

金属互连电迁移噪声的非高斯性模型研究*

何亮[†] 杜磊 黄晓君 陈华 陈文豪 孙鹏 韩亮

(西安电子科技大学技术物理学院, 西安 710071)

(2012年2月1日收到; 2012年4月22日收到修改稿)

根据电子散射理论, 多晶互连中, 电阻主要起源于晶界处空位与空洞对电子的散射作用. 通过引入自由体积的概念, 模拟了晶界处电子的散射过程, 建立了基于自由体积的噪声非高斯性表征模型. 该模型表明, 电迁移前期的噪声信号以高斯噪声为主, 随电迁移过程将发生噪声信号从高斯性向非高斯性的突变, 表明噪声产生机制发生了转变, 并通过双相干系数对信号的非高斯性进行了定量表征. 最终, 通过实验初步证明了理论结果的正确性.

关键词: 电迁移, 噪声, 非高斯性

PACS: 66.30.Qa, 73.50.Td, 02.50.Ng

1 引言

如今, 噪声已成为表征半导体集成电路及元器件可靠性的重要工具^[1-3]. 由于高斯信号简单且易于处理, 传统的基于功率谱分析的噪声分析方法均假设噪声信号是高斯性的^[4]. 高斯信号的理论基础是中心极限定理, 其前提是假设系统所拥有的大量微观自由度和诸多因素对于噪声的影响是相互独立的. 然而, 由于引起涨落的因素并不一定相互独立, 在许多实际的物理系统中, 电学参量的涨落并不严格服从高斯分布^[5-7]. 同样, 在对半导体电路及器件的噪声研究中, 人们已认识到非高斯噪声的存在及噪声非高斯性分析的意义^[8]. 电噪声的性质决定于产生噪声的动力学机制以及自由度的状态, 因此, 通过噪声的非高斯性分析可提取系统内部动力学信息. 但是, 由于对非高斯噪声的分析及建模均较为困难, 到目前为止, 噪声信号非高斯性分析和模型研究均不够普遍和深入.

本文从理论和实验两方面研究了金属互连电迁移噪声的非高斯性, 用以反映电迁移过程中系统内部失效机制的演变. 首先通过非晶态固体物理中

自由体积概念的引入^[9], 结合散射理论研究了电迁移噪声信号非高斯性产生的原因与动力学机制; 接着, 应用高阶统计检验量 T^2 对金属互连电迁移实测噪声信号的非高斯性进行定量分析; 最后, 通过实验采集噪声的非高斯性分析, 与传统的电迁移表征参量进行了对比, 表明高阶统计检验量可以更灵敏地反映晶粒间界在电迁移过程中的变化. 理论与实验的一致性表明, 本文提出的电迁移噪声非高斯性模型及参量可作为定量研究电迁移噪声非高斯性机制的理论基础与表征工具.

2 理论模型

2.1 空位聚集阶段噪声的非高斯性模型

根据电阻的散射理论, 晶体中电阻起源于偏离晶格格点平衡位置的离子、缺陷、杂质等对电子的散射作用. 对于多晶结构的金属互连薄膜材料, 晶界是空位扩散的有效路径, 是电阻的主要来源^[10]. 由 Drude 公式, 晶界处电阻率可表示为^[10]

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

式中 ρ 为晶界电阻率, m^* 为电子有效质量, n 为电

* 国家自然科学基金 (批准号: 61106062) 和中央高校基本科研业务费 (批准号: K50511050007) 资助的课题.

[†] E-mail: xidianhc@163.com

子浓度, e 为电子电量, τ 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 W , 它与 τ 的关系为

$$W = \frac{1}{\tau} = vSN, \quad (2)$$

式中, v 为电子的平均速度, S 为散射截面, N 为散射中心的浓度.

联立 (1), (2) 式, 得到电阻率的散射公式

$$\rho = \frac{m^*v}{ne^2} SN. \quad (3)$$

电迁移初期, 金属薄膜中的缺陷以空位为主. 空位周围的原子较之晶体内部正常格点处的原子有更大的自由度, 散射截面也更大. 为了描述空位周围原子的这一特征, 我们借鉴 Dannenberg 和 King^[11] 在研究晶粒边界电阻率问题时所建立的空位-离子复合散射中心模型, 将非晶态固体物理中的自由体积概念引入金属铝互连电迁移电阻变化的分析中. 假设金属薄膜在未受到电迁移损伤之前, 晶粒边界呈现较完整的非晶态结构, 采用类似于 Maxwell-Boltzman 平衡统计方法, 得到散射中心按自由体积的分布函数为^[11]

$$p(\nu_f) = \frac{N_0}{V_f} \exp\left(-\frac{N_0}{V_f} \nu_f\right), \quad (4)$$

式中 N_0 和 V_f 分别表示晶粒边界的离子总数和总的自由体积, ν_f 为单个散射中心的自由体积.

对于二维薄膜的晶粒边界, 体积可换成面积, 设 x 为自由体积的线度, a 为平均自由体积的线度, 则自由体积的分布函数可表示为

$$p(x) = \frac{1}{a^2} \exp\left(-\frac{x^2}{a^2}\right). \quad (5)$$

散射中心的浓度可表示为

$$N(x) = n_0 p(x) = \frac{n_0}{a^2} \exp\left(-\frac{x^2}{a^2}\right), \quad (6)$$

式中 n_0 代表散射中心的总浓度. 散射截面 S 也可以用自由体积的线度 x 表示为

$$S = dx, \quad (7)$$

式中 d 为离子的直径. 则晶界电阻率按照自由体积的变化可表示为

$$\rho = \frac{m^*v n_0}{ne^2 a^2} x \exp\left(-\frac{x^2}{a^2}\right). \quad (8)$$

由 (8) 式知, 电阻率是与随机变量 x 相关的复合函数, 因此也是一个随机变量, 设其分布函数为 $f(\rho)$.

根据随机变量函数的分布定理可以求出这一分布函数^[12].

将 (8) 式按 x 在零点泰勒展开, 取三级近似得

$$\rho = \frac{m^*v n_0}{ne^2 a^2} x \left(1 - \frac{x^2}{a^2}\right), \quad (9)$$

其中 x 和 a 分别表示自由体积的尺寸和平均值, 均是大于 0 的. 在电迁移空位扩散阶段, 电子的散射中心以空位为主, 对于空位散射中心有 $0 < x \ll a$, $x^2/a^2 \ll 1$, 则 (9) 式括号内的第二项是比第一项小的, 所以在研究空位散射时, 仅考虑第一项, 第二项可忽略. 在考虑以空位散射为主的情况, 则 (9) 式可近似表示为

$$\rho = \frac{m^*v n_0}{ne^2 a^2} x, \quad (10)$$

由 (10) 可看出 ρ 是随机变量 x 的类线性函数. 应用随机变量函数的分布定理可证明, 如果 x 服从高斯分布, 则 ρ 也服从高斯分布. 由

$$x = h(\rho) = \frac{ne^2 a^2}{m^*v n_0} \rho$$

和

$$h'(\rho) = \frac{ne^2 a^2}{m^*v n_0} \quad (11)$$

可得电阻率 ρ 的概率分布函数为

$$\begin{aligned} f(\rho) &= \frac{ne^2 a^2}{m^*v n_0} \exp\left(-\frac{\left(\frac{ne^2 a^2}{m^*v n_0} \rho\right)^2}{a^2}\right) \\ &= \frac{ne^2 a^2}{m^*v n_0} \exp\left(-\frac{\rho^2}{\left(\frac{m^*v n_0}{ne^2 a}\right)^2}\right). \end{aligned} \quad (12)$$

将标准高斯分布的概率密度函数

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right) \quad (13)$$

与 (12) 式相对比可知变量 ρ 的分布函数是以高斯函数为主的.

如果考虑 (8) 式中的高阶项, 通过随机变量函数的分布定理可以证明电阻率的分布函数附带有非高斯成分. 若仅考虑 (8) 式的第二项, 可以得到变量 ρ 的概率分布函数:

$$\begin{aligned} x = h(\rho) &= \left(\frac{ne^2 a^4}{m^*v n_0} \rho\right)^{1/3}, \\ h'(\rho) &= \left(\frac{ne^2 a^4}{m^*v n_0}\right)^{1/3} \frac{1}{3} \rho^{-2/3}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$f(\rho) = \left(\frac{ne^2 a^4}{m^* v d n_0} \right)^{1/3} \frac{1}{3a^2} \times \exp \left(- \frac{\left(\left(\frac{ne^2 a^4}{m^* v d n_0} \right)^{1/3} \frac{1}{3} \rho^{-2/3} \right)^2}{a^2} \right), \quad (15)$$

从形式上看这是一个偏离高斯的分布, 因为 (15) 式的自变量变为 $\rho^{-4/3}$, (15) 式是一个微弱的偏高斯分布.

金属互连电迁移过程中的电噪声主要来源于电阻 R 的涨落, 晶粒间界电阻率的涨落 $\delta\rho$ 可以表示为^[13]

$$\delta\rho \equiv \rho - \rho_0, \quad (16)$$

其中 ρ_0 为平均电阻率.

由于 a 是平均自由体积线度, 将 $x = a$ 带入 (8) 式可得平均电阻率

$$\rho_a = \frac{m^* v d n_0 a}{ne^2 a^2 e}. \quad (17)$$

当 ρ_0 可近似用 ρ_a 表示时, 电阻率的涨落 $\delta\rho$ 可表示为

$$\delta\rho = \frac{m^* v d n_0}{ne^2 a^2} \left[x \exp \left(- \frac{x^2}{a^2} \right) - \frac{a}{e} \right], \quad (18)$$

(18) 式仅比 (8) 式多了一常数项. 按照同样的方法展开到三级近似可得电阻率的涨落 $\delta\rho$ 为

$$\delta\rho = \frac{m^* v d n_0}{ne^2 a^2} \left[x \left(1 - \frac{x^2}{a^2} \right) - \frac{a}{e} \right], \quad (19)$$

将 (19) 式进行同样的讨论可得 $\delta\rho$ 是关于 x 的线性函数, 其分布函数为

$$f(\delta\rho) = \frac{ne^2 a^2}{m^* v d n_0} \times \exp \left(- \frac{\left(\frac{ne^2 a^2}{m^* v d n_0} \delta\rho + \frac{a}{e} \right)^2}{a^2} \right), \quad (20)$$

从 (20) 式也可看出, 电阻率的涨落 $\delta\rho$ 的分布函数仍是以高斯为主的.

若流过电阻 R 的电流 I 恒定, 电阻存在着涨落 δR , 引起电阻两端的电压 V 涨落, 则有

$$\delta V = I \delta R = c \delta\rho, \quad (21)$$

其中 c 为与样品中通过的电流及样品几何因素有关的常数, 则电压涨落的分布函数可表示为

$$f(\delta V) = \frac{ne^2 a^2}{m^* v d n_0} \times \exp \left(- \frac{\left(\frac{ne^2 a^2}{m^* v d n_0} \delta V + \frac{a}{e} \right)^2}{a^2} \right). \quad (22)$$

所以在电迁移前期, 当空位扩散、聚集阶段, 由电压涨落引起的噪声是以高斯性为主的, 同时还存在着少量的非高斯成分.

2.2 空洞成核阶段噪声的非高斯性模型

当空洞开始成核时, 空洞尺寸 $x > a$; 当空洞形成以后, 空位减少, 散射以空洞为主. 此时晶界周围的散射中心的自由体积开始增加, 散射中心按自由体积的分布函数将发生变化. 将 (8) 式按 x 在零点展开, 取三级近似, 得到电阻率为

$$\rho = \frac{m^* v d n_0}{ne^2 a^2} \left(1 - \frac{1}{a^2} x^2 \right) x. \quad (23)$$

如果仅考虑 (23) 式括号内第一项, 则可得电阻率的分布函数为

$$f(\rho) = \frac{1}{a^2} \left(1 - \frac{1}{a^2} \left(\frac{ne^2 a}{m^* v d n_0} \rho \right)^2 \right) = \frac{1}{a^2} \left(1 - \left(\frac{ne^2 a^2}{m^* v d n_0} \rho \right)^2 \right), \quad (24)$$

(24) 式与 (13) 式相比已经很明显地偏离了高斯分布.

对于电阻率的涨落 $\delta\rho$ 可表示为

$$\delta\rho = \frac{m^* v d n_0}{ne^2 a^2} (x - a), \quad (25)$$

则电阻涨落 $\delta\rho$ 的分布函数为

$$f(\delta\rho) = \frac{1}{a^2} \left(1 - \left(\frac{ne^2 a}{m^* v d n_0} \delta\rho + a \right)^2 \right). \quad (26)$$

同理可得电压涨落 δV 的分布函数为

$$f(\delta V) = \frac{1}{a^2} \left(1 - \left(\frac{ne^2 a}{m^* v d n_0} \delta V + a \right)^2 \right), \quad (27)$$

由 (27) 式可见, 在空洞成核阶段, 由空洞成核引起的噪声是以非高斯为主的.

但是在空洞成核阶段, 还有大量的空位在扩散聚集, 空位扩散、聚集阶段引入的噪声仍然包括高

斯噪声,但不占主导,因为(22)式成立的条件是空位尺寸要比平均尺寸小,与(27)式相比,高斯噪声产生的影响比非高斯噪声产生的影响要小,所以空洞成核阶段电压涨落的分布函数为

$$f(\delta V) = \frac{1}{a^2} \left(1 - \left(\frac{ne^2 a}{m^* v d n_0} \delta V + a \right)^2 \right) + \frac{ne^2 a^2}{m^* v d n_0} \exp \left(- \frac{\left(\frac{ne^2 a^2}{m^* v d n_0} \delta V + \frac{a}{e} \right)^2}{a^2} \right), \quad (28)$$

由(28)式,空洞成核阶段既有高斯噪声又有非高斯噪声,但是以非高斯噪声占主导.

3 实验与结果讨论

3.1 实验方案

为了验证缺陷尺寸及形态变化时晶界电噪声的非高斯性变化,采用加速失效实验来改变金属薄膜中散射中心的分布和浓度变化,同时在线观察电阻的变化,并测量电噪声.在制造工艺完善的多晶薄膜中,可以认为晶粒边界是较为理想的非晶态结构,其中虽然存在大量的空位或离子处于非严格晶格格点的位置,但是空位与离子处于热平衡状态,所以散射中心按自由体积的分布遵守类似平衡分布.根据上面的模型,在电迁移前期的电噪声分布主要以高斯或者近高斯分布为主;当应力加大,电迁移效应加强时,导致金属薄膜结构的变化,加速空位的扩散、聚集甚至形成空洞,而一旦空洞开始成核,散射中心按自由体积的分布将会明显地偏离平衡分布,相应的噪声电压的幅值分布明显偏离高斯以非高斯占主导.

实验样品 X 和 W 为标准四端引出 Al 基金属互连线测试结构,采用信息产业部电子 58 所的 $1 \mu\text{m}$ 标准 CMOS 工艺制造,塑料双列直插封装,样品长和宽分别为 2 和 $1325 \mu\text{m}$.加速失效的实验条件是:电应力为 $J = 3 \text{ MA/cm}^2$,热应力 $T = 140 \text{ }^\circ\text{C}$.

噪声测量采用更适用于低阻互连样品的双放大器串联直流系统,其中前置放大采用超低噪声前放 NF-SA200F3 放大后再送入低噪声前放 EG&G PARC113,频谱分析采用 HP3582A 型双通道频谱分析仪.在实验前和实验过程中,对实验样品的电

阻和噪声进行监测,每隔 5 h 测量一次,测量温度为 $25 \text{ }^\circ\text{C}$.

电迁移噪声分析主要采用噪声电压统计直方图做定性分析,用新的非高斯噪声监测方法——高阶统计检验量^[14]对噪声时间序列做定量分析.

3.2 实验结果及讨论

电阻的相对变化是常用的电迁移表征参量.电迁移过程可分为三个阶段:早期电阻变化阶段,此时电迁移处于空位扩散和聚集,空洞尚未成核,电阻的相对变化在 1%—2% 之间;空洞成核阶段,这时不可逆转的电迁移诱发结构发生变化开始出现,此阶段的电阻相对变化不超过 5%;空洞成核开始长大电阻发生突变,电阻的相对变化可达 30%.

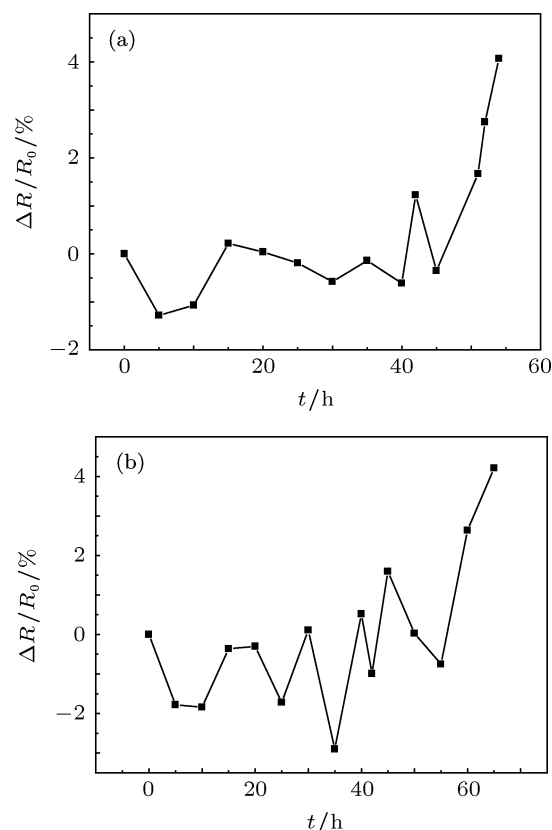


图 1 样品 W 和 X 的电阻相对变化随老化时间的变化 (a) 样品 W; (b) 样品 X

从图 1 可以看出,在电迁移初期,电阻的相对变化较小,在空洞成核之前电阻没有大幅度变化,相对电阻变化在 -0.06% — 0.37% 范围内上下波动.对于样品 W 和样品 X 的空洞成核时刻分别是第 54 h 和第 65 h.本文的实验结果与 Doan 等^[15]的加速寿命实验结果一致.图 2 所示为 Doan 研究

小组在 $T = 212\text{ }^\circ\text{C}$ 以及 $J = 3\text{ MA/cm}^2$ 的应力条件下, 监测样品的电阻变化, 借助高电压扫描电子显微技术 (HVSEM) 对材料的空洞形成过程进行观察. 实验发现在空洞成核之前, 电阻变化幅度很小, 范围在 $-1\%—1.5\%$.

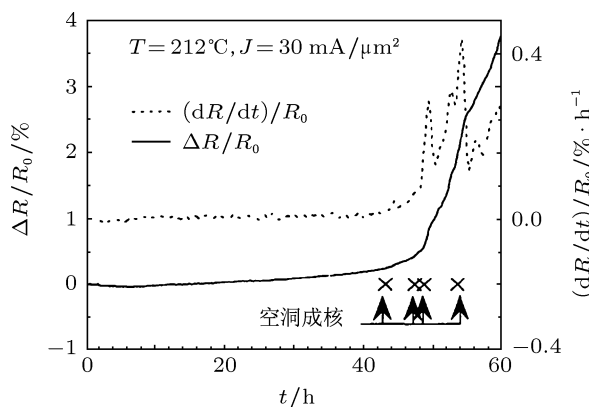


图2 Doan 小组实验空洞成核之前的电阻变化, 引自文献 [15]

噪声频率指数是敏感的噪声表征参量. 从文献 [7] 的模型可知, 结构完整的多晶金属薄膜产生的电噪声为 $1/f$ 噪声, 当金属薄膜受到电迁移损伤而形成空洞时就会引入 $1/f^2$ 噪声的成分, 而在电迁移应力实验中, 观察到金属薄膜 $1/f^r$ 噪声在空洞成核前噪声频率指数低于 1.5 ($1/f$ 噪声), 一旦发生空洞成核, 增加至 1.5 以上 ($1/f^2$ 噪声). 所以噪声频率指数是评价电迁移损伤程度及发生空洞成核的主要标志.

样品 W 和样品 X 的噪声频率指数随着电迁移老化时间的变化如图 3 所示. 由图 3 可以看出, 两个样品的频率指数 γ 随老化时间的变化是有规律可循的, 样品 X 的频率指数在第 65 h 突变到 1.5 以上, 而样品 W 在 54 h 也发生同样的变化, 说明第 65 和 54 h 分别是相应样品空洞成核时期, 这正好与样品的相对电阻变化结果一致.

信号分布特性最直观的反映是统计分布直方图, 从直方图上可以对信号的统计分布特性做出定性的判断. 所以在信号的非高斯性研究中, 一般也是首先从直方图上予以观察.

图 4 给出了样品 X 和样品 W 在不同老化时间的噪声统计直方图及其高斯拟合曲线. 样品 X 的噪声统计直方图, 从 0—20 h 均无明显变化, 与图 3 对比可认为是高斯 $1/f$ 噪声; 从第 25—55 h, 其分布基本为高斯分布, 但是高斯包络线外有一些毛刺,

形成非高斯噪声成分, 第 60 h 的噪声统计直方图的高斯包络线外的毛刺增多, 非高斯噪声成分增多, 第 65 h 已经偏离了高斯分布, 为典型的非高斯噪声, 即空洞成核阶段噪声电压分布发生非高斯偏离. 与样品 X 类似, 样品 W 在老化时间为 54 h 时刻, 即空洞成核时刻, 噪声电压统计直方图发生明显的非高斯偏离. 这证明了理论模型中的噪声电压在空洞成核阶段偏离高斯分布转而以非高斯分布为主导.

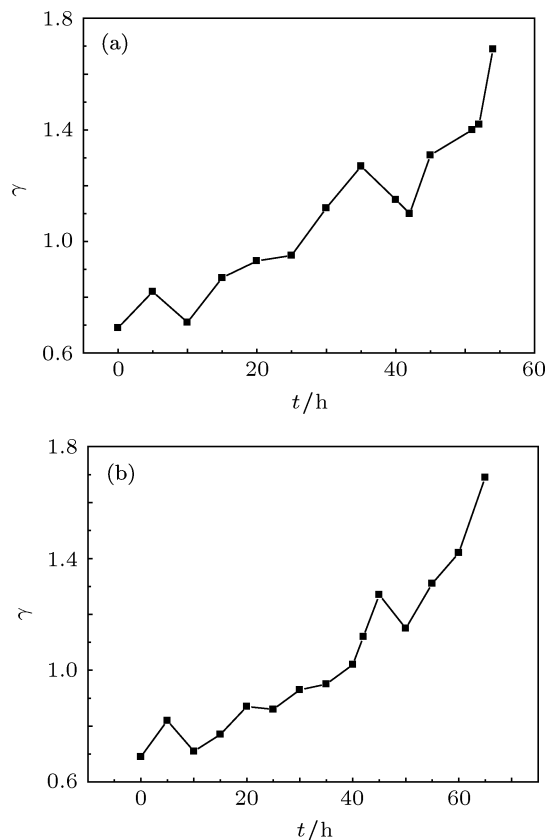


图3 样品 W 和 X 的噪声频率指数随老化时间的变化 (a) 样品 W; (b) 样品 X

4 噪声非高斯性的定量表征

双相干系数方法常被用来进行非高斯性检验. 因为它将信号的非高斯性归结为用一个参量 T^2 表征, 易于使用, 易于量化.

假设观测信号 $y(t)$ 为 $y(t) = s(t) + n(t)$, 其中 $s(t)$ 为离散时间的零均值非高斯, 可能为非线性的, 平稳随机过程, 而 $n(t)$ 表示离散时间的零均值高斯噪声序列, 且 $s(t)$ 和 $n(t)$ 是统计独立的. 双相关系数定义为 [14]

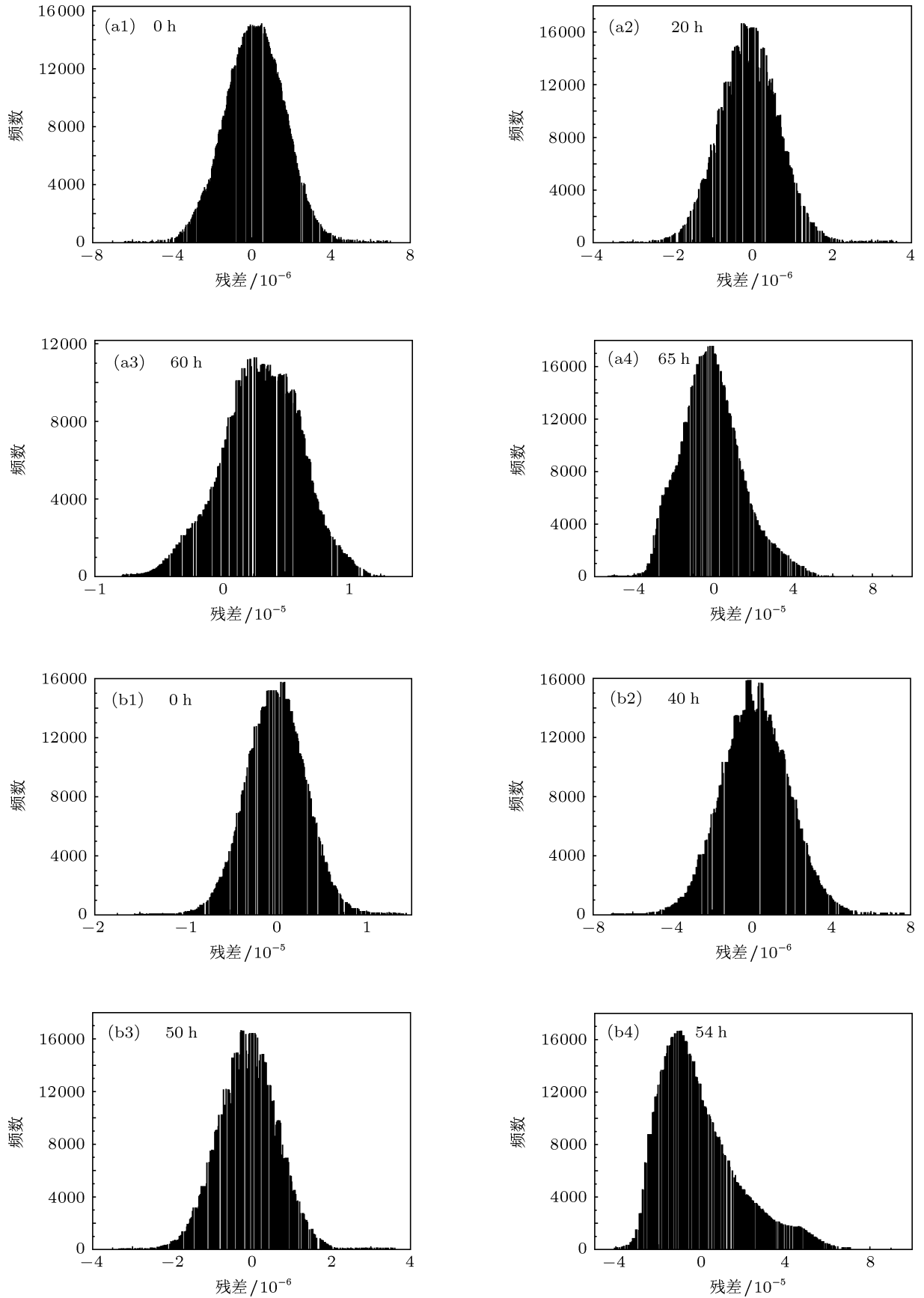


图4 样品X和W随老化时间变化的噪声电压统计直方图 (a1)—(a4) 样品X在老化时间为0, 20, 60以及65 h的噪声频谱统计直方图; (b1)—(b4) 样品W在老化时间为0, 40, 50以及54 h的噪声频谱和噪声统计直方图

$$\beta_x(w_1, w_2) \triangleq \frac{\hat{B}_x(w_1, w_2)}{\left[\frac{N}{KL} P_x(w_1) P_x(w_2) P_x(w_1 + w_2) \right]}, \quad (29)$$

统计检验量 T^2 定义为

$$T^2 = \frac{\sum_p 2|\hat{B}_x(w_1, w_2)|^2}{\frac{N}{KL} P(w_1) P(w_2) P(w_1 + w_2)}, \quad (30)$$

其中, $\hat{B}_x(w_1, w_2)$ 为信号的 $x(t)$ 的双谱, P_x 为信号 $x(t)$ 的功率谱, P 为估计双谱的主值域, N 为信号的长度, K 为将信号分成的段数, L 为平滑窗的长度. 通常信号的双谱估计具有高的方差, 一般双谱估计的方差比能量谱估计的更大, 只有使用较长的观测记录, 以及一定的平滑窗函数才能减小估计方差.

本文采用统计检验量 T^2 来检测电迁移过程中

的非高斯时间序列. 样品 W, X 的统计检验量 T^2 随老化时间变化如图 5 示.

由图 5 可见, 样品 X 的统计检验量 T^2 在从第 0—60 h 均接近 0, 直到第 65 h 发生跳变接近 10^{-27} , 这说明在第 65 h 以前样品 X 的噪声是以高斯噪声占主导的, 而在第 65 h 空洞成核时刻噪声跳变为以非高斯噪声占主导; 而样品 W 与样品 X 类似, 统计检验量 T^2 在第 54 h 发生跳变, 说明样品 W 在空洞成核时刻噪声由以高斯噪声占主导跳变为以非高斯占主导. 从这两个样品的统计检验量 T^2 来看, 整个电迁移过程, 噪声成分中都含有非高斯成分, 只是在不同的时刻非高斯成分的多少不一样. 当高斯成分占主导的时刻, 统计检验量 T^2 趋近于 0 但不等于 0, 此时非高斯成分很少, 到非高斯成分增多而逐渐占主导时, 统计检验量 T^2 发生数量级的跳变.

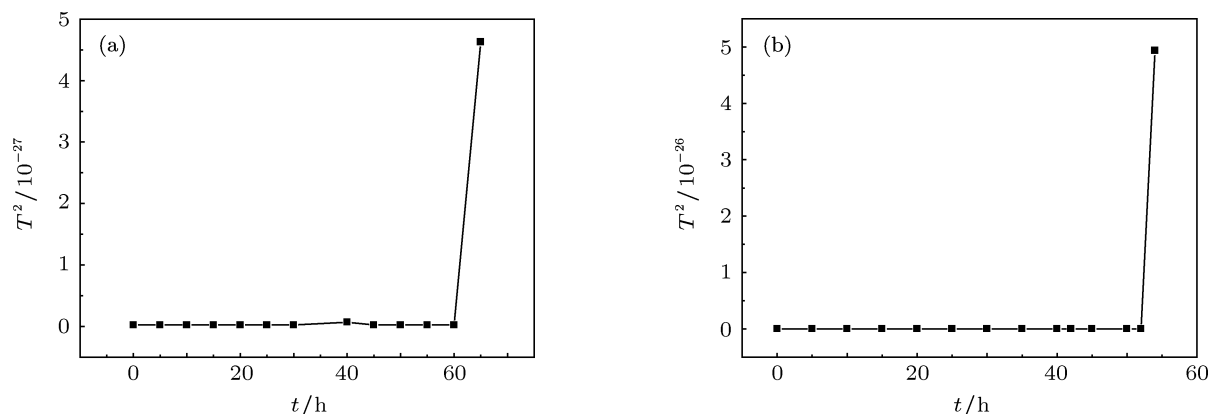


图 5 样品 X 与 W 的统计检验量 T^2 随老化时间的变化 (a) 样品 X; (b) 样品 W

5 结论

本文通过引入自由体积描述空位扩散聚集阶段空位浓度的变化和空洞成核阶段散射截面的变化, 采用电子散射理论, 得到了电迁移噪声非高斯性模型. 由该模型可知, 在空位扩散聚集阶段, 在结构较完整的金属薄膜的晶粒边界上所产生的噪声是以高斯分布为主导的; 当空位浓度达到饱和, 散

射截面半径达到离子半径时, 空洞成核不可逆转地发生, 所产生的噪声以非高斯分布为主导. 通过电迁移加速失效实验所观察到的噪声在空洞成核时刻发生非高斯突变为本文提出的模型提供了初步的验证, 最终通过统计检验量 T^2 对电迁移过程中噪声的非高斯性变化进行了定量表征. 本文研究结果有助于更加深入全面地理解电迁移失效机制.

- [1] Vandamme L J K 1994 *IEEE Trans. Electron Dev.* **41** 2176
- [2] He L, Du L, Zhuang Y Q, Chen H, Chen W H, Li W H, Sun P 2010 *Chin. Phys. B* **19** 097202
- [3] He L, Du L, Zhuang Y Q, Chen C X, Wei T, Huang X J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 7176 (in Chinese) [何亮, 杜磊, 庄奕琪, 陈春霞, 卫涛, 黄晓君 2007 物理学报 **56** 7176]
- [4] He L, Du L, Zhuang Y Q, Li W H, Chen J P 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6545 (in Chinese) [何亮, 杜磊, 庄奕琪, 李伟华, 陈建平 2008 物理学报 **57** 6545]
- [5] Dutta P, Horn P M 1981 *Rev. Modern Phys.* **53** 497
- [6] Voss R F, Clarke J 1976 *Phys. Rev. B* **13** 556
- [7] Seidler G T, Solin S A 1996 *Phys. Rev. B* **53** 9753
- [8] Antal T, Droz M 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 24060
- [9] Hinich M J, Wilson G R 1990 *IEEE Trans. Acoust. Speech Signal Proc.* **38** 1126
- [10] 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]
- [11] Dannenberg R, King A H 2000 *J. Appl. Phys.* **88** 2623
- [12] Huang J 1988 *Physics of Amorphous Solids* (Beijing: Peking University Publishing House) (in Chinese) [黄均 1988 非晶态固体物理学 (北京: 北京大学出版社)]
- [13] Sheng Z, Xie S Q, Pan C Y 1989 *Probability Theory and Mathematical Statistics* (Beijing: China Higher Education Press) (in Chinese) [盛骤, 谢式千, 潘承毅 1989 概率论与数理统计 (北京: 高等教育出版社)]
- [14] Doron K, Hagit M 1990 *IEEE Trans. Acoust. Speech Signal Proc.* **38** 901
- [15] Doan J C, Bravman J C, Flinn P A, Marieb T N 1998 *Mater. Res. Soc. Sym. Proc.* **516** 83

Non-Gaussian analysis of noise for metal interconnection electromigration*

He Liang[†] Du Lei Huang Xiao-Jun Chen Hua Chen Wen-Hao
Sun Peng Han Liang

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

(Received 1 February 2012; revised manuscript received 22 April 2012)

Abstract

Based on scattering theory, the resistance of polycrystalline interconnection originates mainly from vacancies and voids scattering at grain boundary. Through using the free volume concept, the scattering process at grain boundary is simulated, and a non-Gaussian model of noise is established. The model shows the earlier electromigration noise is gaussian, through electromigration process, noise turns non-Gaussian, which reflects the change of dynamic mechanism. Bicoherence coefficient is used to characterize the non-Gaussian noise. Finally, experimental result validates the model.

Keywords: electromigration, noise, non-Gaussian

PACS: 66.30.Qa, 73.50.Td, 02.50.Ng

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61106062) and the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant No. K50511050007).

[†] E-mail: xidianhic@163.com