

α -SiN:H 薄膜的光学声子与 VO₂ 基 Mott 相变场效应晶体管的红外吸收特性^{*}

陈长虹[†] 黄德修 朱 鹏

(华中科技大学武汉光电国家实验室, 武汉 430074)

(2007 年 3 月 21 日收到, 2007 年 4 月 4 日收到修改稿)

从器件构成材料中 α -SiN:H/VO₂/Al 薄膜介电常数弥散特性的 Lorentz 多谐振模型出发, 研究了器件在金属表面等离子体与 VO₂ 特别是 α -SiN:H 薄膜光学声子共同作用下的红外吸收特性, 得到了在不同的光谱范围器件的红外吸收特性随着 α -SiN:H 钝化层几何厚度的变化关系, 与中心工作波长 10 μ m 对应的且经过位相修正以后钝化层的几何厚度为 $\lambda/4n$ 时的红外吸收光谱, 以及 VO₂ 的相变对吸收光谱的影响.

关键词: 红外吸收特性, Mott 相变, 场效应晶体管, 二氧化钒

PACC: 4210K, 0762, 0570F

1. 引 言

VO₂ 薄膜是目前用来制备 8—14 μ m 非致冷微测辐射热红外探测器热敏电阻的理想材料^[1-3]. 众多的研究表明^[4-6], VO₂ 为纯电子型 Mott-Hubbard 相变材料, 当电子浓度低于临界值时, 材料显示为半导体或绝缘体的特性; 当高于该临界值时, 则显示为金属特性. 因而可以把 VO₂ 薄膜设计成 Mott 相变场效应晶体管(MTFET)的沟道材料, 在栅极外加电场的场效应作用下使沟道材料内的电子浓度发生变化来触发由半导体或绝缘体到金属的高速相变, 以实现源极与漏极之间的导电态由截止到导通的快速转换. 同时, MTFET 在截止状态下利用沟道材料吸收红外辐射后所产生的温度变化而导致其电阻率的变化来实现非致冷红外探测. 以该器件为构成单元组成的红外焦平面阵列为集 MTFET 红外探测灵敏元与 MTFET 信号读出电路为一体的新的平面集成器件, 从而其工艺难度和成本大为降低, 且不存在与标准硅 IC 工艺兼容性问题, 更重要的是有望像 TFT 器件一样制备出更大阵列且红外性能进一步得到提高的器件.

VO₂ 基 MTFET 器件可以设计为底栅结构, 栅电

极材料为金属 Al 膜, Al 膜除了具有较低的电阻率外, 由于在表面等离子体作用下在红外光谱范围也具有很高的反射率, 因而也常用来作为红外反射镜面. 为了降低与衬底之间的热导, 器件通常设计为悬空的隔热支撑结构, 支撑材料为 α -SiN:H, 器件的介电栅和钝化层均可选用 α -SiN:H. 由于 VO₂/ α -SiN:H 薄膜在中远红外范围的光学声子吸收作用以及 Al 膜表面等离子体反射, 使器件构成一个具有复折射率多层损耗媒质的光学传输系统. 本文研究了该器件在金属表面等离子体反射和光学声子吸收共同作用下的红外吸收特性.

2. 材料的色散特性与 MTFET 的物理模型

介电常数 ϵ 的弥散关系可以用 Lorentz 多谐振模型表述:

$$\epsilon(v) = \epsilon_{\infty} + \sum_m X_m(v), \quad (1)$$

式中

$$X_m(v) = \frac{v_{pm}^2}{(iv)^2 + iv_{\gamma m}v + v_{0m}^2} \quad (2)$$

为第 m 个单谐振分量对总介电常数所作的贡献; 其中, 变量 v 为波数, 参量 v_0 为谐振波数, v_p 为等离

^{*} 国家自然科学基金(批准号 60376034, 60577051)和教育部回国留学人员科研启动基金资助的课题.

[†] E-mail: ch_chen@hust.edu.cn

子体波数、 v_r 为阻尼系数. 由于金属中自由电子的谐振频率为零, 也即 $v_0 = 0$, 以上公式转化为可适用于金属介电常数的 Drude 模型表达式.

表 1 中列出了 α -SiN:H 薄膜^[7]、半导体相和金属相 VO₂ 薄膜^[8-10]、以及 Al 膜^[11]介电常数 Lorentz 多谐振模型中的各参量, 有关 α -SiN:H 薄膜谐振波数, 即光学声子吸收中心与原子间振动模式的对应关系解释如下. 吸收中心在 465 cm^{-1} 与 Si—O—Si 键的摇摆振动模式对应, 氧的参与可能与薄膜生长过程中真空室残余的氧、水汽有关, 也可能与薄膜表面

所吸附的氧有关, 852 cm^{-1} 与 Si—N 键的非对称伸缩振动模式对应; 1175 cm^{-1} 与 N—H 键的弯曲振动模式对应, 而伸缩振动模式对应的波数为 3325 cm^{-1} ; 另外 2198 cm^{-1} 与 Si—H 键的伸缩振动模式对应. 多晶 VO₂ 薄膜各参量值由 248 nm — $4.96 \mu\text{m}$ 光谱范围拟合得到, 理论结果^[12]也显示在长波限半导体相 TO 模声子频率的最大值为 641 cm^{-1} ($\lambda = 15.6 \mu\text{m}$), 这些低频声子对材料的高频弥散特性无贡献, 因此, VO₂ 薄膜各参量值的适用范围可延伸至器件的光谱工作范围.

表 1 α -SiN:H, VO₂ 和 Al 膜介电常数 Lorentz 表达式中的各参量

| 谐振分量 | | 波数/ cm^{-1} | | | | | | | ϵ_∞ |
|----------------------|-------|----------------------|------|------|------|------|------|------|-------------------|
| | | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | |
| α -SiN:H | v_0 | 465 | 852 | 1175 | 2198 | 3325 | | | 3.68 |
| | v_p | 376 | 1167 | 2 | 215 | 188 | | | |
| | v_r | 126 | 138 | 153 | 122 | 118 | | | |
| 半导体相 VO ₂ | v_0 | 1309 | 1669 | 1925 | 3530 | 4479 | 4826 | 6546 | 4.26 |
| | v_p | 1164 | 1149 | 1338 | 2584 | 5139 | 4969 | 6513 | |
| | v_r | 720 | 918 | 963 | 777 | 2105 | 1834 | 2520 | |
| 金属相 VO ₂ | v_0 | 1104 | 3594 | 4467 | 5904 | 0 | | | 3.95 |
| | v_p | 1487 | 3543 | 4555 | 6050 | 4274 | | | |
| | v_r | 1049 | 827 | 1251 | 2007 | 847 | | | |
| Al | v_0 | 0 | | | | | | | 1.00 |
| | v_p | 120968 | | | | | | | |
| | v_r | 806 | | | | | | | |

非磁性材料的复折射率与介电常数的关系为 $N^* = n - ik = \sqrt{\epsilon(v)}$; 其中, n 为折射率的实部, k 为折射率的虚部, 即消光系数. 以上材料的色散关系如图 1 所示.

VO₂ 基 MTFET 器件的结构为 α -SiN:H (100 nm)/ α -SiN:H (50 nm)/Al (100 nm)/ α -SiN:H (200 nm), 所构成的具有复折射率多层损耗媒质的光学传输系统如图 2(a)所示. 其中, 器件的 α -SiN:H 薄膜钝化层也期望具有红外增强吸收功能, 通过场效应控制 VO₂ 沟道材料的相变, 使之分别处于半导体和金属相.

3. 损耗介质薄膜系统的光学特性计算

沿 x 方向传输的入射光场为 $E = E_0 e^{i(\omega t - Kx)}$, 其中, E_0 为光场复振幅, K 为波数, ω 为光波角频率. 对于由 M 层薄膜组成的多层损耗介质膜系, 其光学

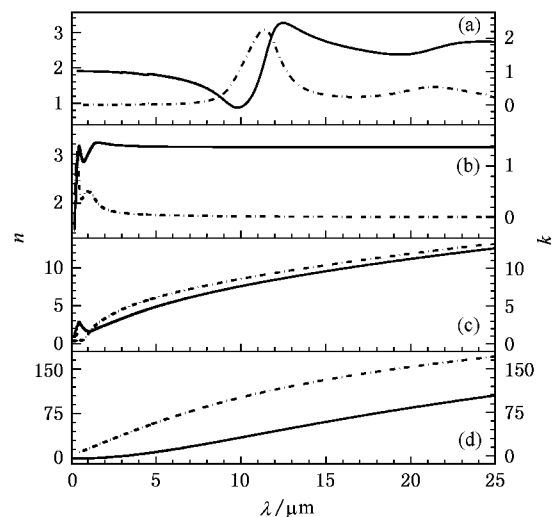


图 1 薄膜的色散关系 (a) α -SiN:H (b) 半导体相 VO₂ (c) 金属相 VO₂ 和 (d) Al. 实线和点划线分别对应 n 和 k

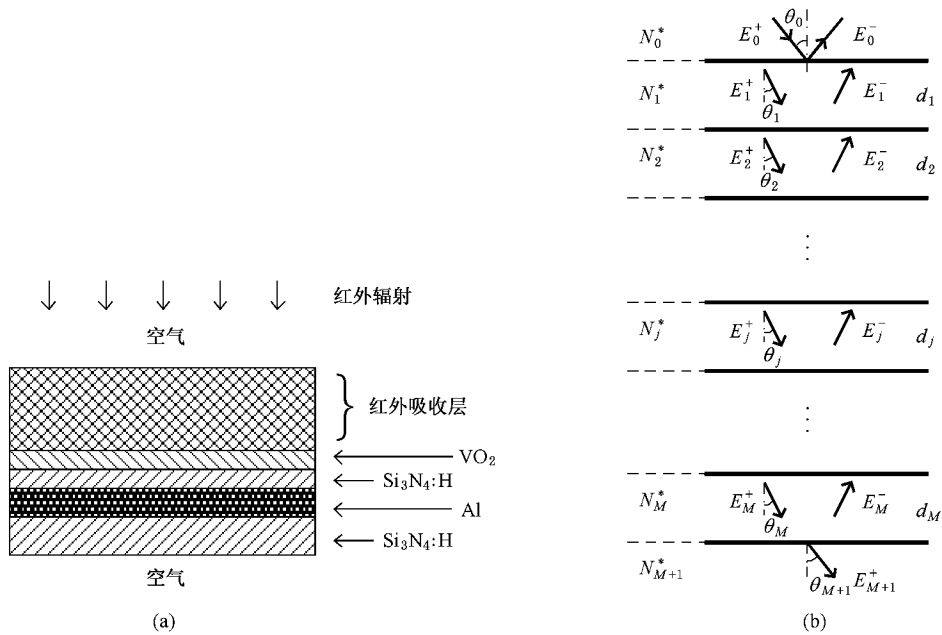


图 2 (a)器件截面构成的光学传输系统物理模型 (b)矩阵法计算模型

特征矩阵可表示为

$$\begin{bmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{bmatrix} = \frac{1}{\prod_{j=1}^{M+1} t_j} \begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{M+1}^+ \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (3)$$

其中,全部膜系传输矩阵的集合

$$\begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & r_1 \\ r_1 & 1 \end{bmatrix} \prod_{j=1}^M \begin{bmatrix} e^{i\delta_j} & r_{j+1} e^{i\delta_j} \\ r_{j+1} e^{-i\delta_j} & e^{-i\delta_j} \end{bmatrix}. \quad (4)$$

那么,整个传输系统的反射率 R 和透射率 T 的公式为

$$R = \left(\frac{c}{a}\right)^2, T = \left(\frac{\prod_{j=1}^{M+1} t_j}{a}\right)^2, \quad (5)$$

且吸收率 $A = 1 - R - T$. 因此,可以先计算每层膜的位相厚度、相邻膜层界面的菲涅耳反射系数和透射系数,代入以上公式就可以得到整个膜系的反射率,透射率,以及吸收率.

传输矩阵法的计算模型如图 2(b) 所示,膜层 N_j ($j = 1, 2, \dots, M$) 的位相厚度 $\delta_j = \frac{2\pi}{\lambda} N_j^* d_j \cos\theta_j$, 复折射率为 N_j^* , d_j 为膜层的几何厚度, θ_j 为光波入射角, λ 为光波波长. 当光波在斜入射条件下其 S 偏振和 P 偏振的光波分量在 N_j/N_{j+1} 界面上的菲涅耳反射系数 $r_{j+1,S}$, $r_{j+1,P}$ 分别为

$$r_{j+1,S} = \rho_{j+1,S} e^{i\varphi_{j+1,S}} = \frac{N_j^* \cos\theta_j - N_{j+1}^* \cos\theta_{j+1}}{N_j^* \cos\theta_j + N_{j+1}^* \cos\theta_{j+1}},$$

$$r_{j+1,P} = \rho_{j+1,P} e^{i\varphi_{j+1,P}} = \frac{N_j^* \cos\theta_{j+1} - N_{j+1}^* \cos\theta_j}{N_j^* \cos\theta_{j+1} + N_{j+1}^* \cos\theta_j},$$

其中 $\rho_{j+1,S}$, $\rho_{j+1,P}$ 为界面菲涅耳反射系数的振幅, $\varphi_{j+1,S}$, $\varphi_{j+1,P}$ 为与之对应的界面反射所导致的位相延迟. 同理,菲涅耳透射系数 $t_{j+1,S}$, $t_{j+1,P}$ 分别为

$$t_{j+1,S} = \tau_{j+1,S} e^{i\chi_{j+1,S}} = \frac{2N_j^* \cos\theta_j}{N_j^* \cos\theta_j + N_{j+1}^* \cos\theta_{j+1}},$$

$$t_{j+1,P} = \tau_{j+1,P} e^{i\chi_{j+1,P}} = \frac{2N_j^* \cos\theta_{j+1}}{N_j^* \cos\theta_{j+1} + N_{j+1}^* \cos\theta_j},$$

其中 $\tau_{j+1,S}$, $\tau_{j+1,P}$ 为界面菲涅耳透射系数的振幅, $\chi_{j+1,S}$, $\chi_{j+1,P}$ 为与之对应的界面透射所导致的位相延迟. 在正入射条件下, $\theta_j = 0$, S 偏振和 P 偏振的光波分量在界面上的菲涅耳反射系数相等,菲涅耳透射系数也相等.

4. 结果与讨论

正入射条件下,经过 α -SiN:H 钝化层的正向传输光波在钝化层/VO₂ 界面入射,经过 VO₂ (100 nm) α -SiN:H (50 nm) Al (100 nm) α -SiN:H (200 nm) 多层损耗媒质传输后,最后在相同的界面反向出射. 器件在该界面处,即当钝化层的厚度趋于零时器件的光谱反射率 (R) 与产生的位相延迟 (φ) 由图 3 所示. 当 VO₂ 为半导体相时,图中出现两个明显的强吸收峰,分别位于 1.18 μm 和 11.3 μm 波长处,前者与半导体相 VO₂ 的本征吸收边对应,后者则是 Al 金属表面等离子体的反射与 α -SiN:H 介电栅的声子吸收

共同作用的结果 ;当 VO_2 为相变后的金属相时 ,且在图中所示的光谱范围 ,当钝化层的厚度趋于零时器件的光谱反射率明显小于相变以前的结果 .

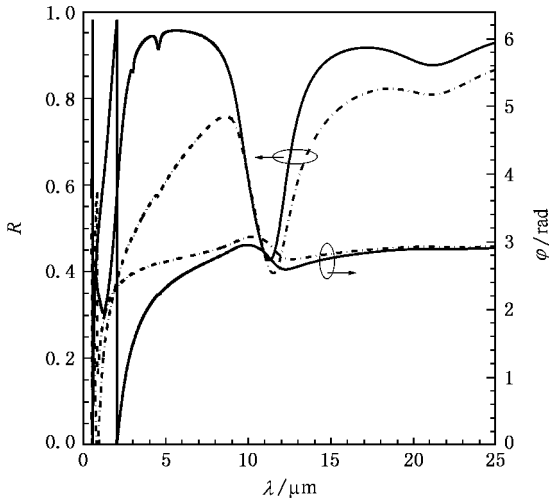


图3 器件在 $\alpha\text{-SiN:H}$ 钝化层厚度趋于零时的光谱反射率 (R) 以及位相延迟 (φ) ,实线和点划线分别代表 VO_2 在半导体相和金属相的结果

若 $\alpha\text{-SiN:H}$ 薄膜钝化层的几何厚度为经过位相延迟修正后的 $\lambda/4n$ 时 ,结果发现当入射光波波长远离光学声子吸收的中心区域 (如图 4 所示的 I 区) 其光谱反射率大于 $\alpha\text{-SiN:H}$ 薄膜增加前的结构 ,因而在远离光学声子吸收中心的光谱范围该 $\alpha\text{-SiN:H}$ 薄膜起增反作用 ;相反 ,当入射光波波长位于光学声子吸收带的附近和吸收带内的光学声子吸收区 (分别为如图 4 所示的 II 区和 III 区) ,其光谱反射率小于 $\alpha\text{-SiN:H}$ 薄膜增加前的结构 ,因而在位于光学声子吸收区的光谱范围该 $\alpha\text{-SiN:H}$ 薄膜起减反作用 .图 5 显示了当入射光波波长分别为远离 $\alpha\text{-SiN:H}$ 薄膜光学声子吸收中心的 $1.55\ \mu\text{m}$ 以及位于光学吸收区的 $8\ \mu\text{m}$ 和 $10\ \mu\text{m}$ 时 ,增加 $\alpha\text{-SiN:H}$ 薄膜后器件的吸收率随着薄膜几何厚度的变化关系 ,这一变化关系也代表了这些光波波长所在区域的其他波长所对应的器件吸收率与钝化层几何膜厚的变化特性 .当入射光波波长为远离光学吸收声子中心 (I 区) 的 $1.55\ \mu\text{m}$ 时 ,器件的吸收率随着 $\alpha\text{-SiN:H}$ 薄膜的厚度变化作近似为无阻尼等幅振荡 ,且吸收率的峰值最大出现在 π 位相处、峰值最小出现在 $\pi/2$ 位相处 ;当入射光波波长为吸收带附近 (II 区) 的 $8\ \mu\text{m}$ 时 ,器件的吸收率随着 $\alpha\text{-SiN:H}$ 薄膜的厚度变化作欠阻尼的衰减振荡 ,吸收率的峰值最大出现在 $\pi/2$ 位相处、峰值最小出现在 π 位相处 ,且极大值出现在

$(2m + 1)\pi/2$,且 $m \neq 0$ 位相处 ;当入射光波波长为吸收带内 (III 区) 的 $10\ \mu\text{m}$ 时 ,器件的吸收率随着 $\alpha\text{-SiN:H}$ 薄膜的厚度变化作过阻尼的强衰减振荡 ,吸收率的峰值最大或极大值出现在 $\pi/2$ 位相处 ,即位相修正后的四分之一波长厚度处 ,随着膜厚的进一步增大器件吸收率趋近于饱和值 . $8\text{--}14\ \mu\text{m}$ 光谱范围为器件的光谱工作范围、也为 $\alpha\text{-SiN:H}$ 薄膜的光学声子吸收区 ,因而 $\alpha\text{-SiN:H}$ 薄膜除了具有钝化层作用外也具有红外增强吸收作用 .

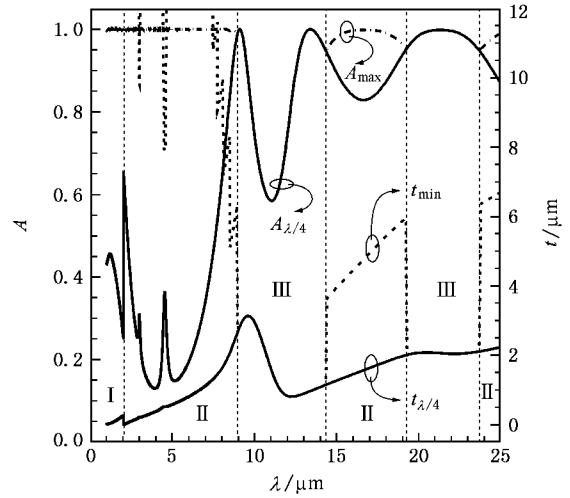


图 4 经过位相修正后与不同光波波长对应的 $\alpha\text{-SiN:H}$ 四分之一波长厚度 $t_{\lambda/4}$,可取得最大吸收率时的厚度 t_{\min} ,以及相应的光谱吸收率 $A_{\lambda/4}$, A_{\max} ,其中 ,I 区为远离光学声子吸收带的增反区 ,II 区与 III 区分别为吸收带附近与吸收带内的减反区

VO_2 基 MTFET 非致冷红外探测器的中心工作波长为 $10\ \mu\text{m}$,位于 $\alpha\text{-SiN:H}$ 钝化层光学声子吸收

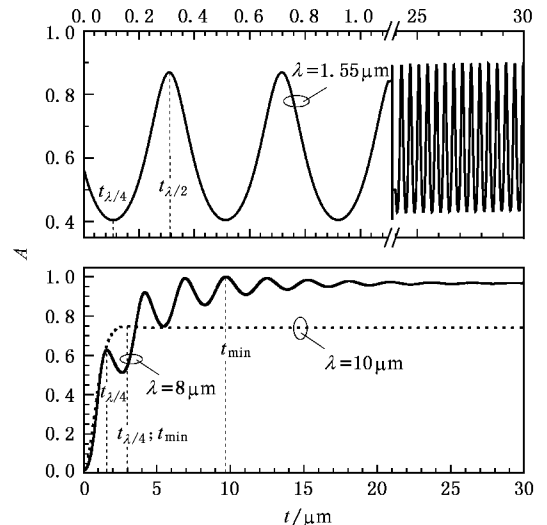


图 5 入射光波波长分别为 I ,II 和 III 区的 $1.55\ 8.0$ 和 $10.0\ \mu\text{m}$ 时 ,器件的吸收率随 $\alpha\text{-SiN:H}$ 钝化层厚度的变化关系

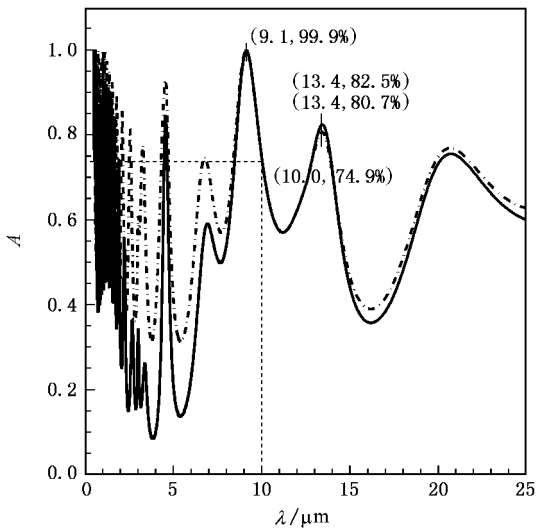


图6 α -SiN:H 钝化层厚度为 $2.97 \mu\text{m}$ 时的吸收光谱(其中 $2.97 \mu\text{m}$ 为与入射光波波长 $10 \mu\text{m}$ 所对应的经过位相修正后钝化层的几何厚度,实线和点划线分别代表 VO₂ 在半导体相和金属相的结果)

带内;当入射光波波长为 $10 \mu\text{m}$ 时所对应 α -SiN:H 钝化层经过位相修正后四分之一波长的几何厚度为 $2.97 \mu\text{m}$ 。图6所示为 α -SiN:H 钝化层在此厚度条件下 VO₂ 薄膜分别在半导体相和金属相时器件的吸收光谱;其中,VO₂ 在相变前后与中心工作波长 $10 \mu\text{m}$ 所对应的器件吸收率均为 74.9% ,该值为器件在此结构设计中能够达到的与中心工作波长所对应的极限吸收率。另外,在器件的光谱工作范围出现了两个吸收峰,峰位分别在 $9.1 \mu\text{m}$ 和 $13.4 \mu\text{m}$ 光波波长处,无论 VO₂ 在半导体相时还是在金属相时,器件在 $9.1 \mu\text{m}$ 处所对应的吸收率保持不变,均为 99.9% ;然而,当 VO₂ 分别为半导体相和金属相时,器件在 $13.4 \mu\text{m}$ 处对应的吸收率分别为 82.5% 和 80.7% 。因此,在 VO₂ 相变前后,且在 $8\text{—}14 \mu\text{m}$ 工作范围,器件的光谱吸收率几乎没有改变;然而在波长

小于器件工作波长的光谱范围,特别是 $3\text{—}8 \mu\text{m}$ 的中红外范围,VO₂ 相变对器件的光谱吸收率改变较大,当 VO₂ 为金属相时器件的吸收率要高于半导体相时器件的吸收率;结合图3所示的结果可以认为在 α -SiN:H 薄膜光学声子的吸收区,VO₂ 的相变对吸收率的改变大小应该与钝化层的厚度有关,厚度值越小、相变对吸收率的改变量越大。

5. 结 论

在金属 Al 膜表面等离子体和 α -SiN:H 薄膜的光学吸收声子的共同作用下,VO₂ 基 MTFET 器件的红外吸收特性可以按光波波长划分为三个不同的区域。其中,在远离 α -SiN:H 薄膜的光学声子吸收中心 α -SiN:H 薄膜钝化层起增反作用,且器件的吸收率随钝化层的几何厚度变化作近似为无阻尼的等幅振荡,吸收率的峰值最大出现在 π 位相处,最小出现在 $\pi/2$ 位相处。在 α -SiN:H 薄膜的光学声子吸收带附近和吸收带内的吸收区, α -SiN:H 薄膜钝化层起减反作用,器件的吸收率随钝化层的几何厚度变化分别作欠阻尼的衰减振荡和过阻尼的强衰减振荡,吸收率的峰值最大出现在 $\pi/2$ 位相处,最小出现在 π 位相处,且极大值出现在 $(2m+1)\pi/2$ 位相处。当波长位于吸收带的附近, $m \neq 0$;然而,在吸收带内, $m = 0$ 。

在器件的光谱工作范围, α -SiN:H 薄膜钝化层也具有红外增强吸收作用。与中心波长 $10 \mu\text{m}$ 所对应 α -SiN:H 钝化层经过位相修正后四分之一波长的几何厚度为 $2.97 \mu\text{m}$ 、器件的最大吸收率为 74.9% 。在此厚度条件下,器件的吸收光谱在 $8\text{—}14 \mu\text{m}$ 范围出现两个吸收峰,其中在 $9.1 \mu\text{m}$ 峰位的吸收率为 99.9% ;并且,在光谱工作范围 VO₂ 的相变对器件的吸收光谱改变不大。

[1] Wang L X, Li J P, He X L, Gao X G 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2846 (in Chinese) [王利霞、李建平、何秀丽、高晓光 2006 物理学报 **55** 2846]
 [2] Li J H, Yuan N Y, Xie T B, Dan D D 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1790 (in Chinese) [李金华、袁宁一、谢太斌、但迪迪 2007 物理学报 **56** 1790]
 [3] Chen C H, Yi X J, Xiong B F 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 450 (in Chinese) [陈长虹、易新建、熊笔锋 2001 物理学报 **50** 450]

[4] Stefanovich G, Pergament A, Stefanovich D 2000 *J. Phys.: Condens. Matter* **12** 8837
 [5] Wentzcovitch R M, Schulz W W, Allen P B 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 3389
 [6] Rice T M, Launois H, Pouget J P 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 3042
 [7] Brendel R, Bormann D 1992 *J. Appl. Phys.* **71** 1
 [8] Barker A S, Jr Verleur H W, Guggenheim H J 1966 *Phys. Rev. Lett.* **17** 1286

- [9] Verleur H W , Jr Barker A S , Berglund C N 1968 *Phys. Rev.* **172** 788
- [10] Tazawa M , Jin P , Tanemura S 1998 *Appl. Optics* **37** 1858
- [11] Pendry J B , Holden A J , Stewart W J , Youngs I 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4773
- [12] Gervais F , Kress W 1985 *Phys. Rev.* **31** 4809

Infrared absorption of VO₂ based Mott transition field effect transistor dependent on optical phonon in α -SiN : H films^{*}

Chen Chang-Hong[†] Huang De-Xiu Zhu Peng

(Wuhan National Laboratory for Optoelectronics , Huazhong University of Science and Technology , Wuhan 430074 , China)

(Received 21 March 2007 ; revised manuscript received 4 April 2007)

Abstract

VO₂ based Mott transition field effect transistor is a new element to be incorporated between microbolometer sensitive pixels and on-chip read-out circuitry to fully realize the planar integrated infrared focal plane array. Based on their dielectric dispersions in Lorentz model , its infrared absorption was studied by the theory of reflection from Al surface plasma and absorption by optical phonons in VO₂ and especially in α -SiN : H films. The present paper reports on the properties of the absorption in different wavelength regions and the dependence on the thickness of the nitride passivation layer , the absorbance spectra for the layer with thickness of $\lambda/4n$ after the phase delay is corrected , and the changes in the spectra caused by the transition in the VO₂ film.

Keywords : infrared absorption , Mott transition , field effect transistor , vanadium dioxide

PACC : 4210K , 0762 , 0570F

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60376034 and 60577051) and by the Scientific Research Starting Foundation for Returned Overseas Chinese Scholars , Ministry of Education , China .

[†] E-mail : ch_chen@hust.edu.cn