

适用于深亚微米 NMOSFET ESD 效应的 非本地传输模型^{*}

朱志炜 郝 跃 张金凤 方建平 刘红侠

(西安电子科技大学微电子学院, 宽禁带半导体材料与器件教育部重点实验室, 西安 710071)

(2006 年 1 月 5 日收到, 2006 年 3 月 12 日收到修改稿)

分析了深亚微米 NMOSFET 在 ESD 应力下的非本地传输特性, 分析说明了速度过冲效应可以增大漏端电流, 改变器件特性. NMOSFET 能量弛豫时间与器件中该点的电场、载流子速度和载流子能量密切相关, 从而不能再近似为一个常数. 利用蒙特卡罗仿真方法得到电子能量弛豫时间和电子高场迁移率与电子能量的关系表达式, 并使用上述模型进行了 ESD 器件仿真, 与实验结果的对比显示, 使用该能量弛豫时间模型和高场迁移率模型可以得到准确的器件 $I-V$ 曲线.

关键词: 静电放电, 速度过冲, 能量弛豫时间

PACC: 5100, 7220J, 7200

1. 引 言

ESD(静电放电)是一个瞬态的过程, 典型的 ESD 放电周期大约为 150—200ns, 同时伴随着大量的能量耗散, 它是引起超大规模集成电路(VLSI)失效的主要机理之一. 随着工艺线宽的缩小, 流片费用越来越高, 而同时 ESD 损伤的物理机理也更加复杂, 传统的试验—修改的片内 ESD 保护电路设计方法成功率越来越低, 需要更多的设计重复才能成功, 造成设计的成本过高. 这种情况下 ESD 保护电路的仿真设计方法地位越来越重要^[1, 2], 这就需要准确的 ESD 模型描述深亚微米器件在 ESD 应力下的物理过程^[3], 从而提高仿真设计的成品率和准确性. 随着 MOS 晶体管尺寸进入深亚微米范围, 传统的漂移-扩散传输模型无法准确地描述器件特性, 因此必须使用能量平衡传输模型描述深亚微米器件中载流子的非本地传输. 本文对能量平衡模型的关键参数——能量弛豫时间进行了分析和研究, 引入了速度过冲的影响, 根据蒙特卡罗仿真得到与电子能量相关的电子能量弛豫时间和高场电子迁移率的参数模型. 最后使用新参数模型进行了器件仿真, 和实验结果的对比看出, 新的模型可以更好的描述 ESD 应力下深亚微米器件的非本地传输.

2. 非本地传输和能量弛豫时间

2.1. 速度过冲

对于深亚微米 MOS 器件, 如果器件内部存在快速变化的强电场(电场的空间变化足够快), 载流子通过强场区时, 不能在其中各点建立起和各点电场相对应的稳态分布, 这时载流子的输运性质不仅和本地的电场相关, 而且还和它的历史有关, 这就是载流子的非本地传输. 非本地传输的典型表现就是速度过冲^[4]. 对于给定电场变化, 载流子由一个平均能量变化到另一个平均能量稳定值(对应于新的分布)需要一定的时间, 可以粗略的称之为能量弛豫时间. 由于动量弛豫时间通常小于能量弛豫时间, 完成瞬变所需时间为能量弛豫时间量级. 在瞬变初始阶段, 载流子的较低的平均能量对应着较长的动量弛豫时间, 载流子可获得很高的漂移速度, 这个速度可以大于载流子的饱和速度. 以后随着载流子平均能量的提高, 更有效的散射机理(光学声子形变势散射、碰撞离子散射等机理)起作用, 这使得动量弛豫时间下降, 于是漂移速度在达到峰值以后逐渐下降, 最后达到稳定分布相对应的稳定值——该电场下的漂移速度. 这个过程就是速度过冲. 在 MOS 器件内, 当电子

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 60376024)资助的课题.

由弱电场区进入突然上升的强电场区时,电场将快速变化,上述在时间过程中表现出来的速度过冲将在载流子所流经的空间中表现出来,在某空间范围内载流子的平均速度将可显著超过当地电场所对应的稳定值。可见当电子渡越强场区的时间为能量弛豫时间量级时,其表现将和由本地传输所描述的有重要的区别,此时的传输过程即为非本地传输,它对器件特性将产生很大影响。对于深亚微米器件,其内部电场较强,变化很快,速度过冲可导致深亚微米 MOSFET 漏电流变大^[5],跨导明显增加。

图 1 是使用漂移-扩散(DD model)模型仿真和使用 HP4156B 测量的 0.13 μm 标准 CMOS 工艺 LDD NMOSFET 跨导随沟道长度 L 的变化曲线(测量条件漏压 $V_d = V_g = 1.2\text{V}$,源端电压 $V_s = V_{\text{sub}} = 0$)。使用漂移-扩散模型仿真的结果表明,当 NMOSFET 沟道长度缩小时,沟道电阻 R_c 的减小和短沟道效应会造成跨导的增大,而从图中测量的跨导曲线可以看到,当器件尺寸减小时跨导不断变大,在沟长很小时,变化的幅度要远大于漂移-扩散模型仿真的值。过去的研究发现,速度过冲可以造成小尺寸 MOSFET 电子有效速度变大,使得跨导明显增加^[6-8]。测量的结果表明, MOS 器件尺寸减小到深亚微米时,速度过冲造成实际跨导比仿真结果大很多,此时漂移-扩散模型不再适用(由于硅是多谷半导体,即使最低能谷的电子也要经受很强的散射,所以此处未考虑弹道输运)。

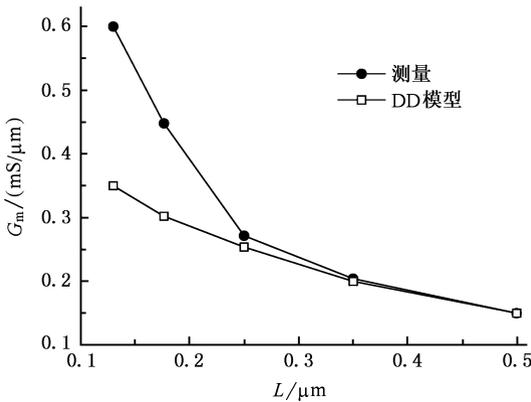


图 1 跨导随不同沟道长度 L 的变化

可以这样理解漂移-扩散模型仿真和测量的跨导的不一致:在所加的强电场下,电子的分布将从初始时刻的平衡分布过渡到一个新的和电场相对应的稳定分布。与此对应,电子的平均能量会由初始值过渡到一个新的稳定值。器件尺寸很小时,电场在沟道

长度上变化很快,当电子渡越强场区的时间量级与能量弛豫时间相当或小于能量弛豫时间时,电子无法达到与新电场对应的平衡态分布,其电子能量(或电子温度)小于与电场对应的能量(电子温度),这使得由电子温度决定的电子迁移率^[7,9]大于与电场对应的迁移率,因而造成了跨导增大。

由于漂移-扩散模型不能描述由于速度过冲而发生的非本地传输(造成 MOS 器件漏电流、跨导、截止频率增大),因此对深亚微米器件进行建模时,必须使用能量平衡传输模型描述非本地传输和速度过冲效应的影响。研究使用的仿真平台是 Silvaco 公司的器件仿真器 Atlas,仿真器使用以下的能量平衡方程描述非本地传输中有效迁移率、电场和载流子温度(或能量)的关系,用下式表示^[8,9]:

$$q\mu_{\text{eff}(n,p)}E_{\text{eff}}^2 = \frac{3}{2}k\frac{T_{(n,p)} - T_L}{\tau_{\epsilon(n,p)}}, \quad (1)$$

式中 $\mu_{\text{eff}(n,p)}$ 分别是电子和空穴的有效迁移率,它是电子/空穴能量的函数; E_{eff} 是有效电场。式中等号左侧为载流子单位时间由电场获得的能量(它的物理意义可粗略表示为 $FS = Fv_d t = qEv_d = q\mu E^2$, F 为电场对载流子作用力, S 为载流子在作用力下的位移, v_d 为载流子漂移速度),右侧是通过碰撞失去的能量。能量平衡方程使用载流子温度来描述载流子能量, $T_{(n,p)}$ 分别是电子和空穴的温度,平均载流子能量近似表示为

$$\epsilon_{(n,p)} \approx \frac{3}{2}kT_{(n,p)}. \quad (2)$$

在能量平衡方程中有一个重要的参量:电子/空穴的能量弛豫时间 $\tau_{\epsilon(n,p)}$,它确定了载流子能量交换的时常数。本文研究对象为栅接地的 NMOSFET,因此研究中忽略空穴能量平衡方程,只考虑电子能量平衡方程,假定空穴温度等于晶格温度。这样(1)式中只有与电子相关的量,以下电子能量弛豫时间都表示为 τ_{ϵ} 。从本节分析可知,能量弛豫时间用于评估载流子的非本地传输,是一个非常重要的参量。电子能量弛豫时间与具体的散射机理密切相关,电子的能量不同,其主要散射机理也不一样,因此电子能量弛豫时间依赖于平均电子能量,是平均电子能量的函数^[7,8]。它的值越精确,模型结果就越准确。因为它是一个不可通过实验测量的值,为便于计算,在过去的研究中对较大尺寸器件的常规工作区仿真通常都取电子能量弛豫时间为一个常数经验值^[10],并取得了较好的结果。由于 ESD 应力下深亚微米栅

接地 NMOSFET 器件内部电场的变化很快,器件内的传输过程是典型的非本地传输,在传输中电子能量的变化较大,而能量弛豫时间是电子平均能量的函数,电子能量弛豫时间也有着较大改变,因此这种近似方法在深亚微米 MOS 器件 ESD 仿真中会带来较大的误差.

2.2. 能量弛豫时间模型

为了说明电子能量弛豫时间对器件特性的影响,本文使用 Atlas 对不同的电子能量弛豫时间进行了 ESD 应力下的器件仿真,仿真的器件为 $0.13\mu\text{m}$ 标准 CMOS 工艺 LDD NMOSFET, $W/L = 360\mu\text{m}/0.13\mu\text{m}$, 栅氧化层厚度 8nm . 图 2 是仿真的电子碰撞离化率 α_n 随漏电流 I_d 的变化曲线,图 3 是器件 Snapback (MOSFET 一次击穿和二次击穿之间的区域) I_d-V_d 曲线. 图 2 中电子碰撞离化率的峰值处即为一次触发点,此时 α_n 最大. 电子能量弛豫时间越大,单位时间电子与系统交换能量的速度越慢,自电场中获得的能量越少,单位时间达到碰撞离化阈值的载流子越少, α_n 就越小. 一次击穿之后当漏电流继续增大时, MOSFET 进入 Snapback 击穿区,此时 MOSFET 中寄生双极晶体管 (BJT) 处于自偏置导通状态,不再需要漏衬结雪崩击穿产生衬底偏压激活 BJT 的导通,因此 α_n 会下降^[11]. 与之对应,图 3 中能量弛豫时间越小,电子与系统交换能量的速度越快,单位时间中电子从电场获得的能量变大,这样在同一电场强度下电子达到碰撞离化阈值能量的时间更快,雪崩击穿将更快发生,一次触发电压 (V_{t1}) 随能量弛豫时间的减小而减小. 在一次触发点之后,寄生 BJT 开始导通,此时能量弛豫时间越小, α_n 越大,空穴基极电流 (衬底电流) 就越大,寄生 BJT 导通得越快. 对于工作在放大区的寄生 BJT,基极电流变大会导致集电极电流 (漏极电流) 增大,由于寄生 BJT 的基区电导调制效应,基区 (MOS 管衬底) 电阻率下降,引起 V_{ce} (寄生 BJT 的集电极、发射极电势差,即 MOSFET 源漏电压降) 下降,即保持电压 (V_n) 变小 (见图 3).

由以上分析可以看到:使用能量平衡方程对栅接地 NMOSFET 进行 ESD 器件仿真时,不同能量弛豫时间的仿真结果相差是比较大的,因此在仿真中必须有一个精确的能量弛豫时间模型,可以很好地反映非本地传输中的器件特性,得到比较好的仿真结果. 对于电子能量弛豫时间已经有很多的模

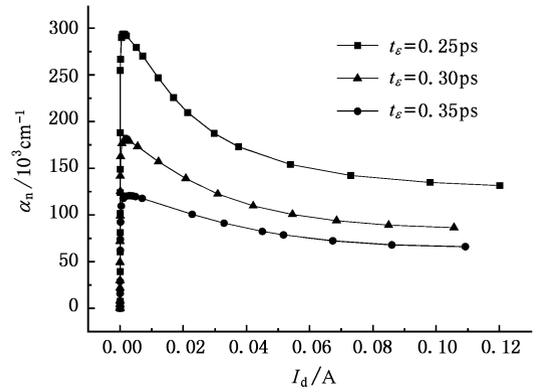


图 2 电子碰撞离化率随漏电流的变化

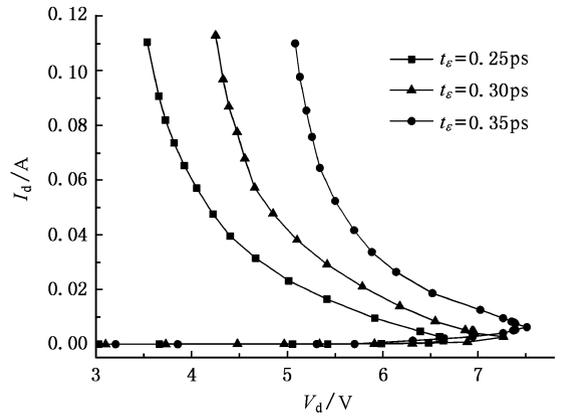


图 3 不同电子能量弛豫时间的 I_d-V_d 曲线

型^[12],但是这些模型要么过于复杂,要么有不确定的参数,需要复杂的参数校准过程,无法进行准确地计算. 电子能量弛豫时间是电子能量弛豫过程的时常数,是电子能量的函数,蒙特卡罗仿真方法考虑了非本地传输中的各种散射效应,可以比较准确的得到电子速度-电场关系和电子能量-电场关系,因此只需找到电子能量弛豫时间与电子漂移速度、平均电子能量及电场强度的关系式,把蒙特卡罗仿真的电子速度-电场关系和平均电子能量-电场的关系代入其中即可求得能量弛豫时间关于电子平均能量的关系式.

玻尔兹曼方程包含了电场、电子平均速度和平均能量等参数的影响,从中可以导出所需的能量弛豫时间表达式. 把玻尔兹曼方程等号两边乘以电子能量再对动量空间积分,可以得到如下的能量平衡方程^[13]:

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \nu_d \cdot \nabla \epsilon = q \nu_d \cdot E - \frac{1}{n} \nabla \cdot (nkT_n \cdot \nu_d) - \frac{1}{n} \nabla \cdot Q + \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial t} \right)_c, \quad (3)$$

式中 ϵ 为平均电子能量, E 为外加电场, ν_d 为电子漂移速度, T_n 是电子温度, n 是电子浓度, Q 是热流矢量, $Q = -\kappa_e \nabla T_n$, κ_e 为电子热导率. 上式中等号左侧为电子流方向上电子能量密度总的变化率, 右侧第一、二、三项分别是电场加速、电子气形变势、电子热导引起的电子能量密度的变化, 最后一项为散射项, 是一个对散射概率的积分, 它代表了散射引起的能量密度的变化. 散射项可用弛豫时间近似进行求解, 由弛豫时间近似^[8]可得到如下表达式:

$$\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial t}\right)_c = -\frac{\epsilon - \epsilon_0}{\tau_\epsilon}, \quad (4)$$

上式表示一种弛豫过程, 表明如果将外场取消, 散射作用可以使非平衡分布逐渐恢复到平衡分布. 式中 ϵ_0 表示平衡时的平均电子能量, τ_ϵ 即是电子能量弛豫时间, 它描述了能量弛豫过程的时间常数. 弛豫时间近似引入了能量弛豫时间评估碰撞项的大小, 简化了能量平衡传输方程的求解过程, 可容易的得到方程的近似解. 在弛豫时间近似条件下, 能量平衡方程的形式为

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \nu_d \cdot \nabla \epsilon = q\nu_d \cdot E - \frac{1}{n} \nabla \cdot (nkT_n \cdot \nu_d) - \frac{1}{n} \nabla \cdot Q - \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\tau_\epsilon}. \quad (5)$$

对于均匀半导体在稳态下的情形, 器件内部电场稳定, 电子温度梯度恒定^[7], 器件内单位体积热流矢量的通量为 0, 即热流矢量的散度为零, 这样 $\frac{1}{n} \nabla \cdot Q = 0$, 消去式中的空间关系项可得到

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} = q\nu_d \cdot E - \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\tau_\epsilon}. \quad (6)$$

系统平衡时 (6) 式左边为零, 这样就得到稳态情况电子能量弛豫时间的表达式

$$\tau_\epsilon = \frac{\epsilon - \epsilon_0}{qE\nu_d}. \quad (7)$$

有了上述表达式, 即可使用蒙特卡罗仿真得到电子能量弛豫时间关于平均电子能量的表达式.

3. 蒙特卡罗仿真及结果分析

3.1. 蒙特卡罗仿真散射模型

在 Si 中, 最低的导带能谷是六个 Δ 形谷, 它们是各向异性的, 在准确的输运性质的模拟中, 原则上应将 k 空间不同方向的 Δ 形谷进行独立处理, 即各

等能谷等能面椭球具有自己的主轴取向, 更认真的处理还应考虑这组能谷的非抛物性. 不等价的 L 形谷和 Δ 形谷相距很远 (能量间距约为 1.5eV), 因此 L 形谷通常被略去. 仿真中采用简化的能带模型, 把六个 Δ 形谷看成是相同的、具有旋转椭球等能面的非抛物性谷, 电子在各谷中的运动遵守相同的规律, 因此实际上可以将它们看作一个能谷, 多谷模型只体现在等价谷间散射上. 由于强电场下输运性质各向异性并不显著, 这种简化模型通常能够得出合理的结果. 等价诸能谷中的各个谷相对晶体主轴可有不同取向, 在椭球纵轴指向 x 方向的椭球主轴坐标系中, 可借助于纵向和横向有效质量 m_l 和 m_t 对能量-波矢 ($\epsilon-k$) 关系^[8]做如下描述:

$$\epsilon = \frac{\hbar}{2} \left(\frac{k_x^2}{m_l} + \frac{k_y^2}{m_t} + \frac{k_z^2}{m_t} \right), \quad (8)$$

k_x, k_y, k_z 分别为 x, y, z 轴方向的波矢分量. 有效质量各向异性对于自由飞行和散射的处理都会带来困难, 必须进行 Herring-Vogt 变换将等能面为椭球的 k 空间变为等能面为球形的 κ 空间:

$$\kappa = Tk, \quad (9)$$

式中 T 代表 Herring-Vogt 变换矩阵. 在文中的蒙特卡罗计算中, 根据具体情况, 散射机理选用了非极性光学声子散射、声学声子散射、等价谷间散射^[14], 考虑到 ESD 应力下器件的击穿是由于漏端雪崩击穿造成的, 还需要加入碰撞离化效应引起的散射机理. 碰撞离化可以导致电子的动量弛豫, 而且由于它伴随着电子-空穴对的产生, 是一种有效的能量损失机理, 对输运性质可以产生影响, 因此把碰撞离化处理为一种散射机理 (非弹性散射) 进行蒙特卡罗仿真. 在高能量区, 计入碰撞离化会导致较低的平均电子能量. 碰撞离化散射率是发生碰撞离化散射的频率, 即单位时间内发生碰撞离化散射的平均次数, 通常采用以下经验公式进行计算^[15]:

$$u(\epsilon) = \begin{cases} 0, & \epsilon \leq \epsilon_{th} \\ w_{op}(\epsilon_{th}) P \left(\frac{\epsilon - \epsilon_{th}}{\epsilon_{th}} \right)^2, & \epsilon > \epsilon_{th} \end{cases}, \quad (10)$$

ϵ 为电子能量, ϵ_{th} 是碰撞离化的阈值能量, $w_{op}(\epsilon_{th})$ 为 ϵ_{th} 处包含所有散射机理的总的散射率, P 为一无量纲的常量, P 和 ϵ_{th} 可通过拟和实验得到的 ν_d-E 曲线和 α_n-E 曲线适当选择, 本文取文献 [15] 中的 Si 材料的参数值: $\epsilon_{th} = 1.2\text{eV}$, $P = 0.01$.

3.2. 蒙特卡罗仿真结果及分析

根据上节散射模型进行蒙特卡罗仿真, 图 4、图

5 分别为仿真的电子漂移速度和平均电子能量随时

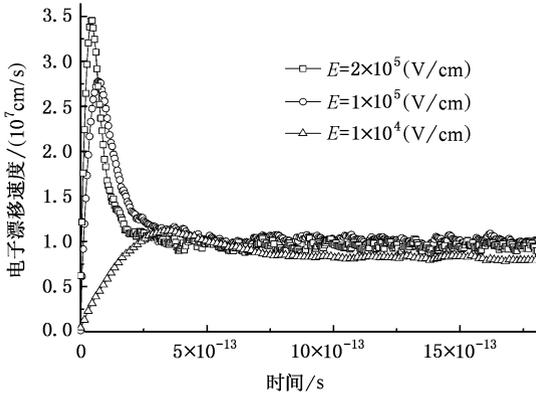


图 4 电子漂移速度随时间的变化

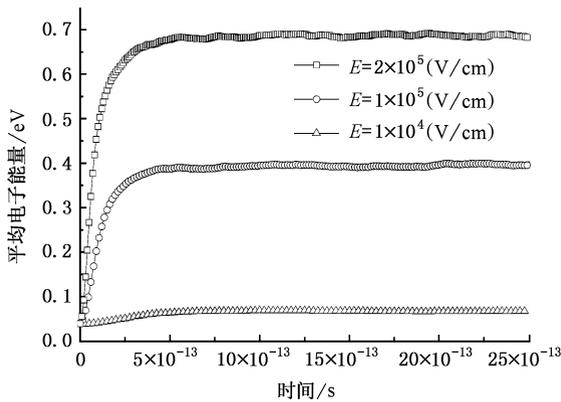


图 5 平均电子能量随时间的变化

间的变化曲线,图 6 和图 7 分别为电子能量弛豫时间和电子有效高场迁移率随平均电子能量的变化曲线.从图 4 中可以看出,当电子刚进入电场时,会发生速度过冲,然后电子漂移速度会随时间增加而减小,逐渐回落到稳定值,这个值就是电子的饱和漂移速度.图中显示,速度峰值位于电子刚进入电场的阶段,电场越强,速度峰值越大,速度的瞬变过程完成的越快.由于 Si 中存在着较强的谷间散射,速度过冲在较短的时间内发生($< 1\text{ps}$).在器件中,当电子突然进入快速增大的强电场区时,速度过冲将在载流子所流经的空间中表现出来,假定电子速度 V_{drift} 为 $3 \times 10^7 \text{cm/s}$,速度过冲时间 t_0 为 0.5ps ,则只有在尺寸为 $V_{\text{drift}} \times t_0 = 0.15\mu\text{m}$ 的范围内存在较大变化的强场时,速度过冲对器件特性的影响才比较显著,传输才是非本地性质的.本文中器件($L = 0.13\mu\text{m}$) 在 ESD 应力情况下则具备了速度过冲影响显著的条件:1)快速变化的电场;2)足够短的器件沟道长度($L = 0.13\mu\text{m}$)是典型的非本地传输.而(1)式中的

电子能量弛豫时间和电子强场有效迁移率都与速度过冲的影响直接相关,因此必须考虑电子速度过冲对它们的影响.

图 5 中电子能量最终有一个对应于所加电场的稳定值,峰值与电场相关,电场越大,能量峰值越大,能量达到峰值的时间也越短.这是因为电场越强,能谷中电子能够更快地获得能量,并完成电子在谷间的能量重新分配.当电子能量变得足够大时,碰撞离子散射和光学波声子散射机理有效地限制了电子的平均速度,使得最终的高能电子的平均能量趋与稳定.

图 6 的电子能量弛豫时间曲线已经计入了电子速度过冲的影响:当电子能量较小时,能量弛豫时间由于电子速度的迅速增大而变小,然后随着电子能量的增大能量弛豫时间达到最小值并再次增大.当漂移速度接近饱和漂移速度时电子能量趋与稳定,此时能量弛豫时间也不再有很大的变化.由图中曲线可以得到电子能量弛豫时间与电子平均能量的表达式为

$$\tau_{\varepsilon} = \begin{cases} b_1 + a_1 \exp\left(-\frac{\varepsilon}{t_1}\right), & \varepsilon < 0.1(\text{eV}), \\ b_2 + a_2 \exp\left(\frac{\varepsilon}{t_2}\right), & \varepsilon > 0.1(\text{eV}). \end{cases} \quad (11)$$

表 1 式中各参数值

b_1/ps	a_1/ps	t_1/eV	b_2/ps	a_2/ps	t_2/eV
0.322	7.838	0.0116	0.35	-0.089	-0.108

(1)式中的有效迁移率 μ_{eff} 与速度过冲有密切关系,非本地传输中由于电子能量无法达到强场下稳定分布时的值,电子有效迁移率比强场下稳定分布时的值大,所以需要高场电子有效迁移率进行修正,以考虑速度过冲的影响.图 7 是由蒙特卡罗仿真的速度-电场关系得到的高场有效迁移率与电子能量的关系,由曲线可以得到高场迁移率与平均电子能量的关系表达式

$$\mu_{\text{eff}} = c_1 \exp\left(-\frac{\varepsilon}{d_1}\right) + c_2 \exp\left(-\frac{\varepsilon}{d_2}\right) + b_0. \quad (12)$$

表 2 式中各参数值

$b_0(\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s})$	$c_1(\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s})$	d_1/eV	$c_2(\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s})$	d_2/eV
35.71793	496.91373	0.15025	16331.04617	0.01781

4. 器件仿真与结果分析

为了验证上述参数模型的有效性,把(11)和

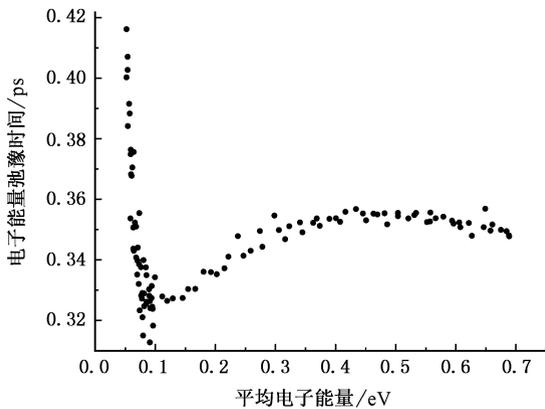


图6 电子能量弛豫时间随平均电子能量的变化

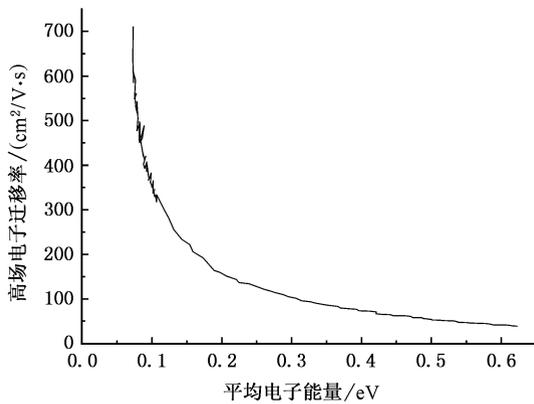


图7 电子高场迁移率随平均电子能量的变化

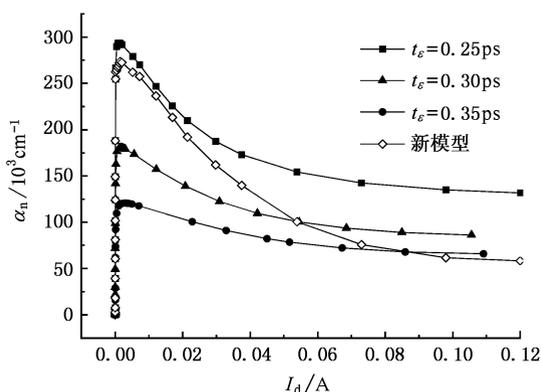
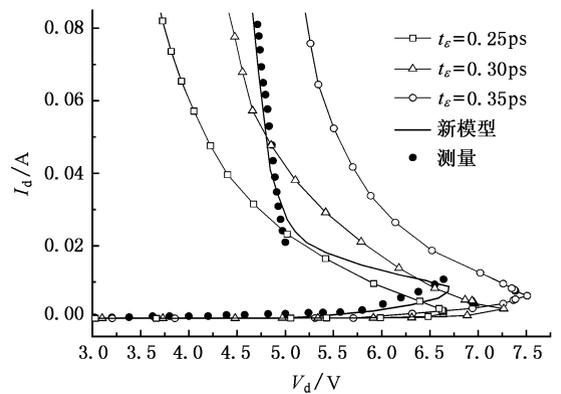


图8 碰撞电离率随漏电流的变化

(12)式的新参数模型加入 Atlas 仿真器进行 ESD 器件仿真,仿真的器件结构与 2.2 节中相同.为了验证仿真结果,对相应样品进行了准静态 Snapback I_d-V_d 测试.使用的样品与仿真结构相同,测试仪器为 Tecktronix Curve Tracer 370B.图 8 为仿真的碰撞电离率与漏电流的曲线,图 9 为测量的和仿真的 I_d-V_d

图9 仿真和测量的 I_d-V_d 曲线

曲线.应用了新模型的碰撞电离率曲线中(见图 8),由于大的能量弛豫时间对应着小的碰撞电离率,而电子能量弛豫时间是电子能量的函数,在碰撞电离率达到峰值后电子弛豫时间处于随电子能量增大而递增的区域,此时碰撞电离率下降的速度要大于原来能量弛豫时间取固定值的情况,这也使得图 9 的 I_d-V_d 曲线有所变化.对于图 9,在使用新模型后碰撞电离率在一点击穿点较大(如图 8),一次触发电压保持在较小的值,与测量值近似相等,而后由于能量弛豫时间随电子能量增加,碰撞电离率快速减小,使得保持电压(V_h)也保持在适当的值而不会像图 3 中那样变得过小.在一次击穿点到保持电压稳定的区域之间,测量和仿真的曲线有差异,这是由于测量仪器和仿真器所用的曲线追踪算法不同造成的差异,但这并没有造成测量值和新模型仿真的一次击穿触发电压、保持电压有大的差异.图中新模型的仿真曲线和实验数据的对比显示应用新模型后 I_d-V_d 曲线与实验测量值基本一致,这也验证了上节的电子能量弛豫时间和高场迁移率模型的有效性.

5. 结 论

本文对深亚微米 NMOSFET ESD 应力下的非本地传输特性进行了分析和讨论,并使用蒙特卡罗仿真方法得到电子能量弛豫时间和电子高场迁移率与能量的关系表达式.器件仿真和实验结果的对比表明,应用新的电子能量弛豫时间和电子高场迁移率参数模型后,仿真和测量的 I_d-V_d 曲线基本对应,说明新的非本地模型很好的反映了速度过冲对深亚微米器件特性的影响,大大改善了深亚微米器件 ESD 应力仿真的准确性,是一种有效的深亚微米

NMOSFET 的非本地传输模型.

- [1] Beltman R , Mouthaan A , Vlist H *et al* 1990 *Proc. EOS/ESD Symp.* 157
- [2] Wang A , Tsay C *et al* 1998 *Proc. IEEE Intl. Conf. Solid-state & IC Technology* 509
- [3] Sim J H 1995 *IEEE trans. Electron. Dev.* **42** 864
- [4] Baccarani G , Wordeman M R 1985 *Solid-state Electron* **28** 407
- [5] Ruch J G 1972 *IEEE trans. Electron. Dev.* **19** 652
- [6] Arora N 1999 *MOSFET models for VLSI circuit simulation : theory and practice* (Beijing : Science Press , p109) (in Chinese) [N. 艾罗拉 1999 用于 VLSI 模拟的小尺寸 MOS 器件模型 理论与实践 (北京 科学出版社 第 109 页)
- [7] Ge L , Fossum J G , Liu B 2001 *IEEE trans. Electron. Dev.* **48** 2074
- [8] Ye L X 1997 *Monte Carlo Simulation of small dimensional Semiconductor devices* (Beijing : Science Press) , p130 (in Chinese) [叶良修 1997 小尺寸半导体器件的蒙特卡罗模拟 (北京 科学出版社) 第 130 页]
- [9] Silvaco International 2005 *ATLAS user 's manual* (Santa Clara : Silvaco International) p3—63
- [10] Hofmann K R , Werner C 1985 *IEEE Trans. Electron. Dev.* **32** 691
- [11] Amerasekera A , Duvvury C 2002 *ESD in Silicon Integrated Circuits , 2nd Edition* (England : John Wiley & Sons) p88
- [12] Grasser T , Tang T W 2003 *Proceedings of the IEEE* **9** 251
- [13] Cook R K , Frey J 1982 *COMPEL* **1** 65
- [14] Guo B Z 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2345 (in Chinese) [郭宝增 2002 物理学报 **51** 2345]
- [15] Massimo V F , Steven E L 1988 *Physical Review B* **38** 9721

A deep sub-micrometer NMOSFET non-local transport model for ESD effect^{*}

Zhu Zhi-Wei Hao Yue Zhang Jin-Feng Fang Jian-Ping Liu Hong-Xia

(Microelectronics School , Xidian University , Xi 'an 710071 , China)

(The Key Laboratory of Wide-Band Gap Semiconductor Materials and Devices , Xi 'an 710071 , China)

(Received 5 January 2006 ; revised manuscript received 12 March 2006)

Abstract

Non-local transport characteristics of the deep sub-micrometer NMOS device are studied under electro-static discharge (ESD) stress. The result obtained shows that velocity overshoot may increase the drain current and has a great impact on the device characteristics , and that the energy relaxation time is correlated closely with the electric field of some point in the device as well as the velocity and the energy of the carriers , thus constant value is not appropriate for this parameter. The energy relaxation time and the high field mobility as functions of the carrier energy are gained by Monte Carlo calculation , and then device simulation is performed with these parameter models. Comparing ESD simulation with experimental results shows that accurate result about the I - V characteristics can be gained by using the models of the energy relaxation time and the high field mobility.

Keywords : ESD , velocity overshoot , energy relaxation time

PACC : 5100 , 7220J , 7200

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60376024).