

光学与力学的相干耦合分析*

陆启生 蒋志平 刘泽金

(国防科技大学应用物理系 长沙 410073)

摘要 叙述了相干 Raman 声子产生的原理,在特定的条件下估算了探测器内可能产生的应力(简称光生应力)分布。利用二台商品化的脉冲染料 YAG 激光器,功耗只有10kW,却能在探测器表面产生脉宽为10ns左右,幅度为40.2kg/cm²强冲击应力。讨论和分析了在实际情况下一些主要的非理想因素对光生应力的潜在影响,并且认为相干 Raman 声子所产生的破坏效应比产生相同破坏效果的热效应要节省能量。

关键词 相干 Raman 声子,光电探测器,光生应力

分类号 O43

Coherent Coupling of Optics with Mechanics

Lu Qisheng Jiang Zhiping Liu Zejing

(Department of Applied Physics, NUDT, Changsha, 410073)

Abstract After describing the principle of coherent Raman phonon occurrence, the photo-produced stress distribution in detectors is estimated in some special conditions. A strong shock stress with duration 10ns, amplitude 40.2 Kg/cm² may be produced on the surface of detectors, using two commercial YAG dye pulse lasers supplied only with 10KW source. The latent effects of some practical nonideal reasons on the photo-produced stress are analysed and discussed. The realization is also reached that the energy expending of the damage effect resulting from the coherent Raman phonons is less than that of the same effect resulting from thermal effects.

Key words coherent Raman phonon, photodetector, photo-produced stress

任何材料均能吸收光能,根据不同的吸收机制可以有許多不同的类型。在破坏机理的研究领域中主要关心的是光学—热学和光学—力学二种耦合过程。当激光与某些材料和器件相互作用时,由于温升导致器件失效,材料软化、熔化和汽化等而造成破坏,这是纯热破坏机制,或称光学—热学耦合机制。光学—力学耦合有二种类型:第一,当器件或材料吸收激光而升温,非均匀的升温产生非均匀的热膨胀在材料内产生应力波,或由表面的熔化和汽化而溅射的物质的反冲造成的破坏,称它为光学—热学—力学耦合过程。由于光能转化为热是非相干过程,所以也称此为非相干光学—力学耦合过程。第二,光学—力学的相干耦合。如果相干的激光直接在材料内产生相干声子,即物质中所有被作用粒子产生相干振动,称此为光学力学的相干耦合。

当外场的频率与晶格声子的本征频率相等时,满足选择定则,红外共振跃迁将出现,如果外电场是相干场那么激发的声子也必然是相干的,即相干声子产生了。在 InSb 晶体中这种声子的波长范围约为 50~60 μm 目前很难在此范围内获得强大的相干辐射场。如果两束激光的拍频与晶格声子共振当然也能产生相干声子,受激 Raman 散射和受激 Brillouin 散射就是二个例子,以受激 Raman 散射为代表介绍相干 Raman 声子产生的原理,在理想的情况下估算激发的相干 Raman 声子在探测器内可能产生的应力分析,然后把一些主要的非理想因素考虑进来,讨论它们对光生应力的影响,并提出了一系列需要进一步研究的课题。

* 1998年4月30日修订

第一作者:陆启生,男,1942年生,教授

1 相干 Raman 声子产生的原理

以受激 Raman 散射为例来叙述相干 Raman 声子产生的原理。受激 Raman 散射是一种非线性光学过程,当激光强度达到一定程度后这种过程是不可避免的。例如激光在大气中传输时由于受激 Raman 散射的影响,激光能量损耗增大,光束质量变坏,在基础研究中也得到了广泛的应用,受激 Raman 散射的技术目前已越来越成熟,理论研究也在逐渐深入。我们先从单束激光产生的受激 Raman 效应开始,最后把这理论移植到其拍频与晶格光学声子共振的二束激光同时入射所激发的 Raman 散射。

当一束强激光入射到被作用介质中,就会产生自发 Raman 散射,只要有其中一个自发送射光子与入射光传播方向重合,入射光子与散射光子的拍频将共振激发晶格声子,由相位匹配原则,该声子应具有拍频振荡的相位,该声子再与第二个入射光子相互作用,生成另一个与第一个相干的 Raman 散射光子。这就叫受激 Raman 散射,在传输中这种过程循环往复,使相干散射光和相干 Raman 声子不断地增强,入射光场则逐渐减少,而且在传播过程中也有逆过程发生,因此入射光场、散射光场与材料中的声子波场三者是相互耦合的。设入射光场为 E_1 , 散射光场为 E_2 , 材料的声子波用 ρ_{fi} 表示,它们在介质中的耦合方程可以写成^[1]:

$$\left\{ \begin{aligned} (\nabla \times (\nabla \times) + \frac{\epsilon_1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}) E_1 &= \frac{4\pi\omega^2}{c^2} e_1 \{ X_1^{(3)} E_1^2 E_1 + [X_{NR}^{(3)}]_{NR} E_2^2 E_1 \\ &\quad + N M_{fi}^* E_2(\omega) \rho_{fi}(\omega - \omega) \} \\ (\nabla \times (\nabla \times) + \frac{\epsilon_2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}) E_2 &= \frac{4\pi\omega^2}{c^2} e_2 \{ [X_{NR}^{(3)}]_{NR} E_1^2 E_2 + X_2^{(3)} E_2^2 E_2 \\ &\quad + N M_{fi} E_1(\omega) \rho_{fi}^*(\omega - \omega) \} \\ (\frac{\partial}{\partial t} - i\omega_i + \Gamma_{fi}) \rho_{fi}^*(\omega - \omega) &= \frac{i}{\hbar} M_{fi}^* (\rho_i - \rho_f) E_1^* E_2 \end{aligned} \right. \quad (1)$$

式中包含三阶非线性极化率 $X^{(3)}$ 和 $X_2^{(3)}$ 的项对 Raman 散射无贡献,它们将诱发双折射和自聚焦等效应, $[X_{NR}^{(3)}]_{NR}$ 和 $[X_{NR}^{(3)}]_{NR}$ 是对 Raman 散射有贡献的非线性极化率,括弧外的角标 NR 表示非共振贡献,共振贡献隐含在含有 ρ_{fi} 的项中,把此公式应用于 InSb 晶体的受激 Raman 散射时, ρ_{fi} 就是由激光激发的相干声子波场,

M_{fi} 为单个粒子的自发 Raman 散射极化率, ρ_i, ρ_f 分别表示初态和终态粒子占据数。

解得公式(1)中 ρ_{fi} 后,利用它作为统计权重可以表达所有的有关相干 Raman 声子的宏观物理参数(微观量的统计平均)。若 J 为能量算符, ρ 为几率密度算符,则有下式成立:

$$J = Tr\{\rho J\} \quad (2)$$

2 相干 Raman 声子在 InSb 探测器内产生的应力

公式(1)精确地描述了 E_1, E_2 和 ρ_{fi} 三个波在介质中相互转换和耦合的过程。此方程的精确求解只有在与实验结果作比较时才有意义。本文的目的只作理论探讨,在某些特定重要条件下,给出一些定量估算,以求对该问题有一个比较深入的了解。

从公式(1)的第三个方程出发,研究一个稳态过程, ρ_{fi} 具有不随时间变化的幅度,振荡因子 $e^{-i(\omega - \omega)t}$, ω, ω 分别为场 E_1 和 E_2 的振荡频率, ω_i 表示介质内与 Raman 跃迁有关的二个能级之差,为便于估算再假设外场的拍频 $(\omega_1 - \omega_2)$ 与 ω_i 绝对共振,即 $\omega - \omega = \omega_i$, 在共振和稳态的特定条件下第三个方程可写成:

$$\rho_{fi}(\omega - \omega) = -i M_{fi} (\rho_i - \rho_f) E_1 E_2^* / \hbar \Gamma_{fi} \quad (3)$$

式中 Γ_{fi} 为 Raman 线宽, $\rho_{fi}(\omega - \omega)$ 的物理意义是在 E_1 和 E_2 二场的混(拍)频作用下产生一个 Raman 声子的几率,单位体积内的原胞(即 Raman 等效偶极子)数为 N , 每个 Raman 振子的能量为 $\hbar \omega_i$, 所以单位体积内由受激 Raman 散射激发的相干 Raman 声子的总能量根据(2)式可写成

$$J = N \hbar \omega_i \rho_{fi}(\omega - \omega) \quad (4)$$

这种能量的传播方向就是声子波的传播方向, 舒张运动和相对运动的纵向波表现为拉伸应力, 横波则表现为切应力, 还有扭动, 各种运动能量的配比可通过 M_{fi} 的对称性分析确定, 它们可通过偏振 Raman 散射实验测量。(4) 式描写了探测器内定向声子能的传播即应力波。

InSb 晶体材料是一种强吸收介质对于波长为 $0.5\mu\text{m}$ 的光吸收系数 $\alpha = 2 \times 10^6 \text{cm}^{-1}$, $1\mu\text{m}$ 的光 $\alpha = 1.7 \times 10^5 \text{cm}^{-1[2]}$ 。假设 E_1 在介质中传播时只是简单地由于吸收而线性地衰减, 忽略其非线性吸收和转换, 并假设为平面平行光, E_1 的唯象表达式为

$$E_1 = E_{10} e^{-\left(\frac{\alpha}{2} - ik_1\right)x - i\omega_1 t} \quad (5)$$

E_2 在介质中传播时表现为非线性增长, 增长系数为 G , 正比于入射功率。也是一束平面平行光, E_2 的唯象表达式为:

$$E_2 = E_{20} e^{\left(\frac{G}{2} + ik_2\right)x - i\omega_2 t} \quad (6)$$

其中 G 的微观表达式由文献[1]给出, 它可以改写成宏观表达式

$$G = GR I e^{-\alpha x} \quad (7)$$

GR 为比例系数, I 为入射光强度。通过这些特定条件的假设避免了由公式(1)描述的复杂过程, 最后得到在 InSb 探测器内由于相干 Raman 声子形成的应力波的表达式为:

$$J = J(x) e^{-i[(\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2)x]}$$

$$J(x) = iN \frac{\omega_i}{\Gamma_{fi}} M_{fi} (\rho_i - \rho_f) E_{10} E_{20} e^{-\frac{G-\alpha}{2}x} \quad (8)$$

$J(x)$ 为应力波幅度随传播深度的分布, M_{fi} 与微分 Raman 散射截面之间的关系为:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left[\frac{\omega\omega_i^3 \epsilon^{1/2}}{c^4 \epsilon_i} \right] M_{fi}^2 \rho_i \quad (9)$$

以杂质浓度 $n_e = 10^{16} \text{cm}^{-3}$ n 型 InSb 晶体为例, 它的 Raman 线宽 $\Gamma_{fi} = 0.94 \text{cm}^{-1}$, 微分散射截面 $\frac{d\sigma}{d\Omega} = 10^{-7} (\text{cm}^{-1} \text{ster}^{-1})$, $GR = 17 (\text{cm}/\text{MW})^{[1]}$ 。要让 $G = \alpha$, 当入射光波段处于 $0.5 \sim 1\mu\text{m}$ 范围内, 则需入射光强度 $I_1 = 10^4 \sim 1.2 \times 10^5 \text{MW}/\text{cm}^2$, 如此强的功率很难达到, 一般可设 $G < \alpha$, 则应力波只是在 $2/(\alpha - G)$ 的深度范围内产生。如果受激 Raman 效应只是由一束频率为 ω 的入射光泵浦, 那么实际上 ω 的光场 $E_{20} \approx 0$, 它只是噪声的数量级, 由此产生的表面应力将很小很小, 不可能在探测器内产生明显的力学效应。如果我们同时入射二束强度相同的激光, 使得它们的拍频正好与 Raman 极化声子共振, 设 $\lambda_1 = 5850 \text{\AA}$, $\lambda_2 = 5916 \text{\AA}$, 它们分别对应 $\omega = 3.22 \times 10^{15}$, $\omega = 3.184 \times 10^{15}$, 并设 $\rho_i = 1$, $\rho_f = 0$, 即声子一开始均处于初态, $\alpha = 1.57 \times 10^6 \text{cm}^{-1[2]}$ 。 $N = 1.4574 \times 10^{22}/\text{cm}^3$, (8) 式中的虚数 i 表示应力波与 Raman 振子波相差 90° 位相, 在计算中不予考虑, 最后计算结果列于附表。

附表 在不同的激光功率照射下, 在探测器内不同位置上的应力幅度值

高表面距离 $X (\mu\text{m})$	入射激光强度 $I_1 = I_2 (\text{W}/\text{cm}^2)$	应力幅度值 $J(x)$
0	10^4	$1.34 \text{g}/\text{cm}^2$
	3×10^8	$40.2 \text{kg}/\text{cm}^2$
1	10^4	$8.09 \times 10^{-35} J(o)$
	3×10^8	$9.85 \times 10^{-34} J(o)$

从附表可以看出应力分布集中于表面。在计算中选用了二种不同的激光强度, 这二种激光强度具有典型性, $10^4 \text{W}/\text{cm}^2$ 略高于 InSb 探测器的热破坏阈值, 说明在低功率激光照射下, 相干 Raman 声子不可能在探测器表面产生任何力学效应, 此时只有热效应才能起作用, 激光应是连续的。现在可以从国外, 也能从国内买到一种脉冲 YAG 染料激光器, 输出波长在 $5700 \sim 6200 \text{\AA}$ 范围内可调, 可输出单脉冲能量约为 30mj , 脉宽为 10ns , 光束面积设为 1mm^2 , 对应的强度为 $3 \times 10^8 \text{W}/\text{cm}^2$, 而这种激光器所需的电源功率

仅为5kW,就能在10ns作用时间内加上 $40.2\text{kg}/\text{cm}^2$ 。利用热效应 $10^4\text{W}/\text{cm}^2$ 的连续激光刚能破坏InSb探测器,这种激光器需要的电源功率也是5kW左右,而短脉冲激光激发的相干Raman声子产生的力,破坏InSb探测器足足有余,显示了利用相干Raman声子由光能直接转化为力学能的威力,今后应进一步研究,特别是实验研究。

3. 讨论与小结

(1) 在估算中选用的数据都是实验数据,其中自发Raman微分散射截面是各种散射过程的集合(有纵向、横向之分,还有不同的简正模之分),实际上各种分过程对于力学效应的贡献是不同的,而在我们的估算中没有加以区分,这也是一个值得深入研究的问题。

(2) 不同的晶格振动简正模具有不同的自振频率,不存在共振关系时所有的模都有不同程度的激发,当多种频率的振荡共存时,降低了相干性,也就降低了力学效应,这是不希望的。当二个激光频率调到与某个简正模共振时,那么该模的激发是主要的,究竟激发哪个模是可控的,即破坏效应也可用调频控制。在具体工作时激光应调到最具有破坏力的模式,究竟哪个模式最易破坏也需进一步研究。

(3) 在上面的理论估算中把激光看成是单色平面平行光。其实不然,每束激光都有宽度,并且非平面平行光,这些因素使得Raman声子的相位变得模糊,这会降低所产生的Raman声子的相干性,影响的程度有多大也需要研究。实际上又向我们提出了提高光束质量的要求,这在激光的远距离传输和激光核聚变的研究中是相当关键的技术难点。

(4) 光的吸收系数在低功率下是线性的,在高功率下是非线性的,并且产生饱和效应,使吸收系数随着功率的增大而下降。在高功率激光辐照下穿透深度增加。这种饱和效应和穿透深度增加对于破坏效应有多大影响也需要研究。

(5) Raman跃迁宽度是Raman跃迁弛豫(或称响应)时间的倒数。由文献[1]中给定的 Γ_{fi} 值可以估算出Raman跃迁响应时间为 10^{-10}s 左右,所以 10^{-8}s 的过程也可以作稳态近似。

(6) 当二个单频相干场同时作用于一个光电探测器时除了可以引起受激Raman散射(SRS),而且还会产生相干反斯托克司Raman散射(CARS)和相干斯托克司Raman散射(CSRS)等,这些过程与SRS一样均能产生相干Raman声子。也就是说在估算相干Raman声子产生应力效应时有理想化造成夸大的因素,也有未考虑的因素。说明上面的估算结果不会偏离实际太远,这对于今后研究工作的开展具有重要的指导意义。

(7) 在相干脉冲激光作用下产生的脉冲力冲击探测器表面,这是光电探测器内所有力学效应的能源,因此需要研究表面冲击应力波与晶格本征(简正)波之间和晶格模之间的耦合,激发的格波与位错、滑移面、解里面的相互作用,包括波的反射透射、应力应变分析、形变、屈服、断裂等一系列问题。

(8) 相干Raman应力(光生应力)波直接由晶格声子的Raman吸收产生。短脉冲的能量很低,温度热效应很微弱,而且弛豫时间很长,热应变所产生的力学效应可以忽略不计,我们的观点在脉冲作用下主要产生力学效应而且直接由光产生。这种方式的力学破坏比连续波的热效应破坏更能节省能量,是一个很有研究价值的破坏机理课题。

与非相干耦合相比,相干耦合有如下优点(1)不需要中间的升温过程,可以把光能直接转化为力能,实际上把非相干过程中升温所需的能量也变为力学能了,更有效地利用了光能;(2)这种相干耦合过程的弛豫时间很短,约为 10^{-10}s 左右,容易构成强冲击条件;(3)可以通过选择激光波长、入射方向和偏振方向来调节耦合过程。

参考文献

- 1 Shen Y R. The Principles of Nonlinear Optics. John Wiley & Sons, 1984
- 2 Palik E D. Handbook of Optical Constants of Solids. Academic Press, 1985
- 3 Ready J F. Effects of High-Power Laser Radiation. Academic Press, 1971