

MOS 器件 $1/f$ 噪声的双态系统理论 ——隧道模型与热激发模型的比较

方志豪 朱秋萍 黄银彪 鄱和平

武汉大学，武汉 430072

(1992年1月19日收到；1992年4月7日收到修改稿)

本文提出了 MOS 器件 $1/f$ 噪声的双态系统理论，在此基础上分别推导出 MOS 器件隧道模型和热激发模型的 $1/f$ 噪声理论表达式，由此得到迄今比较精确完整的 $1/f$ 噪声的温度因子和偏置因子。理论分析指出，两个模型的温度因子以及两个模型的偏置因子，在强反型时其变化规律均分别相似，仅在弱反型时变化规律才有明显的差别。理论与实验比较后表明，热激发模型能够解释现有的许多实验结果，尤其包括隧道模型所不能解释的弱反型 $1/f$ 噪声实验现象，因而热激发模型有可能是更精确的一类模型。

PACC: 7270, 7340Q; EEACC: 2560N

一、引言

MOS 器件的 $1/f$ 噪声是由于沟道载流子被氧化层陷阱俘获与释放导致载流子数目波动而引起的。描述这类噪声的传统模型是 McWhorter 提出来的后被许多研究者扩展了的隧道模型^[1-9]。这个模型指出，沟道载流子的俘获与释放是通过量子力学隧穿过程而实现的。隧道模型基本上能够解释 $1/f$ 噪声与器件尺寸、氧化层陷阱密度、强反型偏置电压的关系，但在解释 $1/f$ 噪声与温度的变化关系上遇到了困难。近来，Dutta 等人在研究金属膜片的 $1/f$ 噪声时提出了热激发模型^[10]，这个模型认为，金属膜片的电导波动是热激发过程引起的。根据这个构想，Surya 和 Wong 等人先后发表论文讨论了 MOS 器件的热激发模型，试图解释温度变化现象^[11-12]。然而，这些工作在理论上是相当粗糙的。本作者在此期间也较早地研究了 MOS 器件的热激发模型问题^[13]，我们提出了较为精细的 $1/f$ 噪声表达式，在一些变化因子上初步解决了与隧道模型理论公式的兼容问题，但在温度因子方面，我们早先的工作也未能获得深层次的结果。

本文在随机开关理论的基础上提出了 MOS 器件 $1/f$ 噪声的双态系统理论，研究了确定时间常数的方法，在此基础上推导出 MOS 器件隧道模型和热激发模型的 $1/f$ 噪声表达式，给出了迄今比较精确的温度因子和偏置因子表示式。最后，通过理论与实验的比较，本文对隧道模型和热激发模型的适用范围作了比较充分的讨论。

二、理 论

1. 双态系统理论

MOS 器件沟道载流子被氧化层陷阱俘获与释放构成了一个双态系统, 这个系统可以用随机开关理论^[14]来描述。我们定义: 一个载流子被陷阱释放相当于一个随机开关的闭合, 一个载流子被陷阱俘获相当于一个随机开关的断开, 氧化层陷阱的总数目相当于随机开关的总个数。如果 τ_c 、 τ_r 分别为俘获及释放过程的时间常数, 于是在一个双态系统中俘获及释放过程的几率可以分别写为

$$p_c = \tau_c / (\tau_c + \tau_r) \text{ 和 } p_r = (1 - p_c) = \tau_r / (\tau_c + \tau_r). \quad (1)$$

在体积元 $\Delta V = \Delta x \Delta y \Delta z$ 和能量间隔 ΔE 内的满陷阱数目的波动方差可以写为

$$\overline{\Delta n_i^2} = N_i(x, y, z, E) \Delta x \Delta y \Delta z \Delta E p_c (1 - p_c), \quad (2)$$

其中 $N_i(x, y, z, E)$ 是氧化层陷阱密度, 它与陷阱的位置及某些特征能量 E 有关。 x, y, z 分别是平行于沟长、垂直于界面、平行于沟宽的座标。

因而, 满陷阱数目波动的谱密度为

$$S_{\Delta n_i}(f) = 4N_i(x, y, z, E) p_c (1 - p_c) \frac{\tau}{1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2} \Delta x \Delta y \Delta z \Delta E, \quad (3)$$

其中 f 是频率, τ 是俘获-释放过程的合成时间常数, 被下式所定义

$$\tau = \tau_c \tau_r / (\tau_c + \tau_r). \quad (4)$$

理论已证明^[9, 15], 氧化层 ΔV 内满陷阱数目波动的谱密度 $S_{\Delta n_i}$ 与其所产生的漏极电流波动谱密度 $S_{\Delta I_D}$ 之间满足下述关系:

$$S_{\Delta I_D} = \frac{I_D^2 q^2 \beta^2 \delta^2}{L^2 W^2} \frac{1}{(nC_{ox} + C_n)^2} S_{\Delta n_i}, \quad (5)$$

其中 I_D 是漏极电流, q 是电子电荷, $\beta = q/kT$, L 是沟长, W 为沟宽, δ 是反型因子(弱反型 $\delta=1$, 强反型 $\delta=1/2$), C_{ox} 及 C_n 分别为氧化层及反型沟道单位面积电容, n 是 MOS 器件电容比:

$$n = (C_{ox} + C_{it} + C_d)/C_{ox} \quad (6)$$

其中 C_{it} 及 C_d 分别为界面态(快态)及耗尽层单位面积电容。

将式(3)代入式(5)中可以得到总的漏极电流波动谱密度的表示式为

$$S_{\Delta I_D} = \frac{4I_D^2 q^2 \beta^2 \delta^2}{L^2 W^2} \int_{E_1}^{E_2} \int_0^W \int_0^L \int_0^{d_i} \frac{N_i(x, y, z, E) p_c (1 - p_c)}{(nC_{ox} + C_n)^2} \frac{\tau}{1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2} dx dy dz dE, \quad (7)$$

其中 d_i 是氧化层陷阱分布的厚度, E_1 及 E_2 分别是陷阱特征能量的下限及上限。

式(7)是双态系统载流子数目波动的基本方程, 我们将以它为基础深入研究 MOS 器件隧道模型和热激发模型的 $1/f$ 噪声理论问题。

2. MOS 器件隧道模型的 $1/f$ 噪声

假设载流子被氧化层陷阱俘获与释放是通过隧道穿透过程完成的, 贯穿过程的时间常数为

$$\tau_u(y) = \tau_u \exp(\alpha y), \quad (8)$$

其中 α 是隧穿几率参数, τ_s 是特征常数.

利用式(8), 我们可以得到俘获及释放过程的时间常数分别为

$$\tau_c = \tau_s \exp(\alpha y) [1 - f_t(E_t)]^{-1} \text{ 和 } \tau_r = \tau_s \exp(\alpha y) f_t^{-1}(E_t), \quad (9)$$

其中 $f_t(E_t)$ 是氧化层陷阱的 Fermi 分布函数, E_t 是陷阱能级.

将式(9)代入式(1)和(4)中得到

$$p_c = f_t(E_t) \text{ 和 } p_r = 1 - f_t(E_t), \quad (10)$$

$$\tau(y) = \tau_s \exp(\alpha y). \quad (11)$$

将式(10)、(11)代入式(7), 经过计算(见附录)最后得到 MOS 器件隧道模型的 $1/f$ 噪声相对谱密度为

$$S_{I_D}/I_D^2 = \begin{cases} \frac{K_0}{f} N_{10} \frac{q^2}{4\alpha n^2} \theta_{1w}, & \text{弱反型} \end{cases} \quad (12)$$

$$S_{I_D}/I_D^2 = \begin{cases} \frac{K_0}{f} N_{10} \frac{1}{4\alpha} \theta_{1s}, & \text{强反型} \end{cases} \quad (13)$$

式中

$$\theta_{1w} = \exp\{-\xi[E_g/4 - q(V_G - V_{C^+})/n^*]\} \frac{(AT^{3/2})^{-\xi kT/2}}{kT(1 + \xi kT)} \cdot \frac{1 - \exp[-(1 + \xi kT)\beta V_D m^*/n^*]}{1 - \exp[-\beta V_D m^*/n^*]}, \quad (12a)$$

$$\theta_{1s} = kT \{AT^{5/2}/[B^2(V_G - V_{FB})^2]\}^{-\xi kT}, \quad (13a)$$

$$K_0 = 4q^2/(LW(C_{ox}^2)), \quad (14)$$

$$K_0 \beta^2/n^2, \quad \text{整个弱反型} \quad (15)$$

$$K_0/V_{GT}^2, \quad \text{强反型线性区} (V_D \ll V_{DS}) \quad (16)$$

$$K_0 [V_D(V_{GT} - V_D/2)]^{-1} \ln[1 - V_D/(V_{GT} - 2n/\beta)]^{-1}, \quad \text{强反型亚饱和区} (V_D \leq V_{DS}) \quad (17)$$

$$K_0 L_{eff} [LV_{DS}(V_{GT} - V_{DS}/2)]^{-1} \ln[1 - V_{DS}/(V_{GT} + 2n/\beta)]^{-1}, \quad \text{强反型饱和区} (V_D \geq V_{DS}) \quad (18)$$

而 $V_{GT} = V_G - V_T$, V_G 是栅极电压, V_T 是阈值电压, V_D 是漏极电压, V_{DS} 是漏极饱和电压, L_{eff} 是有效沟道长度. 其它参量的意义见附录.

3. MOS 器件热激发模型的 $1/f$ 噪声

假设载流子被氧化层陷阱俘获与释放是通过热激发过程完成的, 热激发过程的时间常数为

$$\tau_{th}(E_a) = \tau_0 \exp(E_a/kT), \quad (19)$$

其中 E_a 是热激活能, τ_0 是特征常数.

利用式(19), 我们可以得到俘获及释放过程的时间常数分别为

$$\tau_c = \tau_0 \exp[(E_a - \Delta E)/kT] [1 - f_t(E_t)]^{-1} \text{ 和 } \tau_r = \tau_0 \exp(E_a/kT) f_t^{-1}(E_t), \quad (20)$$

式中 $\Delta E = E_a - E_t$.

将式(20)代入式(1)、(4)中得到

$$p_c = f_t(E_t)\psi(E_t) \text{ 和 } p_r = [1 - f_t(E_t)]\exp(\Delta E/kT)\psi(E_t), \quad (21)$$

$$\tau(E_a, E_t) = \tau_0 \exp(E_a/kT)\psi(E_t), \quad (22)$$

其中

$$\phi(E_t) = \{f_t(E_t) + [1 - f_t(E_t)]\exp(\Delta E/kT)\}^{-1}. \quad (23)$$

将式(21)、(22)代入式(7), 经过计算(见附录)最后得到 MOS 器件热激发模型的 $1/f$ 噪声相对谱密度为

$$S_{I_D}/I_D^2 = \begin{cases} \frac{K_0}{f} N_{t0} \frac{d_t q^2}{n^2} \theta_{2w}, & \text{弱反型} \end{cases} \quad (24)$$

$$\begin{cases} \frac{K}{f} N_{t0} d_t \theta_{2s}, & \text{强反型} \end{cases} \quad (25)$$

式中

$$\begin{aligned} \theta_{2w} = & \exp\{[E_g/(4kT) - \beta(V_G - V_G^*)/n^*](1 - \xi kT)\} \\ & \cdot \frac{(AT^{3/2})^{(1-\xi kT)/2}}{\xi kT} \frac{1 - \exp[-\xi qV_D m^*/n^*]}{1 - \exp[-\beta V_D m^*/n^*]}, \end{aligned} \quad (24a)$$

$$\theta_{2s} = k^2 T^2 \{AT^{5/2}[B^2(V_G - V_{FB})^2]\}^{1-\xi kT} / \{1 + AT^{5/2}/[B^2(V_G - V_{FB})^2]\}^2. \quad (25a)$$

三、因子分析与对比

1.1/f 噪声的温度因子

由式(12)、(12a)、(24)、(24a)可以得到弱反型 $1/f$ 噪声谱密度 S_{I_D}/I_D^2 的温度因子为

$$D_w(T) = \begin{cases} \theta_{1w}, & \text{隧道模型} \end{cases} \quad (26)$$

$$\begin{cases} \theta_{2w}, & \text{热激发模型} \end{cases} \quad (27)$$

利用式(26)、(27)可以画出温度因子 $D_w(T)$ 随温度 T 的变化的曲线, 示如图1. 可以看

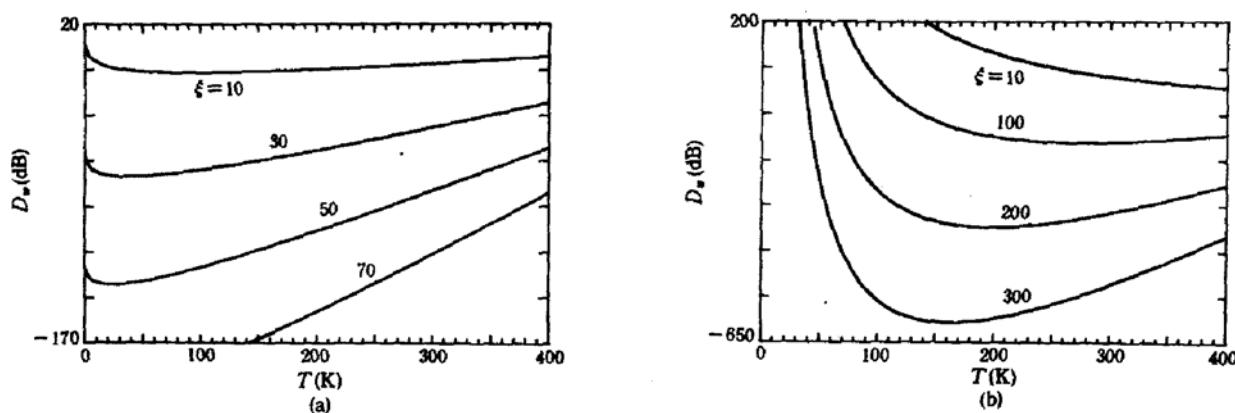


图 1 弱反型温度因子 $D_w(T)$ 的变化 (a)隧道模型 (b)热激发模型

$$(N_a = 10^{16} \text{ cm}^{-3} \quad n^* = 2 \quad m^* = 1 \quad V_{FB} = -0.4 \text{ V} \quad V_G = 0.5 \text{ V} \quad V_D = 0.02 \text{ V})$$

出, 在隧道模型下 $D_w(T)$ 也即 S_{I_D}/I_D^2 总是随 T 升高而增大的, 并且能量分布参数 ξ 愈大, S_{I_D}/I_D^2 的变化斜率愈大. 相反, 在热激发模型下, 在小 ξ 时 ($\xi < 70$) S_{I_D}/I_D^2 总是随 T 之升

高而减小的;在 $\xi=70$ 时 S_{I_D}/I_D^2 先是随 T 升高而下降,然后一直保持不变;在大 ξ 时($\xi>70$) S_{I_D}/I_D^2 随 T 之变化是一个凹形曲线,随着 ξ 的增大,曲线最小值的位置可以从高温区向低温区移动。因而,在液氮温度下的 $1/f$ 噪声幅度可以大于(当 ξ 较小时)或小于(当 ξ 较大时)室温下的 $1/f$ 噪声幅度。目前,弱反型噪声的温度因子实验见诸报导的不多,仅仅Reimbold发表了测量结果^[9],他发现在 $f=15\text{Hz}$ 时,77K时的 $S_{I_D}/I_D^2=2.7\times 10^{-10}/\text{Hz}$ 大于300K时的 $S_{I_D}/I_D^2=1.0\times 10^{-10}/\text{Hz}$ 。这个实验结果用热激发模型来解释似乎更合理些,并且可以判断出他所用器件的 ξ 值是中等偏小的。

由式(13)、(13a)、(25)、(25a)和(17)可以得到强反型非饱和区 $1/f$ 噪声谱密度 S_{I_D}/I_D^2 的温度因子为

$$D_r(T) = \begin{cases} \theta_1 \ln[1 - V_D/(V_{Gr} + 2n/\beta)]^{-1}, & \text{隧道模型} \\ \theta_2 \ln[1 - V_D/(V_{Gr} + 2n/\beta)]^{-1}. & \text{热激发模型} \end{cases} \quad (28)$$

利用式(28)、(29)可以得到 $D_r(T)$ 随 T 变化的曲线,示如图2。可以看出,在小 ξ 时 S_{I_D}/I_D^2 在低温区随 T 升高很快地增大,在高温区则是缓慢地增大;在大 ξ 时 S_{I_D}/I_D^2 随 T 之变化是一个凸形曲线,随着 ξ 的增大,曲线峰值位置可以从高温区向低温区移动。因而,在液氮温度下的 $1/f$ 噪声幅度亦可以大于或小于室温下的 $1/f$ 噪声幅度,这由所测器件的 ξ 大小来决定。较多的文献[2,11,16—19]报道了强反型温度因子的实验结果,大多数研究者观测到77K时的 $1/f$ 噪声大于300K时的 $1/f$ 噪声,少数研究者观测到相反的结果。如图2表明的,隧道模型与热激发模型的温度因子有相似的曲线形状,所以使用强反型温度因子实验难于判断出两种模型的优劣。

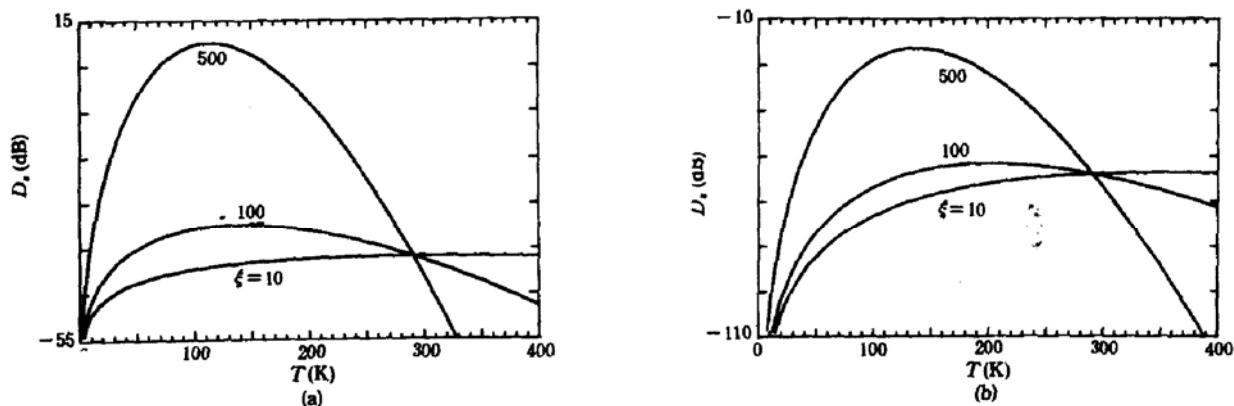


图2 强反型温度因子 $D_r(T)$ 的变化 (a)隧道模型 (b)热激发模型

(N_a, V_{FB}, V_D 同图4 $d_{ox}=26\text{n m}$ $n=2$ $V_G=3\text{V}$)

2.1/f噪声的偏置因子

由式(12)、(12a)、(24)、(24a)可以得到弱反型 $1/f$ 噪声谱密度 S_{I_D}/I_D^2 的偏置电压因子为

$$H_w(V_G, V_D) = H_w(V_G)H_w(V_D)$$

$$= \begin{cases} \exp[\xi q(V_G - V_{G^*})/n^*] \frac{1 - \exp[-(1 + \xi kT)\beta V_D m^*/n^*]}{1 - \exp[-\beta V_D m^*/n^*]}, & \text{隧道模型} \end{cases} \quad (30)$$

$$= \begin{cases} \exp[-(1 - \xi kT)\beta(V_G - V_{G^*})/n^*] \frac{1 - \exp[-\xi q V_D m^*/n^*]}{1 - \exp[-\beta V_D m^*/n^*]}. & \text{热激发模型} \end{cases} \quad (31)$$

利用式(30)、(31)可以画出 $H_w(V_G)$ 随栅压 V_G 的变化曲线, 如图 3 所示。可以看出, 在隧道模型下, 不论 ξ 和 T 取何值, S_{I_D}/I_D^2 总是随着 V_G 的升高而增大的。然而, 在热激发模型下, 仅当 $T=300K$ 且 ξ 较大时, S_{I_D}/I_D^2 才随 V_G 升高而增大; $T=300K$ 而 ξ 较小时以及 $T=77K$ 而 ξ 取任意值时, S_{I_D}/I_D^2 总是随 V_G 升高而减小的。因而, 在 300K 时, 必然存在某一个中间值 ξ (在本文图例中 $\xi=40$)使得 S_{I_D}/I_D^2 不随 V_G 变化。Reimbold^[9] 观测到弱反型时的 S_{I_D}/I_D^2 在室温下与 V_G 无关, 在 77K 时随 V_G 升高而减小。我们也观测到室温下 S_{I_D}/I_D^2 与 V_G 无关的现象^[20]。这些实验用热激发模型来解释要更合理些。

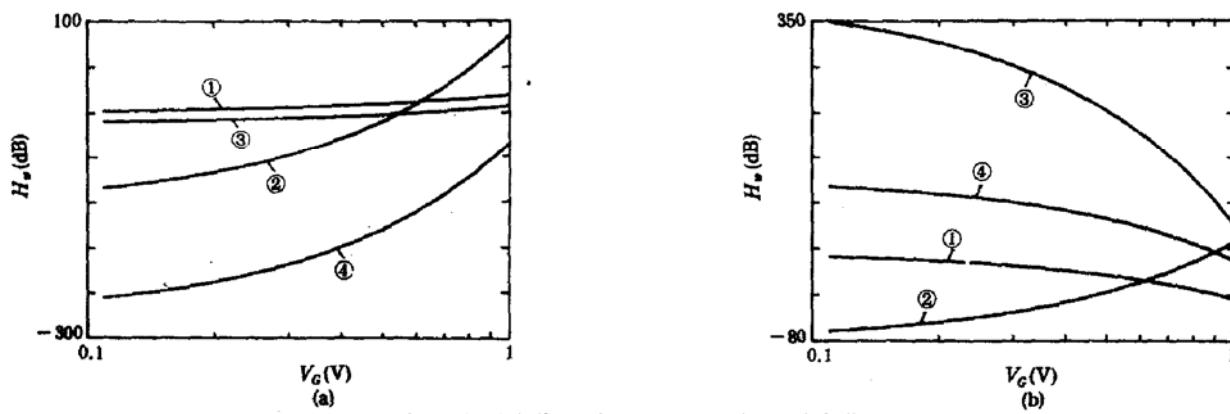


图 3 弱反型偏置因子 $H_w(V_G)$ 随 V_G 的变化

(a) 在 77K 和 300K 时隧道模型 (b) 在 77K 和 300K 时热激发模型

(N_a, n^*, m^*, V_{FB} 同图 4 ① $\xi=10(300K)$ ② $\xi=100(300K)$ ③ $\xi=10(77K)$ ④ $\xi=100(77K)$)

利用式(30)、(31)可以画出 $H_w(V_D)$ 随漏压 V_D 的变化曲线, 如图 4 所示。显见, 在隧道模型下, 在 300K 时 S_{I_D}/I_D^2 先是随 V_D 升高而减小, 然后一直保持不变, 在 77K 时 S_{I_D}/I_D^2 基本上是一个常数, 仅在 ξ 较大而 V_D 很小时 S_{I_D}/I_D^2 随 V_D 而减小。然而在热激发模型下, 在 300K 时 S_{I_D}/I_D^2 可以随 V_D 升高而增大(当 ξ 较小时)、或减小(当 ξ 较大时)、或不变(当 ξ 取中间值 40 时); 在 77K 时对于较小 ξ , S_{I_D}/I_D^2 先是随 V_D 升高而增大, 然后保持不变, 对于较大的 ξ 则基本上是一个常数。Reimbold^[9] 观测到 77K 时弱反型 S_{I_D}/I_D^2 随 V_D 增大直至饱和的现象。我们观测到室温下弱反型 S_{I_D}/I_D^2 在整个漏极偏置范围内保持不变的现象^[21]。这些实验用热激发模型来解释亦更合理些。

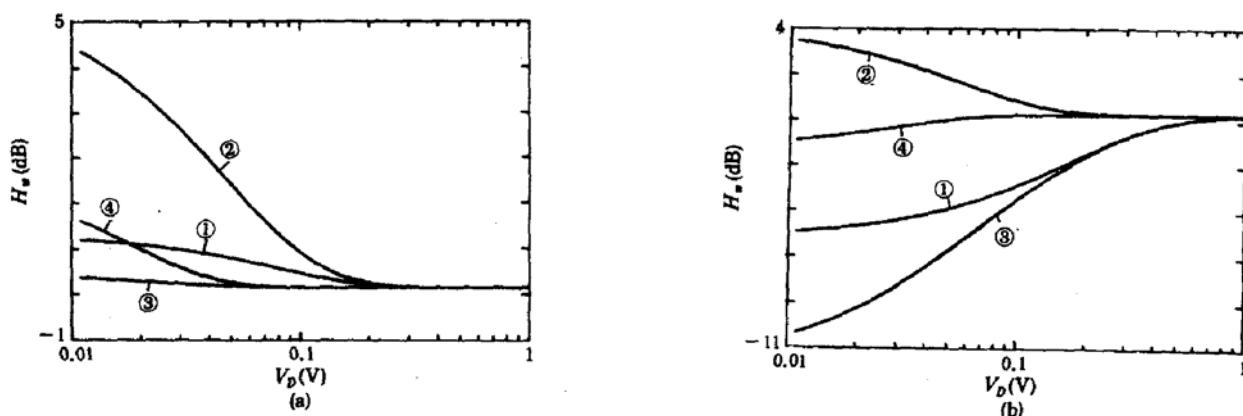


图 4 弱反型偏置因子 $H_w(V_D)$ 随 V_D 的变化

(a) 在 77K 和 300K 时隧道模型 (b) 在 77K 和 300K 时热激发模型

(n^*, m^* 同图 4 ① $\xi=10(300K)$ ② $\xi=100(300K)$ ③ $\xi=10(77K)$ ④ $\xi=100(77K)$)

由式(13)、(13a)、(25)、(25a)和(17)可以得到强反型非饱和区 $1/f$ 噪声谱密度 S_{I_D}/I_D^2 的偏置电压因子为

$$\left\{ \begin{array}{l} H_1(V_G, V_D) = \\ \frac{(V_G - V_{FB})^{2kT}}{V_D(V_{GT} - V_D/2)} \ln [1 - V_D/(V_{GT} + 2n/\beta)]^{-1}, \quad \text{隧道模型} \\ \frac{(V_G - V_{FB})^{2(kT-1)}}{\{1 + AT^{5/2}/[B^2(V_G - V_{FB})^2]\}^2 V_D(V_{GT} - V_D/2)} \ln [1 - V_D/(V_{GT} + 2n/\beta)]^{-1}, \end{array} \right. \quad (32)$$

热激发模型 (33)

利用式(32)、(33),通过计算机绘图可以发现:在 77K 和 300K 时两种模型的 S_{I_D}/I_D^2 都随 V_{GT} 升高而减小。在 77K 和 300K 时,两种模型的 S_{I_D}/I_D^2 在线性区不随 V_D 而变化,在亚饱和区则随 V_D 升高而很快增大。这些理论预言与我们的实验结果^[20]是相符合的。

四、初步结论

本文理论表明:MOS 器件隧道模型和热激发模型 $1/f$ 噪声的温度因子在强反型时有相似的变化规律,在弱反型时两者有很大的不同;两个模型的 $1/f$ 噪声的偏置因子在强反型时亦有相似的变化规律,而在弱反型时两者存在明显的差别。因而,只有藉助于弱反型 MOS 器件 $1/f$ 噪声的温度因子和偏置因子实验,才能判明两个模型的优劣。

本文理论与实验比较后可以看出:热激发模型理论与现今已发表的强、弱反型 MOS 器件 $1/f$ 噪声的温度因子和偏置因子的很多实验结果相符合,而隧道模型理论与现有的弱反型实验结果不相符合。因此可以初步认为,热激发模型比隧道模型要精确一些。

附 录

式(12)、(13)、(24)、(25)的推导

将式(10)、(11)和(21)、(22)代入式(7)分别得到

$$S_{I_D} = \frac{4I_D^2 q^2 \beta^2 \delta^2}{L^2 W^2} \int_{E_{t1}}^{E_{t2}} \int_0^W \int_0^L \frac{N_t(x, y, z, E_t) f_t(E_t) [1 - f_t(E_t)]}{(nC_{ox} + C_n)^2} \cdot \frac{\tau(y)}{1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2(y)} dx dy dz dE_t = I_D^2 \frac{K}{f} \frac{kT}{4L} \int_0^L N_t(E_{Fn}) dx, \quad \text{隧道模型} \quad (A1)$$

$$S_{I_D} = \frac{4I_D^2 q^2 \beta^2 \delta^2}{L^2 W^2} \int_{E_{a1}}^{E_{a2}} \int_{E_{t1}}^{E_{t2}} \int_0^W \int_0^L \frac{N_t(x, y, z, E_a, E_t) f_t(E_t) [1 - f_t(E_t)]}{(nC_{ox} + C_n)^2} \cdot \psi^2(E_t) e^{\Delta E/kT} \frac{\tau(E_a, E_t)}{1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2(E_a, E_t)} dx dy dz dE_t dE_a, \\ = I_D^2 K/f \frac{k^2 T^2 d_t}{L} \int_0^L \frac{N_t(E_{Fn}) \exp[(E_a - E_{Fn})/kT]}{\{1 + \exp[(E_a - E_{Fn})/kT]\}^2} dx, \quad \text{热激发模型} \quad (A2)$$

其中 E_{Fn} 是电子的准 Fermi 能级, E_{t1} 及 E_{t2} 分别为氧化层陷阱能级的下限和上限, E_{a1} 及 E_{a2} 分别为激活能的下限及上限, k 是 Boltzmann 常数, T 是绝对温度。

在推导式(A1)、(A2)时,已经用 $N_t(y, E_t)$ 代替 $N_t(x, y, z, E_t)$,这是考虑到对于通常的 MOS 器件氧化层陷阱沿界面是均匀分布的。为了进一步化简式(A1)、(A2),我们需要研究 $N_t(E_{Fn})$ 按能量分布的形状。实验已经发现^[16,17],氧化层陷阱的能量分布曲线是 J 形的,越靠近导带和价带,陷阱密度越大。对于

n型MOS器件,我们可以写出

$$N_t(E_{Fn}) = N_{t0} \exp[-\xi(E_c - E_{Fn})] \quad (A3)$$

其中 N_{t0} 是常数, E_c 是反型沟道表面上的导带底, ξ 是陷阱能量分布参数 ($\xi > 0$).

由 n 型 MOSFET 的能带图我们可以得到

$$\begin{aligned} E_{cs} - E_{Fn} &= (E_{cb} - q\Phi_s) - [E_{ib} - q(\Phi_F + V(x))], \\ &= E_g/2 - q(\Phi_s - \Phi_F - V(x)), \end{aligned} \quad (A4)$$

其中 E_{cb} 是体内导带底, E_{ib} 是体内本征能级, $E_g = E_c - E_v$, E_v 是价带顶, $V(x)$ 是沟道内 x 处的外加电压, Φ_F 是体内的 Fermi 电位:

$$\Phi_F = \beta^{-1} \ln \frac{N_a}{n_i} \approx \frac{E_g}{2q} - \beta^{-1} \ln \frac{4.82 \times 10^{15} T^{3/2}}{N_a}, \quad (A5)$$

式中 N_a 是衬底内受主杂质浓度, n_i 是硅的本征载流子密度, $E_g = 1.21 - 4.2 \times 10^{-4} T$.

表面电位 Φ_s 可以表示为

$$\Phi_s = \begin{cases} (V_G - V_{FB})/n^* + 3\Phi_F/2 + (1 - m^*/n^*)V(x), & \text{弱反型} \\ 2\beta^{-1} \ln[(2\epsilon_s k T N_a)^{-1/2} C_{ox} (V_G - V_{FB})] + 2\Phi_F + V(x), & \text{强反型} \end{cases} \quad (A6)$$

$$(A7)$$

其中 ϵ_s 是半导体的绝对介电常数, V_{FB} 是平带电压, 并且

$$V_G^* = V_{FB} + 3\Phi_F(m^* + n^* - 1)/2 - 2(m^* - 1)/\beta \quad (A8)$$

$$m^* = \frac{C_{ox} + C_d(\Phi_s = 3\Phi_F/2)}{C_{ox}} \quad \text{和} \quad n^* = \frac{C_{ox} + C_{it} + C_d(\Phi_s = 3\Phi_F/2)}{C_{ox}} \quad (A9)$$

将式(A4)–(A7)代入式(A3)中得到

$$N_t(E_{Fn}) = \begin{cases} N_{t0}(AT^{3/2})^{-\xi kT/2} \exp\{-\xi[Eg/4 - q(V_G - V_G^*)/n^* + qV(x)m^*/n^*]\}, & \text{弱反型} \\ N_{t0}\{AT^{5/2}/[B^2(V_G - V_{FB})^2]\}^{-\xi kT}, & \text{强反型} \end{cases} \quad (A10)$$

式中

$$A = 4.82 \times 10^{15}/N_a \text{ 和 } B = C_{ox}/(2\epsilon_s k N_a)^{1/2}. \quad (A12)$$

将式(A10)、(A11)代入式(A1)可以得到式(12)、(13). 将式(A4)、(A10)、(A11)代入式(A2)可以得到式(24)、(25).

参 考 文 献

- [1] A. L. McWhorter, in: *Semiconductor Surface Physics*, ed. by R. H. Kington, Philadelphia, PA: Pennsylvania Press, 207–228(1957).
- [2] S. Christensson, I. Lundström and C. Svensson, *Solid-State Electronics*, **11**, 797(1968).
- [3] E. A. Leventhal, *Solid-State Electronics*, **11**, 621(1968).
- [4] F. Berz, *Solid-State Electronics*, **13**, 631(1970).
- [5] S. T. Hsu, *Solid-State Electronics*, **13**, 1451(1970).
- [6] A. Van der Ziel, Englewood Cliffs, N. J.: Prentice-Hall, (1970).
- [7] F. M. Klaassen, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-18**, 887(1971).
- [8] H. S. Fu and C. T. Sah, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-19**, 273(1972).
- [9] G. Reimbold, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-31**, 1190(1984).
- [10] P. Dutta and P. M. Horn, *Rev. Mod. Phys.*, **53**, 497(1981).
- [11] C. Surya and T. Y. Hsiang, *Solid-State Electronics*, **31**, 959(1988).
- [12] H. Wong and Y. C. Cheng, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-38**, 1883(1991).
- [13] Z. H. Fang (方志豪), A. Chovet, Q. P. Zhu and J. N. Zhao, *Solid-State Electronics*, **34**, 327(1991).
- [14] S. Machlup, *J. Appl. Phys.*, **25**, 341(1954).
- [15] 方志豪, 朱秋萍, 武汉大学学报(自然科学版), No. 2, 39(1989).

- [16] E. A. Hendriks and R. J. J. Zijlstra, *Solid-State Electronics*, **31**, 1105(1988).
- [17] M. B. Das and J. M. Moore, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-21**, 247(1974).
- [18] W. V. Backensto and C. R. Viswananathan, *IEE Proc.*, **127**, pt. I, No. 2, 87(1980).
- [19] K. Takagi and A. van der Ziel, *Solid-State Electronics*, **22**, 289(1979).
- [20] Z. H. Fang, S. Cristoloveanu and A. Chovet, in: *Noise in Physical Systems and $1/f$ Noise*, ed. by A. D'Amico and P. Mazzetti, Amsterdam: North-Holland, 401(1986).
- [21] Z. H. Fang, S. Cristoloveanu and A. Chovet, *IEEE Electron Device Lett EDL-7*, 371(1986).
- [22] Z. H. Fang, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-33**, 516(1986).
- [23] Z. H. Fang, H. Haddara, S. Cristoloveanu, S. Ghibaudo and A. Chovet, *ESSDERC*, **9H**, 75(1985).

Theory of Two-State Systems for $1/f$ Noise in MOSFETs —Comparision between Pure Tunneling Model and Thermal Activation Model

Fang Zhihao, Zhu Qiuping, Huang Yinziao and Yan Heping

Wuhan University, Wuhan 430072

(Received 19 January 1992; revised manuscript received 7 April 1992)

Abstract

The theory of two-state systems for $1/f$ noise in MOSFETs is proposed. The complete analytical expressions of $1/f$ noise in MOSFETs are derived on the basis of this theory for the pure tunneling model and the thermal activation model. The analyses show that the temperature dependencies as well as the bias dependencies for both models in strong inversion exhibit similar variations, but in weak inversion both are different from each other. Comparisons of the theory with experiments show that the thermal activation model, which can explain more experimental results, may be preciser than the pure tunneling model for describing $1/f$ noise in MOSFETs.

PACC: 7270, 7340Q; EEACC: 2560N