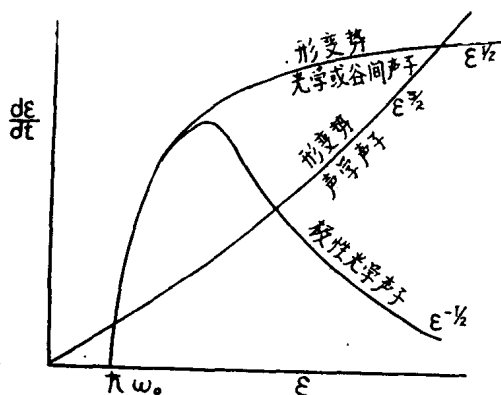


图 1 在抛物线型带中能量损耗速率与电子能量的关系

考虑到在能量为 2 或 3 电子伏和大于该数值时引起的所有这些复杂性, 将致力于简化模型, 以便估计在这种状态中击穿场的各种类型。因此, 将采用以下的简化: 高能量的电子行为很像自由电子, 其能量和动量损耗速率可由和声学声子的相互作用(通过形变势)来测定。

在低能状态中, Rose⁽¹³⁾认为: 在极性材料中极性光学声子相互作用是主要的, 这是因为 Rose 认为在

高能下带的非抛物线性可以防止熟知的所有极性互相作用的能量特性的消失。但是, 不论带的形状如何, 由于态密度对散射电子有利, 所以它对所有散射机理的影响都是一样的。因此, 非抛物线效应不可能排除最终用形变势相互作用来取代占主要的散射作用(参见, 例如 Harris and Ridley⁽¹⁴⁾)。例如, 在 GaAs 中, 对于高达击穿的大部份能量间隔而言, 电子是在上谷之中, 在那里电子散射是通过谷间声子形变势进行的。因此, 在这种状态中, 将设想形变势与光学声子或谷间声子的相互作用是主要的机理。为简化起见, 我们将设想带边有效质量(除 GaAs 情况外, 在这种情况下我们取上谷质量)。在这两种状态中, 我们将设想: 横过能隙的碰撞电离要求有接近带隙的平均能量。

在单能量近似中, 描述动量平衡的稳态方程是:

$$m^*v/\tau = eE \quad (3)$$

或者 $v = (e\tau/m^*)E$ 。

式中 τ 是动量弛豫时间(大约为两次碰撞之间的时间)和 E 是电场。能量(ϵ)平衡是(用 $\epsilon =$ 能量):

$$\left(\frac{d\epsilon}{dt} \right)_{\text{碰撞}} = eEv = \frac{e^2\tau E^2}{m^*} \quad (4)$$

当发射光学或谷间声子(能量 $\hbar\omega_0$)时($kT \ll \hbar\omega_0$)

$$\left(\frac{d\epsilon}{dt} \right)_{\text{碰撞}} = \frac{\hbar\omega_0}{\tau} \Big|_{kT \ll \hbar\omega_0} \quad (5)$$

当散射是通过声学声子完全激发分布在 $2n+1$ 中只有一次碰撞时, 其中 n 是在温度 T 时激发的声子数目, 散射造成 $\hbar\omega$ 的能量损耗。于是

$$\left(\frac{d\epsilon}{dt} \right)_{\text{碰撞}} = \frac{1}{2n+1} \frac{\hbar\omega}{\tau} = \frac{(\hbar\omega)^2}{2kT\tau} \Big|_{kT \gg \hbar\omega} \quad (6)$$

因为 $\omega = v_s q$, 其中 v_s 是声速, q 为电子波矢, 在抛物带中 $\omega^2 \propto m^* \epsilon$ 。令散射速率正比于态密度 ($\propto m^* \epsilon^{3/2} \epsilon^{1/2}$), 在热电子近似中 ($\epsilon \gg kT$), 我们获得了光学声子或谷间声子散射:

$$\epsilon \propto E^2 / m^* \hbar\omega_0, \quad (7)$$

因此击穿场为以下形式:

$$E_B \propto m^* \hbar\omega_0 \epsilon_c^{1/2}, \quad (8)$$

式中 ϵ_c 是能隙。设想另一些量近乎等于和归一于 Ge 的击穿场强之后, 我们推导的场示于表 1, 并与观察值进行比较。

现在转到由声学声子引起的散射, 我们从方程

(4) 和 (6) 推导出:

$$\epsilon \propto E / m^* \epsilon^{5/2} \quad (9)$$

因此, 如果击穿是由碰撞电离造成的话, 那么

$$E_B \propto m^* \epsilon^{5/2} \epsilon_c. \quad (10)$$

表 1

在低能隙材料中预言和观察到的雪崩击穿场

材料	ϵ_c (电子伏)	$\frac{m^*}{m_0}$	$\hbar\omega_0$ (电子伏)	E_B (预言值)	E_B (观察值)
InSb	0.17	0.013	0.025	2.5×10^2	4×10^2 (8)
InAs	0.36	0.02	0.03	8.6×10^2	1×10^3 (8)
Ge	0.66	0.22	0.037	—	1×10^5 (15)
Si	1.12	0.32	0.063	3.7×10^5	3×10^5 (15)
GaAs	1.43	0.35	0.035	3.7×10^5	3×10^5 (15) 5×10^5 (8)
GaP	2.24	0.35	0.05	5.5×10^5	5×10^5 (15) $\approx 1 \times 10^6$ (8)

(括号内的数字表示参考文献)

表 2

在高能隙材料中预言的雪崩击穿场和观察的击穿场

材料	ϵ_c (电子伏)	声学声子		光学声子	
		E_B (预言值)	E_B (观察值)	$\hbar\omega_0$ (电子伏)	E_B (预言值)
CdS	2.5	1.7×10^7	2×10^6 (8)	0.038	4.1×10^6
ZnSe	2.6	1.7×10^7	2×10^6 (8)	0.03	3.6×10^6
ZnO	3.3	2.2×10^7	4×10^6 (8)	0.07	6.4×10^6
SiO ₂	9.0	6.1×10^7	9×10^6 (16,17)	0.12	1.4×10^7
NaCl	8.0	5.5×10^7	1.6×10^6 (8)	0.024	6.2×10^6

括号中的数字为观察值的参考文献。

再一次对Ge归一化，在设想自由电子模型 $m^* = m_0$ 之后我们就获得了表2中所示的对几种绝缘体所预言的击穿场。如果光学声子散射占主要，那末自由电子击穿场也在表中示出。

虽然模型是粗糙的，然而对于低能隙材料获得与观察值相当一致。因此，通过光学或谷间声子发射以及碰撞电离的热电子能量弛豫对观察到的击穿场提供了很好的解释。预言的和观察的场之间的差异是在观察值的20%以内，但InSb除外，在InSb中忽略极性散射可能是不正确的。

现在转到高能隙的材料上，我们确实可以认为：光学声子发射加上碰撞电离是一种有活力的模型（除NaCl以外），然而人们可以解释不存在声学模式的影响。即使这些都被忽视了，人们还应当注意到：预言的场都比观察值至少高40%，然而这种情况可以通过我们的假定—自由电子质量太大来解释。至少对于较大能隙材料而言，自由电子质量的假设可能是一个好的假定，在这种情况下光学声子散射的预言场是碰撞电离的下限。然而由于声学声子散射占主要，因而预言的雪崩击穿场远远高于观察值。

特别感兴趣得是：对气体击穿数据作出外推的联

系。注意到：方程(10)是固体的Paschen定律。对于具有能隙14电子伏（典型气体电离能）的固态密度的气体而言，我们可以根据方程(10)预言击穿场为 9.6×10^7 伏/厘米，其数值恰好等于由外推气体Paschen定律所预言的场。

当然，这些论点是相当粗糙的。但是，如果发生碰撞电离，那么就足以使在绝缘体中观察的击穿场产生接近低于一个数量级的问题。对这个问题的回答是：观察的击穿场是一个平均场，并且阴极的不规则性可能使场局部地增强一个数量级。局部击穿位置（损伤限制在几个微米半径范围内）的存在无疑是局部场增强的证据，并且阴极的凸出部份确实在我们的离子感生击穿的模型中起着很重要的作用。然而，在消除差异方面是不明显的，这是因为雪崩击穿要求碰撞电离能够穿过绝缘体的宽度，因此与平均场的依从关系是足够大的。最后，在低能隙材料中，预言的和观察的雪崩击穿场是非常一致的，于是，或者阴极不规则性不重要，或者我们高估了击穿场几乎一个数量级。关于平衡，差异的证据是实际存在的，而对于雪崩是正确机理产生严重怀疑是完全讲得通的，并且导致对在高场下工作的其它模型的研究也完全讲得通。

III. 关于SiO₂中击穿的选择观察

任一模型都将是一致的，并遵从以下观察的事实：

(a) 当金属电极厚度不超过1000埃时，发生自恢复击穿。这些击穿是局部性的，其损伤限于在几微米半径范围内。因此击穿是局部现象。

(b) 在低于击穿的场中流动的电流是由于电子Fowler-Nordheim隧穿出阴极造成的⁽¹⁸⁻²⁰⁾。

(c) 最后的烧毁是与急剧加热有关。在击穿区域中，存在许多熔融金属、熔融氧化物和熔融硅的迹象^(6,7)，这表明温度超过2000°K。Klein发现了温度大约为4000°K的显微镜证据⁽²¹⁾。

(d) 在采用Al电极时，击穿时的典型电场是 $(1 \pm 0.2) \times 10^7$ 伏/厘米。在即将击穿之前的电流往往不特别明显，而1微安的粗略数字大概是典型值。如果w是氧化物宽度，那么发现击穿场具有 w^{-p} 的依从关系，而p大约为0.2—0.3。

(e) 在SiO₂膜中有高度可动的正离子，这与钠和氢的污染有关。在重污染试样中，几乎肯定成为显著地降低击穿场的手段。在极纯的膜中，300°K时离子漂移的一般测量给出 10^{10} — 10^{11} 厘米⁻²的典型平面密度值，然而，Kuhn和Siversmith⁽²²⁾发现，至少在400°K以下密度随温度而增大，其激活能为0.62电子伏。

IV 击穿的基本因素

根据这些观察，可以作出结论：击穿过程的主要因素：是Fowler-Nordheim注入，很可能在阴极凸出部份处增强了局部场，和与穿过氧化膜的注入电子跃迁有关的焦耳加热。看来，当有一种已经观察到的与强场灵敏的电子注入机理发生时，引进其它的、而且是不可观察的像碰撞电离那样的电子学过程是不太合理的。加热加上观察到的正离子迁移率和激活的事实指出：另一个基本因素是非常有可能的，也就是说：由正离子激活和漂移到阴极产生了正反馈，在这里正离子漂移到阴极时，增强了局部场和导致进一步注入。

下面定量地考虑这些基本因素。

1. Fowler-Nordheim隧穿

Fowler和Nordheim解决了电子从金属场发射到真空的电流密度^(18,19)，并且在Murphy和Good统一处理中考虑了整个发射电流、热离子和场⁽²⁰⁾。Lenzinger和Snow将隧穿理论应用到SiO₂上⁽¹⁰⁾。

曾经对具有Si或Al阴极的SiO₂情况进行了Fow-

ler-Nordheim隧穿电流的计算。图2示出了电流密度J与电场E的关系曲线，这时取 $m^*c = m^* = 0.5m$ (m 是自由电子质量， m^* 是氧化物中的电子质量，以及 m^*c 是阴极中的电子质量)， $\phi = 3.2$ 电子伏，和 $e = 3.9\epsilon_0$ (ϕ 是势垒高度， ϵ_0 是自由空间的介电常数)。援引的文献中的 m^*/m 值介于0.4和0.5^(16,17)之间以及Si-SiO₂的 ϕ 介于3.1⁽²³⁾和3.25⁽¹⁶⁾电子伏之间。电流密度可能是守恒方面的，然而不仅对于以Si作为阴极，而且对于Al ($\phi = 3.2$ 电子伏)而言，电流密度将作为我们的模型的良好基础。

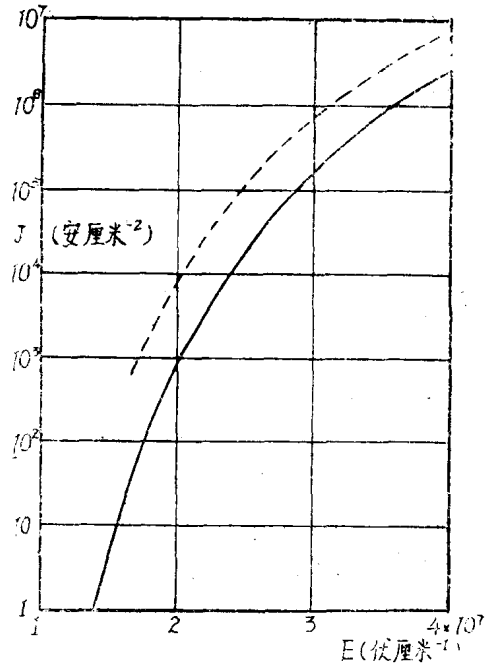


图2 隧穿到SiO₂的Fowler-Nordheim电流密度与电场的关系曲线。实线：势垒高度 $\phi = 3.2$ 电子伏，氧化物有效质量 $m^* = 0.5m$ 。虚线： $\phi = 3.1$ 电子伏， $m^* = 0.4m$ (m 是自由电子质量)。

2. 阴极凸出部份的场增强

没有一种表面完全是规则的，并且Si-SiO₂或金属-SiO₂界面应当是高低不平的。这种不规则性可能使场增强并产生局部强的隧穿电流。这种场的增强可能是造成局部击穿的原因。确实，在真空击穿研究中，当存在着包含来自阴极的Fowler-Nordheim隧穿的状态时，由阴影电子显微术⁽¹⁰⁾示出的阴极凸出部份显然起主要作用⁽¹¹⁾，使场强显著增强100倍那么大。我们设想：在我们的情况中阴极的不规则性起重要的作用。

然而，这种设想存在两个方面的问题：一是静电