

# 超浅结亚 45nm MOSFET 亚阈值区二维电势模型

韩名君<sup>1,2</sup>, 柯导明<sup>1</sup>

(1. 安徽大学电子信息工程学院, 安徽合肥 230601; 2. 安徽工程大学电气工程学院, 安徽芜湖 241000)

**摘 要:** 文章提出将亚阈值区超浅结 MOSFET 的氧化层和 Si 衬底划分为三个区域, 得到三个区域的定解问题, 并用特征函数展开法求出了因边界衔接条件而产生的未知系数, 首次得到超浅结亚 45nm MOSFET 的二维电势半解析模型, 并给出了亚阈值电流模型. 通过与 Medici 模拟结果对比发现该模型能够准确模拟亚阈值下的超浅结 15 ~ 45nm MOSFET 的二维电势和电流.

**关键词:** 超浅结亚 45nm MOSFET; 二维电势半解析模型; 亚阈值电流

**中图分类号:** TN386.1 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2015)01-0094-05

**电子学报 URL:** <http://www.ejournal.org.cn> **DOI:** 10.3969/j.issn.0372-2112.2015.01.015

## A 2-D Potential Sub-Threshold Model for Sub-45nm MOSFETs with Ultra Shallow Junctions

HAN Ming-jun<sup>1,2</sup>, KE Dao-ming<sup>1</sup>

(1. School of Electronics and Information Engineering, Anhui University, Hefei, Anhui 230601, China;

2. College of Electrical Engineering, Anhui Polytechnic University, Wuhu, Anhui 241000, China)

**Abstract:** Three definite-solutions problems, which are divided from the oxide layer and Si substrate for ultra shallow junctions MOSFETs, are presented. A 2-D potential analytical model for the Sub-45nm MOSFETs with ultra shallow junctions, which the unknowns can be solved by the eigenfunctions expansion from the connected condition identity, is derived. The sub-threshold current model is also presented. According to the comparison with MEDICI, the model can accurately simulate the sub-threshold 2-D potential and current of USJs 15-45nm MOSFETs.

**Key words:** ultra shallow junctions sub-45nm MOSFETs; 2-D potential semi-analytical model; sub-threshold current

## 1 引言

随着集成电路制造工艺的快速发展, 根据器件等比例缩小的原则, 源/漏结深越来越浅, 2011年 ITRS<sup>[1]</sup> 的指导意见中结深约为沟道长度的 30%. 迄今为止, 研究人员主要将焦点放在关于超浅结 (Ultra Shallow Junctions, USJs) 的工艺和测量方案上, 超浅结器件的电势建模工作国内外报道的很少. 同时, 目前 MOSFET 模型主要分为数值模型和解析模型这两大类, 数值模型精确度高但是计算量大, 无法直接运用于电路级仿真软件; 解析模型虽然计算简单, 但是精确度不够, 并且通常包含数量众多的适配参数, 因此需要寻求一种兼顾二者优点的新的 MOSFET 模型. 根据 2012 年的文献<sup>[2]</sup> 对亚阈值区 MOSFET 电势解析模型的归类与讨论, 我们可以看到

现有的亚阈值区二维解析模型均未考虑结深的影响<sup>[3]</sup>, 由于有衔接条件的定界问题的求解有一定难度, 目前也很少见到有衔接条件的亚阈值区 MOSFET 二维电势的解法. 文献<sup>[4]</sup> 虽然考虑了结深对电势的影响, 但是其为二维模型, 对亚 45nm MOSFET 会导致较大的误差. 因此, 本文提出用半解析法对超浅结 MOSFET 的二维电势进行建模.

## 2 电势二维模型建模

### 2.1 超浅结 MOSFET 电势模型

在亚阈值下, 考虑如图 1 所示衬底为均匀掺杂的 NMOSFET 模型, 图中结深为  $X_j$ ,  $L$  为沟道长度,  $t_{ox}$  为氧化层厚度,  $d$  为耗尽层厚度. I 区为 SiO<sub>2</sub> 区域, 电势满足拉普拉斯方程

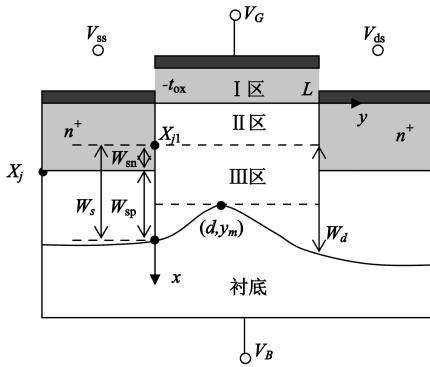


图1 MOSFET定解问题示意图

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \psi_I}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_I}{\partial y^2} = 0 \\ \psi_I|_{x=-t_{ox}} = V_G \\ \frac{\partial \psi_I}{\partial y}\bigg|_{y=0} = 0, \frac{\partial \psi_I}{\partial y}\bigg|_{y=L} = 0 \end{cases} \quad (1)$$

氧化层和硅之间的边界条件是

$$\begin{cases} \psi_I(0, y) = \psi_{II}(0, y) \\ \epsilon_{si} \frac{\partial \psi_{II}}{\partial x}\bigg|_{x=0} - \epsilon_r \frac{\partial \psi_I}{\partial x}\bigg|_{x=0} = -Q_s \end{cases} \quad (2)$$

式中  $q$  为电子电量,  $\epsilon_{si}$  和  $\epsilon_r$  为硅和氧化层的介质常,  $Q_s$  为界面电荷, 栅极电势  $V_G = V_{gs} + \frac{E_g}{2q}$ ,  $E_g$  为禁带宽度, 源极电势  $V_{ss} = V_s + \frac{E_g}{2q}$ , 漏极电势  $V_{ds} = V_d + \frac{E_g}{2q}$ ,  $V_{gs}$ 、 $V_s$  和  $V_d$  分别为栅源、源极、漏极外加电压. 衬底电势  $V_B = -\frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i}$ ,  $n_i$  为本征载流子浓度.

图 1 中的 II 区和 III 区为沟道内的耗尽层区域. 在超浅结情况下, 源极和漏极对衬底形成的 pn 结会影响沟道内的电势分布. 设  $W_{sn}$  和  $W_{sp}$  分别为 pn 结在  $n^+$  区和 p 型衬底区的耗尽层宽度, 见图 1, 二者相加和  $W_s$  表示源端 pn 结耗尽层的总厚度,  $W_d$  为漏端 pn 结的耗尽层厚度. 假设 MOSFET 的源端沿  $x$  方向的电势只在  $0 \sim X_{j1}$  的区域内为常数  $V_{ss}$ , 令其为 II 区, 引入矩形等效源, 并根据耗尽层近似可以得到定解问题

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \psi_{II}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_{II}}{\partial y^2} = \frac{qN_A}{\epsilon_{si}} \\ \psi_{II}|_{y=0} = V_{ss}, \psi_{II}|_{y=L} = V_{ds} \end{cases} \quad 0 \leq x \leq X_{j1} \quad (3)$$

III 区是从  $X_{j1}$  到耗尽层厚度值  $d$  的矩形区域, 该区域沿  $x$  方向的边界电势不再是常量. 假设 III 区的左边界只受源端电势  $V_{ss}$  和衬底  $V_B$  的影响, 形成一个一维 pn 结, 这样  $x$  方向的电势可以展开到二阶项, 表达式可以写成

$$\psi_{III}|_{y=0} = V_{sour} \left( 1 - \frac{x - X_{j1}}{W_s} \right)^2 + V_B \quad (4)$$

同理, 漏端也可以写出类似的式子. 因此得到 III 区的定解问题是

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \psi_{III}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_{III}}{\partial y^2} = \frac{qN_A}{\epsilon_{si}} \\ \psi_{III}|_{y=0} = V_{sour} \left[ 1 - \frac{x - X_{j1}}{W_s} \right]^2 + V_B \quad x \geq X_{j1} \\ \psi_{III}|_{y=L} = V_{dra} \left[ 1 - \frac{x - X_{j1}}{W_d} \right]^2 + V_B \end{cases} \quad (5)$$

式中  $V_{sour} = V_{ss} - V_B$ ,  $V_{dra} = V_{ds} - V_B$ . II 区和 III 区的衔接条件则是

$$\psi_{II}(X_{j1}, y) = \psi_{III}(X_{j1}, y) \quad (6)$$

$$\frac{\partial \psi_{II}}{\partial x}\bigg|_{x=X_{j1}} = \frac{\partial \psi_{III}}{\partial x}\bigg|_{x=X_{j1}} \quad (7)$$

在耗尽层底部的电势能极值点需要满足条件

$$\frac{\partial \psi_{III}}{\partial y}\bigg|_{x=d} = 0 \quad (8)$$

## 2.2 求解定解问题

用正交函数展开法求解三个区域的定解问题, 得到二维电势表达式

$$\begin{aligned} \psi_I(x, y) = & V_G + B_0(x + t_{ox}) \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{\sinh \frac{n\pi(x + t_{ox})}{L}}{\cosh \frac{n\pi t_{ox}}{L}} \cos \frac{n\pi y}{L} \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \psi_{II}(x, y) = & V_{ss} + (V_{ds} - V_{ss}) \frac{y}{L} - \frac{qN_A y}{2\epsilon_{si}} (L - y) \\ & + \sum_{m=1}^{\infty} \left( a_m \cosh \frac{n\pi x}{L} + b_m \sinh \frac{n\pi x}{L} \right) \sin \frac{m\pi y}{L} \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \psi_{III}(x, y) = & \sum_{m=1}^{\infty} \left( c_m \cosh \frac{n\pi x}{L} + d_m \sinh \frac{n\pi x}{L} \right) \sin \frac{m\pi y}{L} \\ & + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{4L^2}{m^3 \pi^3} \left[ \frac{V_{sour}}{W_s^2} - \frac{V_{dra}}{W_d^2} (-1)^m \right] \sin \frac{m\pi y}{L} \\ & - \frac{qN_A y}{2\epsilon_{si}} (L - y) + V_B \\ & + V_{sour} \left( 1 - \frac{x - X_{j1}}{W_s} \right)^2 \left( 1 - \frac{y}{L} \right) \\ & + V_{dra} \left( 1 - \frac{x - X_{j1}}{W_d} \right)^2 \frac{y}{L} \end{aligned} \quad (11)$$

其中的  $B_0, B_n$  和  $a_m, b_m, c_m, d_m$  是未知常数, 用半解析法求解.

首先将  $\psi_{II}$  和  $\psi_{III}$  带入衔接条件 (6) ~ (8) 得到三个恒等式, 将等式在正交函数系  $\left\{ \sin \frac{m\pi y}{L}, m=0, 1, 2, \dots \right\}$  展开, 并令  $\sigma^m = 1 - (-1)^m$ ,  $\zeta^m = (-1)^m$  和  $d_j = d - X_{j1}$ , 得到

$$\begin{cases} b_m = \frac{\left(-a_m \sinh \frac{m\pi d}{L} + F\right)}{\cosh \frac{m\pi d}{L}} \\ c_m = a_m - \frac{4L^2}{m^3 \pi^3} \left[ \frac{V_{\text{sour}}}{W_s^2} - \frac{V_{\text{dra}} \beta^m}{W_d^2} \right] \cosh \frac{m\pi X_{j1}}{L} + \frac{4L}{m^2 \pi^2} \left[ -\frac{V_{\text{sour}}}{W_s} + \frac{V_{\text{dra}} \zeta^m}{W_d} \right] \sinh \frac{m\pi X_{j1}}{L} \\ d_m = -c_m \tanh \frac{m\pi d}{L} - \frac{2L \left[ 2V_{\text{sour}} \frac{(d_j - W_d) \sigma^m}{W_s^2} - \left[ -\frac{2V_{\text{sour}}(d_j - W_s)}{W_s^2} + \frac{2V_{\text{dra}}(d_j - W_d)}{W_d^2} \right] \zeta^m \right]}{m^2 \pi^2 \cosh \frac{m\pi d}{L}} \end{cases} \quad (12)$$

式(12)中

$$F = \frac{4L}{m^2 \pi^2} \left[ \begin{aligned} & \left( \frac{L}{m\pi W_s} \sinh \frac{m\pi d_j}{L} - \cosh \frac{m\pi d_j}{L} - \frac{d_j - W_s}{W_s} \right) \frac{V_{\text{sour}}}{W_s} \\ & - \left( \frac{L}{m\pi W_d} \sinh \frac{m\pi d_j}{L} - \cosh \frac{m\pi d_j}{L} - \frac{d_j - W_d}{W_d} \right) \frac{V_{\text{dra}} \zeta^m}{W_d} \end{aligned} \right]$$

$$\begin{cases} \sum_{m=1}^{\infty} a_m \sigma^m \left( \frac{\varepsilon_{\text{si}} t_{\text{ox}}}{\varepsilon_r L} \tanh \frac{m\pi d}{L} + \frac{1}{m\pi} \right) = \frac{2V_G - V_{\text{ds}} - V_{\text{ss}}}{2} + \frac{Q_s t_{\text{ox}}}{\varepsilon_r} + \frac{qN_A L^2}{12\varepsilon_{\text{si}}} + \frac{\varepsilon_{\text{si}} t_{\text{ox}}}{\varepsilon_r L} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{F \sigma^m}{\cosh \frac{m\pi d}{L}} \\ \sum_{m=1}^{\infty} a_m \gamma_{mn} \left( \frac{1}{\tanh \frac{n\pi t_{\text{ox}}}{L}} + \frac{\varepsilon_{\text{si}} m}{\varepsilon_r n} \tanh \frac{m\pi d}{L} \right) = \frac{\varepsilon_{\text{si}}}{\varepsilon_r n} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{F m^2 L \sigma^{m+n}}{\pi(m^2 - n^2) \cosh \frac{m\pi d}{L}} - \frac{f_n}{\tanh \frac{n\pi t_{\text{ox}}}{L}}, n = 1, 2, 3, \dots \end{cases} \quad (13)$$

$$\begin{cases} B_0 = \frac{1}{\pi t_{\text{ox}}} \sum_{m=1}^{\infty} a_m \frac{\sigma^m}{m} - \frac{qN_A L^2}{12\varepsilon_{\text{si}} t_{\text{ox}}} + \frac{V_{\text{ds}} + V_{\text{ss}} - 2V_G}{2t_{\text{ox}}} \\ B_n = \sum_{m=1}^{\infty} a_m \frac{2m\sigma^m}{\pi(m^2 - n^2) \tanh \frac{n\pi t_{\text{ox}}}{L}} + \frac{2}{L} \frac{f_n}{\tanh \frac{n\pi t_{\text{ox}}}{L}} \end{cases} \quad (14)$$

其中  $\gamma_{mn} = \frac{Lm[1 - (-1)^{m+n}]}{\pi(m^2 - n^2)}$ ,  $f_n = \frac{L}{n^2 \pi^2} (V_{\text{ds}} - V_{\text{ss}}) \cdot [(-1)^n - 1] + \frac{qN_A L^3}{2\varepsilon_{\text{si}} n^2 \pi^2} [(-1)^n + 1]$ . 编程计算式(13)求得  $a_m$ , 继而可求出其余的未知系数, 项数  $m$  和  $n$  根据误差要求确定,  $n = m - 1$ .

### 2.3 耗尽层厚度

本文讨论的源/漏结  $n^+$  区的掺杂浓度为高斯分布, 将其等效为均匀掺杂  $N_{\text{def}}$ . 根据文献[3], 用一维突

$$y_m^{(k+1)} = \frac{L}{2} - \frac{\varepsilon_{\text{si}}}{qN_A} \left[ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n\pi}{L} \left[ \frac{c_n}{\cosh \frac{n\pi d^{(k)}}{L}} + I_n^{(k)} \tanh \frac{n\pi d^{(k)}}{L} + \frac{4L}{n^2 \pi^2} \left[ \frac{V_{\text{sour}}}{W_s^2} - \frac{V_{\text{dra}}}{W_d^2} (-1)^n \right] \right] \cos \frac{n\pi y_m^{(k)}}{L} \right] - \frac{V_{\text{sour}}}{L} [1 - (d^{(k)} - X_{j1})/W_s]^2 + \frac{V_{\text{dra}}}{L} [1 - (d^{(k)} - X_{j1})/W_d]^2 \quad (17)$$

其中的

$$I_n = \frac{-2L}{n^2 \pi^2} \left[ V_{\text{sour}} \frac{d^{(k)} - W_s - X_{j1}}{W_s^2} - V_{\text{dra}} \frac{d^{(k)} - W_d - X_{j1}}{W_d^2} (-1)^n \right].$$

同理, 根据式(16b)可以写出  $d$  的迭代式

再将  $\psi_1$  和  $\psi_{11}$  代入边界衔接条件(2), 然后在正交

函数系  $\left\{ \cos \frac{n\pi y}{L}, n = 0, 1, 2, \dots \right\}$  展开, 整理得到求解  $a_m$  的线性方程组和  $B_0, B_n$  的解

变结公式表示源耗尽层在  $p$  型衬底区的宽度

$$W_{\text{sp}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_{\text{si}} N_{\text{def}} (\varphi_{bi} - V_s)}{q N_A (N_A + N_{\text{def}})}} \quad (15)$$

内建电势  $\varphi_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{N_A N_{\text{def}}}{n_i^2} \right)$ , 等效掺杂浓度  $N_{\text{def}} = N_{d0} \exp(-\lambda X_j^2)$ ,  $N_{d0}$  是源/漏结掺杂浓度峰值,  $\lambda$  为拟合参数. 漏端也可以这样表示, 当  $V_d = 0$  时,  $W_{\text{dp}} = W_{\text{sp}}$ . 因此, 得到源端 pn 结的厚度  $W_s = W_{\text{sp}} + X_j - X_{j1}$  和漏端 pn 结的厚度  $W_d = W_{\text{dp}} + X_j - X_{j1}$ .

沟道内耗尽层的电势极值点  $(d, y_m)$ , 需满足条件

$$\frac{\partial \psi_{\text{III}}}{\partial y} \Big|_{(d, y_m)} = 0 \quad (16a)$$

$$\psi_{\text{III}} \Big|_{(d, y_m)} = V_B \quad (16b)$$

可以迭代求得  $d$  和  $y_m$ . 根据式(16a),  $y_m$  的迭代式为

$$d^{(k+1)} = X_{j1} + \frac{S_d^{(k)} L + V_{\text{sour}}(L - y_m^{(k)}) + V_{\text{dra}} y_m^{(k)}}{\frac{2V_{\text{sour}}}{W_s}(L - y_m^{(k)}) + \frac{2V_{\text{dra}}}{W_d} y_m^{(k)}} \quad (18)$$

其中的

$$S_d^{(k)} = \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{c_n}{\cosh \frac{n\pi d^{(k)}}{L}} + I_n \tanh \frac{n\pi d^{(k)}}{L} + \frac{4L^2}{n^3 \pi^3} \left[ \frac{V_{\text{sour}}}{W_s^2} - \frac{V_{\text{dra}}}{W_d^2} (-1)^n \right] \right\} \sin \frac{n\pi y_m^{(k)}}{L}$$

$$- \frac{qN_A}{2\epsilon_{\text{si}}} y_m^{(k)} (L - y_m^{(k)}) + V_{\text{sour}} \left( \frac{d^{(k)} - X_{j1}}{W_s} \right)^2 \left( 1 - \frac{y_m^{(k)}}{L} \right) + V_{\text{dra}} \left( \frac{d^{(k)} - X_{j1}}{W_d} \right)^2 \frac{y_m^{(k)}}{L}$$

迭代初值的设置必须满足其物理意义,根据式(18),初值  $y_m^{(0)}$  可设为  $y_m^{(k+1)} = \frac{L}{2} - \frac{\epsilon_{\text{si}}}{qN_A} \left( \frac{V_{\text{dra}} - V_{\text{our}}}{L} \right)$ , 初值  $d^{(0)}$  则设为长沟道下的经典耗尽层厚度  $d^{(0)} = \sqrt{\frac{2\epsilon_{\text{si}}(V_G - V_B)}{qN_A} + \left( \frac{\epsilon_{\text{si}} t_{\text{ox}}}{\epsilon_r} \right)^2} - \frac{\epsilon_{\text{si}} t_{\text{ox}}}{\epsilon_r}$ . 计算流程见图 2. 迭代计算的次数取决于设定的迭代误差  $\epsilon$ , 一般迭代 4~6 次即可.

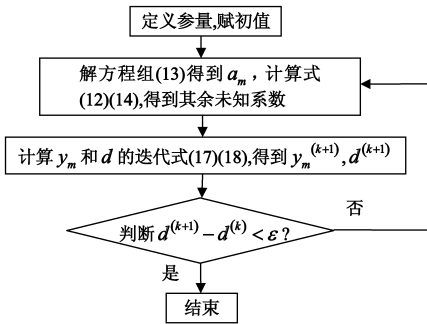


图2 耗尽层厚度迭代算法流程图

比较模型与 MEDICI 的计算量, 当外加电压  $V_{\text{gs}} = 0.1\text{V}$ ,  $V_{\text{d}} = 0.5\text{V}$  时, 设电势最大误差为  $5 \times 10^{-4}\text{V}$ , 比较结果见表一. 以  $L = 22\text{nm}$ ,  $X_j = 9\text{nm}$  为例, 模型迭代 4 次, 变量  $a_m$  取到 80 个, 时间复杂度为  $O(80)$ ; 而 MEDICI 迭代 16 次, 最后一次电势误差为  $4.3644 \times 10^{-4}\text{V}$ , 格点数取到 2555 个, 时间复杂度约为  $O(80^{1.8})$ . 因此, 模型的计算量较之数值模型有大幅度的减小.

表 1 模型和 MEDICI 计算量比较

沟长 $L$ (nm)	结深 $X_j$ (nm)	模型			MEDICI		
		变量数	迭代次数	时间复杂度	变量数	迭代次数	时间复杂度
15	5	65	4	$O(65)$	2210	16	$O(65^{1.84})$
22	9	80	5	$O(80)$	2555	16	$O(80^{1.79})$
22	15	85	5	$O(85)$	2555	18	$O(85^{1.77})$
35	15	100	5	$O(100)$	3010	21	$O(100^{1.74})$

### 2.4 亚阈值电流模型

根据文献[6], 漏电流表达式为

$$I_d = \left[ -q\mu_n \varphi_t N_A \frac{\exp(\psi_{\text{II}}(0, L)/\varphi_t) - \exp(-\psi_{\text{II}}(0, 0)/\varphi_t)}{\int_0^L \exp(-\psi_{\text{II}}(0, y)/\varphi_t) dy} \right] \delta W \quad (19)$$

其中等效耗尽层厚度  $\delta = V_{\text{th}} \sqrt{\epsilon_{\text{si}} / [2qN_A(2\varphi_t + V_{\text{gs}} - V_{\text{th}})]}$ , 由于阈值电压  $V_{\text{th}}$  为未知量, 设  $V_{\text{th}} = \eta\varphi_t$ ,  $\eta$  为适配参

数.  $W$  是器件宽度, 热电压  $\varphi_t = \frac{kT}{q}$ ,  $\mu_n$  为载流子迁移率.

将表面势  $\varphi_s = \varphi_{\text{II}}(0, y)$  的求和项用最佳平方逼近法去逼近, 这样表面势就可以化简为抛物线方程  $\varphi_s = \alpha \left( \frac{y}{L} \right)^2 + \beta \left( \frac{y}{L} \right) + \gamma$ . 再对式(19)分母中的积分运用泰勒级数展开, 可以化为泰勒式

$$\int_0^L \exp(-\psi_{\text{II}}(0, y)/\varphi_t) dy = \kappa \left\{ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)n!} \left( -\frac{\alpha}{\varphi_t} \right)^n \left[ \left( 1 + \frac{\beta}{2\alpha} \right)^{2n+1} - \left( \frac{\beta}{2\alpha} \right)^{2n+1} \right] \right\} \quad (20)$$

最后代入式(19)计算得到漏电流.

### 3 模型验证

为了验证模型的正确性, 将计算结果与 Medici<sup>[7]</sup> 模拟结果对比. 栅氧化层厚度取 2nm, 界面电荷密度  $Q_s = 1\text{e}12\text{cm}^{-2}$ .  $X_{j1}$  则有经验式  $X_{j1} = 2.3094e^{0.5205X_j}$  nm, 源、漏结中的等效掺杂浓度  $N_{\text{def}} = 7.244e^{-3} N_{\text{d0}} \exp(-0.14X_j^2) \text{cm}^{-3}$ ,  $N_{\text{d0}} = 2\text{e}20\text{cm}^{-3}$ .

图 3 是沟道长度为 22nm NMOSFET 等势线, 根据 ITRS 的报道, 结深  $X_j = 9\text{nm}$ ,  $N_A = 5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ . 外加电压  $V_{\text{gs}} = 0.1\text{V}$ ,  $V_{\text{d}} = 0.5\text{V}$ , 此时的  $X_{j1} \approx 3\text{nm}$ , 耗尽层厚度计算值为 18.817nm. 由于 DIBL 效应, 电势最小值点坐标向源极偏移. 图中氧化层和  $0 \sim X_{j1}$  区域的电势分布与 MEDICI 完全吻合,  $X_{j1} \sim d$  区域的等势线与 MEDICI 结果对比平均误差约为 3%, 这是由于模型将源/漏 pn 结沿  $x$  方向的电势等效为二阶项, 从而导致了—定的误差.

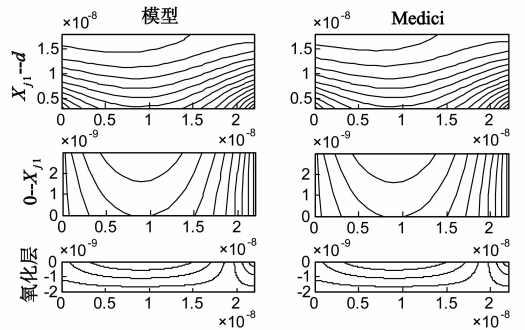


图3 22nm NMOSFET 电势分布

图 4 为三种不同沟道长度 15nm、20nm 和 24nm 的表面势, 随着沟道长度的缩短, 短沟效应越明显, 并使得模型表面势增大. 图 4 表明, 在亚阈值下模型的表面势

与 MEDICI 结果高度一致,可以用于模拟短沟效应.

图 5 是沟道长度 22nm 下表面势随  $X_j$  的变化曲线. 随着结深  $X_j$  从 4nm 增大到 12nm, 栅控耗尽层电荷减小, 表面势增大, 阈值电压随之减小. 图 5 表明, 模型精确模拟了表面电势随  $X_j$  的变化.

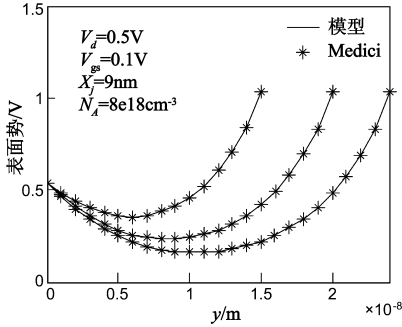


图4 不同沟道长度下的表面势

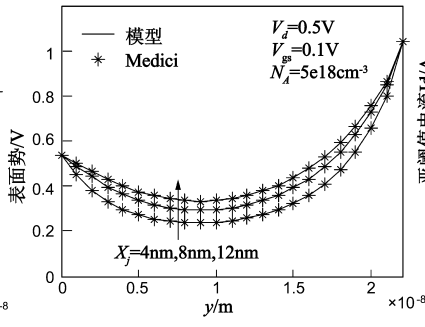


图5 22nm NMOSFET 表面电势随  $X_j$  的变化

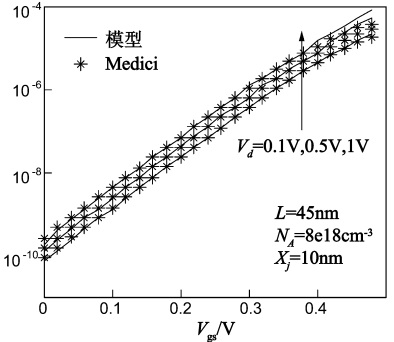


图6 亚阈值电流对数特性曲线

模型的阈值电压提取为表面势达到  $2\phi_f + V_B$  时的栅电压. 图 7 为阈值电压的对比图, (a) 图表示  $V_{th}$  随沟道长度  $L$  的变化, 图中  $L \le 26nm$  时, 短沟效应使得  $\Delta V_{th} / \Delta L$  增大至平均 26.5mV/nm. (b) 图表示阈值电压随  $X_j$  的变化,  $X_j$  增大则栅可控电荷减小, DIBL 效应越明显, 导致  $V_{th}$  减小.

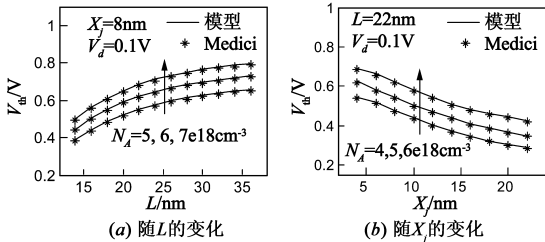


图7 阈值电压  $V_{th}$

### 4 结论

本文给出了 USJ MOSFET 器件的二维电势解析式, 并根据各区域边界衔接条件在正交函数系中的展开式, 得到一组线性方程组以求解未知量. 同时本文还提出了源/漏结耗尽层厚度、沟道内耗尽层厚度和亚阈值电流的计算模型. 通过与 MEDICI 对比发现, 在亚阈值下模型能准确模拟超浅结亚 45nm MOSFET 器件的特性.

### 参考文献

[1] ITRS. 2011 Technology Working Group Reports[OL]. <http://www.itrs.net/Links/2011ITRS/Home2011.htm>, 2012-01-20/2013-07-16.

[2] Xie Q, Xu Jnm, Yuan Taur. Review and critique of analytic models of MOSFET short-channel effects in subthreshold[J]. IEEE Trans ED, 2012, 59(6): 1569 - 1579.

图 6 提取为亚阈值电流的对数特性曲线, 适配参数  $\eta$  取 0.7,  $V_d$  等于 0.1V, 0.5V 和 1V 时, 对应的阈值电压分别为 0.4668, 0.4016V 和 0.3933V. 当  $V_{gs}$  小于阈值时, 模型和 MEDICI 结果之间的电流误差经计算小于 6%.

[3] D J Frank, Y Taur, H-S P Wong. Generalized scale length for two dimensional effects in MOSFETs[J]. IEEE ED Lett, 1998, 19(10): 385 - 387.

[4] S Baishya, A Allik, C K Sarkar. A subthreshold surface potential model for short-channel MOSFET taking into account the varying depth of channel depletion layer due to source and drain junction[J]. IEEE Trans ED, 2006, 53(3): 507 - 514.

[5] T Toyabe, S Asai. Analytical models of threshold voltage and breakdown voltage of short-channel MOSFETs derived from two-dimensional analysis[J]. IEEE Trans ED, 1979, 26(4): 453 - 461.

[6] T A Fjeldly, M Shur. Threshold voltage modeling and the subthreshold regime of operation of short-channel MOSFETs[J]. IEEE Trans ED, 1993, 40(1): 137 - 145.

[7] MEDICI version A user guide[D]. California, UC: Synopsys Company, 2007.

### 作者简介



韩名君 女, 1981 年 11 月出生, 安徽芜湖人. 现为安徽大学电子信息工程学院在读博士研究生. 研究方向为微电子学与固体电子学.

柯导明 男, 1954 年 6 月出生, 安徽合肥人. 现为安徽大学电子信息工程学院教授、博士生导师, 主要从事微电子学和集成电路等方面的研究工作.  
E-mail: kedaoming@sohu.com