

Si/Ge/Si 异质横向 SPiN 二极管固态等离子体解析模型

康海燕 胡辉勇 王斌 宣荣喜 宋建军 赵晨栋 许小仓

Analytic models for solid state plasma of Si/Ge/Si heterogeneous and lateral SPiN diode

Kang Hai-Yan Hu Hui-Yong Wang Bin Xuan Rong-Xi Song Jian-Jun Zhao Chen-Dong Xu Xiao-Cang

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 64, 238501 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.238501

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.238501>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I23>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

压应变 Ge/(001)Si_{1-x}Ge_x 空穴散射与迁移率模型

Hole scattering and mobility in compressively strained Ge/(001)Si_{1-x}Ge_x

物理学报.2015, 64(3): 038501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.038501>

堆叠栅介质对称双栅单 Halo 应变 Si 金属氧化物半导体场效应管二维模型

Two-dimensional model of symmetrical double-gate strained Si single Halo metal-oxide semiconductor field effect transistor with gate stack dielectric

物理学报.2014, 63(24): 248502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.248502>

对称三材料双栅应变硅金属氧化物半导体场效应晶体管二维解析模型

Two-dimensional analytical models for the symmetrical triple-material double-gate strained Si MOSFETs

物理学报.2014, 63(14): 148502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.148502>

90 nm 互补金属氧化物半导体静态随机存储器局部单粒子门锁传播效应诱发多位翻转的机理

Mechanism of multiple bit upsets induced by localized latch-up effect in 90 nm complementary metal semiconductor static random-access memory

物理学报.2014, 63(12): 128501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.128501>

SOI SiGe HBT 结构设计及频率特性研究

Structure design and frequency characteristics of SOI SiGe HBT

物理学报.2014, 63(11): 118501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.118501>

Si/Ge/Si异质横向SPiN二极管固态等离子体解析模型*

康海燕[†] 胡辉勇 王斌 宣荣喜 宋建军 赵晨栋 许小仓

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

(2015年7月17日收到; 2015年8月13日收到修改稿)

采用横向表面PiN(SP_iN)二极管构造的硅基可重构天线具有众多优于传统天线的独特优势, 是实现天线小型化和提升雷达与微波通信系统性能的有效技术途径. 本文提出一种Si/Ge/Si异质横向SP_iN二极管, 并基于双极扩散模型与Fletcher型边界条件, 在大注入条件下建立了二极管结电压、电流密度与本征区固态等离子体浓度分布解析模型, 并数值模拟分析了本征区长度、P⁺与N⁺区掺杂浓度、外加电压对所建模型的影响. 结果表明, 固态等离子体浓度随本征区长度的增加下降, 随外加电压的增加而指数上升, 随P⁺与N⁺区掺杂浓度的提高而上升, 电流密度随外加电压的增加而指数上升. 同等条件下, 异质SP_iN二极管的固态等离子体浓度相比同质二极管提高近7倍以上. 本文所建模型为硅基可重构天线的设计与应用提供有效的参考.

关键词: SP_iN, 固态等离子体, 大注入, 异质结

PACS: 85.30.De, 85.30.Kk, 94.20.Fg

DOI: 10.7498/aps.64.238501

1 引言

硅基横向表面PiN二极管(SP_iN)在加直流正向偏压使其导通状态时, 其表面会形成具有类似金属特性的固态等离子体. 采用该二极管构造的硅基固态等离子体可重构天线, 具有工作频段切换灵活、辐射方向范围宽、良好的隐身特性、与微电子工艺兼容、可同时实现频率与方向图重构等众多优势^[1-3], 是实现天线小型化和提升雷达与通信系统性能的有效技术途径, 已经成为了国内外的研究热点. 固态等离子体天线的微波传输特性与SP_iN二极管本征区的固态等离子体浓度密切相关, 因此, 固态等离子体浓度及分布是影响硅基天线性能的关键因素, 通过对横向SP_iN表面固态等离子体浓度及分布定性与定量的研究, 可以有效地指导硅基固态等离子体天线的设计与应用.

目前, 对于构造天线的横向SP_iN二极管的研

究都是基于同质结构^[4-6], 本征区固态等离子体的浓度基本上都低于18次方, 影响浓度低的一个重要的原因是该结构中P区与N区都是重掺杂, 导致P区与N区禁带变窄, P_i和N_i结的界面处会出现导带与价带带隙, 阻碍了重掺杂区载流子向本征区的注入, 从而影响了本征区固态等离子体浓度的提高. 为此, 本文提出一种Si/Ge/Si异质横向SP_iN二极管, 该二极管可利用禁带宽度的差异, 很好的抵消P⁺与N⁺区禁带变窄效应对载流子注入的影响, 从而提高注入比^[7,8]. 此外, 现有的同质结构二极管本征区固态等离子体浓度分布模型都是采用小注入Shockley型边界条件建立的^[9,10], 精确度不高, 也制约了固态等离子体天线的设计与应用.

针对本文提出的Si/Ge/Si异质横向SP_iN二极管, 基于双极扩散模型与Fletcher型边界条件, 建立本征区固态等离子体的电学特性解析模型, 利用所建模型可获得直流正向偏压时, SP_iN二极管的电流密度与本征区固态等离子体浓度分布, 并在此

* 国家自然科学基金(批准号: 61474085)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: kanghaiyan5200@163.com

基础上, 利用数值模拟计算与SDE仿真重点探索固态等离子体浓度随 P^+ 与 N^+ 区掺杂浓度、本征区长度与外加直流偏压的演化规律, 且将模型计算结果与已发表论文数据进行比对, 进行验证, 为硅基可重构天线的设计与应用提供有效的参考。

2 SPiN二极管本征区固态等离子体解析模型

2.1 Si/Ge/Si异质横向SPiN二极管基本结构

硅基可重构天线的重要组成单元SPiN二极管的基本结构如图1所示, 由金属电极、本征区(i区), P^+ 区、 N^+ 区与SOI衬底构成。为了抵消禁带变窄效应的影响, 提高注入比, 本文提出采用异质结构SPiN二极管, 本征区为禁带宽度较窄的锗材料, 在实际中本征区一般为采用弱N型代替。

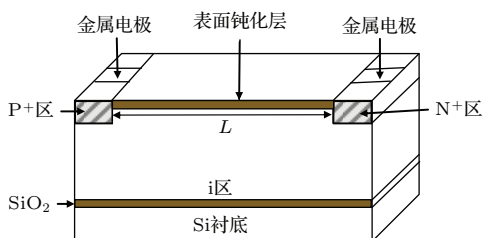


图1 横向SPiN二极管结构示意图

Fig. 1. Structure of lateral SPiN diode.

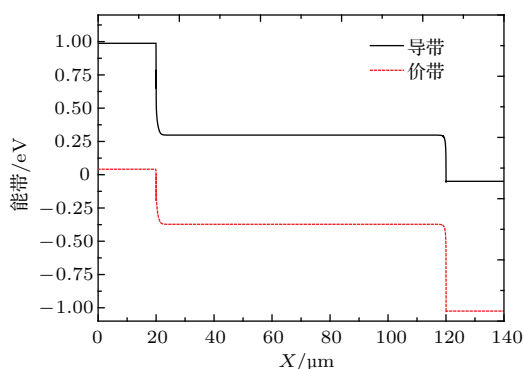


图2 Si/Ge/Si异质SPiN二极管稳态能带图

Fig. 2. Energy band diagram of Si/Ge/Si heterogeneous SPiN diode under steady conditions.

无外加直流偏压, 稳定状态下, Si/Ge/Si异质横向SPiN二极管的能带如图2所示。由于 P^+ 区与 N^+ 区重掺杂, 产生禁带变窄效应, 其禁带宽度小于本征硅的禁带宽度。SPiN二极管外加正向直流偏置时, P^+ 区的空穴和 N^+ 区的电子大注入到i区,

使得i区存在大量由电子与空穴构成的固态等离子体^[11]。

2.2 双极扩散模型

SPiN二极管外加正向直流电压时, 载流子在SPiN二极管中的分布如图3所示, 取长度方向为 x 轴, 本征区的中点为坐标原点。为了使得模型简洁, 突出其物理意义, 对SPiN二极管做如下假设: 1) 载流子输运遵从一维双极扩散模型; 2) 器件工作在大注入条件下; 3) 忽略界面态; 4) 固态等离子体浓度满足准电中性($n(x) = p(x)$)条件。

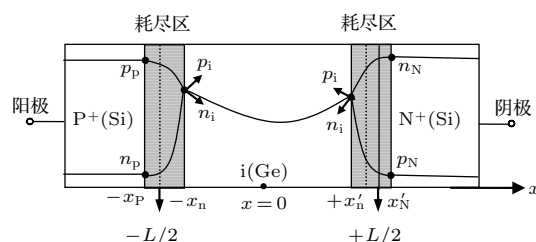


图3 载流子在SPiN二极管中的分布

Fig. 3. Distribution of carriers in SPiN diode.

本征区电场甚小, 电子与空穴连续性方程漂移项忽略不计, 因此, 在稳态时, 电子与空穴满足连续性方程:

$$D_p \frac{\partial^2 p(x)}{\partial x^2} - \frac{p(x)}{\tau} = 0 \quad (1a)$$

$$D_n \frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} - \frac{n(x)}{\tau} = 0. \quad (1b)$$

将(1a)式乘以 D_n , (1b)式乘以 D_p , 两式联立得双极扩散方程

$$D_a \frac{\partial^2 p(x)}{\partial x^2} - \frac{p(x)}{\tau} = 0. \quad (2)$$

通过求解(2)式可得本征区载流子浓度分布模型如下:

$$p(x) = A \exp\left(\frac{x}{L_a}\right) + B \exp\left(-\frac{x}{L_a}\right), \quad (3)$$

其中, $D_a = \frac{2D_n D_p}{D_n + D_p}$ 为双极扩散系数; $L_a = \sqrt{D_a \tau}$ 为双极扩散长度, L_a 为双极扩散长度, τ 为双极载流子寿命; $D_a = \varphi_T \mu$ 且 $\varphi_T = kT/q$ 。

为了确定浓度分布模型(3)的系数 A 与 B , 在本征区两异质结边界处采用Fletcher型边界条件, 此条件适用于一切电中性边界, 且在大注入条件下, 使用Fletcher型边界条件相比Shockley型边

界条件更精确^[12]. SPiN左侧Pi结耗尽区右边界 $x = -x_n$ 处固态等离子体浓度满足

$$p_i(-x_n) = \frac{d_1(m_{op} + m_{oi}d_1)}{1 - d_1^2}, \quad (4)$$

式中, $d_1 = \exp[(V_a - V_{D1})/\varphi_T]$, $m_{op} = p_{op} - n_{op}$, $m_{oi} = n_{oi} - p_{oi}$. 其中, V_a 为Pi异质结外加电压, V_{D1} 为Pi异质结接触电势差. m_{op} 与 m_{oi} 分别为P区与i区平衡态多数载流子浓度. p_{op} 与 n_{op} , p_{oi} 与 n_{oi} 分别为平衡态P区与i区空穴与电子浓度, n_{ieff} 为硅禁带变窄后有效本征载流子浓度.

假设杂质全部电离, $m_{op} = N_{ASi} - \frac{n_{ieff}^2}{N_{ASi}}$, $m_{oi} = N_{DGe}^- - \frac{n_{iGe}^2}{N_{DGe}^-}$ 则 $p_i(-x_n)$ 满足

$$p_i(-x_n) = d_1 \left[N_{ASi} - \frac{n_{ieff}^2}{N_{ASi}} + (N_{DGe}^- - \frac{n_{iGe}^2}{N_{DGe}^-})d_1 \right] / (1 - d_1^2), \quad (5)$$

式中, N_{ASi} 为P区掺杂浓度, N_{DSi} 为N区掺杂浓度, N_{DGe}^- 为本征区掺杂浓度. $N_{ASi} \gg \frac{n_{ieff}^2}{N_{ASi}}$, $N_{DGe}^- \gg \frac{n_{iGe}^2}{N_{DGe}^-}$, 且 $N_{ASi} \gg N_{DGe}^-$, $d_1 < 1$, (5)

式化简为

$$p_i(-x_n) \approx d_1 N_{ASi}. \quad (6)$$

同理, SPiN二极管右侧耗尽区左边界 $x = +x'_n$ 处固态等离子体浓度表示为

$$p_i(+x'_n) = \frac{d_2(m_{on} + m_{oi}d_2)}{1 - d_2^2}, \quad (7)$$

式中,

$$d_2 = \exp\left(\frac{V_b - V_{D2}}{\varphi_T}\right),$$

$$m_{on} = n_{on} - p_{on},$$

$$m_{oi} = n_{oi} - p_{oi},$$

其中, V_b 为Ni同型异质结电压, V_{D2} 为Ni结接触电势差. m_{on} 与 m_{oi} 分别为N区与i区平衡态多数载流子浓度. n_{on} 与 p_{on} 分别为N区平衡态电子与空穴浓度.

同理, (7)式化简为

$$p_i(+x'_n) \approx d_2 N_{DSi}. \quad (8)$$

将(6), (8)代入(3)式整理得出系数A与B为

$$A = \frac{N_{ASi} \exp\left(\frac{V_a - V_{D1}}{\varphi_T}\right) \exp\left(-\frac{x_n}{L_a}\right) - N_{DSi} \exp\left(\frac{V_b - V_{D2}}{\varphi_T}\right) \exp\left(\frac{x'_n}{L_a}\right)}{\exp\left(-\frac{2x_n}{L_a}\right) - \exp\left(\frac{2x'_n}{L_a}\right)},$$

$$B = \frac{N_{ASi} \exp\left(\frac{V_a - V_{D1}}{\varphi_T}\right) \exp\left(\frac{x_n}{L_a}\right) - N_{DSi} \exp\left(\frac{V_b - V_{D2}}{\varphi_T}\right) \exp\left(-\frac{x'_n}{L_a}\right)}{\exp\left(\frac{2x_n}{L_a}\right) - \exp\left(-\frac{2x'_n}{L_a}\right)}, \quad (9)$$

其中,

$$x_n = \frac{L}{2} - \left[\frac{2\varepsilon_{Si}\varepsilon_{Ge}N_{ASi}V_{D1}}{qN_{DGe}^-(\varepsilon_{Si}N_{ASi} + \varepsilon_{Ge}N_{DGe}^-)} \right]^{1/2},$$

$$x'_n = \frac{L}{2} - \left[\frac{2\varepsilon_{Si}\varepsilon_{Ge}N_{DSi}V_{D2}}{qN_{DGe}^-(\varepsilon_{Si}N_{DSi} + \varepsilon_{Ge}N_{DGe}^-)} \right]^{1/2},$$

L 为本征区长度, ε_{Si} 与 ε_{Ge} 分别为Si与Ge的电介常数, q 为电子电量.

2.3 固态等离子体浓度分布与电流密度解析模型

SPiN二极管左侧P区的空穴主要以扩散的方式大注入到本征区, 非平衡空穴形成一定的浓度梯度, 同时必有相应的电子浓度梯度的形成. 于是在i

区的扩散区产生了指向i区内部的大注入自建电场 $E(x)$. 电场的作用加强了空穴原有的扩散运动; 电子则在电场的作用下向左做漂移运动, 刚好抵消电子原有的扩散运动, 电子电流近似为零, 总电流主要由空穴承担, 即 $J_n(-x_n) \approx 0$, $J_T = J_p(-x_n)$.

同理, Ge/Si同型Ni异质结处, 在大注入自建电场作用下, 空穴在电场作用下向左做漂移运动, 抵消了i区空穴向N区的扩散, 空穴电流近似为零, 总电流主要由电子承担, 即 $J_p(+x'_n) \approx 0$, $J_T = J_n(+x'_n)$.

由Ni异质结处 $J_p(+x'_n) \approx 0$ 得电场强度

$$E(+x'_n) = \frac{kT}{qp(+x'_n)} \left(\frac{dp}{dx} \right)_{x=+x'_n}, \quad (10)$$

将 $E(+x'_n)$ 代入 $J_T = J_n(+x'_n)$ 得出电流密度

$$J_T = q\mu_n p(+x'_n)E(+x'_n) + qD_p \left(\frac{dp}{dx} \right)_{x=+x'_n} \\ = 2qD_n \left(\frac{dp}{dx} \right)_{x=+x'_n}. \quad (11a)$$

同理 Pi 异质结处的电流密度

$$J_T = 2qD_p \left(\frac{dp}{dx} \right)_{x=-x_n}, \quad (11b)$$

即

$$J_T = 2qD_p \left(\frac{dp}{dx} \right)_{x=-x_n} \\ = 2qD_n \left(\frac{dp}{dx} \right)_{x=+x'_n}. \quad (12)$$

令

$$M = \exp \left(\frac{V_{D2} - V_{D1}}{\varphi_T} \right),$$

对通解 (3) 进行微分且与 (9) 式代入 (12) 式, 整理得 d_1 与 d_2 的关系式:

$$\frac{d_1}{d_2} = \left\{ 2D_p \exp \left(\frac{x_n + x'_n}{L_a} \right) - D_n \exp \left[\frac{2(x_n + x'_n)}{L_a} \right] - D_n \right\} \\ \times \left\{ D_p + D_p \exp \left[\frac{2(x_n + x'_n)}{L_a} \right] - 2D_n \exp \left(\frac{x_n + x'_n}{L_a} \right) \right\}^{-1} \\ = M \exp \left(\frac{V_a - V_b}{\varphi_T} \right). \quad (13)$$

得两异质结处的结电压 V_a 与 V_b 的关系为

$$V_a - V_b \\ = \varphi_T \ln \left\{ \frac{1}{M} \left\{ 2D_p \exp \left(\frac{x_n + x'_n}{L_a} \right) - D_n \exp \left[\frac{2(x_n + x'_n)}{L_a} \right] - D_n \right\} \right. \right. \\ \times \left. \left\{ D_p + D_p \exp \left[\frac{2(x_n + x'_n)}{L_a} \right] - 2D_n \exp \left(\frac{x_n + x'_n}{L_a} \right) \right\}^{-1} \right\}. \quad (14)$$

本征区是低电阻态的固态离子体区域, 其电压值很小, 忽略不计. 外加电压 V 主要落在 SPiN 二极管两侧的异质结处:

$$V_a + V_b = V. \quad (15)$$

对 (14) 式和 (15) 式联立可得结电压模型

$$V_a = \frac{1}{2} \left\{ V + \varphi_T \ln \left\{ \frac{1}{M} \left\{ 2D_p \exp \left(\frac{x_n + x'_n}{L_a} \right) - D_n \exp \left[\frac{2(x_n + x'_n)}{L_a} \right] - D_n \right\} \right. \right. \right. \\ \times \left. \left\{ D_p + D_p \exp \left[\frac{2(x_n + x'_n)}{L_a} \right] - 2D_n \exp \left(\frac{x_n + x'_n}{L_a} \right) \right\}^{-1} \right\} \right\}, \\ V_b = \frac{1}{2} \left\{ V - \varphi_T \ln \left\{ \frac{1}{M} \left\{ 2D_p \exp \left(\frac{x_n + x'_n}{L_a} \right) - D_n \exp \left[\frac{2(x_n + x'_n)}{L_a} \right] - D_n \right\} \right. \right. \right. \\ \times \left. \left\{ D_p + D_p \exp \left[\frac{2(x_n + x'_n)}{L_a} \right] - 2D_n \exp \left(\frac{x_n + x'_n}{L_a} \right) \right\}^{-1} \right\} \right\}. \quad (16)$$

将 (9) 式代入 (3) 式, 化简整理得本征区固态等离子体浓度分布解析模型

$$p(x) = \left[N_{ASi} \exp \left(\frac{V_a - V_{D1}}{\varphi_T} - \frac{x_n}{L_a} \right) - N_{DSi} \exp \left(\frac{V_b - V_{D2}}{\varphi_T} + \frac{x'_n}{L_a} \right) \right] \\ \times \left\{ \exp \left(-\frac{2x_n}{L_a} \right) - \exp \left(\frac{2x'_n}{L_a} \right) \right\}^{-1} \\ \times \exp \left(\frac{x}{L_a} \right) \\ + \left[N_{ASi} \exp \left(\frac{V_a - V_{D1}}{\varphi_T} + \frac{x_n}{L_a} \right) - N_{DSi} \exp \left(\frac{V_b - V_{D2}}{\varphi_T} - \frac{x'_n}{L_a} \right) \right] \\ \times \left\{ \exp \left(\frac{2x_n}{L_a} \right) - \exp \left(-\frac{2x'_n}{L_a} \right) \right\}^{-1} \\ \times \exp \left(-\frac{x}{L_a} \right). \quad (17)$$

对 (17) 式求微分, 代入 (11) 式得电流密度解析模型

$$J_T = \frac{2qD_p}{L_a \left[1 - \exp \left(\frac{2(x_n + x'_n)}{L_a} \right) \right]} \\ \times \left[N_{ASi} \exp \left(\frac{V_a - V_{D1}}{\varphi_T} \right) \times \left[1 + \exp \left(\frac{2(x_n + x'_n)}{L_a} \right) \right] - 2N_{DSi} \exp \left(\frac{V_b - V_{D2}}{\varphi_T} \right) \right. \\ \times \left. \exp \left(\frac{x_n + x'_n}{L_a} \right) \right], \quad (18)$$

其中, 结电压 V_a 与 V_b 为(16)式.

3 模型仿真及分析

根据本文建立的模型, 将对Pi与Ni结电压、本征区固态等离子体浓度分布、电流密度等模型进行了数值仿真, 且通过SDE仿真验证模型的正确性. 图4给出了结电压随外加电压变化关系图.

图4给出了根据所建模型, 分别模拟出的同质与异质结构SPiN二极管两侧Pi与Ni结电压 V_a 与 V_b 随外加电压变化趋势. 随着外加电压的增大, 结电压线性增加; Pi结处结电压 V_a 大于Ni结处结电压 V_b ; 相同外加电压时, 同质结构Pi结处结电压 V_a 大于异质结构Pi结处结电压, 然而同质结构Ni结处结电压 V_b 小于异质结构Ni结处结电压, 这是由于同质结构与异质结构SPiN结界面处接触电势差与势垒宽度不同造成的.

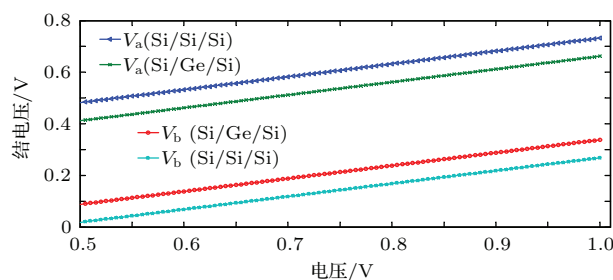


图4 (网刊彩色) 结电压随外加电压的变化关系

Fig. 4. (color online) The relationship of the junction voltage with the applied voltage.

图5(a)与(b)分别给出了SPiN二极管本征区 $X = -X_n$ 与 $X = +X'_n$ 处固态等离子体浓度与结电压 V_a 与 V_b 的关系图. 随结电压的增加, 固态等离子体浓度指数增长; 外加电压一定时, 结电压 $V_a > V_b$, 且固态等离子体浓度在 $X = -X_n$ 处大于 $X = +X'_n$ 处, 故导致固态等离子体浓度在本征区的分布呈现非对称分布.

图6给出了根据所建模型得出的电流密度随外加电压的变化, 随着外加电压的增加, 电流密度指数上升; 同等条件下, 同质SPiN二极管的电流密度高于异质SPiN二极管, 这是因为同质SPiN二极管Pi界面处的势垒高度高于异质, 载流子越过势垒需要更大的外加电压, 导致电流密度增大; 随着 P^+ 与 N^+ 区掺杂浓度增加, 电流密度提高; 本文同质SPiN二极管电流密度模型与Yevhen Yashchysyn^[2]已发表文献电流密度数据一致.

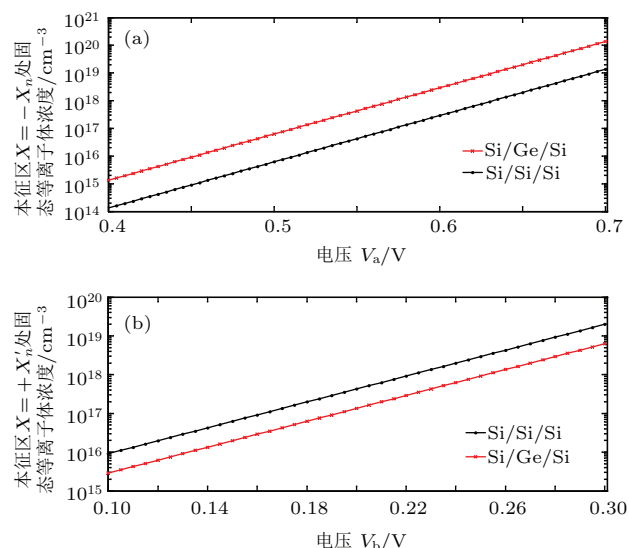


图5 (网刊彩色)(a) 本征区 $X = -X_n$ 处固态等离子体浓度与结电压的关系图; (b) 本征区 $X = +X'_n$ 处固态等离子体浓度与结电压的关系图

Fig. 5. (color online) (a) The relationship of solid state plasma concentration with junction voltage at $X = -X_n$ point; (b) The relationship of solid state plasma concentration with junction voltage at $X = +X'_n$ point.

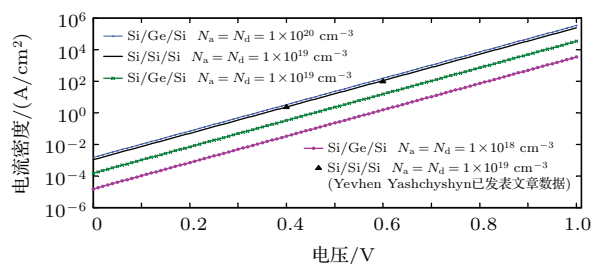


图6 (网刊彩色) 不同条件下电流密度随外加电压的变化

Fig. 6. (color online) The relationship of the current density with the applied voltage under different conditions.

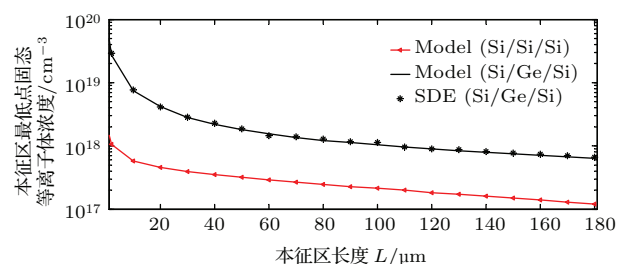


图7 (网刊彩色) 固态等离子体浓度随本征区长度的变化关系

Fig. 7. (color online) The relationship of solid state plasma concentration with the length of the intrinsic region.

图7给出了本征区长度由1 μm 变化到180 μm 时, 本征区固态等离子体浓度最低点的变化趋势

图. 随着本征区长度 L 的增加, 固态等离子体浓度呈现下降趋势, 因为随着扩散距离的增加, 复合效应增大, 导致浓度下降; 在相同条件下, 同质SPiN二极管本征区的固态等离子体浓度明显低于异质SPiN二极管; 模型计算与SDE仿真结果基本一致.

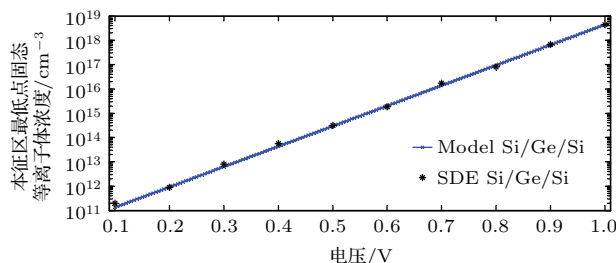


图8 (网刊彩色) 本征区固态等离子体浓度最低点随外加电压的变化

Fig. 8. (color online) The relationship of the minimum solid state plasma concentration with the applied voltage in intrinsic region.

图8给出了Si/Ge/Si异质横向二极管本征区固态等离子体浓度最低点随外加电压的变化, 随着外加电压的增大, 固态等离子体浓度呈现指数增长的趋势, 这是由于随着外加正向电压的增大, 内建电场减小, 削弱了对载流子运输的阻碍作用, 加剧了载流子向本征区的注入; 模型计算与SDE仿真结果基本一致.

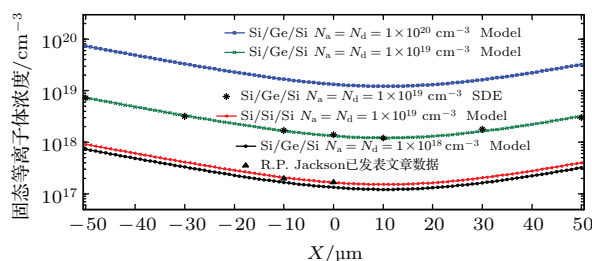


图9 (网刊彩色) 固态等离子体浓度分布随 P^+ 区与 N^+ 区掺杂浓度的变化

Fig. 9. (color online) The relationship of the solid state plasma concentration distribution with the doping concentration of P^+ and N^+ region.

图9给出了 P^+ 与 N^+ 区掺杂浓度分别为 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 时, 不同结构二极管本征区固态等离子体浓度分布. 随着掺杂浓度的提高, 等离子体浓度呈现上升趋势; 在相同条件下, 异质结构SPiN二极管的固态等离子体浓度相比同质结构提高近7倍以上, 这是由于 P^+ 区与 N^+ 区为重掺杂, 必然导致禁带变窄效应, 掺杂浓度越大, 禁带变窄导致界面处带隙就越高, 注入效率降低, 然而采用Si/Ge/Si异质结构, 利用禁

带宽度差异, 削弱禁带变窄效应对载流子注入的影响, 从而提高了注入比; 同等条件下得出的同质结构SPiN二极管本征区浓度值与Jackson等[5]已发表文献数据一致; 模型计算与SDE仿真结果基本一致.

4 结 论

本文提出一种用于构造硅基可重构天线的Si/Ge/Si异质横向SPiN二极管, 基于双极扩散模型与Fletcher边界条件, 建立了大注入条件下的结电压、本征区电流密度与固态等离子体浓度分布解析模型, 利用模型获得了直流正向偏置时, 本征区电流密度与固态等离子体浓度分布, 并通过数值模拟探索了结电压与本征区电流密度随外加电压的变化关系, 本征区两边界处固态等离子体浓度随结电压的变化趋势, 固态等离子体浓度随本征区长度、 P^+ 与 N^+ 区掺杂浓度和外加电压的演化规律. 结果表明, 结电压与本征区电流密度随外加电压线性增长; 本征区固态等离子体浓度在本征区呈现悬链式分布, 其浓度值随本征区长度的增加而下降, 随外加电压的增加指数上升, 随 P^+ 与 N^+ 区掺杂浓度的提高而增加. 同等条件下, 异质结构SPiN二极管的固态等离子体浓度相比同质结构提高近7倍以上. 通过与SDE仿真结果与已发表文献数据对比, 验证了模型的有效性, 从而为硅基可重构天线的设计与应用提供有效的参考.

参考文献

- [1] Lv L, Sun J D, Roger A L, Sun Y F, Wu D M, Cai Y, Qin H 2015 *Chin. Phys. B* **24** 028504
- [2] Yevhen Y, Marczewski J, Tomaszewski D 2010 *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques* **58** 1100
- [3] Zhai Y C, Wu Q, Tan J J, Tao H, Gao F H, Zhu J H, Zhang Z Y, Du J L, Hou Y D 2015 *Microelectron. Eng.* **145** 49
- [4] Qiu H B, Wu L W 2015 *Chin. Phys. B* **24** 010304
- [5] Jackson R P, Mitchell S J N, Fusco V 2010 *Solid-State Electronics* **54** 149
- [6] Jayant B B 2008 *Fundamentals of Power Semiconductor Devices* (USA: North Carolina State University) p203
- [7] Jiang Z Y, Xie H Y, Zhang L H, Zhang W R, Hu R Xin, Huo W J 2015 *Chin. Phys. B* **24** 048504
- [8] Yang H D, Kil Y H, Yang J H, Kang S, Jeong T S, Choi C J, Kim T S, Shim K H 2014 *Mater. Sci. Semicond. Process.* **22** 37

- [9] Fathy A E, Rosen A, Owen H S, McGinty F, Taylor G C, McGee D J, Perlow S M 2003 *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques* **51** 1650
- [10] Zhang J X, He Z H, Guo H X, Tang D, Xiong C, Li P, Wang X 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 248503 (in Chinese) [张晋新, 贺朝会, 郭红霞, 唐杜, 熊涔, 李培, 王信 2015 物理学报 **63** 248503]
- [11] Zheng L, Zhao Q, Liu S Z, Xing X J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 245202 (in Chinese) [郑灵, 赵青, 刘述章, 邢晓俊 2012 物理学报 **61** 245202]
- [12] Nusobaum A 1975 *Solid-State Electronics* **18** 107

Analytic models for solid state plasma of Si/Ge/Si heterogeneous and lateral SPiN diode*

Kang Hai-Yan[†] Hu Hui-Yong Wang Bin Xuan Rong-Xi Song Jian-Jun
Zhao Chen-Dong Xu Xiao-Cang

(Key Laboratory of Ministry of Education for Wide Band-Gap Semiconductor Materials and Devices, School of Microelectronics, Xidian University, Xi'an 710071, China)

(Received 17 July 2015; revised manuscript received 13 August 2015)

Abstract

Silicon-based reconfigurable antenna, which is fabricated by heterogeneous and lateral surface PiN (SPiN), is an effective technology to achieve antenna miniaturization and enhance radar and wireless communication system performance. In this paper, the heterogeneous and lateral Si/Ge/Si SPiN diode is presented, that can weaken the band gap narrowing of the P⁺ and N⁺ region to improve the injection ratio of PN junction. And the electrical properties of the solid state plasma within the intrinsic region are also studied. Based on the bipolar diffusion model and Fletcher boundary condition, the analytic models of the junction voltage, the current density and the solid state plasma concentration distribution are established for a large injection current, and the numerical simulation has been carried out. Results show that the junction voltage increases linearly with the increase of applied voltage and the solid state plasma concentration at the boundary; and the current density increases exponentially with increasing junction voltage and the applied voltage, respectively. And the applied voltage and the current density of heterogeneous SPiN diode is lower than that of homogeneous SPiN diode under the same condition due to the difference of barrier heights between the heterojunction and homojunction. In addition, results also show that the value of the concentration decreases with increasing length of the intrinsic region; otherwise, it increases with increasing applied voltage and the doping concentration in the P⁺ and N⁺ regions. Under the same conditions, the solid state plasma concentration of the heterogeneous SPiN diode is nearly seven times that of homogeneous diode, which is in excellent agreement with the data published, giving the evidence for the validity of our method. The proposed models provide an effective reference for the design and application of silicon-based reconfigurable antennas.

Keywords: SPiN, solid state plasma, large injection, heterojunction

PACS: 85.30.De, 85.30.Kk, 94.20.Fg

DOI: 10.7498/aps.64.238501

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61474085).

[†] Corresponding author. E-mail: kanghaiyan5200@163.com