

光整流法产生 THz 辐射转化率的理论分析

李德华^{①*}, 戚晓东^②, 刘盛纲^③

① 山东科技大学太赫兹研究所, 青岛 266510;

② 中科院长春光学精密机械与物理研究所, 长春 130033;

③ 电子科技大学太赫兹研究中心, 成都 610054

* E-mail: jcbwl@sdu.edu.cn

收稿日期: 2007-07-16; 接受日期: 2008-07-10

国家重点基础研究发展计划(“973”计划)(批准号: 2007CB310401)资助项目

摘要 从理论上分析了超短激光脉冲在二阶非线性晶体中光整流效应产生 THz 辐射的过程, 讨论了影响激光能量转换为 THz 辐射能量的效率的各种因素; 入射激光脉冲宽度对转换效率影响非常大. 对于一般二阶非线性晶体, 当晶体厚度等于相干长度 L_c 时, 光对 THz 的转换效率最高. 对于周期性极化的非线性晶体, 在忽略介质吸收的情况下, 转换效率与介质厚度成正比. 考虑介质对 THz 的吸收, 晶体的有效长度 $L_{\text{eff}}=0.63/\alpha$, 再增大晶体长度, 转化效率将没有明显增加, 并最终趋于常数.

关键词

光整流
周期性极化
有效长度
转换效率

1962 年 Armstrong 及其合作者首次从理论上预见到光整流效应^[1], 并认为光整流效应是用电磁波束和光子激发电介质产生的切伦可夫辐射的一种形式. 1971 年, Morris 和 Shen^[2]等人用相位匹配的皮秒脉冲激发 LiNbO₃ 晶体产生了和理论相吻合的微波和远红外波. 同年, Yang 等人用相位匹配方法获得了直到 400 GHz 的电磁波辐射. 20 世纪 80 年代, Bagdasatyan 等人^[3]用 CO₂ 激光照射 GaAs 晶体产生了可直接测的非线性极化切伦可夫辐射. Auston 等人^[4,5]也指出经过聚焦后的光脉冲可以在电光材料中产生切伦可夫辐射, 并在 LiTaO₃ 中产生了亚皮秒电磁脉冲, 其波谱范围从直流一直到 4 THz, 但由于介质内的反射, 电磁波基本上限制在电光晶体内. 随后, 非线性谐振子理论^[6]被用来描述切伦可夫辐射的线性或非线性介电常数, 并对离子晶体振动的光电耦合给出精确描述, 进而从理论上对介质原子反应速度极限和不同材料的辐射转化率给出了越发精确的描述. 1989 年, Grischkowsky 等人^[7]首次用切伦可夫辐射产生能在

自由空间传播的 THz 波, 不久, Hu 等人^[8]也用另一种方法对切伦可夫辐射效应产生了自由空间中的 THz 波. 1992 年, 张希成等人^[9]首次报道了用光整流效应产生了自由空间中的 THz 辐射. 用光整流法产生 THz 辐射的过程实际上是二阶非线性光学过程, 可以通过二阶或三阶的极化率张量描述^[10]. Chuang 等人^[11]基于半导体表面光整流电场的产生模型也对激发波与极化子运动的关系给出了比较精确的描述.

用光整流法产生 THz 辐射的效率比较低, 如果入射飞秒激光脉冲的能量为 10 mJ, 激光与 THz 辐射的转换效率一般在 $10^{-6} \sim 10^{-9}$ ^[12], 为提高激光与 THz 的转换效率, 需要增加准直入射光波与 THz 波的作用距离. Lee 及其合作者^[13]提出用二阶非线性晶体准相位匹配(QPM)技术产生 THz 波, 并在 18 K 低温环境下将转换效率提高到 10^{-5} , 但如此低的转换效率远远不能满足 THz 波实际应用的要求. 近几年来, 光整流法、光导开关、泰赫兹参量振荡、差频法等利用非线性光学方法产生 THz 辐射的技术^[14~16]开始逐渐被

国内学者研究. 本文目的在于研究光整流效应的机理, 研究入射激光脉冲的脉宽、波长、脉冲形状、晶体厚度、极化周期等因素对提高转换效率的影响, 以便提高激光与 THz 波的转换效率.

1 光整流产生 THz 辐射的基本理论

当频率分别为 ω_1 和 ω_2 的 2 束激光射入非线性晶体时, 可以产生 $\omega_3 = \omega_2 - \omega_1$ 的差频光, 但当 $\omega_3 = \omega_2 - \omega_1 = 0$ 时, 或者入射光只有一种频率, 激光将使材料产生直流电极化的现象. 光整流效应是晶体的二阶非线性光学效应, 也是一种特殊的差频效应. 具有中心对称结构的晶体 $\chi_{ijk}^{(2)} = 0$, 不存在二阶非线性光学效应, 因此用光整流法产生 THz 辐射只能使用具有非中心对称结构的非线性介质. 用光整流法产生 THz 波的基本过程是超短激光脉冲入射到非线性电光晶体上, 引起电子偏离平衡位置并发生振荡, 向外辐射电磁波.

光在介质中引起的极化强度 P 与光电场 E 的关系为

$$P = P_L + P_{NL} = \varepsilon_0 \chi(E) \cdot E \\ = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \cdot E + \varepsilon_0 \chi^{(2)} \cdot EE + \dots = P^{(1)} + P^{(2)} + \dots, \quad (1)$$

它表征了介质对光电场的响应情况. $P^{(n)}$ 表示 n 阶极化强度, $\chi^{(n)}$ 表示 n 阶极化率.

$$P_L = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \cdot E = P^{(1)}, \quad (2)$$

为线性极化强度. 考虑二阶非线性作用时,

$$P_i^{(2)} = \sum_{j,k} \varepsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k, \quad (3)$$

对光整流过程, 用 $\chi_{ijk}^{(2)}(\omega, -\omega) = \chi_{kji}^{(2)}(\omega, 0) = \chi_{jki}^{(2)}(-\omega, 0) = \chi_{kji}^{(2)}(-\omega, 0)$ 表示相应的二阶非线性极化率, 光整流过程二阶非线性极化率 $\chi^{(2)}$ 与非线性光学系数 d 的关系如下

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\omega, -\omega) = 2d_{ijk}(\omega, -\omega), \quad (4)$$

取有效值

$$\chi_{eff}^{(2)} = 2d_{eff}, \quad d_{eff} = \frac{n_v^4 r}{4}, \quad (5)$$

其中, n_v 是晶体对入射光的折射率. 光整流过程的波动方程可以表示为

$$\nabla^2 E - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{D}^{(1)}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2}, \quad (6)$$

其中, $\mathbf{D}^{(1)} = \varepsilon E$ 为一阶电位移矢量.

2 光整流过程 THz 辐射转化效率

假定入射激光超短脉冲为宽度有限的时域高斯波包, 在高斯波包时间范围内, 光电场可以表示为^[17]

$$E(t) = \text{Re} \left\{ E_0 \exp(-t^2 / \tau^2) \exp[i(\omega_0 t)] \right\} \\ = \frac{1}{2} \left\{ E_0 \exp(-t^2 / \tau^2) \exp[i(\omega_0 t)] + c.c. \right\}, \quad (7)$$

式中, ω_0 为中心频率, τ 为脉冲宽度. 若将入射光波看成沿 z 轴单向传播的无限大平面波, 则

$$E(z, t) = E(t) \cdot \exp(-ikz). \quad (8)$$

根据波动方程(6), 一维情况下非线性波动方程为

$$\frac{\partial^2 E(z, t)}{\partial z^2} - \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 E(z, t)}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}(z, t)}{\partial t^2}, \quad (9)$$

利用慢变波近似关系, 波动方程(9)化为

$$\frac{\partial}{\partial z} E(z, t) = -\frac{i\mu_0 \omega^2}{2k} P_{NL}(z, t) \exp(ikz). \quad (10)$$

为了便于分析各频率分量间的转化关系, 简化耦合波分析过程, 入射波的频率用 ω 标识, 而经介质极化出射的 THz 波频率用 Ω 标识, 并利用 THz 折射率的转化关系

$$n_{\text{THz}} = \frac{ck}{\Omega}, \quad (11)$$

根据傅立叶变换关系有

$$\frac{\partial}{\partial z} E(\Omega, z) = -\frac{i\Omega \chi^{(2)}}{2n_{\text{THz}} c} \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega + \Omega) E^*(\omega) d\omega \cdot \exp(i\Delta k z), \quad (12)$$

其中

$$\Delta k = k_\omega + k_\Omega - k_{\omega+\Omega}, \quad (13)$$

代表波矢的失配量. 对沿 z 轴传播的平面波, 取 $\chi^{(2)} = \chi_{eff}^{(2)}$. 式中取非线性极化强度的频率分量

$$P_{NL}(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_0 \chi^{(2)} E(\omega + \Omega) \exp(-ik_{\omega+\Omega} z) E^*(\omega) \\ \cdot \exp(ik_\omega z) d\omega. \quad (14)$$

考虑到 $E(t)$ 是实数, (7)式中 $E(t)$ 的傅立叶变换式可表示为 $\frac{1}{2}[E(\omega) + E^*(-\omega)]$, 其中只取 $\omega > 0$,

$$\frac{1}{2}[E(\omega) + E^*(-\omega)] = \frac{E_0\tau}{2\sqrt{\pi}} \left[\exp\left(-\frac{\tau^2(\omega-\omega_0)^2}{4}\right) + \exp\left(-\frac{\tau^2(\omega+\omega_0)^2}{4}\right) \right]. \quad (15)$$

则

$$E(\omega) = \frac{E_0\tau}{2\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{\tau^2(\omega-\omega_0)^2}{4}\right). \quad (16)$$

将(16)式代入(12)式可得非线性介质的波动方程

$$\frac{dE(\Omega, z)}{dz} = -\frac{i\Omega\chi^{(2)}E_0^2\tau}{4\sqrt{2\pi}cn_{\text{THz}}} \exp\left(-\frac{\tau^2\Omega^2}{8}\right) \exp(i\Delta kz). \quad (17)$$

设晶体长度为 L , 入射面处 $z=0$, 利用边界条件

$$E(\Omega, 0) = 0. \quad (18)$$

对(17)式在 $0 \sim L$ 上积分, 可求得经长度为 L 的介质出射 THz 波的电场表达式为

$$E(\Omega, L) = -\frac{\Omega\chi^{(2)}E_0^2\tau L}{4\sqrt{2\pi}cn_{\text{THz}}} \exp\left(-\frac{\tau^2\Omega^2}{8}\right) \cdot \exp(i\Delta kL/2) \sin c(\Delta kL/2), \quad (19)$$

出射 THz 波强度为

$$I_{\text{THz}}(\Omega, L) = \frac{\Omega^2\epsilon_0 d_{\text{eff}}^2 E_0^4 \tau^2 L^2}{16\pi cn_{\text{THz}}} \cdot \exp\left(-\frac{\tau^2\Omega^2}{4}\right) \sin^2 c\left(\frac{\Delta n\Omega L}{2c}\right), \quad (20)$$

其频谱强度分布随晶体长度 L 的关系如图 1 所示. 已

取 $\Delta k \approx \frac{\Delta n\Omega}{c}$, $\Delta n = n_{\text{THz}} - n_v^{gr}$, 不妨假设晶体对 THz

波的折射率 n_{THz} 为常数, $n_v^{gr} = \left(\frac{dk}{d\omega}\right)_v$ 为入射光电场

对应的介质折射率参数, 当 $\Delta n=0$ 时, 可得产生 THz 波的最大强度为

$$I_{\text{Max}}(\Omega, L) = \frac{\Omega^2\epsilon_0 d_{\text{eff}}^2 E_0^4 \tau^2 L^2}{16\pi cn_{\text{THz}}} \exp\left(-\frac{\tau^2\Omega^2}{4}\right). \quad (21)$$

当满足条件 $\frac{\Delta n\Omega L}{2c} = \frac{\pi}{2}$ 时, $I_{\text{THz}}(\Omega, L)$ 有最大值, 定

义此时介质长度 $L_c = \frac{\pi c}{\Omega\Delta n}$ 为相干长度. $I_{\text{THz}}(\Omega, L) =$

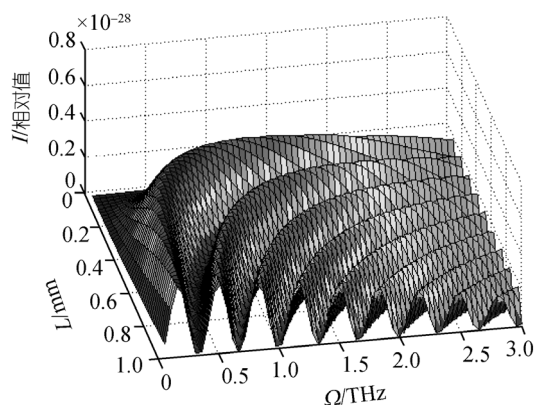


图 1 THz 波强度随晶体厚度变化频谱分布

$\frac{4}{\pi^2} I_{\text{max}}(\Omega, L)$. 对于 1 THz 的 THz 波, LiNbO₃ 的相干长度为 51.2 μm , 而 DAST 晶体的相干长度为 164.8 μm . 随晶体厚度的增加, 产生 THz 辐射的功率逐渐减小. 实际上, 只有在晶体表面附近产生的 THz 辐射成为有效的 THz 辐射.

定义 THz 辐射的能量通量与入射脉冲激光的能量通量之比为光整流过程 THz 辐射转化率^[17],

$$\eta_{\text{THz}}^{\text{PW}} = \frac{F_{\text{THz}}}{F_{\text{pu}}}. \quad (22)$$

其中, 由(16)式及 Parseval 定理

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(t)|^2 dt = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} |f(\Omega)|^2 d\Omega,$$

得到产生的 THz 辐射能量通量为

$$\begin{aligned} F_{\text{THz}} &= \frac{c\epsilon_0 n_{\text{THz}}}{2} \int_{-\infty}^{\infty} |E_{\text{THz}}(t, L)|^2 dt \\ &= \frac{c\epsilon_0 n_{\text{THz}}}{2} 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} |E(\Omega, L)|^2 d\Omega \\ &= \frac{\sqrt{\pi}\epsilon_0 d_{\text{eff}}^2 E_0^4 \tau c}{2n_{\text{THz}}\Delta n^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta n^2 L^2}{c^2 \tau^2}\right) \right]. \end{aligned} \quad (23)$$

同理, 入射光通量密度为

$$\begin{aligned} F_{\text{pu}} &= \frac{c\epsilon_0 n_v}{2} \int_{-\infty}^{\infty} |E_v(t, 0)|^2 dt \\ &= c\epsilon_0 n_v \int_{-\infty}^{\infty} |E(\omega, 0)|^2 d\omega = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{c\epsilon_0 n_v}{2} E_0^2 \tau^2, \end{aligned} \quad (24)$$

可得入射光脉冲波转化为 THz 波的效率为

$$\eta_{\text{THz}}^{\text{PW}} = \frac{\sqrt{2}d_{\text{eff}}^2 E_0^2}{n_v n_{\text{THz}} \Delta n^2 \tau} \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta n^2 L^2}{c^2 \tau^2}\right) \right]. \quad (25)$$

3 周期性极化晶体光整流过程 THz 辐射转化效率

为了提高从激光脉冲到 THz 波的转换效率, 可以采取对非线性介质进行周期性极化的方法改进晶体内激光脉冲与 THz 波的相位匹配. 假设非线性介质极化周期长度为 Λ , 晶体内波矢量失配关系由下式给出^[17]

$$\Delta k = k_{\omega} + k_{\Omega} - k_{\omega+\Omega} - \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (26)$$

考虑到产生的 THz 波的频率远小于入射光的频率, 且忽略入射光的群速度色散 $\left(\frac{d^2k}{d\omega^2}\right)_v$, 可以将 $k_{\omega+\Omega} - k_{\omega}$

近似为 $\left(\frac{dk}{d\omega}\right)_v \Omega$, 从而得到波矢失配量

$$\Delta k = \frac{\Omega n_{\text{THz}}}{c} - \left(\frac{dk}{d\omega}\right)_v \Omega - \frac{2\pi}{\Lambda} = \frac{\Omega}{c} (n_{\text{THz}} - n_v^{gr}) - \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (27)$$

其中, n_{THz} 为 THz 波对应的介质折射率, $n_v^{gr} = \left(\frac{dk}{d\omega}\right)_v$

为入射光对应的介质折射率, 取 $\Delta n = n_{\text{THz}} - n_v^{gr}$, 令

$\Delta k = \frac{\Delta n}{c} (\Omega - \Omega_0) - \frac{2\pi}{\Lambda} = 0$, 可得 THz 辐射的中心频率为 Ω_0 ,

$$\Omega_0 = \frac{2\pi c}{\Lambda \Delta n}, \quad \lambda_{\text{THz}} = \Lambda \Delta n. \quad (28)$$

忽略 THz 波在晶体中的少量回波, 并取 $\Omega > 0$, 可得入射脉冲波转化为 THz 波的效率为

$$\eta_{\text{THz}}^{PW} = \frac{\Omega_0^2 d_{\text{eff}}^2 E_0^2 \tau L^2}{2\sqrt{2}\pi c^2 n_{\text{THz}} n_v} \int_0^\infty \exp\left(-\frac{\tau^2 \Omega^2}{4}\right) \cdot \sin^2\left[\frac{\Delta n(\Omega - \Omega_0)L}{2c}\right] d\Omega. \quad (29)$$

在晶体长度远大于相干长度的情况下, 即 $L \gg L_c$, 可以得到转化率

$$\eta_{\text{THz}}^{PW} = g_1 \frac{2\Omega_0^3 d_{\text{eff}}^2}{\pi \varepsilon_0 c^3 n_{\text{THz}} n_v^2} L L_c F_{pu} = g_1 \frac{2\Omega_0^2 d_{\text{eff}}^2 L}{\varepsilon_0 c^3 n_{\text{THz}} n_v^2 \Delta n} F_{pu}, \quad (30)$$

转化率随晶体长度关系如图 2 所示. 其中因数 $g_1 =$

$\exp[-(\pi \Omega_0 / 2)^2] = \exp[-(\pi \nu_{\text{THz}} \tau)^2]$, $\nu_{\text{THz}} = \frac{\Omega_0}{2\pi}$ 为 THz

波的频率. 图 3 给出了 g_1 作为 $\nu_{\text{THz}} \tau$ 的函数的图象. 其中坐标刻度以对数形式给出. 例如, 对 $\nu_{\text{THz}} \tau = 0.1$,

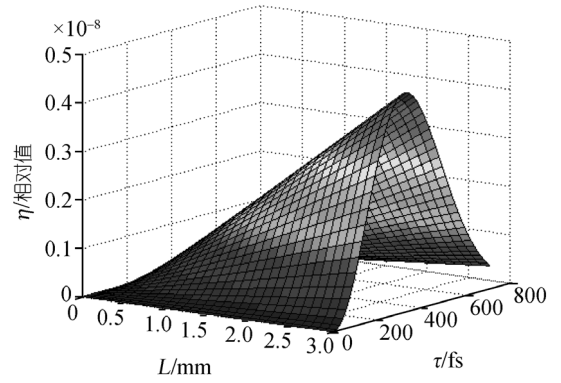


图 2 周期性极化晶体 THz 波能量转化率随晶体厚度 L 变化的关系

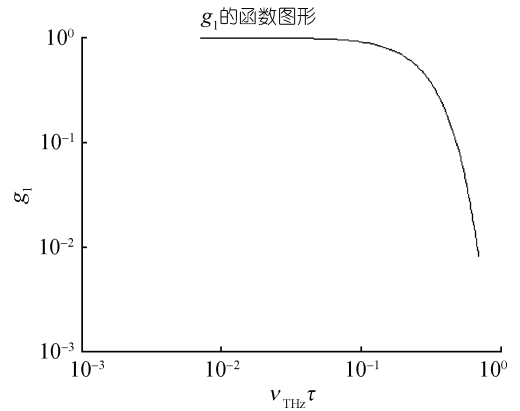


图 3 g_1 作为 $\nu_{\text{THz}} \tau$ 的函数的图象

$g_1 = 0.91$. $\nu_{\text{THz}} \tau$ 越小, g_1 越趋近于 1, 此时脉冲宽度 τ 对转化率的影响也越来越小. 另一方面, 如果 $\nu_{\text{THz}} \tau$ 大于 0.1, g_1 将很快趋于 0, 转化率将受到严重影响. 由此可得在不考虑介质吸收的情况下, 要高效的产生 THz 辐射所必须满足的条件为

$$\nu_{\text{THz}} \tau \ll 1, \quad (31)$$

由此可以计算, 如果要产生频率为 THz 波段的辐射, 入射脉冲宽度 τ 应在飞秒量级, τ 较大时, g_1 将很快衰减至 0, THz 辐射的转化率将迅速降低.

4 产生 THz 辐射最佳频率与脉冲宽度的关系

根据(30)式, 由于在不考虑介质对 THz 波的吸收时, THz 转化率对 L 是线性的, 令

$$\frac{\partial \eta_{\text{THz}}^{PW}}{\partial \tau} = 0, \quad (32)$$

可得要最高效率的产生 THz, 激光脉冲宽度 τ 与中心频率 Ω_0 所对应的函数关系为

$$\Omega_0 \tau = 2 \text{ 或者 } v_{\text{THz}} \tau = \frac{1}{\pi} \approx 0.32, \quad (33)$$

如图 4 所示. 注意到此关系式与介质无关, 即使考虑到介质对 THz 波的吸收, 该关系式仍然普遍成立.

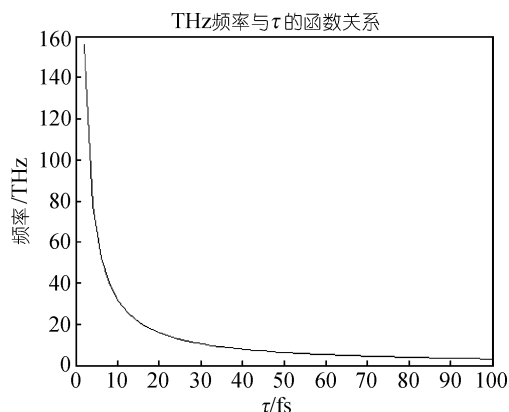


图 4 THz 中心频率与入射脉冲宽度的关系

5 晶体厚度 L 与出射 THz 频率带宽

考虑到准相位匹配时耦合光波的相干条件, 我们引入准相位匹配可接受带宽 $\Delta\Omega^{\text{accept}}$ 的概念, 以描述厚度为 L 的晶体能产生较强 THz 出射的频率宽度. 即在可接受频率范围之外的 THz 波由于相位失配严重, 强度很低, 可以忽略. 取准相位匹配的相干条件为 $\Delta k^{\text{accept}} L = 2\pi$, 其中 Δk^{accept} 为可接受的光波矢范围, 从而可接受频率带宽为

$$\Delta\Omega^{\text{accept}} = \frac{c}{\Delta n} \Delta k^{\text{accept}} = \frac{2\pi c}{L \Delta n}, \quad (34)$$

对于厚度为 0.3 mm 厚的 LiNbO_3 晶体, $\Delta\Omega_{\text{LiNbO}_3}^{\text{accept}} = 2.1 \times 10^{12} \text{ rad/s}$, 约合 0.33 THz. 由(34)式还可以看出, $\Delta\Omega^{\text{accept}}$ 与 L 成反比, 当 L 很大时, $\Delta\Omega^{\text{accept}}$ 将变得很小, 周期性极化晶体产生的 THz 辐射频带较窄, 出射波的频率逐渐向 Ω_0 逼近.

6 THz 转化率与晶体厚度 L 的关系

不考虑晶体对 THz 波的吸收, 对同一入射激光, 在 $L \gg L_c$ 条件下, 由(30)式可以得出转化率正比于晶体厚度, 即

$$\eta_{\text{THz}}^{\text{PW}}(L) \propto L, \quad (35)$$

考虑介质对 THz 波的吸收情况下, 对方程(12)作适当修正^[18], 在介质对 THz 波的吸收率 α 远大于介质对

入射光波的吸收情况下, 可得如下方程

$$\frac{\partial}{\partial z} E(\Omega, z) + b\alpha = -\frac{i\Omega\chi^{(2)}E_0^2\tau}{4\sqrt{2\pi}cn_{\text{THz}}} \exp\left(-\frac{\tau^2\Omega^2}{8}\right) \exp(i\Delta kz), \quad (36)$$

其中, $b=0.5$ 是修正参数. 考虑边界条件, 方程在 L 处的解如下

$$E(\Omega, L) = -\frac{i\Omega\chi^{(2)}E_0^2\tau}{4\sqrt{2\pi}cn_{\text{THz}}} \exp\left(-\frac{\tau^2\Omega^2}{8}\right) \cdot \frac{\exp(i\Delta kL) - \exp(-b\alpha L)}{i\Delta k + b\alpha}, \quad (37)$$

转化率为

$$\eta_{\text{THz}}^{\text{PW}} = \frac{\Omega_0^2 \varepsilon_0 d_{\text{eff}}^2 E_0^2 L^2}{2\sqrt{2\pi}c^2 n_{\text{THz}} n_v} \exp\left(-\frac{\tau^2\Omega^2}{4}\right) \cdot \exp(-b\alpha L) \frac{\sin^2(\Delta kL/2) + \sinh^2(b\alpha L/2)}{(\Delta kL/2)^2 + (b\alpha L/2)^2}. \quad (38)$$

使用 $\Delta k = 0$ 的相位匹配条件, 有

$$\eta_{\text{THz}}^{\text{PW}} = g_1 \frac{2\Omega_0^2 d_{\text{eff}}^2 L^2 F_{\text{pu}}}{\varepsilon_0 c^3 n_{\text{THz}} n_v^2} \exp\left(-\frac{\alpha L}{2}\right) \frac{\sinh^2(\alpha L/4)}{(\alpha L/4)^2}, \quad (39)$$

对 L 不是很大的情况:

当 $\alpha L \ll 1$, 即介质的吸收可以忽略时, (39)式近似为

$$\eta_{\text{THz}}^{\text{PW}} \doteq g_1 \frac{2\Omega_0^2 d_{\text{eff}}^2 L^2 F_{\text{pu}}}{\varepsilon_0 c^3 n_{\text{THz}} n_v^2}. \quad (40)$$

当 $\alpha L \gg 1$, 即介质的吸收很大时, (39)式近似为

$$\eta_{\text{THz}}^{\text{PW}} \doteq g_1 \frac{8\Omega_0^2 d_{\text{eff}}^2 F_{\text{pu}}}{\varepsilon_0 c^3 n_{\text{THz}} n_v^2 \alpha^2}. \quad (41)$$

如图 5 所示. 考虑到时域高斯型脉冲入射的能量

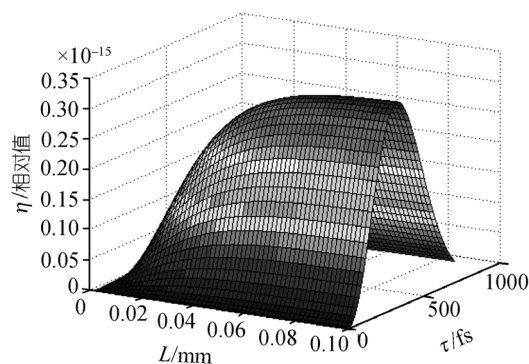


图 5 考虑介质对 THz 波的吸收, THz 转化率随晶体厚度的变化

通量函数形式, 对(39)式一般地有

$$\eta_{\text{THz}}^{\text{PW}}(L) \propto \frac{1}{\alpha} [1 - \exp(-\alpha L)] = L_{\text{eff}}, \quad (42)$$

L_{eff} 表示介质对 THz 波的吸收的有效长度.

$$\text{当 } L \rightarrow \infty \text{ 时, } \eta_{\text{THz}}^{\text{PW}}(L) \propto L_{\text{eff}} \rightarrow \frac{1}{\alpha}.$$

$$\text{当 } L = \frac{1}{\alpha} \text{ 时, } \eta_{\text{THz}}^{\text{PW}}(L) \propto L_{\text{eff}} = \frac{0.63}{\alpha}.$$

7 结论

通过前面对于光整流法产生 THz 波转化率的分析, 我们得到以下结论.

(i) 入射光转换为 THz 辐射的效率与入射光脉冲宽度关系密切, 在 $\nu_{\text{THz}}\tau \ll 1$ 情况下, 有较高的转换效率.

(ii) 对于普通晶体, 入射光转换为 THz 辐射的效率在晶体厚度等于相干长度 L_c 时达到极大值, 随晶体厚度增加, 转换效率下降.

(iii) 对于周期极化的晶体, 如果不考虑晶体对 THz 波的吸收, 晶体厚度与转化率近似成正比. 考虑到晶体对 THz 波的吸收时, 晶体的有效长度

$L_{\text{eff}} = \frac{0.63}{\alpha}$, 再增大晶体长度, 入射脉冲对 THz 波的转化率没有明显增加, 并最终趋于常数.

参考文献

- 1 Bass M, Franken P A, Ward J F, et al. Optical rectification. Phys Rev Lett, 1962, 9(11): 446—448
- 2 Shen Y R. Far-infrared generation by optical mixing. Prog Quantum Electron, 1976, 4: 207—232
- 3 Bagasaryan D, Makaryan A, Pogosyan P. Cherenkov radiation from a propagating nonlinear polarization wave. JETP Lett, 1983, 37(10): 498—500
- 4 Kleinman D A, Auston D H. Theory of electrooptic shock radiation in nonlinear optical media. IEEE J Quantum Electron, 1984, 20(8): 964—970
- 5 Auston D H, Cheung K P, Vaddmanis J A, et al. Cherenkov radiation from femtosecond optical pulses in electrooptic media. Phys Rev Lett, 1984, 53(16): 1555—1558
- 6 Auston D H, Nuss M C. Electrooptic generation and detection of femtosecond electrical transients. IEEE J Quantum Electron, 1988, 24(2): 184—197
- 7 Fattinger C H, Grischkowsky D. A cherenkov source for freely-propagating terahertz beams. IEEE J Quantum Electron, 1989, 25(12): 2608—2610
- 8 Hu B B, Zhang X C, Auston D H, et al. Free-space radiation from electro-optic crystals. Appl Phys Lett, 1990, 56(6): 506—508
- 9 Zhang X C, Ma X F, Jin Y, et al. Terahertz optical rectification from a nonlinear organic crystal. Appl Phys Lett, 1992, 61(26): 3080—3082
- 10 Zhang X C, Jin Y, Ware K, et al. Difference-frequency generation and sum-frequency generation near the band gap of zincblende crystals. Appl Phys Lett, 1994, 64(5): 622—624
- 11 Chuang S L, Schmitt-Rink S, Greene B I, et al. Optical rectification at semiconductor surface. Phys Rev Lett, 1992, 68(1): 102—105
- 12 Siegel P H. Terahertz technology. IEEE Trans Microwave Theory Tech, 2002, 50(3): 910—928
- 13 Lee Y S, Meade T, Perlin V, et al. Galvanauskas, generation of narrow-band terahertz radiation via optical rectification of femtosecond pulses in periodically poled lithium niobate. Appl Phys Lett, 2000, 76(18): 2505—2512
- 14 李德华, 周薇. 光整流产生太赫兹辐射的原理及研究进展. 山东师范大学学报(自然科学版), 2006, 21(4): 47—49
- 15 刘盛纲. 太赫兹科学技术的新发展. 中国基础科学, 2006, 8(1): 7—12
- 16 孙博, 姚建铨. 基于光学方法的太赫兹辐射源. 中国激光, 2006, 33(10): 1349—1358
- 17 Vodopyanov K L. Optical generation of narrow-band terahertz packets in periodically-inverted electro-optic crystals: Conversion efficiency and optimal laser pulse format. Opt Express, 2006, 14(6): 2263—2276
- 18 Sutherland R L. Handbook of Nonlinear Optics. New York: Routledge, 1996. 87