

外加直流场下光折变半导体 InP:Fe 的双波混频增益特性

江旭海, 陶传义*, 赵琰, 肖建军, 成俊桦, 张婧

重庆理工大学理学院绿色能源材料技术与系统重庆市重点实验室, 重庆 400054

摘要 提出以单缺陷双边带非线性载流子输运方程描述 InP:Fe 中光折变动态光栅的写入过程, 通过微扰法将非线性方程线性化, 从而求得小调制干涉图样下空间电荷场的稳态解, 并用耦合波方程建立空间电荷场与增益系数的关系。研究温度、泵浦光强、外加直流电场和入射角对增益系数的影响。结果表明, 增益系数存在温度-光强共振, 最佳泵浦光强强烈依赖于晶体工作温度; 施加直流电场对增益系数有明显提升作用, 在 $10 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ 范围内增益随外加直流电场增加而线性增加; 并且, 在温度-光强共振条件下存在最佳入射角。在室温为 298 K 和外加电场为 $5 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ 时, 最佳泵浦光强为 $218 \text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$, 最佳入射角为 5° 。通过 InP:Fe 双波混频实验研究泵浦光强、外加直流电场和入射角对增益系数的影响, 实验结果表明, 增益系数变化规律与理论预测一致, 验证了单缺陷双边带模型的合理性, 该研究为 III-V 族半导体光折变晶体的双波混频研究提供重要的参考价值。

关键词 非线性光学; 光折变材料; 双波混频; 空间电荷场; 增益; 外加电场; 磷化铟

中图分类号 O437

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202141.1219001

Two-Wave Mixing Gain Characteristics of Photorefractive InP:Fe Under External DC Electric Field

Jiang Xuhai, Tao Chuanyi*, Zhao Yan, Xiao Jianjun, Cheng Junhua, Zhang Jing

Chongqing Key Laboratory of Green Energy Materials Technology and Systems, College of Science, Chongqing University of Technology, Chongqing 400054, China

Abstract The writing process of photorefractive dynamic gratings in InP:Fe was described with nonlinear carrier transport equations based on a one center-two band model, which were then linearized by perturbation. As a result, the steady-state space charge field in a small-modulation interference pattern was solved, and the relationship between the space charge field and the gain coefficient was established by coupled wave equations. Furthermore, the effects of temperature, pump intensity, external direct current (DC) electric field, and incident angle on the gain coefficient were examined. It turns out that the gain coefficient exhibits temperature-intensity resonance and the optimal pump intensity is strongly dependent on the operating temperature of crystals. The gain coefficient can be significantly improved by an external DC electric field and the gain increases linearly with the enhancement of the electric field below $10 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$. There is an optimal incident angle in the case of temperature-intensity resonance. The optimal pump intensity is $218 \text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$ and the optimal incident angle is 5° at the temperature of 298 K and the external electric field of $5 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$. Also, we experimentally investigated the relationships of the pump intensity, external DC electric field, incident angle with the gain coefficient through two-wave mixing in InP:Fe. The results show that the change rule of the gain coefficient agrees with the theoretical predictions, verifying the rationality of the one center-two band model. This work has an important reference value for the research on the two-wave mixing of III-V semiconductor photorefractive crystals.

Key words nonlinear optics; photorefractive material; two-wave mixing; space charge field; gain; external electric

收稿日期: 2020-12-14; 修回日期: 2021-01-04; 录用日期: 2021-01-22

基金项目: 国家自然科学基金面上项目(51874064)

* E-mail: taochuanyi@cqut.edu.cn

field; indium phosphide

OCIS codes 190.5330; 190.7070; 190.2055

1 引言

1966 年 Ashkin 等^[1]在贝尔实验室发现激光照射铌酸锂会使其折射率发生变化,由此开创了光折变非线性光学领域。由于光折变晶体中的双波混频(TWM)能在与半导体激光器和光通信应用相兼容的 C 波段上实现光学信息处理功能,其在图像处理^[2-3]、TWM 新型滤波器^[4-6]、TWM 自适应干涉仪^[7-8]等先进光信息处理^[9-10]中的应用研究备受人们关注。基于 TWM 光折变的应用都需要在高增益和快速响应的条件下才能实现,因此只有对光折变晶体中 TWM 的物理性质有充分理解才能促进 TWM 的应用研究。

Kukhtarev 模型^[11]的提出是光折变效应研究史上一次质的飞越,因为它让 TWM 过程的物理本质从定性描述过渡到了定量分析。根据 Kukhtarev 模型,外部施加直流(DC)电场会导致 TWM 能量耦合大大减小,产生较弱的双波混频增益^[12]。而 Qiao 等^[13]研究发现半导体掺铁磷化铟(InP:Fe)在外加直流电场下可以获得较好的 TWM 增益并且利用 TWM 自适应干涉仪成功实现光纤光栅波长解调。Gravey 等^[14]发现 TWM 增益存在温度-光强共振现象,由于 Kukhtarev 模型(单缺陷单边带)过于简化,它既不能解释外加直流电场为什么能增强 InP:Fe 的 TWM 增益,也不能解释 TWM 增益存在温度-光强共振现象。Ozkul 等^[15]提出一种双缺陷双载流子模型,该模型同时考虑电子和空穴对光折变效应的作用并能准确描述 TWM 这一动态过程的物理本质,但是该模型的数学推导过于复杂且对能态和能态浓度进行太多近似化处理。这些半导体光折变效应的理论模型不能很好预测 InP:Fe 在外加直流场下的 TWM 增益特性。

本文提出一种改进的单缺陷双边带模型,该模型只考虑一个 $\text{Fe}^{2+}/\text{Fe}^{3+}$ 深缺陷能级,该能级同时与价带和导带相互作用,并且同时考虑光生载流子和热生载流子对光折变效应的影响。该模型既能说明外加直流场对 InP:Fe 的 TWM 增益的提升作用又能解释 TWM 增益的温度-光强共振现象。首先,建立单缺陷双边带载流子输运方程,并从理论上求得小调制近似下的稳态空间电荷场。接着,计算外界控制参量温度 T 、入射角 θ 、泵浦光强 I_p ,以及外

加直流电场 E_0 对 InP:Fe 晶体的 TWM 增益系数的影响。最后,搭建 InP:Fe 双波混频实验装置验证理论预测规律,对实验增益与理论增益的差异进行了分析。该工作对半导体光折变效应的应用研究具有重要的参考价值。

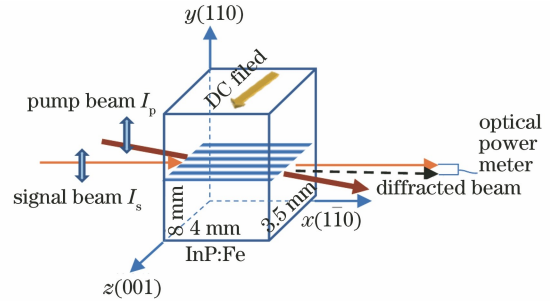


图 1 InP:Fe 光折变晶体中的双光束耦合

Fig. 1 Photorefractive InP:Fe two-wave mixing scheme

2 理论模型

半导体 InP:Fe 中双波混频动态过程如图 1 所示:1) 波长为 $1.55 \mu\text{m}$ 的分布式反馈(DFB)连续激光器发射的激光被光纤耦合器(95:5)分成两相干光束,它们在 InP:Fe 晶体中产生干涉图样光栅;2) 干涉图样光栅通过光电效应非均匀地激发光生载流子;3) 光生载流子通过扩散或漂移产生空间电场;4) 空间电场再通过电光效应产生光折变动态光栅;5) 该光栅又反过来使两光束相互衍射(耦合)进而导致两光束间发生能量转移。TWM 过程可由单缺陷双载流子输运方程^[12]描述为

$$\frac{dE}{dz} = \frac{e}{z\epsilon} (N_D - N_A + p - n - n_T), \quad (1)$$

$$J_n = ne\mu_n E + eD_n \frac{dn}{dz}, \quad (2)$$

$$J_p = pe\mu_p E - eD_p \frac{dp}{dz}, \quad (3)$$

$$\frac{dn}{dt} = e_n n_T - c_n n p_T + \frac{1}{e} \frac{dJ_n}{dz}, \quad (4)$$

$$\frac{dp}{dt} = e_p p_T - c_p p n_T - \frac{1}{e} \frac{dJ_p}{dz}, \quad (5)$$

$$\frac{dn_T}{dt} = -e_n n_T + c_n n p_T + e_p p_T - c_p p n_T, \quad (6)$$

$$n_T + p_T = N_T, \quad (7)$$

式中: e 为电子电荷量; N_D 、 N_A 分别为浅施主浓度、浅受主浓度; N_T 为总掺铁浓度; n 、 p 分别为电子、

空穴密度; n_T, p_T 分别为深能级中 Fe^{2+} 和 Fe^{3+} 浓度; J_n, J_p 为电流密度; μ_n, μ_p 为迁移率; D_n, D_p 为扩散常数; c_n, c_p 为复合率; e_n, e_p 为产生率, 其中, e_n 和 e_p 由热激发和光激发两部分组成。(1)~(7)式是关于 $n(z, t), p(z, t), n_T(z, t), p_T(z, t), J_n(z, t), J_p(z, t), E(z, t)$ 这 7 个未知变量的非线性方程组。

上述非线性微分方程组一般无法求解解析解。然而, 在小强度调制近似下 ($m \ll 1, I_1 \ll I_0$), 这些方程可以采用微扰法来线性化求解 (小强度调制 I_1 认为是对 I_0 的微扰)。假设光栅达到稳态时两相干光在晶体中产生的干涉图样 $I(z)$ 为正弦型光栅, 在小调制近似下, 可对光栅 $I(z)$ 做傅里叶展开且忽略高阶项将干涉图样线性化, 即只取 0 阶部分 (与空间无关) 和 1 阶部分 (空间受到干涉图样光栅的微扰) 可得

$$I(z) = I_0 + I_1 \exp(ikz) = I_0 + mI_0 \exp(ikz), \quad (8)$$

式中: I_0 为入射总光强, $I_0 = I_s + I_p$; m 为调制深度, $m = 2(I_s I_p)^{1/2} / I_0$ 。同理, 将(1)~(7)式中的 $n(z), p(z), n_T(z), p_T(z), J_n(z), J_p(z), E(z)$ 均线性化, 即(1)~(7)式每个方程都会变成与之对应

的两个方程 (0 阶部分和 1 阶部分)。与(1)~(7)式对应的 0 阶方程组为

$$N_D - N_A + p_0 - n_0 - n_{T0} = 0, \quad (9)$$

$$J_{n0} = n_0 e \mu_n E_0, \quad (10)$$

$$J_{p0} = p_0 e \mu_p E_0, \quad (11)$$

$$e_{n0} n_{T0} - c_n n_0 p_{T0} = 0, \quad (12)$$

$$e_{p0} p_{T0} - c_p p_0 n_{T0} = 0, \quad (13)$$

$$n_{T0} + p_{T0} = N_T. \quad (14)$$

正弦型干涉图样会激励周期性光生载流子分布, 所以也可将 $e_n(z)$ 和 $e_p(z)$ 线性化, 即

$$e_n(z) = e_{n0} + e_{n1} \exp(ikz) = (e_n^{\text{th}} + I_0 \sigma_n) + m \sigma_n I_0 \exp(ikz), \quad (15)$$

$$e_p(z) = e_{p0} + e_{p1} \exp(ikz) = (e_p^{\text{th}} + I_0 \sigma_p) + m \sigma_p I_0 \exp(ikz), \quad (16)$$

式中: e_n^{th} 和 e_p^{th} 为电子和空穴热发射率; σ_n 和 σ_p 为电子和空穴的光电离截面。假设 $n_0, p_0 \ll N_D - N_A$, 联立(9)~(16)式求得: $n_0 = e_{n0} n_{T0} / (c_n p_{T0})$, $p_0 = e_{p0} p_{T0} / (c_p n_{T0})$, $n_{T0} = N_D - N_A$, $e_{n0} = e_n^{\text{th}} + I_0 \sigma_n$, $e_{p0} = e_p^{\text{th}} + I_0 \sigma_p$, $e_{n1} = m I_0 \sigma_n$, $e_{p1} = m I_0 \sigma_p$ 。

与(1)~(7)式对应的 1 阶方程组为

$$ikE_1 = (e/\epsilon)(p_1 - n_1 - n_{T1}), \quad (17)$$

$$e_{n0} n_{T1} + e_{n1} n_{T0} - c_n (n_0 p_{T1} + n_1 p_{T0}) + u_n (n_0 ikE_1 + n_1 ikE_0) - D_n k^2 n_1 = \frac{dn_1}{dt}, \quad (18)$$

$$e_{p0} p_{T1} + e_{p1} p_{T0} - c_p (p_0 n_{T1} + p_1 n_{T0}) - u_n (p_0 ikE_1 + p_1 ikE_0) - D_p k^2 p_1 = \frac{dp_1}{dt}, \quad (19)$$

$$-(e_{n0} n_{T1} + e_{n1} n_{T0}) + c_n (n_0 p_{T1} + n_1 p_{T0}) + (e_{p0} p_{T1} + e_{p1} p_{T0}) - c_p (p_0 n_{T1} + p_1 n_{T0}) = \frac{dn_{T1}}{dt}, \quad (20)$$

$$n_{T1} = -p_{T1}. \quad (21)$$

同时对(17)式两边时间 t 求导得

$$ik \frac{dE_1}{dt} = \frac{e}{\epsilon} \left(\frac{dp_1}{dt} - \frac{dn_1}{dt} - \frac{dn_{T1}}{dt} \right). \quad (22)$$

将(18)~(20)式代入(22)式得

$$ik \frac{dE_1}{dt} = (e/\epsilon) [-p_1 (D_p k^2 + ik u_p E_0) + n_1 (D_n k^2 - ik u_n E_0) + ikE_1 (u_p p_0 + u_n n_0)]. \quad (23)$$

这里仅考虑稳态系统 (与时间无关), 那么(18)式右边 $dn_1/dt = 0$, 可用 E_1 将 n_1 表示出来得到 $n_1(E_1)$; 同理, 由(19)式可求得 $p_1(E_1)$ 。稳态下(23)式左边 $dE_1/dt = 0$, 然后再将 $n_1(E_1)$ 和 $p_1(E_1)$ 代入(23)求得空间电荷场 E_1 为

$$E_1 = ie \{ n_{T0} [-BD + A(B + D) + AC_p n_{T0}] m I_0 \sigma_n^0 - p_{T0} [A(B - C) + BC + BC_n p_{T0}] m I_0 \sigma_p^0 \} \times \{ k \{ B(C + D)(A\epsilon + en_0 u_n) + [2BC + A(2B - C + D)] e p_0 u_p + C_n p_{T0} [BD\epsilon + (B + D)en_0 u_n + (2B + D)e p_0 u_p] + C_p n_{T0} [AC\epsilon + en_0(C + C_n p_{T0})u_n + e p_0(A + C + C_n p_{T0})u_p] \} \}^{-1}, \quad (24)$$

式中: $A = D_n k^2 - ik u_n E_0$; $B = D_p k^2 - ik u_p E_0$; $C = c_n n_0 + e_{n0}$; $D = c_n p_0 + e_{p0}$ 。

根据(24)式可得,空间电荷场 E_1 是一个复数,当晶体参数确定后,空间电荷场 E_1 仅为温度 T 、泵浦光强 I_0 、外加直流电场 E_0 、光栅矢量 k (或入射角 θ)的函数。InP:Fe 典型的双波混频装置的 TWM 增益系数 Γ (定量表征两光束间的能量耦合强弱)的表达式^[16]为

$$\Gamma = \frac{2\pi n_{r0}^3 r_{\text{eff}} \text{Im}(E_1)}{m\lambda \cos \theta}, \quad (25)$$

式中: n_{r0} 为晶体的折射率; λ 为真空波长; γ_{eff} 为有

效电光系数 $\gamma_{\text{eff}} = \gamma_{41}$; $\text{Im}(E_1)$ 为空间电荷场 E_1 的虚部。

3 双波混频增益系数的数值计算

光折变光栅是由空间电荷场产生的,因此只有对空间电荷场有了充分了解才能准确描述光折变光栅。通过前面推导空间电荷场的解析解和双波混频增益系数的表达式,可以定量表征 InP:Fe 的光折变性能。表 1 给出数值计算涉及的主要参数^[12,17]。

表 1 InP:Fe 光折变效应相关参数

Table 1 InP:Fe parameters relevant to photorefractive effect

Parameter	Expression
Total Fe density total N_T/cm^{-3}	10^{23}
$N_D - N_A/\text{cm}^{-3}$	10^{22}
Refractive index of InP	$n = 3.29$
Electro-optic coefficient of InP $(\text{pm} \cdot \text{V}^{-1})$	$\gamma_{41} = 1.34$
Recombination coefficient $(\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1})$	$C_n = 4 \times 10^{-8}, C_p = 2.5 \times 10^{-8}$
Photoionization cross section $/\text{cm}^2$	$\sigma_n = 4 \times 10^{-19}, \sigma_p = 11 \times 10^{-18}$
Thermal emission rate $/\text{s}^{-1}$	$e_n^{\text{th}} = 1.14 \times 10^{-12} T^2 \exp(-7304, 3/T), e_p^{\text{th}} \approx 0$

3.1 双波混频增益系数的温度-光强共振

当激光波长 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ 时,通过(24)式和(25)式来计算不同温度 T 下泵浦光强 I_p 的变化对 InP:Fe 双波混频增益系数 Γ 的影响。温度 T 为 290~314 K 时 TWM 增益系数 Γ 随泵浦强度 I_p 变化的理论曲线如图 2 所示,很明显 InP:Fe 的增益系数 Γ 存在温度-光强共振现象,即增益系数在某一确定温度 T 下存在一个最佳的泵浦光强 I_p ,在此光强下增益系数 Γ 取得最大值。当入射角 $\theta = 5^\circ$ 和 $E_0 = 5 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ 时,290、298、306、314 K 温度对应的最佳泵浦光强度分别为 105、218、436、844 $\text{mW} \cdot \text{cm}^{-2}$,在共振处的增益系数 Γ 最高可达 5.2 cm^{-1} 。此模型能很好地解释 TWM 增益的温度-光强共振现象。进一步对比这 4 条温度-光强共振曲线可知,当外加直流电场确定时,温度越高达到最大增益所需的共振泵浦光强度也越强,相应的温度-光强共振峰也越宽。当泵浦光强偏离共振光强时,增益系数 Γ 由 5.2 cm^{-1} 迅速下降至小增益渐近线 0.11 cm^{-1} 。

图 3 是在 $\theta = 5^\circ, T = 298 \text{ K}$ 时,不同弱外加直流电场下 TWM 增益系数 Γ 随泵浦强度 I_p 变化的关系曲线,弱外加直流电场下 ($E_0 = 0 \sim 0.4 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$) 不存在温度-光强共振,增益系数 Γ 随着泵浦光强 I_p 的增加而逐渐达到饱和,但当外加直流电场 E_0 增至 $0.6 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ 时出现轻微的温度-光强共振现象。对比图 2 和图 3 可知,弱外加电场

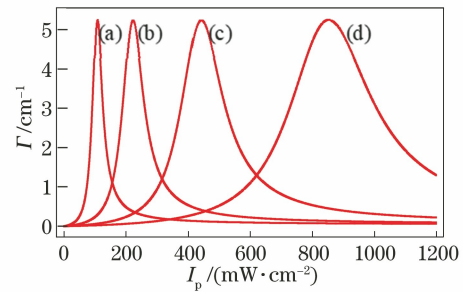


图 2 当 $\theta = 5^\circ$ 和 $E_0 = 5 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ 时,不同弱温度下增益系数随泵浦光强变化的理论曲线。(a) 290 K; (b) 298 K; (c) 306 K; (d) 314 K

Fig. 2 Theoretical curves of gain coefficient varying with pump intensity at different temperatures when $\theta = 5^\circ$ and $E_0 = 5 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$. (a) 290 K; (b) 298 K; (c) 306 K; (d) 314 K

下的增益系数 ($\Gamma = 0.083 \text{ cm}^{-1}$) 远小于强外加电场下的增益系数 ($\Gamma = 5.2 \text{ cm}^{-1}$),这说明只有在外加强电场条件下才能通过温度-光强共振来获得较大的增益,另外,由于温度越高共振峰越宽,相对而言温度越高越容易实现较大的增益。

3.2 外加直流场 E_0 对双波混频增益的提升作用

当温度 T 固定在 298 K、入射角 θ 为 5° 时,在不同电场 E_0 下 ($2 \sim 5 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$) 双波混频增益系数 Γ 随泵浦光强 I_p 的理论曲线如图 4 所示。由图 4 可知,增益系数 Γ 随外加直流电场增加而增加,不同外加直流电场下的增益系数 Γ 均在 $I_p =$

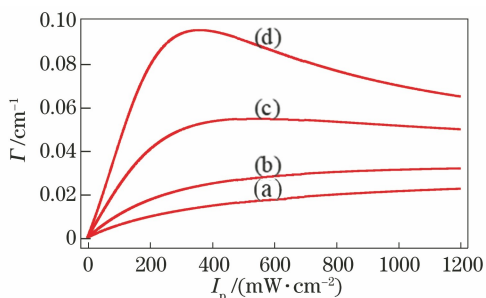


图 3 当 $\theta=5^\circ$ 和 $T=298\text{ K}$ 时,不同弱外加电场下增益系数随泵浦光强变化的理论曲线。(a) $0\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$; (b) $0.2\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$; (c) $0.4\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$; (d) $0.6\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$

Fig. 3 Theoretical curves of gain coefficient varying with pump intensity under different weak applied electric fields when $\theta=5^\circ$ and $T=298\text{ K}$. (a) $0\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$; (b) $0.2\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$; (c) $0.4\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$; (d) $0.6\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$

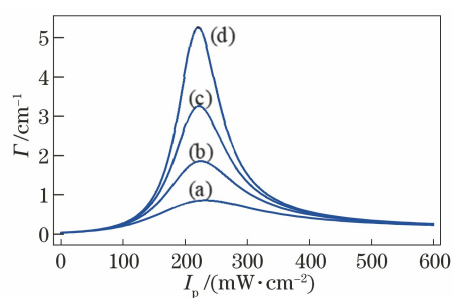


图 4 当 $\theta=5^\circ$ 和 $T=298\text{ K}$ 时,不同外加电场下增益系数随泵浦光强变化的理论曲线。(a) $2\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$; (b) $3\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$; (c) $4\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$; (d) $5\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$

Fig. 4 Theoretical curves of gain coefficient varying with pump intensity under different applied electric field when $\theta=5^\circ$ and $T=298\text{ K}$. (a) $2\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$; (b) $3\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$; (c) $4\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$; (d) $5\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$

$218\text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$ 处取得最大值,即特定温度下的最佳泵浦光强与外加直流电场无关。进一步计算 $\theta=5^\circ$ 、 $T=298\text{ K}$ 和 $I_p=218\text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$ 时,增益系数 Γ 随外加电场的变化如图 5 所示,当外加直流场 $E_0 \leq 10\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ 时,增益系数 Γ 随外加直流电场的增加而线性增加,当外加直流电场增加到 $20\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ 时, Γ 不再随 E_0 线性增加而是逐渐达到饱和。结合图 4 和图 5 可知,外加直流电场可以显著提高 TWM 增益,因此单缺陷双边带模型能很好地解释外加直流电场下 InP:Fe 能获得较高 TWM 增益。通常外加电场越大 TWM 增益也越大,但对 InP:Fe 晶体连续施加强直流电场可能会导致晶体发热,甚至被电击穿。

3.3 双波混频增益系数与入射角 θ 的关系

当 $T=298\text{ K}$ 和 $I_p=218\text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$ 时,不同外加直流电场 E_0 下 ($2\sim 5\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$) 双波混频增益系数 Γ 随入射角 θ 变化的理论曲线如图 6 所示。在满足温度-光强共振的条件 ($T=298\text{ K}$, $I_p=218\text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$) 下,增益系数 Γ 随入射角 θ 的增加先增加后减小,在 $\theta=5^\circ$ 时增益系数取得最大值。当 $T=298\text{ K}$ 和 $E_0=5\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ 时,不同泵浦光强 I_p 下增益系数 Γ 随入射角 θ 变化的理论曲线如图 7 所示。当泵浦光强为 $90\text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$ 和 $150\text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$ 时,增益系数远小于共振泵浦光强 ($218\text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$) 条件下的增益系数。这说明当温度确定时,只要泵浦光强稍微偏离该温度,对应的共振泵浦光强增益就会剧烈下降,并且最佳入射角 θ 会朝更小的方向移动。

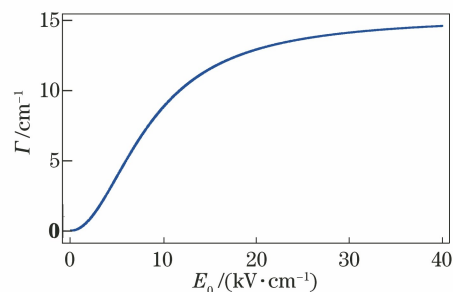


图 5 当 $\theta=5^\circ$, $T=298\text{ K}$ 和 $I_p=218\text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$ 时,增益系数随外加电场变化的理论曲线

Fig. 5 Theoretical curves of gain coefficient varying with applied electric field when $\theta=5^\circ$, $T=298\text{ K}$, and $I_p=218\text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$

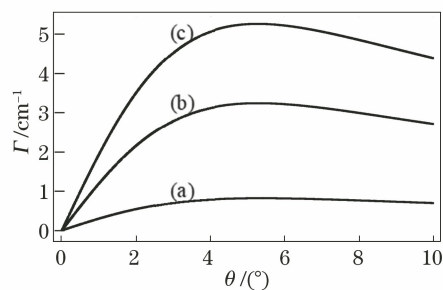


图 6 当 $T=298\text{ K}$ 和 $I_p=218\text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$ 时,不同外加电场下增益系数随入射角变化的理论曲线。(a) $2\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$; (b) $4\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$; (c) $5\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$

Fig. 6 Theoretical curves of gain coefficient varying with incident angle under different applied electric fields when $T=298\text{ K}$ and $I_p=218\text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$. (a) $2\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$; (b) $4\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$; (c) $5\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$

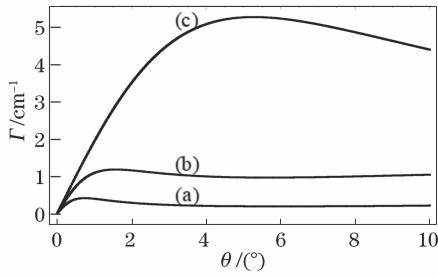


图 7 $T=298\text{ K}$ 和 $E_0=5\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ 时,不同泵浦光强下增益系数随入射角变化的理论曲线。(a) $90\text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$; (b) $150\text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$; (c) $218\text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$

Fig. 7 Theoretical curves of gain coefficient varying with incident angle under different pump light intensities when $T=298\text{ K}$ and $E_0=5\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$. (a) $90\text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$; (b) $150\text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$; (c) $218\text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$

4 实验结果与讨论

前面仅通过理论模型计算了外界可控参量对

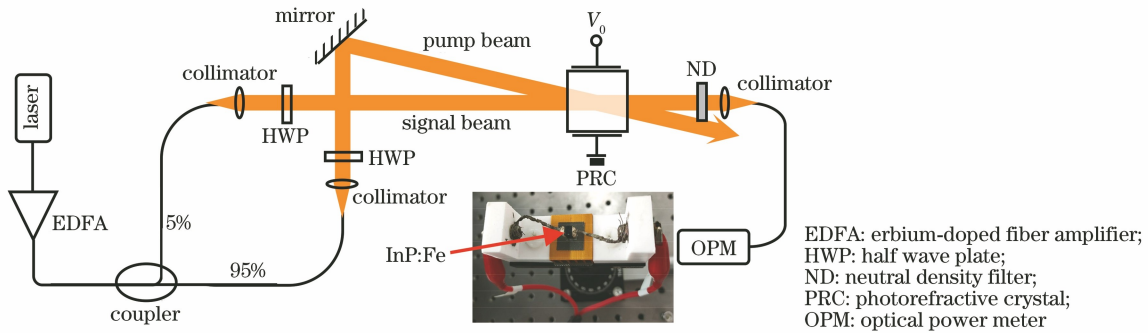


图 8 外加电场下 InP:Fe 双波混频实验装置图

Fig. 8 Experimental setup of InP:Fe two-wave coupling under external electric field

实验增益系数 Γ 定义为 $\Gamma = L^{-1} \ln[\gamma\beta/(\beta + 1)]^{[17]}$, 其中, $\beta = I_p/I_s$ 为泵浦光与信号光的光强比, $L=0.4\text{ mm}$ 为通光方向的晶体长度。有效增益 γ 定义为存在与不存在泵浦光时的透射信号光强之比。当 $\theta=5^\circ$ 和 $T=298\text{ K}$ 时,不同外加电场 E_0 ($2.6, 3.8, 5.1\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$) 下的实验增益系数 Γ 随泵浦光强 I_p 的变化如图 9 所示。实验温度维持在 298 K , 对 InP:Fe 晶体间歇性施加直流电场以避免晶体发热。由图 9 可知,实验增益系数 Γ 存在明显的温度-光强共振,实验数据与理论共振曲线有相似的变化规律。在 298 K 实验温度测量的不同外加直流电场对应的共振泵浦光强均为 $345\text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$, 高于理论预测的共振光强 $218\text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$, 这是由光学元件反射损耗和晶体吸收所致。而且,晶体吸收还导致泵浦光强在通光方向逐渐衰减,这使得整

InP:Fe 的双波混频增益的影响,本节通过实验进一步研究各种可控参数对 InP:Fe 双波混频增益特性的影响以验证理论模型的合理性。InP:Fe 双波耦合装置如图 8 所示,其中 InP:Fe 晶体 ($4\text{ mm}\times 8\text{ mm}\times 3.5\text{ mm}$) 分别沿 $\langle 10 \rangle$ 、 $\langle 110 \rangle$ 、 $\langle 001 \rangle$ 方向切割,两光束沿 $\langle 10 \rangle$ 方向传播,泵浦光和信号光的偏振均为 $\langle 110 \rangle$ 方向,光栅矢量 k 为 $\langle 001 \rangle$ 方向。DFB 激光器 (脉锐光电,功率为 1 mW ,波长为 $1.55\text{ }\mu\text{m}$,线宽为 3 MHz) 发射的激光经掺铒光纤放大器放大后被光纤耦合器 (95:5) 分成两部分,并通过光纤准直器到达自由空间。泵浦光 (95%) 经准直后被反射到 InP:Fe 晶体,信号光 (5%) 准直后直接进入 InP:Fe 晶体,两个半波片用来调节两光束的偏振。在 $\langle 001 \rangle$ 方向上的两晶面上涂覆银导电环氧树脂,以便在晶体 $\langle 001 \rangle$ 方向上施加高电压。信号光和泵浦光之间存在光程差,两光束会在晶体内部产生相干并写入折射率光栅。最后,通过光功率计来检测透射信号光的光强变化。

个晶体中光强偏离最佳泵浦光强,因此测得的实验增益系数小于理论 TWM 增益系数。

当泵浦光强 I_p 为 $345\text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$ 和入射角 θ 为 5° 时,实验增益系数 Γ 随外加电场 E_0 变化曲线如图 10 所示。从 $0\sim 5.1\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ 测试范围内,实验增益系数随外加直流电场增加而线性增加,这与前面的理论预测相一致。直流电场间歇性施加,不会引起 InP:Fe 晶体发热。一般地,当 $E_0 \leq 10\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ 时,可认为在外加直流方向上整个晶体内部的电场强度 E_0 是恒定的^[16]。另外,为防止晶体被击穿,实验中直流电场不宜过大。

当 $T=298\text{ K}$, $I_p=345\text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$ 和 $E_0=5.1\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ 时,实验增益系数 Γ 随入射角 θ 的变化如图 11 所示。通过调节反射镜来改变信号光和泵浦光之间的夹角,每调整一次角度都需要重新把

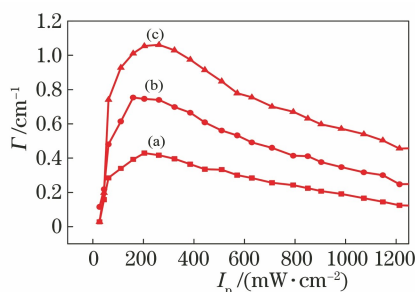


图 9 当 $\theta=5^\circ$ 和 $T=298\text{ K}$ 时,不同外加电场下的实验增益系数随泵浦光强的变化曲线。(a) $2.6\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$; (b) $3.8\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$; (c) $5.1\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$

Fig. 9 Variation curves of experimental gain coefficient with pump beam intensity under different applied electric fields when $T=298\text{ K}$ and $\theta=5^\circ$. (a) $2.6\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$; (b) $3.8\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$; (c) $5\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$

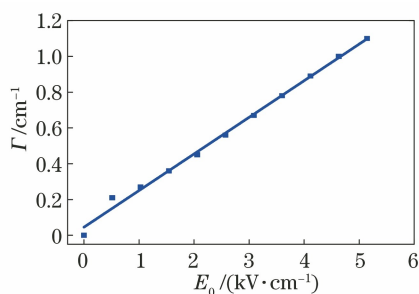


图 10 当 $T=298\text{ K}$, $I_p=345\text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$ 和 $\theta=5^\circ$ 时,实验增益系数随外加电场的变化曲线

Fig. 10 Variation curve of experimental gain coefficient with applied electric field when $T=298\text{ K}$, $I_p=345\text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$, and $\theta=5^\circ$

TWM 增益调到最大,这非常耗时。实验 TWM 增益系数 Γ 先随角度的增加达到峰值,然后再随角度的进一步增加而减小,实验测得的最佳入射角 $\theta=6^\circ$,与前面理论预测 5° 略有偏差。但是,实验数据与模型预测曲线变化规律大致吻合。

双波混频实验仅在室温条件下考察了不同泵浦光强、外加直流电场变化和入射角变化对实验增益系数的影响,确定了 InP:Fe 中双波混频的最佳条件。理论和实验数据之间的差异需要考虑整个样品中泵浦强度的变化,由于晶体存在吸收,泵浦光强在晶体通光方向呈指数衰减导致其不能在整个晶体内部满足温度-光强共振共振条件,TWM 增益会大幅下降。后续研究可以考虑在通光方向对晶体进行负温度梯度控温或使用非相干辅助光背向照射晶体使整个晶体满足温度-光强共振条件来提升增益系数^[15]。

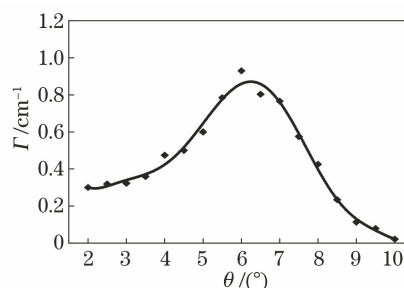


图 11 当 $T=298\text{ K}$, $I_p=345\text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$ 和 $E_0=5.1\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$,实验增益系数随入射角的变化

Fig. 11 Variation curve of experimental gain coefficient with incident angle when $T=298\text{ K}$, $I_p=345\text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$, and $E_0=5.1\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$

5 结 论

本文通过单缺陷双边带模型的载流子输运方程模拟 InP:Fe 光折变半导体内部由强度光栅到折射率光栅的双波混频动态过程,通过数值计算研究两写入光之间能量耦合与温度、泵浦光强、外加直流电场和入射角之间的关系。结果表明,增益系数的变化存在温度-光强共振,在一定范围内外加电场越大增益也越大,在温度-强度共振光强下存在最佳入射角。搭建了 InP:Fe 双波混频装置,通过一系列实验验证了理论计算规律,实验增益与理论预测吻合良好。本文的理论模型对 III-V 族光折变半导体的光折变效应具有重要参考价值,实验结果对于开发基于 InP:Fe 双波混频干涉仪的相位解调器和光波导集成器件具有指导作用。

参 考 文 献

- [1] Ashkin A, Boyd G D, Dziedzic J M, et al. Optically-induced refractive index inhomogeneities in LiNbO₃ and LiTaO₃ [J]. Applied Physics Letters, 1966, 9 (1): 72-74.
- [2] Kuroiwa T, Matsubara M. Selective image amplification by two-wave mixing with two photorefractive BaTiO₃ crystals [J]. Electronics and Communications in Japan, 2000, 83(7): 14-21.
- [3] Wu Z J, Yang L S. Observation method of slight changes of light induced refractive index[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2018, 55(6): 061902. 吴泽军, 杨立森. 光致折射率微小变化的观测方法 [J]. 激光与光电子学进展, 2018, 55(6): 061902.
- [4] Maerten S, Dubreuil N, Pauliat G, et al. Laser diode made single-mode by a self-adaptive photorefractive filter[J]. Optics Communications, 2002, 208(1/2/3): 183-189.

- [5] Zhang M, Ren J W, Chen W, et al. Design and analysis of photorefractive long-period waveguide grating coupler [J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(3): 0313002.
张明, 任建文, 陈文, 等. 光折变长周期波导光栅耦合器的设计和分析 [J]. *光学学报*, 2015, 35(3): 0313002.
- [6] Li H Y, Rao B Y, Zhao X F, et al. Development of fiber gratings inscribed by femtosecond laser [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2020, 57(11): 111420.
李宏业, 饶斌裕, 赵晓帆, 等. 基于飞秒激光刻写光纤光栅的研究进展 [J]. *激光与光电子学进展*, 2020, 57(11): 111420.
- [7] Xue S, Deng W X, Chen S Y. Intelligence enhancement of the adaptive wavefront interferometer [J]. *Optics Express*, 2019, 27(8): 11084-11102.
- [8] Zhang Z Z, Jia Z Q, Ji G R, et al. Dual demodulation interferometer with two-wave mixing in GaAs photorefractive crystal [J]. *Optics and Lasers in Engineering*, 2018, 106: 82-85.
- [9] Liu B, Wang X P, Yang Y G, et al. Principles, devices, and applications of beam deflection based on quadratic electro-optic effect of potassium tantalate niobate [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2020, 57(7): 071609.
刘冰, 王旭平, 杨玉国, 等. 基于钽铌酸钾二次电光效应的光束偏转原理、器件及应用 [J]. *激光与光电子学进展*, 2020, 57(7): 071609.
- [10] Bai X Q, Wang Y H, Zhang J, et al. Soliton shedding from airy-Gaussian beams in photorefractive media [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46(8): 0805001.
白小琴, 王宇浩, 张静, 等. 艾里-高斯光束在光折变介质中的孤子脱落 [J]. *中国激光*, 2019, 46(8): 0805001.
- [11] Kukhtarev N V, Markov V B, Odulov S G, et al. Holographic storage in electrooptic crystals. I. steady state [J]. *Ferroelectrics*, 1978, 22(1): 949-960.
- [12] Picoli G, Gravey P, Ozkul C, et al. Theory of two-wave mixing gain enhancement in photorefractive InP:Fe new mechanism of resonance [J]. *Journal of Applied Physics*, 1989, 66(8): 3798-3813.
- [13] Qiao Y, Zhou Y, Krishnaswamy S. Adaptive demodulation of dynamic signals from fiber Bragg gratings using two-wave mixing technology [J]. *Applied Optics*, 2006, 45(21): 5132-5142.
- [14] Gravey P, Picoli G, Labandibar J Y. Stabilization of photorefractive two-beam coupling in InP:Fe under high dc fields by temperature control [J]. *Optics Communications*, 1989, 70(3): 190-194.
- [15] Özkul C, Jamet S, Dupray V. Dependence on temperature of two-wave mixing in InP:Fe at three different wavelengths: an extended two-defect model [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1997, 14(11): 2895-2903.
- [16] Delaye P, von Bardeleben H J, Roosen G. Bulk photorefractive semiconductors [J]. *MRS Bulletin*, 1994, 19(3): 39-43.
- [17] Ozkul C, Picoli G, Gravey P, et al. High gain coherent amplification in thermally stabilized InP:Fe crystals under dc fields [J]. *Applied Optics*, 1990, 29(18): 2711-2717.