

# 超大规模集成电路互连电迁移自由体积电阻模型<sup>\*</sup>

宗兆翔<sup>1)</sup> 杜磊<sup>1)</sup> 庄奕琪<sup>2)</sup> 何亮<sup>1)</sup> 吴勇<sup>2)</sup>

1) 西安电子科技大学技术物理学院, 西安 710071)

2) 西安电子科技大学微电子研究所, 西安 710071)

将晶核析出的 Avrami 方程应用于描述超大规模集成电路中金属 Al 薄膜互连电迁移过程中电阻的演变. 根据电子散射理论, 晶界电阻主要起源于晶界处空位或者空洞对电子的散射. 为了描述这些离子的特征, 引入了自由体积的概念, 将晶界处电子散射这个复杂的过程简化用自由体积的有效散射截面来描述, 从而建立了自由体积与电阻变化的定量关系, 统一描述了电迁移过程中不同阶段的电阻变化. 数值模拟结果表明, 在第一个空洞成核时刻电阻会发生急剧变化, 这一结果已被实验所证实.

关键词: 电迁移, Al 互连, 电阻变化

PACC: 7360D, 6630Q

## 1. 引言

随着微电子技术的发展, 集成电路的特征尺度不断减小, 作为超大规模集成电路互连线的金属薄膜的截面积也越来越小, 其承受的电流密度急剧增加. 目前, 金属互连电迁移已成为超大规模集成电路的主要失效机制之一<sup>[1]</sup>.

电迁移是金属布线中的金属离子与通过互连线的电子相互作用引起的输运现象. 从这个角度看, 只要互连线中有电流存在, 电迁移过程就不可避免. 当互连线线宽进入到深亚微米量级时, 电流密度大幅度增加, 达到  $\text{MA}/\text{cm}^2$  数量级, 电迁移引起的互连失效变得尤为突出<sup>[2]</sup>. 电迁移过程伴随着互连线中空位的扩散、聚集和空洞 (void) 成核、长大等一系列材料的微观结构变化<sup>[3]</sup>. 自从 1968 年 Rosenberg 和 Berenbaum<sup>[4]</sup> 第一次借助电阻测量研究电迁移过程以来, 电阻变化已经成为表征金属互连电迁移损伤的最常用的参量<sup>[5]</sup>. 另一方面, 借助扫描电子显微技术可以定位观察到电迁移过程互连线的微观结构变化, 从而建立电阻变化与材料结构变化之间的关系. Shingubara 等<sup>[6]</sup> 发现, 当空洞形成或者发生形变时, 往往伴随着电阻的突然改变, 并将这种现象称为电阻突变 (abrupt changes in resistance). Li 等<sup>[7]</sup> 测

量了空洞面积和电阻变化之间的关系, 提出电阻的相对变化正比于空洞体积. 最近, 有研究表明过孔在失效时 ( $\Delta R/R = 20\%$ ) 空洞几乎随时间线性长大<sup>[8]</sup>. Doan 等<sup>[9]</sup> 使用高电压扫描电子显微技术发现电阻突变点对应于互连金属内部第一个空洞成核的时刻, 在我们的实验中也发现了类似的电阻突变现象.

目前金属互连电迁移电阻模型大多属于应力模型<sup>[2, 10, 11]</sup>, 这种模型可以定量解释电阻早期变化, 但是无法解释空洞成核时电阻突变现象. 因此, 建立一个可以统一描述电迁移各个阶段电阻变化的模型, 无论对于深入理解电迁移的动力学过程, 还是对于金属互连电迁移可靠性评估均有重要的意义.

晶界是一个极其特殊的区域, 此区域不具有晶体内部的长程有序性. 晶界与非晶态固体 (amorphous solids) 在这方面的相似性<sup>[12]</sup>, 启发我们将非晶态固体物理中的方法用于描述电迁移过程金属薄膜晶界的结构变化以及宏观的电阻变化. 基于这种思想, 本文建立了一种新的电迁移电阻模型, 将金属离子的自由体积与电子散射理论相结合, 定量描述了电迁移空位聚集阶段以及空洞成核阶段 Al 互连线电阻的相对变化. 实验结果与模型数值模拟结果的一致性表明, 该模型可以定量地解释电迁移过程中空洞成核导致的电阻突变现象.

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金 (批准号 60376023) 资助的课题.

## 2. 理论模型

### 2.1. 电阻的自由体积模型

晶界是 Al 互连线内部金属离子迁移扩散的快速路径<sup>[13]</sup>. 同时,晶界也是缺陷集中的区域,在晶界的三界点存在着较大的应力梯度. 电迁移开始阶段,电子风在薄膜材料中引起较大的应力梯度,从而导致空位的重新分布,并在晶界处聚集. 空位的聚集能引起电阻变化<sup>[14]</sup>. 虽然很多文献认为空位主要聚集在晶界处<sup>[10]</sup>,但是模型并未体现晶界特点.

根据电子散射理论,晶体中电阻源于偏离晶格格点平衡位置的离子对电子的散射作用. 电迁移初期,金属薄膜中的缺陷以空位为主,随着电迁移进行,空位在晶界处聚集. 空位周围的离子较之晶体内部正常格点处的离子有更大的自由度. 为了描述空位周围离子的这一特征,我们借鉴 Dannenberg 等<sup>[15]</sup>在研究晶粒边界电阻率问题时所建立的空位-离子复合散射中心概念,将非晶态固体物理中的自由体积引入电迁移过程中 Al 互连电阻变化的分析中,给偏离正常晶格点的离子赋予一个自由体积,表征该离子自由运动可达到的范围.

由 Drude 公式,晶界处电阻率可表示为<sup>[16]</sup>

$$\rho_g = \frac{m^*}{ne^2\tau}, \quad (1)$$

式中, $\rho_g$ 为晶界电阻率, $m^*$ 为电子有效质量, $n$ 为电子浓度, $e$ 为电子电量, $\tau$ 为电子平均自由渡越时间.

晶界处的电阻率是单位体积材料中所有散射效应的平均结果,为了描述这一特性,引入晶界处散射概率 $\omega_g$ ,它与电子的平均自由渡越时间 $\tau$ 的关系为

$$\omega_g = 1/\tau. \quad (2)$$

晶界处散射概率由晶界处不同自由体积的离子散射的平均效应所决定,设 $\rho(v_f)dv_f$ 表示离子的自由体积处于 $v_f$ 与 $v_f + dv_f$ 之间的概率,采用类似于 Maxwell-Boltzmann 平衡统计方法,可以得到散射中心按自由体积的分布函数为

$$\rho(v_f) = (N/V_f) \exp[-(N/V_f)v_f], \quad (3)$$

式中, $N$ 表示晶界处拥有自由体积的金属离子浓度, $V_f$ 表示晶界处离子的总自由体积. 当电子运动速度为 $v$ , $v_f$ 对应的有效散射截面为 $S$ 时,电子平均自由渡越时间可由下式表示<sup>[16]</sup>:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau} &= \omega_g \\ &= \int_0^{V_f} v \mathcal{S}(v_f) N \rho(v_f) dv_f \\ &= \int_0^{V_f} v \mathcal{S}(v_f) (N/V_f) \exp[-(N/V_f)v_f] dv_f. \end{aligned} \quad (4)$$

将(4)式代入(1)式可得自由体积的电阻模型,

$$\rho_g = \int_0^{V_f} \frac{m^* v N^2}{ne^2 V_f} \mathcal{S}(v_f) \exp\left(-\frac{Nv_f}{V_f}\right) dv_f. \quad (5)$$

上述模型将晶界电阻率与散射截面以及金属离子的总自由体积相联系.

### 2.2. 空位聚集阶段电阻表达式

电迁移处于初始的空位聚集阶段时,空洞尚未形成,假定空位周围分布的离子在一个离子尺度范围内运动,此时空位的总体积即为离子的总自由体积 $V_f$ .

空位扩散方程由下式给出:

$$\frac{\partial C_V}{\partial t} = \nabla \cdot J_V. \quad (6)$$

这里, $C_V$ 是空位浓度, $J_V$ 为空位流密度,对于沿 $x$ 方向的一维扩散,可表示为

$$J_V = D \left( \frac{\partial C_V}{\partial x} \right) - v_V C_V, \quad (7)$$

式中, $D$ 为沿晶界的空位扩散率, $v_V$ 表示为空位迁移流速率,可以解得空位浓度为<sup>[9]</sup>

$$C_V = C_0 (v_V^2/D)t. \quad (8)$$

可见,晶界处空位浓度随时间推移而增加. 由于空位浓度正比于总自由体积,因此 $V_f$ 亦增加.

此时,电阻相对变化是由于空位浓度变化引起的,可以近似认为所有空位周围的离子均在一个离子尺度范围内运动,即 $v_f$ 为一定量. 因此,

$$\int_0^{V_f} \frac{N \exp[-(N/V_f)v_f]}{V_f} dv_f = 1, \quad (9)$$

$$\rho_g = \frac{m^* v N \mathcal{S}(v_f)}{ne^2}. \quad (10)$$

此阶段,散射截面半径近似于离子的半径,所以有

$$\mathcal{S}(v_f) = \pi r^2, \quad (11)$$

式中 $r$ 为离子半径.

在空位聚集阶段,主要考虑近邻空位离子的自由体积,因此这部分离子的浓度近似于空位浓度. 联立(5)(8)(10)和(11)式,得到电迁移空位聚集阶段电阻相对变化的表达式,

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{m^* v (C_V - C_0)}{ne^2 \rho_0} \pi r^2. \quad (12)$$

### 2.3. 空洞成核及空洞长大阶段的电阻变化

随着电迁移进行,空位不断增加并在晶界处聚集,当空位浓度达到饱和时空洞成核.一旦一个空洞成核,它会迅速长大.这是由于空洞成核必须克服一定的能量势垒,在空洞形成之前,已经积聚了巨大的张应力.一旦核形成,这个张力会促使核迅速长大,直到张力释放完毕<sup>[8]</sup>.这与结晶成核动力学过程类似,只有在溶质达到过饱和浓度后,第二相才会沉淀析出以及长大.著名的 Avrami 方程描述了固态晶体中第二相聚核长大的动力学过程.同样,电迁移过程中空位浓度只有达到过饱和之后空洞才会聚集成核.两个过程的相似性,启发人们有可能用 Avrami 方程描述晶界处空洞成核过程. Rodbell<sup>[17]</sup>已将这种方法用于分析电迁移过程.但是, Rodbell 是在金属线电阻率不变的假设下得到的电阻表达式.我们知道在电迁移过程中,尤其是在缺陷、空位聚集以及空洞形成不同阶段,电子受到的散射作用并不相同.因此晶界处电阻率不可能保持不变,电阻率不变的假设并不成立.

现将 Avrami 提出的结晶成核所需移动的物质体积  $V_c$  的公式<sup>[18]</sup>移植到电迁移过程,电迁移产生的空洞体积  $V_{\text{voids}}$  可以表示为

$$V_{\text{voids}} = \frac{4\pi V}{3} \int_0^t G^3 N(t - \xi)^m d\xi, \quad (13)$$

式中,  $t$  是电迁移进行时间,  $\xi$  是聚核所需的积聚时间,  $V$  是系统的总体积,  $N$  是空洞的聚核速率,  $G$  是空洞的长大速率.如果设  $f_V = V_{\text{voids}}/V$ , 且  $G$  不随时间变化, Avrami 给出满足(13)式的  $f_V$  为

$$f_V = 1 - \exp[-(Bt)^m], \quad (14)$$

式中,  $B$  是与成核动力学机制有关的材料系数,  $m$  为常数, 时间  $t$  以 h 为单位.

金属互连电迁移空洞成长的过程中, 空洞的体积可以表示为

$$V_{\text{voids}} = V(1 - \exp[-(Bt)^m]). \quad (15)$$

位于空洞周围的离子具有较大的自由运动空间, 对电子的散射作用加强. 因此, 这些离子的自由体积可以认为就是空洞的体积. 用  $\lambda_f$  代表空洞的半径, 类似于(3)式所表示自由体积分布, 半径为  $\lambda_f$  的空洞分布概率可表示为

$$p(\lambda_f) = (N_g/V_f) \exp\left[-\frac{4\pi N \lambda_f^3}{3V_f}\right]. \quad (16)$$

将(16)式代入(5)式给出的电阻模型可得晶界处电

阻率为

$$\rho_g = \int_0^\infty \frac{m^* v N_g^2 \pi \lambda_f^2}{ne^2 V_{\text{voids}}} \exp\left(-\frac{4N_g \pi \lambda_f^2}{3V_{\text{voids}}}\right) d\lambda_f. \quad (17)$$

因为空洞的成核及长大过程迅速, 一个空洞形成时, 受应力影响周围的空位会移向这个空洞, 与空洞汇合, 促使空洞长大, 周围不会同时出现另一个空洞成核. 因此, 我们可以认为, 整个 Al 互连内部, 只有一个位置最先出现空洞成核, 所以有

$$\frac{4}{3} \pi \lambda_f^3 = V(1 - \exp[-(Bt)^m]). \quad (18)$$

解得空洞半径为

$$\lambda_f = \left(\frac{3V(1 - \exp[-(Bt)^m])}{4\pi}\right)^{1/3}. \quad (19)$$

所以, 空洞成核及长大过程中, 晶界电阻率随之变化的模型可以简化为

$$\begin{aligned} \rho_g &= \frac{m^* v}{ne^2 V} \mathcal{S}(\lambda_f) \\ &= \frac{m^* v}{ne^2} \left(\frac{9\pi}{16V}\right)^{1/3} (1 - \exp[-(Bt)^m])^{2/3}. \end{aligned} \quad (20)$$

在恒温条件下, 晶格点上的离子热振动不变, 因此, 测得的金属 Al 互连阻值变化的部分可认为全部来源于晶界电阻的变化. 这种情况下一个空洞引起互连线电阻相对变化为

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{\frac{m^* v}{ne^2} \left(\frac{9\pi}{16V}\right)^{1/3} (1 - \exp[-(Bt)^m])^{2/3}}{\rho_0}, \quad (21)$$

式中  $\rho_0$  是无应力条件下金属 Al 互连的电阻率.

## 3. 实验及结果讨论

为了验证上述模型的正确性, 我们进行了电迁移加速寿命实验, 同时在线监测电阻变化. 实验样品为标准 4 端引出金属互连线测试结构, 采用塑料双列直插封装, 样品宽和长分别为 2 和 1325  $\mu\text{m}$ , 由信息产业部电子 58 所的 1  $\mu\text{m}$  标准 CMOS 工艺制造. 加速寿命实验的条件如下: 电应力  $J = 2 \text{ MA/cm}^2$ , 热应力  $T = 130 \text{ }^\circ\text{C}$ <sup>[19]</sup>. 同时, 为证明实验数据的可靠性, 我们将测得的电阻数据与 Doan 研究小组所得到的实验数据作一对比. Doan 小组<sup>[9]</sup>采用高电压扫描电子显微技术对材料的空洞形成过程进行观察, 同时监测电阻的变化.

### 3.1. 空位聚集阶段数值模拟

空洞成核之前, 电阻变化幅度很小, 这段时间也

被称作潜伏时间(incubation time)。对于我们的实验样品,电阻相对变化范围在  $-1\%$ — $0.3\%$  之间(图 1), Doan 实验中电阻相对变化范围在  $-1\%$ — $1.5\%$  之间(图 2)。加速寿命实验开始,电阻变化趋势不同,对于我们样品在实验初始阶段电阻快速降低,这可能与互连线制造工艺有关。互连线本身在制备的过程中会存在一定量的空位和填隙离子。加速寿命实验开始,电子风虽然存在但是并未造成 Al 离子的迁移,因此,此时的电阻变化与空位浓度的变化息息相关。因为填隙离子激活能要比正常晶格点上的 Al 离子小很多,因此填隙离子与空位迅速复合,造成空位浓度下降、电阻降低。但是随着电迁移,Al 离子迁移,空位不断产生,造成空位浓度回升。在空洞成核前,空位主要聚集在晶界三界点。根据我们的模型,此时  $\rho_g$  的变化主要由空位浓度变化引起,空位聚集阶段,晶界处离子在一个离子尺度自由运动,这一阶段电阻相对变化可以用(12)式描述。

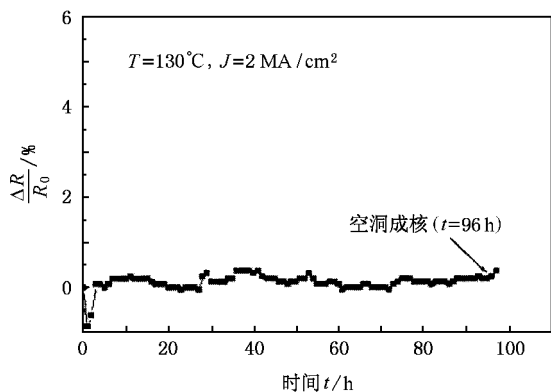


图 1 空洞成核之前电阻的变化

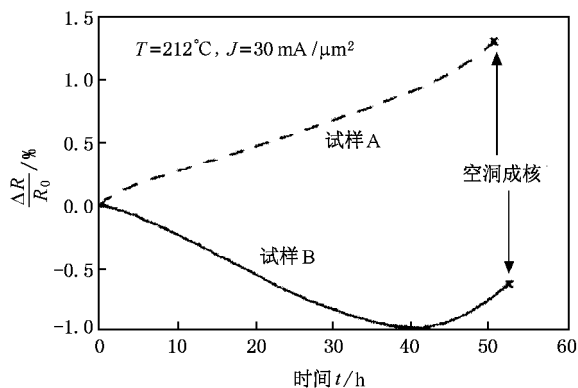


图 2 Doan 小组<sup>[9]</sup>实验在空洞成核之前的电阻变化

Mouthaari<sup>[20]</sup>的二维有限元模拟结果表明,空位聚集阶段空位浓度为  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,其余各参数详见表 1。

空位聚集阶段,针对 Doan 的实验,应用本文模型计算得到电阻相对变化的数值结果为

$$\frac{\Delta R}{R_0} \approx 0.11085\%$$

从图 2 所示的实验曲线可以看出,空位聚集阶段电阻相对变化范围约为  $-0.7\%$ — $1.3\%$ 。

针对我们的电迁移实验,样品 I-1 的电阻相对变化的数值计算结果为

$$\frac{\Delta R}{R_0} \approx 0.07390\%$$

图 1 所示的实验数据表明,在空位聚集阶段电阻相对变化约为  $0.3\%$ 。

表 1 模拟电迁移条件下电阻变化过程所用的主要参量取值

参 量	取 值
$m^*/10^{-28} \text{ g}$	9.108
$V/10^{-23} \text{ cm}^3$	1.66
$C_0/10^{21} \text{ cm}^{-3}$	2.410
$\rho/10^{-5} \Omega \text{ cm}$	1.3
$J_1/\text{MA} \cdot \text{cm}^{-2}$	3
$v_1/10^2 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$	3.1092
$J_2/\text{MA} \cdot \text{cm}^{-2}$	2
$v_2/10^2 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$	2.0728
$B$	0.57
$m$	3

### 3.2. 空洞成核及长大阶段数值模拟

在加速寿命实验中,样品 I-1 在 96 h 时电阻变化速率发生改变,电阻迅速增加。根据本文电阻模型,可以推测此时对应于第一个空洞成核时刻。Doan 通过高电压扫描电子显微技术也证实了第一个空洞成核时刻电阻会发生突变。图 3 给出了我们的实验样品 I-1 在空洞成核及长大阶段电阻的相对变化。图 4 给出了在 Doan 的实验条件下,第一空洞成核时刻电阻的变化和成长过程中电阻的相对变化( $0.15\%$ )。图 5 给出了应用空洞成核阶段电阻模型(17)式模拟 Doan 实验第一个空洞成核的电阻突变过程。图 6 给出了本文模型模拟在我们的实验中电阻随电迁移演变过程。可以看出,自由体积电阻模型能定量描述空洞形成之前以及空洞成核阶段的电阻变化。特别是,本文模型可以数值模拟空洞成核带来的电阻突变。Doan 借助定位观测技术观察到空洞成核时间大约为 6 h。

从图 5 和图 6 可以看出,由本文模型模拟得到

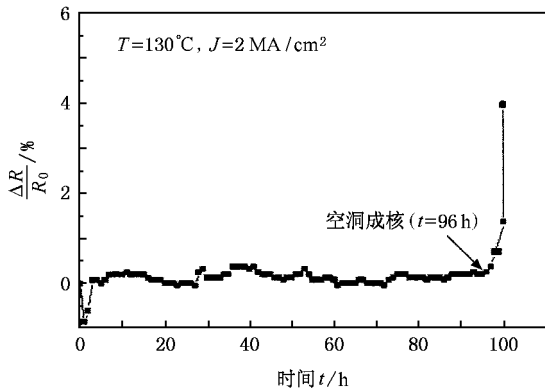


图3 加速寿命实验中, 样品 I-1 第一个空洞成核时刻的电阻突变现象

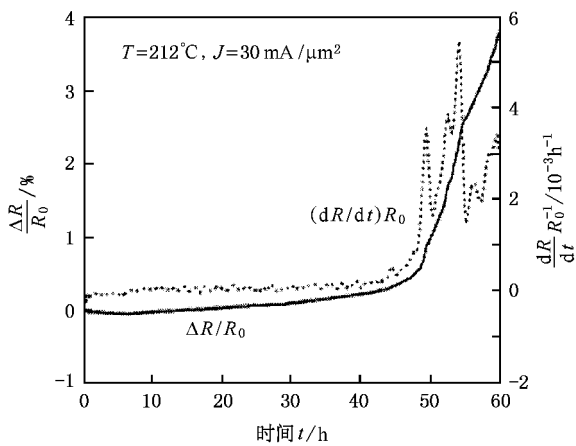


图4 Doan 实验测得空洞成核时的电阻突变现象

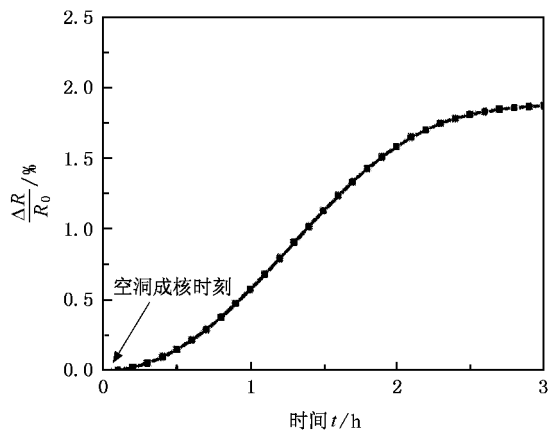


图5 模拟 Doan 实验条件下空洞成核带来的电阻变化

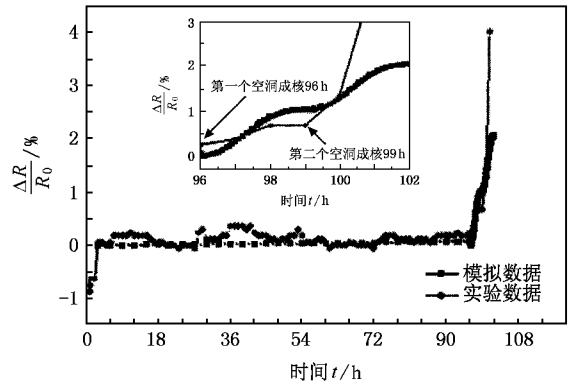


图6 数值模拟结果与实验数据的比较

的电阻变化约为 1.0%,  $J = 3 \text{ MA/cm}^2$  时变化约为 2.2%)。空洞一旦成核就会迅速成长, 带来电阻突变。该模拟结果也验证了文献 [21] 所描述的空洞成核的动力学过程。由于空洞成核需要克服一定的势垒, 在空洞形成之前积聚了巨大的应力, 一旦空洞成核, 这个应力迅速释放促使核长大, 应力释放完毕后空洞的进一步长大需要依赖长程质量迁移, 因而增长速度减慢。从图 6 还可以看出, 数值模拟两个空洞成核的结果与实测均有偏差, 这是由于我们在数值模拟中使用了相同模型系数  $B, m$ 。实际上, 不同空洞成核的动力学过程略有不同, 反映在该模型中不同空洞成核过程对应的  $B, m$  值略有不同。模拟结果显示, 对于样品 I-1, 第一个空洞带来的电阻变化小于 Doan 实验中相应空洞成核带来的电阻变化, 这是由于我们的加速寿命实验中的电流应力以及热应力条件均比 Doan 小组的要小, 因此电阻突变幅度也小, 这与实验结果相符。

模拟结果表明, 电阻突变起源于空洞形成。参量  $B$  和  $m$  反映了空洞成核及长大的动力学特征,  $B$  值决定了空洞最终的尺寸,  $m$  值反映了聚核期间电阻的变化速率, 决定了成核所需的时间。对于不同的空洞, 聚核过程所需时间、成长速率以及空洞尺寸均不同, 这体现在模型中每个空洞有其相应的  $B$  和  $m$  值。因此,  $B$  和  $m$  值有可能成为表征电迁移可靠性的新参量。

## 4. 结 论

金属 Al 薄膜互连电迁移过程可分为三个阶段: 空位聚集、空洞成核和空洞长大。本文建立的模型中, 通过引入自由体积描述空位聚集阶段和空洞成

的从第一个空洞开始成核到长大几个小时内电阻变化速率突然增大。文献 [9] 指出, 电流密度越大则电阻突变幅度越大(当  $J = 2 \text{ MA/cm}^2$  时, 第一空洞带来

核阶段中有效散射截面的变化, 来表征电阻在这两个阶段的变化. 模拟了空洞的成核长大对 Al 互连线电阻的影响. 结果表明, 在空洞成核及长大阶段电阻发生急剧变化. 模拟结果与实验测得的电阻数据以及 Doan 小组的实验结果都符合得相当好, 从而证明了 Avrami 方程可以用于描述电迁移动力学过

程, 可以用自由体积模型统一描述金属互连电迁移过程中电阻的复杂变化规律. 不同的空洞成核动力学过程对应的模型参量  $B$  和  $m$  值不同, 它们的物理意义还有待于进一步的深入探索. 本文结果预示  $B$  和  $m$  有可能成为电迁移空洞成核动力学的表征参量.

- 
- [ 1 ] Young D , Christou A 1994 *IEEE Trans. Reliab.* **43** 186
- [ 2 ] Tu K N 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 5451
- [ 3 ] Doan J C , Bravman J C , Flinn P A *et al* 1998 *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **516** 83
- [ 4 ] Rosenberg R , Berenbaum L 1968 *Appl. Phys. Lett.* **12** 201
- [ 5 ] Pierce D G , Brusius P G 1997 *Microelectron. Reliab.* **37** 1053
- [ 6 ] Shingubara S , Kaneko H , Saitoh M 1991 *J. Appl. Phys.* **69** 207
- [ 7 ] Li Z , Bauer C L , Mahajan S *et al* 1992 *Appl. Phys. Lett.* **61** 276
- [ 8 ] Miner B , Sriram T S , Pelillo A *et al* 1997 *Mater. Res. Soc. Sym. Proc.* **473** 351
- [ 9 ] Doan J C , Bravman J C , Flinn P A *et al* 2000 *Microelectron. Reliab.* **40** 981
- [ 10 ] Korhonen M A , Borgesen P , Brown D D *et al* 1993 *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **309** 101
- [ 11 ] Park J H , Ahn B T 2002 *J. Appl. Phys.* **93** 883
- [ 12 ] Zallen R 1983 *The Physics of Amorphous Solids* ( New York : Wiley Interscience Publication )
- [ 13 ] Attardo M J , Rutlage R , Jack R C 1971 *J. Appl. Phys.* **42** 4343
- [ 14 ] Kircheim R 1992 *Acta Metal* **40** 309
- [ 15 ] Dannenberg R , King A H 2000 *J. Appl. Phys.* **88** 2623
- [ 16 ] Liu E K , Zhu B S , Luo J S *et al* 1997 *Semiconductor Physics* ( Beijing : National Defence Industry Press ) p95 ( in Chinese ) [ 刘恩科、朱秉升、罗晋生等 1997 半导体物理学 ( 北京 : 国防工业出版社 ) 第 95 页 ]
- [ 17 ] Rodbell K P , Rodriguez M V , Ficalora P J 1987 *J. Appl. Phys.* **61** 2844
- [ 18 ] Avrami M 1941 *J. Chem. Phys.* **9** 177
- [ 19 ] Du L , Zhuang Y Q , Xue L J 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2836 ( in Chinese ) [ 杜磊、庄奕琪、薛丽君 2002 物理学报 **51** 2836 ]
- [ 20 ] Mouthaan T J , Petrescu V 1998 *Microelectron. Reliab.* **38** 99
- [ 21 ] Doan J C , Bravman J C , Flinn P A *et al* 1999 *AIP Conf. Proc.* **491** 15

# Modeling of resistance changes based on the free volume in VLSI interconnection electromigration \*

Zong Zhao-Xiang<sup>1)</sup> Du Lei<sup>1)</sup> Zhuang Yi-Qi<sup>2)</sup> He Liang<sup>1)</sup> Wu Yong<sup>2)</sup>

1) *School of Technical Physics, Xidian University, Xi'an 710071, China*

2) *Institute of Microelectronics, Xidian University, Xi'an 710071, China*

( Received 6 February 2005 ; revised manuscript received 23 June 2005 )

## Abstract

A well-known model for the rate of heterogeneous nucleation and growth of a second-phase precipitate in a solid matrix has successfully been applied to analyze the electromigration process in Al thin-film interconnects. The change of resistance is considered resulting mainly from the scattering of electrons by atoms around the vacancies or voids at grain boundaries. Free volume is introduced to describe the behavior of these atoms and to simplify the complicated scattering process by means of the effective scattering cross section of the free volume. The quantitative relation between the scattering cross section and the resistance change is established, and from which the resistance revolution can be characterized during different electromigration stages. Comparison of our simulation results with experimental data shows good agreement and our model can explain the previously unexplained abrupt resistance change phenomena.

**Keywords** : electromigration, Al interconnection, resistance changes

**PACC** : 7360D, 6630Q