

甚长波量子阱红外探测器光栅耦合的研究*

熊大元 曾 勇 李 宁 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)

(2005 年 12 月 6 日收到, 2006 年 1 月 24 日收到修改稿)

采用平面波展开的散射矩阵方法研究 n 型甚长波量子阱红外探测器的二维衍射光栅, 并同时从实验方面研究了其红外透射光谱. 研究表明, n 型量子阱器件的光栅耦合是传输场和倏逝场共同作用的结果. 对于 n 型量子阱红外探测器的光栅耦合, 光栅周期、光栅深度和占空比三者之间相互影响, 要达到好的光学耦合效果, 需要根据量子阱器件的峰值探测波长选择合适的光栅参数.

关键词: n 型量子阱红外探测器, 二维光栅, 光耦合

PACC: 7320D, 4225B

1. 引 言

近十年来, 随着低维材料的迅速发展, 量子阱红外探测器的实验研究和理论研究十分活跃^[1-3], 和其他所有其他红外光电子器件的研发一样, 人们对量子阱红外探测器及其大规模焦平面阵列的物理研究和优化设计一直没有停止^[4-6]. 对于 n 型 GaAs/AlGaAs 量子阱红外探测器, 由于 Γ 电子有效质量的各向同性而对正入射红外辐射不吸收, 它要求有沿着量子阱生长方向的电场分量^[1]. n 型量子阱红外探测器以及红外焦平面的制作的一个极为关键的要求是衍射光栅的设计与优化^[4]. 为了提高量子阱红外探测器的光栅耦合效率, 人们做了许多研究工作, 相继提出运用一维光栅^[7], 带波导结构的二维光栅^[8], 金属衍射光栅^[9,10], 长周期二维光栅^[11], 随机耦合光栅^[12]等光耦合器件. 在实际器件制备中, 可以直接在量子阱台面上刻蚀成周期性的二维光栅结构来进行光耦合. 这种含光栅结构的量子阱器件在工艺上相对简单, 成本较低. 本文针对这种结构的量子阱光栅展开研究.

假设量子阱平面为 $x-y$ 平面, 其生长方向为 z 方向, 由于在 $x-y$ 平面上存在电磁场的分量, 同时由于二维光栅作用在界面上 TE 和 TM 极化存在相互转换, 衍射后光在多量子阱层存在光学吸收, 因而

使用 TM 极化的方法存在局限性^[10]. 由于二维光栅中的电磁波的衍射跟通常的三维光子晶体中对光波传输问题相对应, 一维光栅中的电磁波的衍射跟通常的二维光子晶体中对光波传输问题相对应^[13], 我们采用近年发展起来的用于求解光子晶体的基于平面波展开的散射矩阵方法^[13,14], 研究含二维光栅结构的量子阱器件的光波传输行为, 并同时从实验方面研究了其红外透射光谱. 研究表明, n 型量子阱器件的光栅耦合是传输场和倏逝场共同作用的结果. 根据量子阱器件的峰值探测波长设计合适的光栅周期、占空比和光栅深度等项参数可以达到对光栅的优化, 优化的结果跟已报道的量子阱光栅优化标准相一致.

2. n 型量子阱光跃迁的基本特性

由于 n 型量子阱材料中 Γ 电子的有效质量的各向同性, 对于 $Ae^{i\omega t}$ 的入射光, 入射光和量子阱红外探测器中的 Γ 电子的相互作用为

$$\frac{e}{m^*} \mathbf{A} \cdot \mathbf{P}. \quad (1)$$

由于 $x-y$ 平面的动量守恒, 跃迁发生在 z 方向上的包络函数之间. 从基态到激发态的跃迁矩阵元为

$$\phi_j | \frac{e\hbar}{m^*} \mathbf{A} \cdot \nabla | \phi_{0j} = \delta_{k,q} \frac{e\hbar A_z}{m^*} \phi_j | \frac{\partial}{\partial z} | \phi_0. \quad (2)$$

* 国家自然科学基金重点项目(批准号:10234040), 上海市科学技术委员会重点项目(批准号:02DJ14066), 国家自然科学基金(批准号:60476040), 上海市信息化专项基金(批准号:2003010), 国家重点基础研究基金(批准号:2001CB610470)资助的课题.

正入射时光的传播方向平行于样品生长方向,其电磁场矢量势在 z 方向上的分量 A_z 为零,因此该辐射与量子阱中的 Γ 电子之间没有耦合,器件对正入射辐射不吸收,因此对于 n 型量子阱光探测器须通过衍射光栅获得电子光跃迁所必需的高阶次的衍射光波。

3. 用于量子阱光耦合的二维衍射光栅

本文考虑如图 1(a)所示的二维衍射光栅.衍射光栅在 n 型量子阱器件之上,其结构为半径为 r 的圆形光阑或边长为 $2r$ 的矩形光阑,在 $x-y$ 平面按二维周期性分布, x, y 方向上的周期分别为 a_1 和 a_2 (为简单和与实验比较计,这里取 $a_1 = a_2 = a$).记 $x-y$ 平面上的光栅的正格矢 \mathbf{R} 的单位矢量 \mathbf{a}_1 和 \mathbf{a}_2 相应的倒格矢 \mathbf{G} 的两个单位矢量为 \mathbf{b}_1 和 \mathbf{b}_2 ,光栅深度为 h ,光栅的占空比为 F (对圆形光栅 $F = \pi r^2/a^2$,对矩形光栅 $F = (2r)^2/a^2$),光从 GaAs 衬底正入射,经过多量子阱后到达光栅反射回多量子阱。

我们采用平面波展开的散射矩阵方法研究量子阱二维衍射光栅.如图 1(b)所示,光从 GaAs 衬底入射,入射波矢为 $\mathbf{k}_0 = (k_{0x}, k_{0y}, k_{0z}) = k_0(\sin\theta\sin\varphi, \sin\theta\cos\varphi, \cos\theta)$,这里 θ 与 φ 为入射波矢的两个极角,其中 θ 为入射波矢与 z 轴的夹角, φ 为入射波矢在 $x-y$ 平面内的投影与 x 轴的夹角,在正入射时这两个极角均取为 0.在矢量 \mathbf{r} 处电磁场可以写成平面波的叠加

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \sum_{ij} \mathbf{E}_{ij}(z) e^{i(k_{ij,x}x + k_{ij,y}y)}, \\ \mathbf{H}(\mathbf{r}) &= \sum_{ij} \mathbf{H}_{ij}(z) e^{i(k_{ij,x}x + k_{ij,y}y)}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 k_{ij} 为 $x-y$ 平面内的波矢 $\mathbf{k}_{ij} = (k_{ij,x}, k_{ij,y})$, \mathbf{E}_{ij} 和 \mathbf{H}_{ij} 是待求的电磁场的展开系数.原则上指标 ij 应该从 $-\infty$ 到 $+\infty$,但是在数值计算中需要在某个特定的地方截断.我们取 $-M \leq i \leq M, -N \leq j \leq N$ 其中 M, N 为截断阶数.为了解出未知的变量 \mathbf{E}_{ij} 和 \mathbf{H}_{ij} ,整个光栅层被划分成一系列的薄层,如图 1 所示,每一个薄层都可以近似为是二维光栅薄片,它沿 z 方向上的介电函数不变.假定每片薄层的上下两边都被厚度为零的空气薄膜所包围,由于空气薄膜厚度取为零,它对光栅的衍射将不产生影响,但却为数值计算带来很大方便。

如图 1(b),第 i 层光栅薄片上下方的空气薄膜

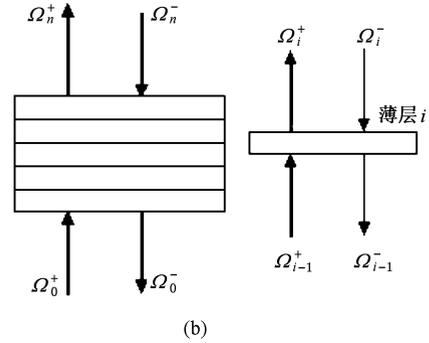
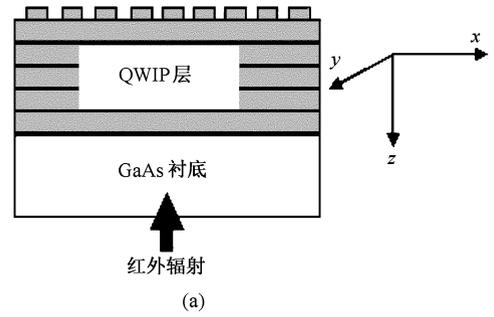


图 1 (a) n 型量子阱红外探测器及其衍射光栅结构 (b) 在散射矩阵的计算方法中,光栅连同多量子阱层及 GaAs 衬底层一起被分成 n 层薄片

中的电磁场都是由向上和向下传播的平面波构成的,在空气薄膜下方的电场的切向分量为

$$E_{x(y)}(\mathbf{r}) = \sum_{ij} [E_{ij,x(y)}^+(z) + E_{ij,x(y)}^-(z)] e^{i(k_{ij,x}x + k_{ij,y}y)}, \quad (4)$$

其中 + 号和 - 号分别表示向上和向下传播,即每层电磁波的透射和反射。

磁场的切向分量为

$$H_{x(y)}(\mathbf{r}) = \sum_{ij} [H_{ij,x(y)}^+(z) + H_{ij,x(y)}^-(z)] e^{i(k_{ij,x}x + k_{ij,y}y)}. \quad (5)$$

在光栅薄片上方的空气薄膜中的电磁场有相似的表达式。

写出了薄片周围的电磁场,我们需要进一步求解二维光栅薄片内的电磁场.将(3)式带入麦克斯韦方程

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = ik\mathbf{H}(\mathbf{r}), \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) = -ik\epsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}), \quad (6)$$

这里 $\epsilon(\mathbf{r})$ 是光栅薄片周期性分布的介电函数,求解上述方程我们得到光栅薄片内的电磁场的本征模式,使光栅薄片之间的空气薄膜的边界条件达到匹配,可以获得连接光栅薄片上下方的传输矩阵.具体求解方法可参看文献 [14—16].为简明计,我们定义

第 $i-1$ 层空气薄膜的电磁场列矢量 $\Omega_{i-1}^{\pm} = (\dots, E_{ij,x}^{\pm}, E_{ij,y}^{\pm}, r\dots)^T$ 则有

$$\begin{pmatrix} \Omega_i^+ \\ \Omega_i^- \end{pmatrix} = T_i \begin{pmatrix} \Omega_{i-1}^+ \\ \Omega_{i-1}^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_{11}^i & t_{12}^i \\ t_{21}^i & t_{22}^i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Omega_{i-1}^+ \\ \Omega_{i-1}^- \end{pmatrix}, \quad (7)$$

T_i 即为第 i 层薄片的传输矩阵 (T 矩阵). 则整个光栅和多量子阱层 (即整个器件) 的透射场和反射场与入射场的关系表达为

$$\begin{pmatrix} \Omega_n^+ \\ \Omega_n^- \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} \Omega_0^+ \\ \Omega_0^- \end{pmatrix}, \quad (8)$$

其中 $T = T_n \cdot T_{n-1} \dots T_i \dots T_2 \cdot T_1$, 入射电磁场列矢量 $\Omega_0^+ = E_0 = (\dots, E_{0x}, E_{0y}, r\dots)^T$, 反射场列矢量 $\Omega_0^- = E_r = (\dots, E_{rx}, E_{ry}, r\dots)^T$, 透射场列矢量 $\Omega_n^+ = E_t = (\dots, E_{tx}, E_{ty}, r\dots)^T$, 由于器件透射方向不存在向回传输的反射波, $\Omega_n^- = 0$. 方程 (7) 与 (8) 即为著名的光栅问题 T 矩阵解法, 常用来求解薄光栅, 在物理意义上简洁明了.

通过求解光栅薄片的电磁场的本征方程我们知道, 每一层的传输矩阵 (T 矩阵) 都包含有平面波展开的倏逝波分量, 具体而言, 对于第 i 层光栅薄片

$$T_i \propto \begin{pmatrix} e^{iq_i h} & 0 \\ 0 & e^{-iq_i h} \end{pmatrix}, \quad (9)$$

其中 $h = z_i - z_{i-1}$ 为光栅薄片的厚度, q_i 为第 i 层光栅薄片的电磁场的本征值, q_i 的实部 α 对应传输波, 虚部 β 对应倏逝波. 则对于整个器件, 各层的 T_i 矩阵累乘时将使整个器件的传输矩阵呈指数增加, 容易导致实际计算的溢出.

人们相继提出几种方法来克服 T 矩阵算法上的不稳定性^[15-17], 其中一种方法即为散射矩阵 (S 矩阵) 算法^[14, 16, 17], 采用散射矩阵, 第 i 层光栅薄片的传输方程 (7) 写成

$$\begin{pmatrix} \Omega_i^+ \\ \Omega_i^- \end{pmatrix} = s^i \begin{pmatrix} \Omega_{i-1}^+ \\ \Omega_{i-1}^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s_{11}^i & s_{12}^i \\ s_{21}^i & s_{22}^i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Omega_{i-1}^+ \\ \Omega_{i-1}^- \end{pmatrix}. \quad (10)$$

定义前 $n-1$ 层光栅薄片的散射矩阵为 S^{n-1} , 第 n 层光栅薄片的散射矩阵为 s^n , 那么前 n 层光栅的散射矩阵的各项表达为

$$\begin{aligned} S_{11}^n &= s_{11}^n [I - S_{12}^{n-1} s_{21}^n]^{-1} S_{11}^{n-1}, \\ S_{12}^n &= s_{12}^n + s_{11}^n S_{12}^{n-1} [I - s_{21}^n S_{12}^{n-1}]^{-1} s_{22}^{n-1}, \\ S_{21}^n &= S_{21}^{n-1} + S_{22}^{n-1} s_{21}^n [I - S_{12}^{n-1} s_{21}^n]^{-1} S_{11}^{n-1}, \\ S_{22}^n &= S_{22}^{n-1} [I - s_{21}^n S_{12}^{n-1}]^{-1} s_{22}^n \end{aligned} \quad (11)$$

其中 I 为单位矩阵. 采用散射矩阵的递推算法就可以获得整个光栅和器件的散射矩阵. 散射矩阵方法

有效避免了 T 矩阵累乘时导致传输矩阵指数增长的问题, 从而保证了对光栅数值计算的稳定性和可靠性.

整个光栅的反射场和透射场与入射场之间的关系通过散射矩阵表达为

$$\begin{pmatrix} \Omega_n^+ \\ \Omega_n^- \end{pmatrix} = S^n \begin{pmatrix} \Omega_0^+ \\ \Omega_0^- \end{pmatrix}, \quad (12)$$

由此可得整个光栅的透射电磁波和反射电磁波:

$$E_t = S_{11}^n E_0, E_r = S_{21}^n E_0. \quad (13)$$

4. 结果与讨论

考察 $x-y$ 平面光场强度的分布, 如图 2 所示. 取光栅周期 $a = 4.6\mu\text{m}$, 空气中红外辐射波长 λ_0 为 $15\mu\text{m}$, 则在 GaAs 介质中波长 λ_s 为 $4.6\mu\text{m}$. 图 2 计算了离开光栅反射面 $0.5\mu\text{m}$ 时 $x-y$ 平面的光场强度的分布. 可以清楚地看到, 在 $x-y$ 平面不同的位置对应不同的衍射强度并且具有由波长决定的周期性. Fu 等人直接运用惠更斯原理研究量子阱的二维衍射光栅也获得类似的结果并将这种光场沿 $x-y$ 平面周期性分布而沿 z 方向衰减的现象归为界面的近场效应^[10]. 图 3 计算了 $14.8\mu\text{m}$ 辐射下 y 取 0 时 $x-z$ 平面上的光场分布. 可以看到在 y 方向上的光场分布同样具有显著的周期性. 我们还看到其中一种成分的波在非常靠近量子阱的区域 ($z \leq 0.3\mu\text{m}$) 显著存在, 但其强度随 z 的增大而迅速衰减; 另一种成分的波的强度随 z 的增大基本不变, 它可将能量向 z 方向传播. 这两种成分分别为倏逝波和传输波.

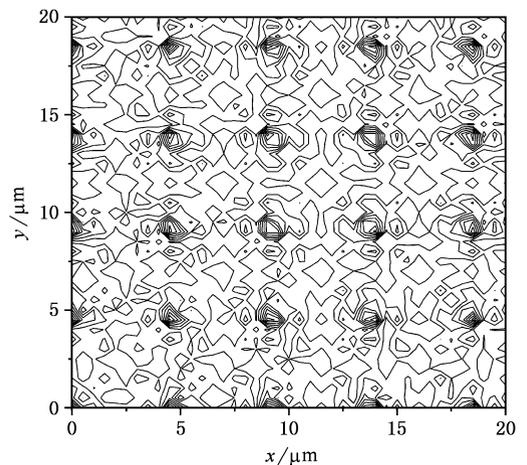


图 2 离开光栅反射面 $0.5\mu\text{m}$ 时 xy 平面上的衍射光场分布

在上述参数的情形下, 在反射方 $z = 0.25\mu\text{m}$ 的

$x-y$ 平面上,按照能量(瞬时值)分倏逝波和传输波这两类波分别占 70.0% 和 30.0% 的比例,在反射方 $z = 1.0\mu\text{m}$ 的 $x-y$ 平面上,按照能量分这两类波分别占 5.0% 和 95.0% 的比例.为阐述方便,将光通过 GaAs 衬底到达光栅经反射后的光波进一步划分为倏逝波、传输波和界面波(沿 $x-y$ 平面的传播波).由于界面波是在 $x-y$ 平面上的传播波,本质上讲也属传输场.在弹性散射时, $x-y$ 平面上波矢 $(k_{ij,x}, k_{ij,y})$ 和 z 方向上的波矢 k_z 满足

$$k_{ij,x}^2 + k_{ij,y}^2 + k_z^2 = k^2. \quad (14)$$

当 k_z 很小时,衍射光波将贴近 $x-y$ 平面传播,这就提供了 GaAs 量子阱中电子光跃迁所必需的 z 方向有效电场矢量势.基于上式及二维光栅方程^[18]可以先基本估计各种波对量子阱光栅耦合的影响.当 $a < \lambda_s$ 时, $k_{ij,x}^2 + k_{ij,y}^2 > k^2$, 此时 k_z 为虚数,衍射光波主要为沿 $x-y$ 平面传播而沿 z 方向衰减的衰减波;当 $a = \lambda_s$ 时, $k_{ij,x}^2 + k_{ij,y}^2 = k^2$, 此时 k_z 为零,衍射光波主要为沿着 $x-y$ 平面传输的界面波;当 $a > \lambda_s$ 时, $k_{ij,x}^2 + k_{ij,y}^2 < k^2$, 此时 k_z 大于零,衍射光波主要为传输波,其波矢与 z 方向的夹角由衍射角决定.图 4 计算的是当 $a < \lambda_s$ 时 $x-z$ 平面光场分布的实例,可以看出此种情形下主要是界面上的衰减波,在 z 方向上没有净能流.

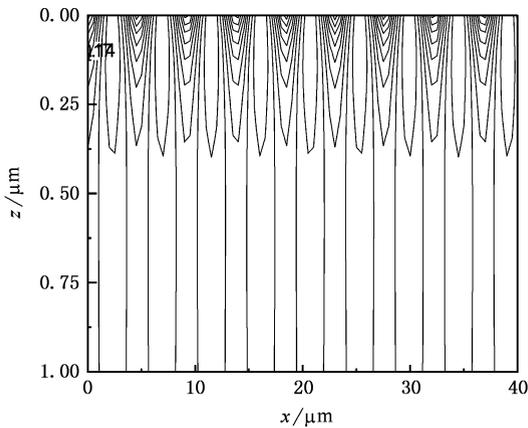


图 3 y 取 0 入射波长取 $14.8\mu\text{m}$ 时 xz 平面上的光场分布,这里左上角是 xyz 直角坐标系的原点, z 表示离开光栅表面的距离

为进一步理解 n 型量子阱二维衍射光栅的物理性质,我们来讨论器件红外辐射的透射光谱.考虑带光栅的 30 个周期的 n 型 GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As 多量子阱层(厚度为 $1.65\mu\text{m}$),此时将器件作为样品材料置于光路中,红外辐射通过光栅再经过多量子阱层和 GaAs 衬底层,室温下透射谱测量如图 5 所示(这时

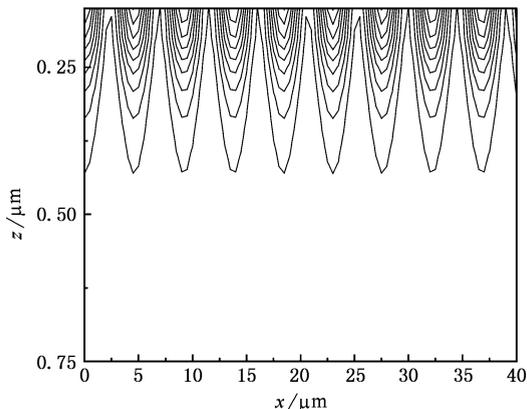


图 4 y 取 0 入射波长取 $17.0\mu\text{m}$ 时 xz 平面上的光场分布,左上角是 xyz 直角坐标系的原点, z 表示离开光栅表面的距离

光路跟图 1(a)相反),采用 Bruker IFS 113V 傅里叶变换红外光谱仪测量,测量结果如图 6 中实线所示,不带光栅的参考样品的透射率在很宽的波段范围内 ($2-18\mu\text{m}$) 保持在 50% 左右,对含周期分别为 $6\mu\text{m}$ 和 $4\mu\text{m}$, 占空比均为 0.25, 深度均为 $0.7\mu\text{m}$ 的量子阱光栅样品,其透过率在此波段范围内发生明显下降,且随波长改变而快速变化.

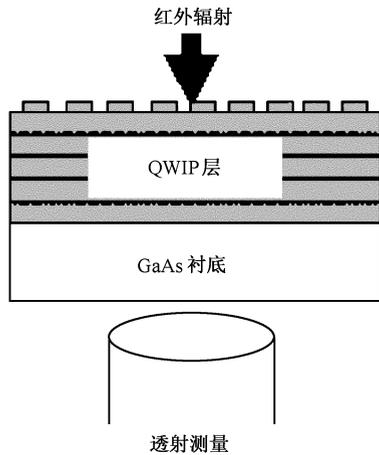


图 5 含光栅结构 n 型量子阱红外探测器样品及其透射光谱的实验测量

如前所述,对于 n 型量子阱器件,在正入射条件下如果没有衍射光栅多量子阱中的 Γ 电子是不能跟红外辐射发生作用的,因而不存在光学吸收,由此可以理解图 2 中不带光栅的参考器件样品的透射谱为什么在如此宽的范围内保持在 50% 左右;参考样品的透射光谱中一些小的振荡为多量子阱层中不同界面层的多重反射产生的干涉所致.刻蚀了光栅结构后,正入射红外辐射被光栅衍射成各个方向的不

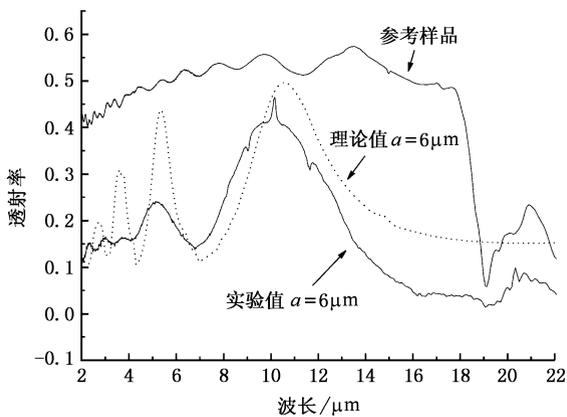


图 6 含光栅结构 n 型量子阱红外探测器样品的透射光谱 (占空比为 0.25, 高度为 0.7μm)

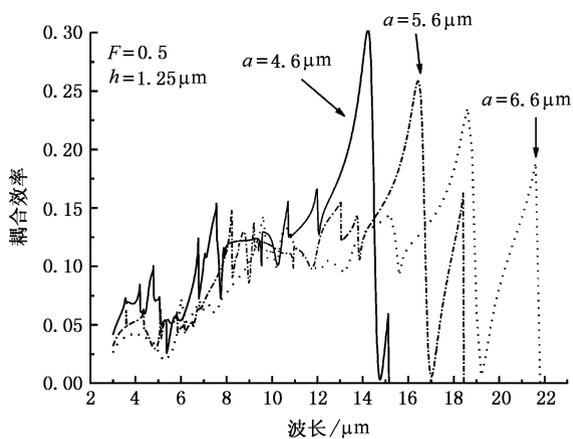


图 7 不同光栅周期下光栅耦合效率跟入射波长之间的关系

同阶次的电磁波,产生沿量子阱方向的有效电场矢量势,由此具备跟多量子阱层中的 Γ 电子相互作用的条件,因而其透射光谱随入射波长而急剧改变,同时透过率迅速降低.理论上采用平面波展开的散射矩阵方法计算的周期为 $6\mu\text{m}$ 的量子阱光栅样品的透射谱如图中点线所示.我们看到与该周期的器件样品的实验结果符合得很好.计算表明,光在量子阱光栅中的散射不仅取决于入射光的波长和光栅的各项具体结构参数,还同时受到多量子阱层厚度和 GaAs 衬底厚度的影响.

5. 甚长波量子阱器件的光栅的优化设计

对于非极化红外辐射光,根据(2)式定义量子阱光栅反射场的耦合效率(注意不同于纯光栅的衍射效率)

$$\eta_s = A_z/A. \tag{15}$$

图 7 给出了一定占空比 ($F = 0.5$) 下和刻蚀深度 ($h = 1.25\mu\text{m}$) 下不同周期的衍射光栅的耦合效率随波长的变化关系.可以看出随着周期的适度增大,耦合效率曲线明显展宽,表明较长周期光栅也可用来耦合较短波长的红外辐射. Pan 等人采用 MEM 理论方法研究金属光栅也有一致的结论^[11].

图 8 固定光栅周期 ($a = 4.6\mu\text{m}$) 和光栅深度 h ($h = a/4$),考察占空比 F 的变化对耦合效率的影响.由图可见当 F 约为 0.5 时,即光栅台面上光阑部分和非光阑部分的面积之比为 1:1 时,耦合效率达到最大.因为当光栅台面上光阑部分和非光阑部分的面积相等时,从这两个面反射回来的光场强度

相等,如果此时光栅深度 h 约等于 $\lambda_s/4$ (λ_s 为介质材料中的波长),对量子阱光栅耦合没有贡献的 (0,0) 级的衍射光波将会干涉相消,主要能量转移到高阶次的衍射光波.这就大大增强了量子阱光栅的耦合效率.

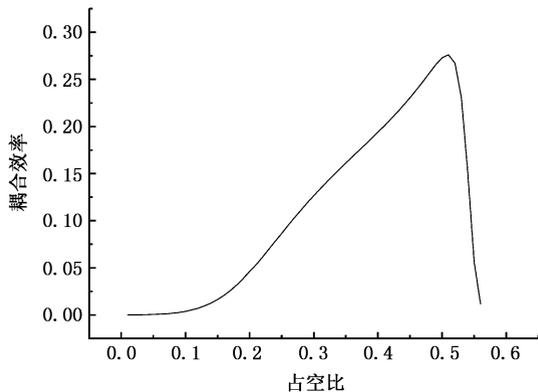


图 8 占空比的变化对光栅的耦合效率的影响

图 9 考察光栅深度对耦合效率的影响.可见周期的不同对光栅深度的要求也不同,相同周期时,不同占空比对光栅深度的要求也不一样.大体是,占空比为 1/2 时,光栅深度应为周期的 1/4.这一点跟前面结果相符合.由图 8 还看到,当 F 为 0.5 时不但耦合效率高,而且具有高耦合效率的光栅深度可变范围也大,这一结果对器件制备的意义在于可能显著降低器件工艺上的难度,因为光栅深度的精确控制比平面结构控制难度大.

前面已定性指出了衍射光波的各种成分跟入射波及光栅具体结构的关系.通过求解光栅层的电磁场本征值矩阵 q ,得到代表传输波的实部项 α 和代

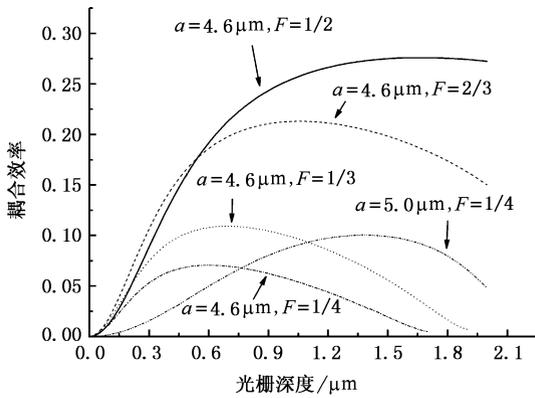


图9 不同占空比下光栅耦合效率跟光栅深度之间的关系

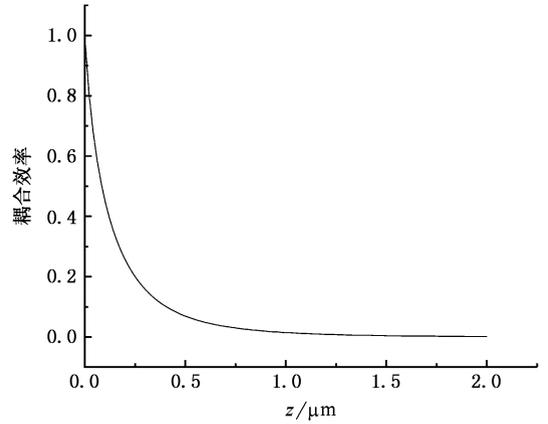


图10 不同z值对应的倏逝波的耦合效率

表倏逝波的虚部项 β , 我们尝试据此定量计算在 $z = 0.35\mu\text{m}$ 的 x - y 平面传输波成分和倏逝波成分对器件光栅耦合的贡献. 由上述的优化结果知道, 背入射时为获得好的光耦合效果, 首先须使光栅周期跟器件材料中的波长可相比拟. 由于总能量是守恒的, 针对甚长波量子阱探测器的峰值探测波长 $15.0\mu\text{m}$ 和 $4.6\mu\text{m}$ 的光栅周期, 计算表明在光栅周期跟材料中的波长相等时, 反射场的衍射光波分别为 $(0, 0)$ 级和 $(0, 1)$, $(1, 0)$, $(0, -1)$, $(-1, 0)$ 级, 反射场衍射极角分别为 0° 和 90° , 界面波对器件光栅耦合的贡献为 100% . Andersson 等人采用模态扩展理论研究量子阱光栅, 也认为在 λ_s 约等于光栅周期时只需考虑一级衍射即足够^[8]. 若对此波长换用 $3.6\mu\text{m}$ 的光栅周期, 此时反射方向的衍射波主要是倏逝波, 界面波消失, 倏逝波对器件光栅耦合的贡献为 89.2% , 传输波的贡献为 10.8% .

图 10 针对 $17.0\mu\text{m}$ 的入射波长和 $4.6\mu\text{m}$ 的光栅周期 ($F = 0.5$, $h = 1.15\mu\text{m}$) 定量给出了不同 z 值的 x - y 平面内倏逝波的光栅耦合效率的变化情况. 注意这里仅从对器件光耦合有效的反射方进行计算统

计. 从图中可见, 倏逝波的光栅耦合效率随 z 值的变化趋势跟倏逝波自身的瞬时能量随 z 值的变化相一致, 倏逝波这一特点跟传输波显著不同, 这主要是由倏逝波的非横波特性的产生的. 从计算结果知道, z 值很小时, 倏逝波对器件的光耦合起主要作用, 随 z 值的增大, 倏逝波显著衰退, 对器件光耦合的作用随之减弱, 由此预见, 在非常靠近光栅表面的量子阱区域, 由倏逝波形成的光吸收将占相当的比例.

6. 结 论

采用平面波展开的散射矩阵方法研究了 n 型量子阱红外探测器的光栅耦合, 并同时从实验方面研究了量子阱光栅的红外透射光谱. 结果表明, n 型量子阱器件的光栅耦合是传输场和倏逝场共同作用的结果. 在此基础上, 研究了光栅周期、光栅深度和占空比三者对耦合效率的影响, 要达到好的光学耦合效果需要根据量子阱器件的峰值探测波长选择合适的光栅周期、占空比和光栅深度等项参数.

- [1] Levine B F 1993 *J. Appl. Phys.* **74** R1
- [2] Rogalski A 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 4355
- [3] Yuan X Z, Lu W, Li N, Chen X S, Shen X C, Zi J 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 0503 (in Chinese) [袁先漳、陆卫、李宁、陈效双、沈学础、资剑 2003 物理学报 **52** 0503]
- [4] Jiang J T, Kan Mi, McClintock R, Razeghi M, Brown GJ, Jelen C 2003 *IEEE Photonics Technology Letters* **15** 1273
- [5] Li N, Yuan X Z, Li N, Lu W, Li Z F, Dou H F, Shen X C 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 797 (in Chinese) [李娜、袁先漳、李宁、陆卫、李志峰、龚红飞、沈学础 2000 物理学报 **49** 797]
- [6] Zhen H L, Li N, Xiong D Y, Lu W, 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 1806
- [7] Larry S Y, Sheng S L, Wang Y H, Kao Y C 1992 *J. Appl. Phys.* **72** 2105
- [8] Andersson J Y, Lundqvist L 1991 *Appl. Phys. Lett.* **59** 857
- [9] Fu Y, Willander M, Lu W, Xu W L 1998 *J. Appl. Phys.* **84** 5750
- [10] Fu Y, Willander M, Lu W, Xu W L, Li N, Liu X Q, Chen Y D,

- Shen X C 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 1237
- [11] Pan D , Li J M , Zheng Y P , Kong M Y , 1992 *J. Appl. Phys.* **72** 2105
- [12] Borenstain S I , Arad U , Lyubina I , Segal A , Warschawer Y 1999 *J. Appl. Phys.* **75** 2659
- [13] Li Z Y , Lin L L 2003 *Phys. Rev. E* **67** 046607
- [14] Lin L L , Li Z Y , Ho K M 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 811
- [15] Evgeni P , Michel N 2000 *J. Opt. Soc. Am. A* **17** 1773
- [16] Eero N , Jari T 1994 , *J. Opt. Soc. Am. A* **11** 2494
- [17] Li L F 1997 *J. Opt. Soc. Am. A* **14** 2758
- [18] Bayanheshig , Tang Y G , Qi X D 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 4181 (in Chinese) [巴音贺希格、唐玉国、齐向东 2004 物理学报 **53** 4181]

The grating optical coupling of the very long wavelength quantum well infrared photodetectors *

Xiong Da-Yuan Zeng Yong Li Ning , Lu Wei

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

(Received 6 December 2005 ; revised manuscript received 24 January 2006)

Abstract

Because of the isotropic energy band structure of the Γ electrons in the GaAs/AlGaAs quantum well infrared photodetector (QWIP) , normal incident radiation absorption is forbidden , so that the optimization of optical grating becomes a key technology . In this work we present a scattering-matrix method based on plane-wave expansion for the two-dimensional QWIP grating . The transmission spectrum of the QWIP grating has been studied theoretically and experimentally . It has been shown that in general , both the propagating wave and the evanescent wave contribute to the optical coupling in n-type QWIP . The grating parameters , like period , depth and filling factor , will strongly affect the optical coupling .

Keywords : n-type QWIPs , 2D-grating , optical coupling

PACC : 7320D , 4225B

* Project supported by the National Nature Science Foundation of China (Grant Nos. 10234040 , 60476040) , the Key Found of Shanghai Science and Technology of Foundation (Grant No. 02DJ14066) , Shanghai Specialized Information Foundation (Grant No. 2003010) , and Key Program of Basic Research of China (Grant No. 2001CB610470) .