

文章编号:1001-9014(2006)02-0090-05

亚 50nm 自对准双栅场效应晶体管的量子 和短沟道效应的研究

胡伟达, 陈效双, 全知觉, 周旭昌, 陆卫

(中国科学院上海技术物理研究所 红外物理国家重点实验室, 上海 200083)

摘要:采用有限元法自洽求解泊松-薛定谔方程,数值模拟了一种新型的亚 50nm N 沟道双栅 MOS 场效应晶体管的电学特性,系统阐述了尺寸参数对短沟道效应的影响规律.比较了不同尺寸参数下的亚阈值摆幅、阈值电压下跌和 DIBL 效应以及沟道跨道,获得了最佳硅鳍宽度(T_{fin})和栅极长度(L_g)参数.模拟结果与实验数据的经典数值模拟进行了比较,表明由于电子束缚效应对器件性能的影响,考虑量子效应对 FinFET 器件的性能优化尤其重要.

关键词:自对准双栅场效应晶体管;量子力学计算;短沟道效应;量子效应

中图分类号:TN302;TN386.1 **文献标识码:**A

STUDY ON QUANTUM AND SHORT-CHANNEL EFFECTS FOR SUB-50nm FINFETS

HU Wei-Da, CHEN Xiao-Shuang, QUAN Zhi-Jue, ZHOU Xu-Chang, LU Wei

(National Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics,
Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China)

Abstract: A new kind of sub-50 nm N channel double gate MOS nanotransistors was simulated by solving coupling Poisson-Schrödinger equations in a self-consistent way with a finite element method, and a systematic simulation-based study was presented on the short-channel effects. Subthreshold swing, threshold-voltage roll-off, and drain-induced barrier lowering as well as the transconductance were investigated in terms of different dimensional parameters. The optimal Si-fin thickness (T_{fin}) and the gate length (L_g) were obtained. The simulation results were compared with the experimental results in order to verify the validity of the proposed quantum mechanical approach. In order to understand the influence of electron confinement, the result of quantum mechanical simulation were also compared with that of the classical approach. Our simulation results indicate that quantum mechanical simulation is essential for the realistic optimization of the FinFET structure.

Key words: FinFETs; quantum-mechanical calculation; short-channel effect; quantum effect

引言

近年来,金属氧化物半导体场效应晶体管(即 MOSFET,简称 MOS 器件)广泛应用于数字和模拟集成电路,在红外焦平面探测器的读出电路上也有极其重要的应用,如:MOS 和 CMOS 多开关读出电路,已成为该探测器的主流读出电路^[1].随着集成电路技术遵循摩尔定律的快速发展,尺寸更小、工作速度更快、功耗更低的纳米尺寸 MOS 器件的应用越来越受到人们的重视.目前 MOS 场效应晶体管器件已经进入亚 50nm 领域.然而,当器件尺寸达到亚

50nm 时,已接近按比例缩小的极限.此时,传统的平面结构 MOSFET 将面临很多难题,如短沟道效应(SCE)将变得非常严重;另外在低阈值电压下,既要获得高的驱动电流,又要维持小的关态漏电流,这是一个严峻的挑战.最近,双门结构 MOS 场效应晶体管引起了广泛的重视,尤其在亚 50nm 尺寸 MOS 场效应晶体管方面具有的潜在应用.在多种双门 MOS 场效应晶体管器件中,绝缘层上硅(SOI)自对准双栅 MOS 场效应晶体管(A Self-Aligned Double-Gate MOSFET)器件,即所谓的 FinFET 器件,被认为是最有应用前途的纳米尺寸器件之一^[2~5].为了优化亚

收稿日期:2005-04-24,修回日期:2005-09-08

Received date: 2005-04-24, revised date: 2005-09-08

基金项目:国家重点基础研究发展规划 973(2001CB61040)、国家自然科学基金(60476040,60576068)、国家自然科学基金重点项目(60221502)和上海科学技术委员会重大基金(05DJ14003)资助项目

作者简介:胡伟达(1979-),男,安徽庐江人,博士研究生,研究方向为半导体光电子器件的计算和模拟.

50nm FinFET 器件结构,需要进行二维量子力学模拟,因为量子效应在亚 50nm 器件的电学特性中已起到主导作用^[6,7].

本文采用 SimuApsy 二维器件模拟软件,模拟了亚 50nm N 沟道 FinFET 器件的电学特性,分析了尺寸参数对器件的短沟道效应的影响. SimuApsy 软件主要采用有限元法,充分考虑了局域态的量子效应,通过自洽求解薛定谔和泊松方程进行二维数值模拟. 为了证明量子力学方法的优越性,本文比较了经典方法和量子力学方法的模拟结果. 如图 1 所示为 SimuApsy 软件二维模拟的局域态量子束缚模型^[8].

1 理论模型和器件结构

随着半导体器件尺寸的进一步缩小,进入亚微米甚至纳米尺寸,经典物理模型已不再适用,我们需要考虑量子效应. 相应的模拟方法称为量子力学理论模拟方法(简称量子方法). 常见的量子方法为自洽求解泊松和薛定谔方程,二维自洽公式如下

$$\nabla[\varepsilon(x,y)\nabla\Phi(x,y)] = -\rho(x,y), \quad (1)$$

$$\rho(x,y) = q[-n(x,y) + p(x,y) + N_D^+(x,y) - N_A^-(x,y)], \quad (2)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \psi_n(x,y)}{\partial y^2} + [\Delta E_c(x,y) + \Phi(x,y)] \psi_n(x,y) = E_n \cdot \psi_n(x,y), \quad (3)$$

其中 ε 是材料的介电函数, N_D^+ , N_A^- 分别为施主杂质和受主杂质的浓度, $p(z)$, $n(z)$ 分别为空穴和电子的浓度, $\Phi(x,y)$ 为静电势, \hbar 为约化普朗克常数. 对于通常使用的 n 型半导体结构, $N_D^+ \gg N_A^-$, $n(z) \gg p(z)$, 这样 $N_A^-(z)$ 和 $p(z)$ 在计算中可以忽略. FinFET 器件进入纳米尺寸后,器件在沟道和氧化物之间形成量子阱(如图 1 所示). 在量子阱中,杂质和电子的分布一般是不完全重合的^[9~11]. 因此,可以通过式(1)和式(3)自洽求解得到量子阱中的电子浓度

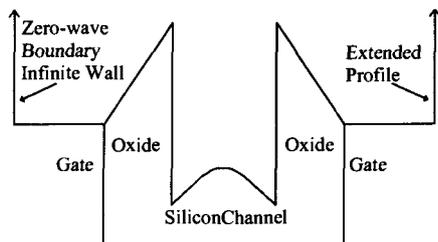


图 1 自对准双栅 MOSFET 的量子区域的导带结构模型

Fig. 1 Conduction band profile near the quantum region of an self-aligned double gate MOSFET

分布和静电势分布. 自洽计算的边界如下: 1. 泊松方程的边界条件, 在源区(Source)和漏区(Drain)处, 为欧姆接触. 采用 Dirichlet 边界条件, 即 $\Phi = V_{\text{applied}}$ 其中 V_{applied} 为外加电压; 在栅极区(Gate)处, 边界条件为: $\Phi = V_{\text{applied}} - \Phi_{\text{ms}}$, 其中 Φ_{ms} 为栅电极和 SiO_2 的功函数. 2. 薛定谔方程的边界条件, 薛定谔方程的计算采用文中图 1 的量子阱模型, 即在栅电极的一定距离处采用 Dirichlet 边界条件, $\psi = 0$. 在实际计算中, 由于本文不讨论栅电极漏电流(Gate leakage current), 考虑到便于计算收敛采用简单的边界条件, 即认为在 2 个 SiO_2/Si 的界面处: $\frac{\psi_j'}{\psi_j} = \frac{\sqrt{2m^*|E_j - E_c|}}{\hbar}$. 其中 E_j 和 ψ_j 分别表示第 j 个能量本征值和本征函数, ψ_j' 为本征函数的一阶导数.

自洽计算原理如下: 1. 假定初始的电荷分布, 由方程式(1)可以获得静电势分布 $\Phi(x,y)$. 2. 将 $\Phi(x,y)$ 代入解薛定谔式(3), 得到电子能级 E_n 和电子的波函数分布 $\psi_n(x,y)$ (n 表示第 n 个电子能级). 3. 电子能级 E_n 和电子的波函数分布 $\psi_n(x,y)$ 将决定电子浓度分布, 公式如下

$$n(x,y) = \frac{1}{\pi\eta} \sqrt{2m^* k_B T} \sum_j |\psi_j(x,y)|^2 \times F_{\frac{1}{2}} \left(\frac{E_F - E_j}{k_B T} \right), \quad (4)$$

其中 E_j 和 $\psi_j(x,y)$ 分别表示第 j 个能量本征值和本征函数. 将电子浓度 $n(x,y)$ 代入式(1), 将得到新的静电势分布 $\Phi(x,y)$. 4. 判断是否自洽, 如果不自洽, 将 2 次的静电势平均作为下一次初始静电势, 重复以上步骤直到自洽为止; 如果自洽, 则循环结束.

如图 2(a) 所示是 FinFET 器件三维结构示意图, (b) 是本文模拟所采用的 FinFET 器件二维平面结构. 由图可以看出, 沟道 Fin 位于器件中心, 是该器件的核心部分^[2,3]. 其中, 沟道掺杂为 $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. 自对准双栅生长在沟道两侧, 而顶部没有栅电极. 栅和沟道之间为绝缘层 SiO_2 , 绝缘层厚度 T_{ox} 为 2.5nm. 源和漏分别位于沟道 Fin 的两端, 并且与双栅对准.

本文分别模拟了不同沟道长度 L_g 和沟道宽度 T_{fin} FinFET 器件的 I_d-V_d 和 I_d-V_g 曲线. 为了证明模拟结果的正确性, 我们将模拟结果同文献[2]的实验数据进行对比分析.

2 模拟结果与讨论

2.1 $L_g = 30\text{nm}$ $T_{\text{fin}} = 20\text{nm}$ FinFET 的器件特性

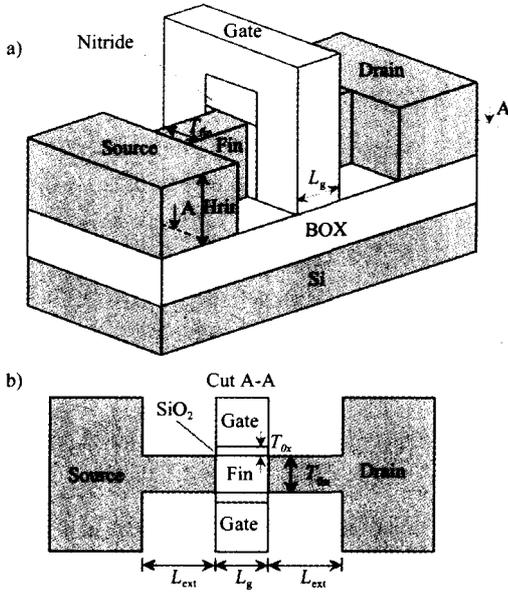


图2 (a) FinFET的三维结构 (b) 二维模拟采用的 FinFET 平面结构
 Fig.2 (a) overview of 3-D FinFET (b) the cross section of 2-D simulated FinFET under study

图3 将 $L_g = 30\text{nm}$ $T_{fin} = 20\text{nm}$ FinFET 器件在典型的门电压 V_g 下 I_d - V_d 曲线与文献[2]比较,发现模拟结果与实验数据非常吻合. 尽管 FinFET 器件的 Fin 沟道掺杂浓度非常低 ($2 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$),但在饱和区没有发现由于浮体效应引起的翘曲 (Kink) 效应. 说明该器件只有很薄的浮体结构,这正是我们期望得到的结果. 图3所示 N 沟道 FinFET 器件在 V_d 分别为 0.1 和 1.25V 时的 I_d - V_g 曲线. 由图4可以看出虽然该器件只有 30nm 沟道长度,但 DIBL 仅为 0.1 V. 由此看出由 DIBL 效应引起的本体贯穿 (Punch-through) 被纳米尺寸 Fin 沟道成功地抑制. V_d 从 0.05V 达到 1V, 阈值电压只减小了不到 0.1V,表明双栅 30nm N 沟道 FinFET 器件可以有效抑制 MOSFET 器件的短沟道效应. 计算得到的亚阈值摆幅 S 为 74.98 和 76.32 (分别在 V_d 为 0.1V 和 1.25V 时). 尽管在较低沟道掺杂浓度下,但 FinFET 器件的亚阈值电流还是受到了很好地抑制. 由于漏电流是纳米尺寸半导体器件的主要参数,尤其对于亚 50nm FinFET 器件. 所以准确模拟 FinFET 器件的亚阈值漏电流非常重要. 在模拟中,亚阈值漏电流的模型^[8]为

$$I_{leakae} = I_d \cdot L_{eff} \cdot \alpha_I$$

$$\cong I_d \cdot L_{eff} \cdot \alpha_0 \cdot \exp\left[\frac{-E_0}{E}\right], \quad (5)$$

$$I_d = q \cdot W \cdot n_{ch} \cdot v_{eff}, \quad (6)$$

其中, E_0 为参考电场, W 为栅极宽度, v_{eff} 为有效迁移

速度. FinFET 器件的亚阈值漏电流可以通过优化沟道载流子浓度 (n_{ch})、有效沟道长度 ($L_{eff} = L_{channel} - L_{ext}$, 如图2所示)、沟道电场 (E) 等参数而获得最小值.

2.2 FinFET 器件的短沟道效应 (SCE)

图5~图7对不同沟道长度 L_g 和沟道宽度 T_{fin} 的亚 50nm N 沟道 FinFETs 的短沟道效应作了对比. 其中图5所示为 FinFETs 的阈值电压下跌 (V_{th} roll-off) 曲线,采用线性外推法提取了 FinFETs 的阈值电压 V_T ,其纵坐标 $\Delta V_T = |V_{T(L_g=100\text{nm})} - V_{T(L_g)}|$. T_{fin} 不变时,随着沟道长度 L_g 的变短阈值电压下降幅度逐渐增大. 由图可以看出, $T_{fin} \geq 20\text{nm}$ 、 $L_g \leq 20\text{nm}$ 时 FinFETs 具有较强的短沟道效应. $T_{fin} = 10\text{nm}$ 时 ΔV_T 只减小了不到 0.3V,表明随着 Fin 沟道宽度的进一步减小,FinFETs 的短沟道效应受到很好地抑制. 这

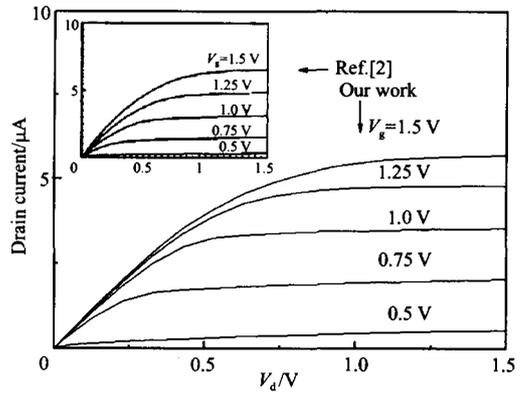


图3 N 沟道 FinFETs 的 I_d - V_d 曲线,其中 $L_g = 30\text{nm}$, $T_{fin} = 20\text{nm}$, $V_g = 0.5 \sim 1.5\text{V}$
 Fig.3 Plot showing $I_d - V_d$ curves for N-channel FinFETs at $L_g = 30\text{nm}$, $T_{fin} = 20\text{nm}$, $V_g = 0.5 \sim 1.5\text{V}$

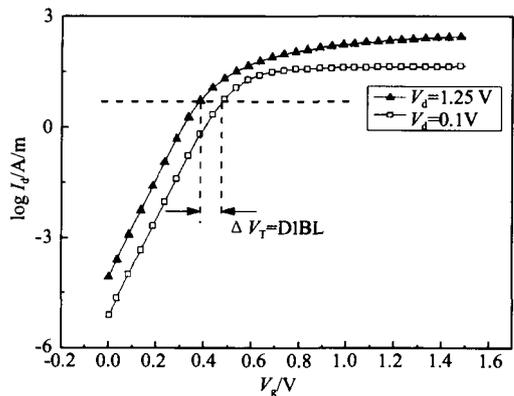


图4 N 沟道 FinFETs 的 I_d - V_g 曲线,其中 $L_g = 30\text{nm}$, $T_{fin} = 20\text{nm}$, $V_d = 0.1, 1.25\text{V}$
 Fig.4 Plot showing $I_d - V_g$ curves for N-channel FinFETs at $L_g = 30\text{nm}$, $T_{fin} = 20\text{nm}$ at $V_d = 0.1, 1.25\text{V}$

是由于 Fin 沟道宽度 T_{fin} 的增大导致双栅栅极电压对沟道的控制减弱而引起的。

图 6 所示为 FinFETs 的亚阈值摆幅,亚阈值摆幅 S 随着沟道长度 L_g 的增大而减小,当 $L_g \geq 30\text{nm}$ 时,FinFETs 的亚阈值摆幅 S 比较接近 MOS 器件的理想 S 值 60mV/decade . 相同沟道长度 L_g 下,FinFETs 的亚阈值摆幅 S 随沟道宽度 T_{fin} 的减小而减小,这是由于沟道宽度 T_{fin} 的减小引起 Fin 沟道耗尽层电容减小,从而导致 FinFETs 的亚阈值摆幅 S 减小. 此外,在 $L_g = 10\text{nm}$ 时,FinFETs 具有非常大的亚阈值摆幅(超出了图 6 的尺度范围而未标出),这是由于短沟道长度 L_g 下 $T_{fin} \geq 20\text{nm}$ FinFETs 具有很强的短沟道效应. 图 7 所示为 FinFETs 的 DIBL 效应,与图 6 具有相似的结果,DIBL 效应随沟道宽度 T_{fin} 的减小而减小,随沟道长度 L_g 的减小而增大。

由图 5 ~ 图 7 可以看出,FinFETs 由于受到双门电压对 Fin 沟道强的电势作用,短沟道效应获得了很好地抑制,亚阈值特性变好. 可以通过改变沟道宽度 T_{fin} ,来控制 MOSFET 的短沟道效应,从而优化 MOSFET 器件. 沟道宽度 T_{fin} 小于沟道长度 L_g 时 FinFETs 可以很好地抑制器件的短沟道效应。

本文分别计算了 $T_{fin} = 30\text{nm}$ $L_g = 30\text{nm}$ 、 $T_{fin} = 20\text{nm}$ $L_g = 30\text{nm}$ 和 $T_{fin} = 10\text{nm}$ $L_g = 30\text{nm}$ 的跨导 G_m , $G_{m,max}$ 为最大跨导值,分别为 $G_{m,max}(T_{fin} = 20\text{nm}) = 360\text{s/m}$ 、 $G_{m,max}(T_{fin} = 20\text{nm}) = 309\text{s/m}$ 和 $G_{m,max}(T_{fin} = 10\text{nm}) = 210\text{s/m}$. 即随着 Fin 沟道宽度的减小,器件的跨导也将减小. 这是因为随着 Fin 沟道宽度的减小,源和漏外延(source and drain extension)的串联电阻增加,而导致器件的跨导降低. 因此,短沟道效应和串联电

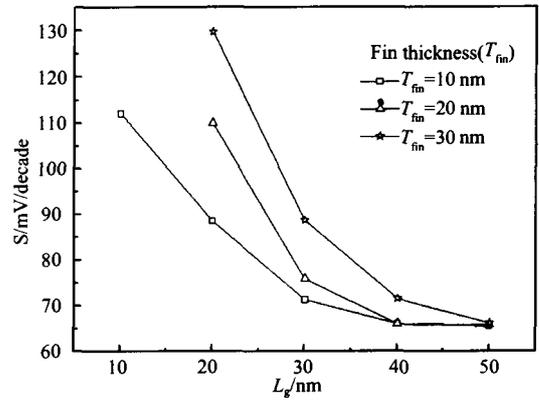


图 6 N 沟道 FinFETs 的亚阈值摆幅随 L_g 和 T_{fin} 的变化,其中 $V_d = 1.5\text{V}$

Fig. 6 Subthreshold swing of n-channel FinFETs in terms of L_g for different T_{fin} at $V_d = 1.5\text{V}$

阻存在一个平衡,结合 FinFETs 的 ΔV_t 、 S 、DIBL 和 G_m 可以获得器件的最佳 L_g 和 T_{fin} . 沟道掺杂浓度为 $2 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$ 时,最佳 L_g 和 T_{fin} 分别为 30nm 和 20nm .

2.3 FinFET 器件模拟的量子 and 经典方法的比较

实验模拟采用量子方法,即薛定谔方程和泊松方程自洽求解法. 图 9 的插图分别列出了采用量子 and 经典方法得到的 Fin 沟道截面的电子浓度,其中 $V_g = 1.25\text{V}$ $V_d = 1.5\text{V}$. 可以看出在 Fin 沟道截面方向上,与经典方法相比较,量子方法得到的电子浓度峰值偏离 Si/SiO₂ 表面. Si/SiO₂ 表面排斥电子现象的根本原因是反型层中的载流子在量子束缚区域(图 1 所示)量子化后,分别占据在各子带中呈现波动分布. 如图 9 所示,随着栅极电压的增大,电子浓度的峰值逐渐靠近氧化层截面,即栅极对沟道控制

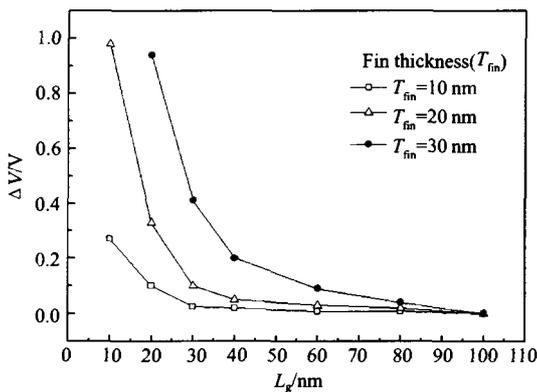


图 5 亚 50nm N 沟道 FinFETs 的阈值电压下跌随 L_g 和 T_{fin} 的变化,其中 $V_d = 1.5\text{V}$

Fig. 5 V_t roll-off of sub 50nm N-channel FinFETs in terms of L_g for different T_{fin} at $V_d = 1.5\text{V}$

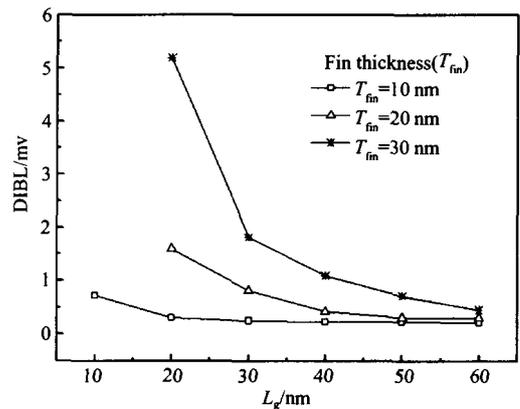


图 7 N 沟道 FinFETs 的 DIBL 效应随 L_g 和 T_{fin} 的变化,其中 $V_d = 1.5\text{V}$

Fig. 7 DIBL characteristics of N-channel FinFETs in terms of L_g for different T_{fin} at $V_d = 1.5\text{V}$

逐渐加强. 如图 8 所示, 对比了采用量子方法和经典不同方法下的 I_d - V_d 曲线, 结果表明采用量子方法获得的结果比经典结果小 6%. 根本原因是对于亚 50nm MOS 器件, 量子约束效应非常明显, 经典方法已不能完全准确描述量子阱中电子浓度分布. 模拟结果表明量子方法对模拟纳米器件非常重要.

3 结语

MOSFET 器件进入超深亚微米以后, 短沟道效应变得越来越显著, 亚 50nm N 沟道 FinFETs 由于受到自对准双栅对 Fin 沟道的强电场作用, 短沟道效

应受到了很好地抑制, 亚阈值特性变好, 为器件尺寸的进一步缩小奠定了基础. 可以通过改变沟道宽度 T_{fin} 和沟道长度 L_g 来控制 MOSFET 的短沟道效应, 从而优化 MOS 器件. 沟道宽度 T_{fin} 小于沟道长度 L_g 时 FinFETs 可以很好地抑制器件的短沟道效应. 当沟道掺杂浓度为 $2 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 时, FinFETs 的最佳 L_g 和 T_{fin} 分别为 30nm 和 20nm. 模拟结果表明量子方法对模拟纳米 FinFETs 非常重要.

致谢 本文的器件模拟采用了 SimuApsy 软件, 得到了 Simon Li、Meng Yang 和 Zhisheng Piao 等博士的技术支持, 在此表示衷心的感谢.

REFERENCES

- [1] Hsieh C, Wu C, Jih F, et al. Focal-plane-arrays and CMOS readout techniques of infrared imaging systems [J]. *IEEE Trans. Circuits and Systems for Video Technology*, 1997, 7(4): 594—605.
- [2] Hisamoto D, Lee W C, Kedzierski J, et al. FinFET—a self-aligned double-gate MOSFET scalable to 20 nm [J]. *IEEE Trans. Elec. Dev.*, 2000, 47(12): 2320—2325.
- [3] Huang X, Lee W C, Kuo C, et al. Sub-50 nm P-channel FinFET [J]. *IEEE Trans. Elec. Dev.*, 2001, 48(5): 880—886.
- [4] Svizhenko A, Anantram MP, Govindanet TR, et al. Two dimensional quantum mechanical modeling of nanotransistors [J]. *J. Appl. Phys.*, 2002, 91(4): 2343—2354.
- [5] Choi Y K, King T J, Hu C. Nanoscale CMOS spacer FinFET for the terabit era [J]. *IEEE Trans. Elec. Dev.*, 2002, 23(1): 25—7.
- [6] Pei G, Kedzierski J, Oldiges P, et al. FinFET design considerations based on 3-D simulation and analytical modeling [J]. *IEEE Trans. Electron Devices*, 2002, 49(8): 1411—1419.
- [7] Kedzierski J, Meikei Jeong, Edward Nowak, et al. Extension and source/drain design for high-performance FinFET devices [J]. *IEEE Trans. Elec. Dev.*, 2003, 50(4): 952—958.
- [8] Simon Li. *Apsys User's Manual* [M]. Canada: Crosslight Software Inc. Press, 2004, 153—155.
- [9] SUN Li-Zhong, CHEN Xiao-Shuang, GUO Xu-Guang, et al. First principles calculation of the band structure of CdTe and HgTe [J]. *J. Infrared Millim. Waves* (孙立忠, 陈效双, 郭旭光, 等. CdTe 和 HgTe 能带结构的第一性原理计算. *红外与毫米波学报*), 2004, 23(4): 271—275.
- [10] SHU Xiao-Zhou, WU Yan-Rui, CHEN Xiao-Shuang, et al. Finite difference time domain modeling of grating-coupled quantum well infrared photodetector [J]. *J. Infrared Millim. Waves* (疏小舟, 吴砚瑞, 陈效双, 等. 时域有限差分法模拟量子阱红外探测器光栅的光耦合. *红外与毫米波学报*), 2004, 23(6): 401—405.
- [11] XU Jing, CHEN Xiao-Shuang, ZHOU Mei, et al. Photonic crystals finite different time domain method density of state transmission spectra [J]. *J. Infrared Millim. Waves* (徐靖, 陈效双, 周梅, 等. 二维正方形复式晶胞光子晶体的光子特性研究. *红外与毫米波学报*), 2005, 24(4): 241—244.

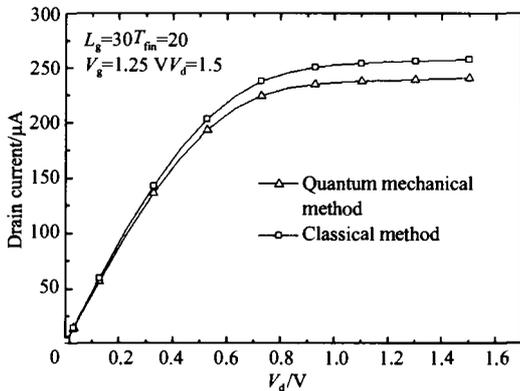


图 8 采用量子和经典不同方法 Fin 沟道截面的 I_d - V_d 曲线, 其中 $V_g = 1.25\text{V}$, $V_d = 1.5\text{V}$

Fig. 8 Comparison of I_d - V_d curves at $V_g = 1.25\text{V}$, $V_d = 1.5\text{V}$ for a cut through the Si channel with classical method and quantum mechanical method

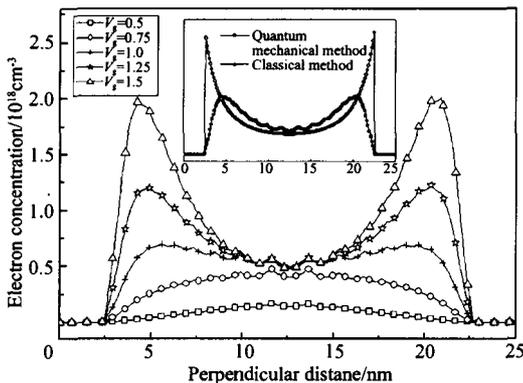


图 9 采用量子方法 Fin 沟道截面的电子浓度, 其中 $L_g = 30\text{nm}$, $T_{fin} = 20\text{nm}$, $V_d = 0.1\text{V}$, $V_g = 0.5 \sim 1.5\text{V}$. 插图为量子方法和经典方法的电子浓度比较

Fig. 9 Cross section of the QM electron concentration for $L_g = 30\text{nm}$, $T_{fin} = 20\text{nm}$, and $V_d = 0.1\text{V}$ at $V_g = 0.5 \sim 1.5\text{V}$. Inset is comparison of the classical and QM electron density