

太赫兹 GaAs 肖特基混频二极管 高频特性分析^{*}

樊国丽[†] 江月松 刘 丽 黎 芳

(北京航空航天大学 电子信息工程学院, 北京 100191)

(2009 年 8 月 18 日收到; 2009 年 12 月 1 日收到修改稿)

在太赫兹波段, 存在几种新的高频效应会限制混频二极管的高频特性. 应用热电子发射理论和隧道理论, 研究了外延层肖特基二极管的高频特性, 并以截止频率为品质因数对二极管进行优化设计. 研究表明, 当二极管工作频率大于等离子频率时, 二极管相当于一个电容, 失去了混频性能; 提高基底掺杂浓度可以减小基底等离子共振效应; 外延层等离子频率非常重要并且在研究外延层等离子共振效应时必须考虑传输时间效应; 减小阳极直径、减小外延层厚度、提高外延层掺杂浓度可以提高二极管的工作频率. 这对太赫兹波段室温混频器件的研制具有重要的参考价值.

关键词: 太赫兹, 肖特基混频二极管, 趋肤效应, 等离子共振效应

PACC: 2940P, 7230, 7215L

1. 引 言

太赫兹波是指频率为 0.1—10 THz ($1 \text{ THz} = 10^{12} \text{ Hz}$), 波长为 3 mm—30 μm 范围内的电磁波, 位于毫米波与红外光之间的电磁辐射区域. 它在电磁频谱中的特殊位置及其独有的穿透性、安全性、宽带性、瞬态性、相干性等特点使其在成像、医学诊断、环境科学、信息、军事安全及基础物理研究领域有着广阔的应用前景和应用价值^[1-5].

在太赫兹波段的开发和利用中, 太赫兹信号检测技术是目前国际上的研究热点^[6]. 一方面, 与较短波长的光学波段电磁波相比, 太赫兹波光子能量低, 背景噪声通常占据显著地位; 另一方面, 随着太赫兹波技术在各领域特别是军事领域中应用的深入开展, 不断提高接收灵敏度成为必然要求. 基于相干脉冲时域连续波探测技术的超外差式检测器在微波、毫米波和太赫兹频率范围内不仅具有较高的灵敏度, 还具有很高的频率分辨率. 它是通过一个非线性设备——混频器将难处理的高频信号进行下变频转换成易处理的中频信号, 然后对中频信号进行放大和测量. 混频器一般是具有非线性特性

的电子学元件, 其输出信号的频率正比于太赫兹信号与本振信号频率的差值. 通过对输出信号的分析, 可以得知太赫兹波信号的相关信息. 目前, 用于太赫兹波段的外差混频器主要有 3 种: 超导-绝缘-超导 (SIS) 混频器、热电子辐射 (HEB) 混频器和肖特基二极管 (SBD) 混频器. 虽然 SIS 混频器和 HEB 混频器的探测灵敏度较高, 所需的本振功率小, 但必须工作在低温环境下, 应用范围受到较多的限制. 而 SBD 混频器可以工作在室温环境下, 因此, 研究和开发具有良好高频特性的 SBD 混频器件, 提高室温下太赫兹波探测器灵敏度, 有着更为重要的意义和广阔的应用前景.

在 SBD 混频器中, 信号的混频过程是发生在非线性结电阻 R_j 上的, 对于一个阻性混频器来说, 金-半结的变频效率理论上能达到最大值. 但 SBD 内部的寄生元素——串联电阻和结电容会阻止信号的部分功率耦合到结电阻, 从而影响探测灵敏度^[7,8]. 当 SBD 工作频率高于 1 THz 时, 存在几种新的高频效应会严重增大二极管串联阻抗, 影响结电容, 使 THz 频段二极管的设计和优化变得异常复杂. 文献 [9,10] 给出了长亚毫米波段的高频效应和 THz 频段的载流子饱和效应, 但对 THz 频段对串联阻抗影

^{*} 国家国防基金 (批准号: 7130730), 北京航空航天大学 2008 年度博士创新基金资助的课题.

[†] E-mail: fangli_79@yahoo.com.cn

响最大的趋肤效应^[7]和等离子共振效应^[7]都没有进行全面分析. 本文对这两个效应进行全面深入的研究, 并讨论了如何设置二极管结构参数可以减小它们对串联阻抗的影响. 在研究过程中发现, 在等离子共振频率附近, 等离子共振会使串联电阻迅速增长, 但是当工作频率大于等离子频率时, 串联电阻会迅速减小为零. 另外, 当阳极直径足够小时, 二极管的极限频率可以大于等离子频率. 这些都表明 SBD 的工作频率可以大于等离子频率, 接着对此情况下的 SBD 进行分析, 发现此时 SBD 相当于一个电容, 失去了混频效能. 趋肤效应、等离子共振效应和二极管结构参数息息相关, 错综复杂, 为了得到正确结论, 最后以截止频率为品质因数进行优化仿真, 给出设计太赫兹混频二极管的指导方针.

2. SBD 低频特性

SBD 是利用金属-半导体整流接触特性制成的二极管, 它的主要特点是半导体内电的输运过程是热激发的多数载流子, 不存在与少数载流子有关的恢复时间和电荷贮存效应, 因此具有更好的高频特性. 常用来描述 SBD 特性的公式在毫米波段还能精确表示其实际性能, 但是当工作在更高频率时, 存在的高频限制会严重影响 SBD 特性, 此时, 低频模型需要校正.

SBD 的结构示意图和低频等效电路如图 1 所示. SBD I - V 特性的方程表达式为

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{\eta kT}\right) - 1 \right]$$
$$= AR^* T^2 \exp\left(\frac{-q\phi}{\eta kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{\eta kT}\right) - 1 \right], \quad (1)$$

式中 A 是阳极面积, I_s 是饱和电流, R^* 是理查森常数, q 是电子电量, ϕ 是势垒高度, T 是绝对温度, k 是玻尔兹曼常量, η 是 I - V 特性的理想因子, V 是二极管两端电压.

外延层掺杂均匀的 SBD 的 C - V 特性为^[8]

$$C_j = \begin{cases} A \sqrt{\frac{q\epsilon N_e}{2(V_{FB} - V)}} + \frac{3\epsilon A}{d}, & V < V_{FB}, \\ 0, & V = V_{FB} \end{cases}, \quad (2)$$

式中 ϵ 是半导体介电常数, N_e 是外延层掺杂浓度, d 是阳极直径, V_{FB} 是内建电势差也叫平带电压. 右边第二项是由阳极外围边缘效应产生的影响, 在 THz 频段不可忽略. 增大结两端电压, 空间电荷区宽度

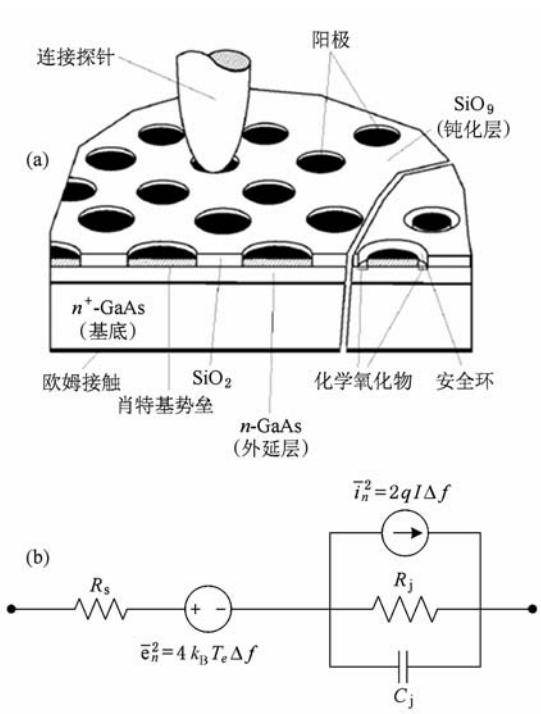


图 1 (a) SBD 结构示意图;(b) SBD 低频等效电路

减小, 结电容增大; 继续增大结电压, 当其等于平带电压时, 空间电荷区宽度为零, 并不能使更多的载流子贮存在结中, 因此, 当结电压等于平带电压时, 结电容为零, 等效电路简化为串联电阻.

在 SBD 的低频等效电路中, R_j 表示结电阻, C_j 表示结电容, R_s 表示串联电阻. R_s 是指从损耗区边缘到欧姆接触之间所有的阻抗, 主要包括外延层阻抗、基底阻抗和欧姆接触阻抗, 由于欧姆接触阻抗 R_c 较小, 一般忽略不计^[11].

$$R_s = \frac{t_e - X_d}{A\sigma_e} + \frac{1}{4a\sigma_s} + R_c. \quad (3)$$

式中 t_e 是外延层厚度, X_d 是耗尽层宽度, $X_d = \sqrt{\frac{2\epsilon}{qN_e}(V_{FB} - V)}$, a 是阳极半径, σ_e 是外延层电导率, $\sigma_e = q\mu_e N_e$, N_e 是外延层掺杂浓度, μ_e 是外延层载流子迁移率, σ_s 是基底电导率, $\sigma_s = q\mu_s N_s$, N_s 是基底掺杂浓度, μ_s 是基底载流子迁移率.

3. THz 频段存在的高频效应

当 SBD 工作在 THz 频段时, 存在的趋肤效应和等离子共振效应会严重增大 SBD 的高频串联阻抗, 影响 SBD 的混频效率. 本节详细分析了这两种效应.

3.1. 趋肤效应

当高频交流电流流过二极管时,高频电流产生的磁场在导体内部感应较大的电动势,迫使电流密集在半导体芯片表面流动,芯片边缘拥挤的电流会使二极管电阻增大.这种现象就称为趋肤效应.受趋肤效应的影响,此时基底阻抗 Z_{sub} 为^[12]

$$Z_{\text{sub}} = \frac{1}{2\pi\sigma_s a} \arctan\left(\frac{b}{a}\right) + \frac{(1+j)}{2\pi\sigma_s \delta_s} \ln\left(\frac{b}{a}\right), \quad (4)$$

式中 b 是沿着芯片表面从阳极到欧姆接触之间的距离, δ_s 是趋肤深度,表示为

$$\delta_s = \sqrt{2/\omega\mu_0\sigma_s}. \quad (5)$$

式中 ω 是工作频率, μ_0 是 GaAs 的磁导率. 显然, (4) 式右边第二项是由趋肤效应增加的阻抗. 由 (5) 式可知, 频率越高, δ_s 越小趋肤效应阻抗越大. 可见高频时趋肤效应对串联阻抗的影响非常重要. 由 (4) 式分析可知, 趋肤效应阻抗近似反比于阳极直径的对数和基底掺杂浓度的平方根, 因此, 增大阳极直径和提高基底掺杂浓度都可以减小趋肤效应阻抗.

3.2. 基底等离子共振

若工作频率满足条件 (6) 和 (7), 等式 (4) 成立. 但条件 (6), (7) 式忽略了位移电流和载流子惯性两种高频现象, 所以在 THz 频段, 等式 (4) 不总成立. 下面分析考虑这两种高频现象时基底串联阻抗的情况.

$$\omega \ll \omega_d = \frac{1}{\tau_d} = \frac{\sigma_s}{\varepsilon}, \quad (6)$$

$$\omega \ll \omega_s = \frac{1}{\tau_p} = \frac{q}{m^* \mu_s}. \quad (7)$$

式中 ω_d 为介电弛豫频率, τ_d 为介电弛豫时间, ω_s 为散射频率, τ_p 为电子弛豫时间, m^* 为载流子有效质量.

将电子弛豫时间近似为常数, 并考虑趋肤效应、介电弛豫和载流子惯性的影响, 则半导体的电导率 σ_s 具有以下形式^[13]:

$$\sigma_s = \frac{1}{R + j\omega L},$$

$$R = \frac{m^*}{N_s q^2 \tau} = \frac{1}{q\mu_s N_s},$$

$$L = \frac{m^*}{N_s q^2} = \frac{R}{\omega_s}, \quad (8)$$

高频时, 信号变化期间产生的自感系数 L_{in} 主要受电子惯性影响, 其大小由有限自由程来决定. 位移电容 C_{disp} 描述了介电弛豫特性, 并有 $C_{\text{disp}} = \varepsilon$. 位移电容 C_{disp} 和 R, L 并联, 则半导体 (即 LRC_{disp} 电路) 的总电容可以表示为

$$\hat{\sigma}_s + j\omega\varepsilon = \sigma_s \left\{ \frac{1}{1 + j(\omega/\omega_s)} + j(\omega/\omega_d) \right\}, \quad (9)$$

用 (9) 式代替 (4) 式中的低频 σ_s , 用实际传输系数 $\gamma = \sqrt{j\omega\mu_0(\hat{\sigma}_s + j\omega\varepsilon)}$ 代替 $(1+j)/\delta_s$, 并假设 $b/a \gg 1$. 这些校正产生的基底阻抗为

$$Z_{\text{sub}} = \frac{1}{4\sigma_s a} \left\{ \frac{1}{1 + j(\omega/\omega_s)} + j(\omega/\omega_d) \right\}^{-1} + \frac{\ln(b/a)}{2\pi} \left(\frac{j\omega\mu_0}{\sigma_s} \right)^{1/2} \times \left\{ \frac{1}{1 + j(\omega/\omega_s)} + j(\omega/\omega_d) \right\}^{-1/2}, \quad (10)$$

(10) 式右边第一项是扩散阻抗, 第二项是由趋肤效应产生的阻抗. 此时二极管的等效电路如图 2(a) 所示. 由图 2(a) 可知, 扩散阻抗和趋肤效应阻抗串联于结电阻, 扩散阻抗可以表示成和频率无关的三个部分: 直流扩散电阻 R_{sp} 、惯性电感 L_{in} 和位移电容 C_{disp} . 在某一频率, 惯性电感和位移电容会发生共振, 该频率称为等离子共振频率或等离子频率, 用 ω_p 表示

$$\omega_p = 2\pi f_p = (L_{\text{in}} C_{\text{disp}})^{-1/2} = (\omega_s \omega_d)^{1/2} = \left(\frac{N_e q^2}{m^* \varepsilon} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

对于 GaAs 半导体来说, $f_p \approx 1 \times 10^4 N_e^{1/2}$ Hz.

比较 (10) 和 (4) 式可以看出, 载流子惯性和介电弛豫对串联阻抗的影响主要体现在校正因子

$$\left\{ \frac{1}{1 + j(\omega/\omega_s)} + j(\omega/\omega_d) \right\}^{-1}$$

上. 令

$$M = \left\{ \frac{1}{1 + j(\omega/\omega_s)} + j(\omega/\omega_d) \right\}^{-1},$$

图 3 所示是不同掺杂浓度下校正因子实部 $\text{Re}(M)$ 和工作频率 f 之间的关系. 由图 3 可知, $\text{Re}(M)$ 有个峰值, 这是因为在等离子频率, 惯性电感和位移电容会发生共振, $\text{Re}(M)$ 大幅增长. 当掺杂浓度大于或等于 $5 \times 10^{18}/\text{cm}^{-3}$, 在 0.1—10 THz 范围内, Re

(M) 非常小, 可以忽略不计. 所以当掺杂浓度大于或等于 $5 \times 10^{18}/\text{cm}^{-3}$, 在 THz 频段, 基底等离子共振效应可以忽略不计, 二极管的等效电路简化为图 2(b).

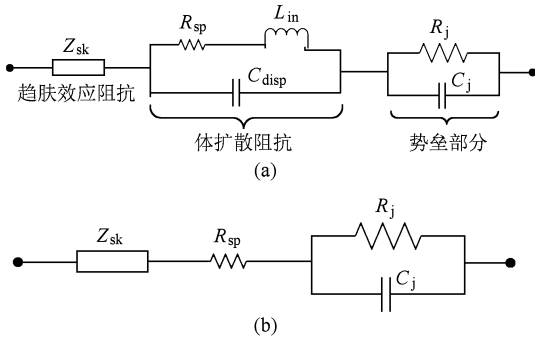


图 2 (a) SBD 高频扩展模型; (b) 简化电路模型

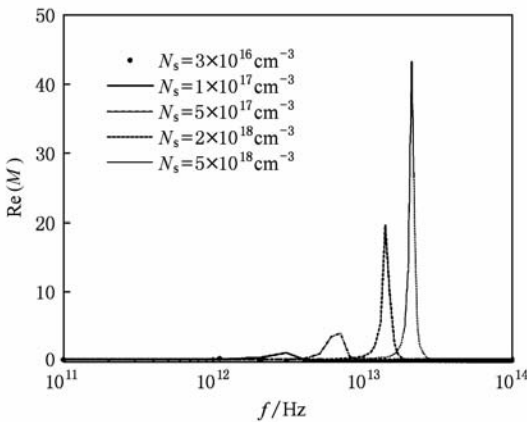


图 3 不同基底掺杂浓度, $\text{Re}(M)$ 和频率的关系

SBD 用作探测器或混频器时, 决定其工作效率的一个重要品质因数是截止频率 f_{co} .

$$f_{co} = \frac{1}{2\pi R_s C_{j0}}, \quad (12)$$

根据 (12) 式, 定义扩展模型的极限频率 ω_c 满足

$$\text{Re}(Z_{\text{sub}}(\omega_c)) - \frac{1}{\omega_c C_j} = 0. \quad (13)$$

图 4 所示是扩展模型极限频率 f_c 和阳极半径 a 之间的关系, 其中 $N_s = 5 \times 10^{18}/\text{cm}^{-3}$, 实线是扩展模型极限频率和阳极半径之间的关系, 虚线是低频模型极限频率和阳极半径之间的关系. 显然, 受高频趋肤效应影响, 扩展模型的 f_c 值较低. 当 f_c 接近于 f_p 时, 随着半径的减小, f_c 幅度变化比较平缓. 对 GaAs 二极管来说, 阳极半径为 $0.1\text{--}1 \mu\text{m}$ 时, $f_c < f_p \approx 22 \text{ THz}$. 值得注意的是, 当阳极半径足够小时, f_c

$> f_p$, 那么工作频率也可以大于等离子频率.

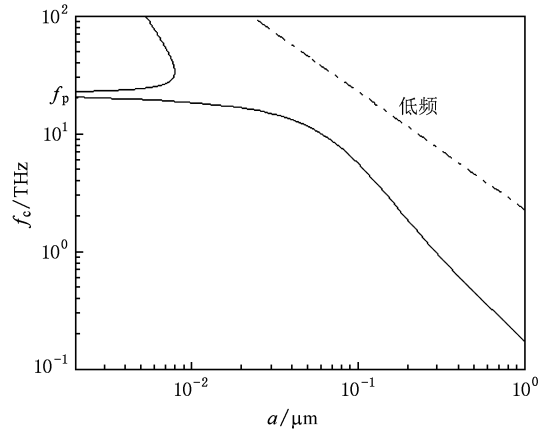


图 4 极限频率和阳极半径之间的关系

3.3. 外延层等离子共振

介电弛豫和载流子惯性对外延层的影响也非常重要, 在忽略外延层趋肤效应的情况下, 外延层中近似中性区域的等效电路和基底等效电路相似, 其 LRC 电路各元素可表示为

$$\begin{aligned} R_e &= \frac{t_e - X_d}{A\sigma_e}, \\ C_{\text{disp}} &= \frac{\varepsilon A}{t_e - X_d}, \\ L_{\text{in}} &= \frac{(t_e - X_d)m^*\mu}{A\sigma_e q}, \end{aligned} \quad (14)$$

得到外延层阻抗的最终表达式

$$Z_{\text{epi}} = \frac{t_e - X_d}{A\sigma_e} \times \left\{ \frac{1}{1 + j(\omega/\omega_{\text{se}})} + j(\omega/\omega_{\text{de}}) \right\}^{-1}, \quad (15)$$

式中 $\omega_{\text{de}}, \omega_{\text{se}}$ 分别是外延层的介电弛豫频率和散射频率, 其等离子频率 ω_{pe} 表达式和 (11) 式类似, 这说明外延层中等离子共振效应也会严重影响 THz 频段 SBD 的性能.

等离子共振效应是一种固有的体效应, 在薄的外延层中, 用 (7) 式计算的平均散射时间来描述载流子传输特性并不准确. 本节重新分析外延层中的载流子惯性.

在块状介质中, 当电场方向发生变化时, 为使电子速度适应其变化, 载流子惯性会延迟, 也就是在电子被加速到新的运动方向前, 电场必须使电子先慢下来. 当电场频率远小于散射频率时, 载流子

惯性通过随机散射而消失;当电场频率接近平均散射频率时,由于随机散射速度太小,载流子惯性不能消失,则由其引起的电感不能忽略.

在薄的外延层中,电子速率受基底和阳极之间电子交换速率的影响.当电子随机散射由基底流向外延层时,它们被电场加速流向阳极.在此过程中,部分电子会穿透肖特基势垒流向阳极,而部分电子会返回基底,但在强偏压情况下(此时串联电阻和结电阻相当)大部分电子都会穿透势垒流向阳极.通常情况下,已释放的电子会被基底的热化电子所代替,此过程等效为准散射过程,准散射平均时间 τ

可用电子穿透外延层的传输时间来近似: $\tau \approx \frac{t_e}{\mu_e E} =$

$\frac{t_e}{V_d}$, 式中 E 是外延层电场强度, V_d 是平均漂移速率,

因此有效散射速率近似为

$$\omega_{s, \text{eff}} = \omega_s + \omega_s^* \approx \frac{q}{m^* \mu_e} + \frac{V_d}{t_e}. \quad (16)$$

对于 $t_e < 0.1 \mu\text{m}$, 最大漂移速率为 $2 \times 10^7 \text{ cm/s}$ 的二极管来说, 则 $\omega_s^* \approx 2 \times 10^{12} \text{ rad/s}$, 散射频率明显提高. 显然减小外延层厚度, 也能提高散射频率, 因此外延层的等离子频率不仅是外延层掺杂浓度的函数, 也是电子穿透外延层时间的函数. 这个结果和文献[14]中的结论一致.

虽然以上分析是在对外延层载流子惯性一阶近似条件下得到的, 但其确实表明了实际等离子频率要比(11)式计算的值大, 并且传输时间效应也是一个重要的影响因素.

4. 工作频率大于等离子频率

由图(3)可知, 当工作频率大于等离子频率时, 等离子共振纠正因子迅速减小为 0, 能减小等离子共振对 SBD 的影响. 由图(4)可知, 当阳极直径非常小时, 二极管的工作频率可以大于等离子频率. 那么二极管的工作频率究竟能否大于等离子频率, 本节就此问题进行研究.

由 3.3 节可知, 当工作在 THz 高频时, 外延层等效于一个 RLC 电路, 假设阳极直径要比外延层厚度大的多, 外延层和结的如图 5 所示:

R_e, L_{in}, C_{disp} 的计算式表达式见(14)式, C_j 的计算表达式见式(2), R_j 的计算表达式为

$$R_j = \frac{V_0}{I} = \frac{kT}{qI}. \quad (17)$$

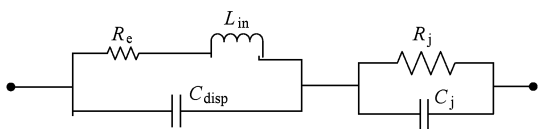


图 5 SBD 外延层和结的等效电路

由(2), (14)和(17)式可知 $R_e, L_{in}, C_{disp}, R_j, C_j$ 都随着结电压 V 的变化而变化. 在大的前偏电压下, R_e 增大 R_j 变得非常小, C_j 要比 C_{disp} 大的多, 因此当工作频率非常高时, 外延层电阻会被位移电容并联, 结阻抗被结电容短路.

图 6 是频率 ω 满足条件 $\omega C_j = 1/R_j$ 时, 在不同掺杂浓度下频率 f 和结电压 V 之间的关系, 令势垒高度 $\phi = 1 \text{ V}$, V_{FB} 是掺杂浓度的函数^[15], 圆点表示各掺杂浓度对应的等离子频率. 由图(6)可知, 满足条件 $\omega C_j = 1/R_j$ 的频率小于等离子频率, 那么当工作频率大于等离子频率时, 非线性结电阻被结电容短路. 当电压 V 增大到一定值时, 曲线斜率会发生变化, 对等式(1), (2)和(17)进行代数运算, 可以推出此电压满足等式 $V_{FB} - V = V_0/2$. 这说明在高偏压下, 电子的热平衡模型和耗尽层近似都不成立, 这是因为当偏压很高时, 高的电场效应会使二极管产生过量噪声.

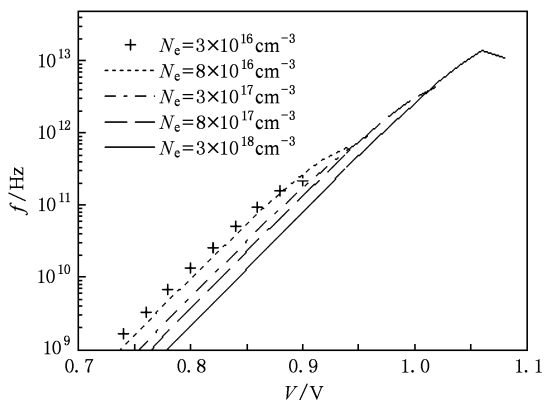


图 6 $\omega C_j = 1/R_j$ 条件下, 频率 ω 和结电压之间的关系

图 6 还表明在等离子频率, 结电纳主导着结电导. 当工作频率大于等离子频率时, 外延层-结电路会简化为 C_j 和 C_{disp} 的串联电路, 此时总电容 C 为

$$C = \frac{\varepsilon A}{t_e}. \quad (18)$$

电容 C 和结偏压 V 、电子传输时间 τ 都没有关系. 束缚电子弛豫主导着传导电子电流, 有效混频不可能. 从以上分析可以推出, 当工作频率大于等离子

频率时,肖特基二极管并不是有效的混频器件,因此要提高二极管的工作频率,必须提高外延层掺杂浓度或者减小电子传输时间,使等离子频率远大于工作频率.

5. 二极管设计及优化

减小高频效应和优化二极管设计的一个主要目的就是使其具有最小的串联电阻和结电容以使信号功率能最大限度的耦合到非线性结中,从前面的分析可知,它们和二极管的结构参数密切相关.

在二极管设计中,最重要的设计参数是外延层厚度 t_e , 阳极直径 d 和外延层掺杂浓度 N_e ^[8]. 由 (3) 和 (15) 式可知, t_e 越小串联电阻越小, 一般情况下都令 t_e 等于零偏耗尽层宽度, 即 $t_e = X_{d0} = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_e} V_{FB}}$,

提高外延层掺杂浓度也能减小外延层厚度. 由 (2), (3), (4), (10), (15) 式可知, 外延层掺杂浓度 N_e 越大, 串联电阻越小, 而单位结电容 C_j 越大; 阳极直径 d 越小, 单位结电容 C_j 越小, 但串联电阻增越大, 不论提高外延层掺杂浓度还是减小阳极直径, 串联电阻和单位结电容的变化方向都不一致, 反之亦然, 因此要综合考虑外延层掺杂浓度 N_e 和阳极直径 d 对串联电阻和结电容的影响, 才能得到正确结论.

变频效率是衡量混频二极管性能好坏的一个重要参数, 要使二极管具有较高的变频效率, 必须使二极管具有更高的截止频率 f_{co} , 并且工作频率远小于截止频率. 截止频率 f_{co} 的计算表达式见 (12) 式, 通常用低频时的 R_s 和 C_{j0} 进行计算. 因为减小低频时的 R_s 和 C_{j0} 也会减小高频串联电阻 $R_e(Z_s)$ 和 C_{j0} , 所以 (12) 式虽然忽略了结电容随前偏电压的变化和串联电阻的高频部分, 但其仍可以作为衡量混

频二极管性能好坏的一个重要参数.

图 7 所示是不同外延层掺杂浓度下, 截止频率 f_{co} 和阳极直径 d 之间的关系. 图中 $t_e = X_{d0}$, $X_d = 0$, R_s 取最大值, 欧姆接触电阻忽略不计, 基底掺杂浓度为 $5 \times 10^{18} / \text{cm}^3$. 由图 7 可知, 当掺杂浓度越大, 阳极直径越小, 趋肤效应和等离子共振效应越小, 截止频率越高, SBD 在 THz 频段会具有更好的性能. 当然, 其实际性能还是会受到趋肤效应和等离子效应的影响.

提高外延层掺杂浓度和减小阳极直径不仅能提高二极管的截止频率, 还能提高外延层的介电弛豫频率、散射频率、减小外延层厚度和减小传输时间, 使 SBD 具有更好的性能. 但其仍受趋肤效应的影响, 因此, 要进一步提高二极管性能, 减小趋肤效应非常重要. 根据趋肤效应产生机理, 减小基底厚度可以减小趋肤效应. 例如在亚微米厚的 GaAs 薄膜上制造 SBD^[16], 如果薄膜厚度小于趋肤深度, 电子将从欧姆接触直接流向阳极, 减小了趋肤效应阻抗和扩散阻抗, 使实际截止频率要比图 7 中预测的值大.

6. 结 论

能工作在常温环境下的 GaAs SBD 混频器已受到广大研究者的关注, 本文结合热电子发射理论和隧道理论, 对工作在 THz 频段 GaAs SBD 的高频特性进行分析, 得到以下四个重要结论:

1) 为了减小基底等离子共振的影响, 基底掺杂浓度要足够高, 并且受趋肤效应阻抗的影响, 扩展模型的极限频率明显低于低频极限频率.

2) 在较薄的外延层中, 当外延层厚度小于平均自由程时, 必须考虑边界处载流子的额外散射效应, 它能增大散射频率. 因此减小平均自由程, 不但能提高外延层的散射频率, 也能提高等离子频率. 由于传输时间效应的影响, 减小外延层厚度, 也能提高散射频率和等离子频率. 所以, 外延层等离子频率实际值要大于用 (7) 式计算的数值.

3) 当 SBD 工作频率低于等离子频率时, 就有 $1/R_j = \omega C_j$, 并且当工作频率大于等离子频率, 位移电流并联于串联电阻, 结电容短路于结电阻, 外延层和结相当于一个电容, 二极管失去了混频效能. 所以, 混频二极管的工作频率不能大于等离子频率.

4) 提高外延层掺杂浓度能减小外延层厚度、减

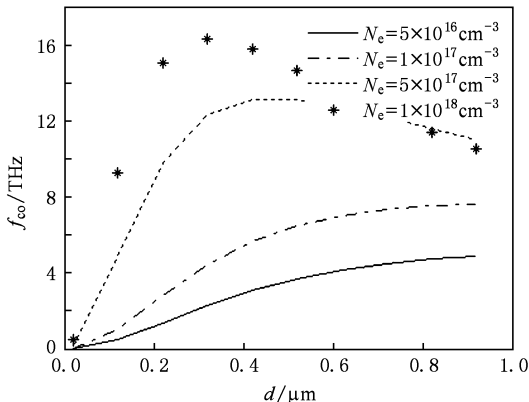


图 7 不同外延层掺杂浓度下,截止频率和阳极直径的关系

小传输时间、提高外延层散射频率和介电弛豫频率,从而提高等离子频率,使二极管工作频率更高.

这些结论对高频二极管的研制具有重要的指导意义.

-
- [1] Yao J Q, Lu Y, Zhang B G, Wang P 2005 *Journal Optoelectronics and Laser* **16** 503 (in Chinese) [姚建铨、路 洋、张百钢、王 鹏 2005 光电子·激光 **16** 503]
- [2] Siegel P H 2007 *IEEE Trans. Antennas Propag* **55** 2957
- [3] Jacobs E L, Moyer S, Franck C C, DeLucia F C, Casto C, Petkie D T, Murrill S R, Halford C E 2006 *Terahertz for Military and Security Applications Iv* Orlando, USA, April 17—18, 2006 p6212J
- [4] Jia W L, Shi W, Qu G H, Sun X F 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5425 (in Chinese) [贾婉丽、施 卫、屈光辉、孙小芳 2008 物理学报 **57** 5425]
- [5] Hübers H W 2008 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron* **12** 378
- [6] Zhang X B, Shi W 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4984 (in Chinese) [张显斌、施 卫 2008 物理学报 **57** 4984]
- [7] Bhapkar U V, Crowe T W 1992 *IEEE Trans. microwave theory Tech* **40** 886
- [8] Nozokido T, Chang J J, Mann C M, Suzuki T, Mizuno K 1994 *Int. J. Infrared Milli. Waves* **15** 1851
- [9] Brown E R, McIntosh K A, Nichols K B, Dennis C L 1995 *Appl. Phys. Lett.* **66** 285
- [10] Siles J V, Grajal J, Krozer V, Leone B 2005 *Microwave Conference European*, Oct. 4—6, 2005 p4
- [11] Crowe T W, Mattauch R J, Roser H P, Bishop W L, Peatman W C B, Liu X L 1992 *Proc. the IEEE* **80** 1827
- [12] Bozhkov V G 2003 *Radiophysics and Quantum Electronics* **46** 631
- [13] Hui K 2001 *Ph. D. Dissertation* (New Jersey: University of Virginia)
- [14] Shur M 1989 *GaAs Devices and Circuits* (New York: Plenum Press) p92
- [15] Sassen S, Witzigmann B, Wolk C, Brugger H 2000 *IEEE Trans. Electron Devices* **47** 24
- [16] Martin S, Nakamura B, Fung A, Smith P, Bruston J, Maestrini J, Maiwald F, Siegel P, Schlecht E, Mehdi I 2001 *IEEE MTT-S Digest* 1641

Analysis on high frequency performance of THz GaAs Schottky mixer diode^{*}

Fan Guo-Li[†] Jiang Yue-Song Liu Li Li Fang

(*School of Electronic and Information Engineering, BeiHang University, Beijing 100191, China*)

(Received 18 August 2009; revised manuscript received 1 December 2009)

Abstract

In the THz frequency range, several new high effects will restrict diode high-frequency performance. With the thermionic emission theory and the tunnel theory, the high-frequency performance of epitaxial Schottky diodes is re-evaluated and the structure parameters are optimized with using the cut-off frequency as a figure of merit. The results show that when the operation frequency is higher than the plasma frequency, the diode is equivalent to a capacitance with losing the frequency mixing performance. With the increase of frequency, increasing the doping density of substrate can reduce the substrate plasma resonance effect. The plasma resonance frequency of epitaxial layer is an important factor but transit time effect must be considered. The higher operation frequency can be obtained through reducing the anode diameter and the epilayer thickness, and increasing the epilayer doping density. The results have an important reference value in developing the room temperature THz mixing diodes.

Keywords: terahertz, Schottky mixer diodes, skin effect, the plasma resonance effect

PACC: 2940P, 7230, 7215L

^{*} Project supported by the National Defense Foundation of China (Grant No. 7130730), the Innovation Foundation of BeiHang University for Ph. D. Graduates of China.

[†] E-mail: Fangl_79@yahoo.com.cn