

光折晶体 Fe:LiNbO₃ 中的光致散射效应

许克彬 徐海英 洪 晶

祝桂芝

(哈尔滨工业大学应用物理系)

(大连铁道学院物理教研室)

Light-induced scattering in Fe-doped photorefractive LiNbO₃ crystals

Xu Kebin, Xu Haiying, Hong Jing

(Department of Applied Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin)

Zhu Guizhi

(Teaching and Research Section of Physics, Dalian Railway College, Dalian)

摘要: 本文给出了光折晶体中光致散射理论,并用 Fe:LiNbO₃ 晶体以氩离子激光为光源研究了光致散射效应,得到了透射光强度随照射时间变化的动态曲线及与理论一致的散射光强随散射角变化的实验曲线。实验中还观察到表面复合效应,提供了简便地消除此效应的方法。

关键词: 光致散射,光折效应

一、引言

由于光致散射现象对光折晶体中全息光栅的记录过程产生很大干扰,并且增大了光学处理中图像的背景噪声,所以引起了人们的重视^[1~5]。1986年,Rupp和Drees首次从耦合波理论出发对晶体的光致散射现象进行了理论分析,并给出了 Fe:LiNbO₃ 晶体的透射光强随时间变化与理论一致的实验结果^[6]。

本文利用耦合波理论推导出与 Rupp 和 Drees 得到的透射光强结果相同的解析表达式,并进一步给出了 Rupp 和 Drees 没有给出的随散射角和波长等变化的散射光波强度解析式,并且与在实验中用 Fe:LiNbO₃ 晶体

在以氩离子激光为光源得到的结果进行了比较。在实验中也观察到了表面复合效应,并利用晶体表面涂敷聚脂胶等消除了此效应,提供了比文献 [2] 给出的消除表面复合效应更简便的方法。

二、光致散射理论

如图 1 所示,一束较强平面光波 I_0 进入光折晶体 C 。由于晶体自身的非均匀性,使入射光波 I_0 在各方向产生许多次级散射光波 I_i 。这些光波强度较弱 ($I_i \ll I_0$), 并且与入射光波在晶体内部由于光折效应发生强烈的耦合作用,致使入射光波 I_0 将很大一部分能量转移给初始较弱的散射光波,使散射光

收稿日期:1988年1月18日。

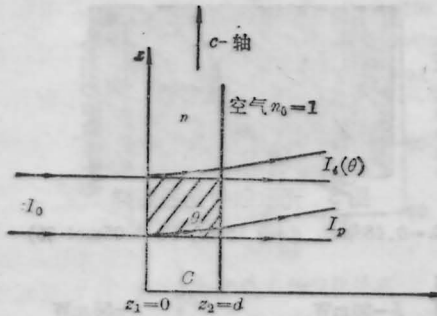


图1 光折晶体的光致散射示意图

I_0 —单色入射光波; $I_i(\theta)$ —散射光波; I_p —透射光波;
 θ —晶体内部散射角; C—光折晶体

波在入射光波和晶体 c 轴所决定的平面内逐渐增强。在晶体内部图1所示的阴影部分, 散射光波 $I_i(\theta)$ 与入射光波 I_0 的透射光波 I_p 之间存在强烈的耦合作用, 其耦合增益系数为 Γ_{ip} 。当入射光 I_0 垂直入射, 则类似二波耦合方程的推导可以得到慢变化近似下多光束之间的耦合波方程^[7](忽略吸收) 为

$$\frac{dI_j}{dZ} = -\frac{1}{I_0} \sum_{k \neq j} \Gamma_{jk} I_j I_k, \quad (1)$$

$$(j=1, 2, \dots)$$

其中耦合系数 $\Gamma_{jk} = -\Gamma_{kj}$ 。 $j=p$ 对应于透射光波, $j=i$ 对应于各级散射光波。

散射光波之间的耦合多不满足最佳耦合条件, 故很弱, 即 Γ_{ij} 较小。且每束散射光波强度 $I_i(\theta)$ (其具有某晶体内部散射角 θ) 远小于透射光波 I_p , 则耦合波方程(1)可简化为

$$\frac{dI_p}{dZ} = -\frac{1}{I_0} I_p \left(\sum_{i \neq p} \Gamma_i I_i \right) \quad (2)$$

$$\frac{dI_i}{dZ} = \frac{1}{I_0} \Gamma_i I_p I_i$$

其中 $\Gamma_i = \Gamma_{ip}$ 。进一步假设方程(2)中仅含具有同量级耦合系数的散射波, 定义此耦合系数为有效耦合系数 Γ_{eff} , 从而解此耦合波方程得到与 Rupp 和 Drees 导出的透射光强类似的解析表达式^[8]:

$$I_p(Z) = \frac{I_0}{1 + m_0^{-1} \exp(\Gamma_{eff} Z)} \quad (3)$$

其中 $m_0 = I_p(t=0) / \sum_{i \neq p} I_i(t=0)$, 为 $t=0$

时透射光波强度与散射光波总强度之比。

进而把方程(3)代入方程(2)的第二式推导出散射光波强度 $I_i(\theta)$:

$$I_i(\theta) = I_{i0} \left[\frac{(1 + m_0^{-1}) \exp(\Gamma_{eff} Z)}{1 + m_0^{-1} \exp(\Gamma_{eff} Z)} \right]^{\Gamma_i \Gamma_{eff}} \quad (4)$$

其中 $I_{i0} = I_i(\theta) |_{t=0}$, 与散射角 θ 有关。

由 Kukhtarev 的体光栅形成理论^[8] 可得到散射光波与透射光波之间的耦合系数 Γ_i 为

$$\Gamma_i = -2\delta \cdot E_D \times \frac{1 + (E_D/E_q) + (E_A^2/E_D E_q)}{[1 + (E_D/E_q)]^2 + (E_A/E_q)^2} \quad (5)$$

其中 δ 表征 LiNbO_3 光折晶体的电光特性

$$\delta = -\frac{\pi n_o^2}{\lambda} r_{23} \cos\theta \left[1 - \frac{n_o^2 \gamma_{13}}{n_e^2 \gamma_{33}} \tan^2\theta \right],$$

γ_{13} 、 γ_{33} 和 n_o 、 n_e 分别是晶体的电光系数及对 o 光、 e 光的折射率; E_A 是给晶体沿 c 轴方向施加的外电场; E_D 和 E_q 分别为表征晶体内部光致电荷场特性的扩散场强和峰值场强, 且

$$E_D = \frac{2\pi kT}{\Lambda e}; \quad (6)$$

$$E_q = \frac{e N_A \Lambda}{2\pi \epsilon \epsilon_0}$$

其中 N_A 为陷阱密度; k 和 T 分别为 Boltzmann 常数和室温; e 是电子电量; Λ 是晶体内部光致光栅的空间周期, 且

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin\theta} \quad (7)$$

实验所用的 $\text{Fe}:\text{LiNbO}_3$ 晶体的 d 、 n_o 、 γ_{33} 和 ϵ 分别为 1.5、2.259、31 和 29。并且其掺铁量为 0.05 mol-%, 对 $0.488 \mu\text{m}$ 波长光波吸收为 70%, 从还原程度可知晶体中含陷阱 Fe^{2+} 密度 $N_A \approx 10^{17} \text{cm}^{-3}$ 。利用这些参数, 可把(6)式简化为

$$E_D = 3.2 \times 10^3 x \quad (\text{kV/cm});$$

$$E_q = 4.96 \times 10^2 \frac{1}{x} \quad (\text{kV/cm}). \quad (8)$$

其中 $x = \frac{\sin \theta}{\lambda}$, 波长 λ 单位为 μm 。

取 $\Gamma_{\text{eff}} = 20 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda = 0.488 \mu\text{m}$, 并把上述数据及式(8)代入(4)、(5)两式(实验中 $E_A = 0$), 得到 $I_i(\theta)/I_{i0} \sim \theta$ 的理论曲线(见图2)。可以看出, 散射光强比 $I_i(\theta)/I_{i0}$ 对于某一晶体内部散射角 θ 随 m_0 值增加而增加, 即与晶体的非均匀性导致的散射强弱有关, 并且对于给定透射和散射初始光束比 m_0 , 总存在一极大值。

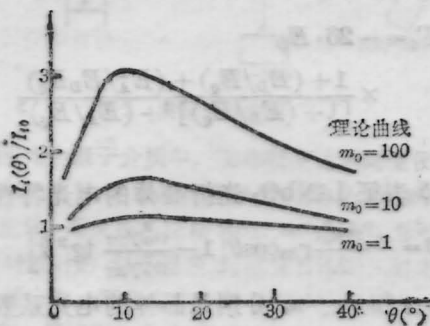


图2 $I_i(\theta)/I_{i0} \sim \theta$ 理论曲线
($m_0=1, 10, 100$)

三、实验和结果

以氩离子激光器($\lambda = 0.488 \mu\text{m}, 0.4765 \mu\text{m}, 0.5145 \mu\text{m}$)和 He-Ne 激光器($\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$)为光源, 测得实验用 Fe:LiNbO₃ 晶体的吸收系数如表1所示。晶体尺寸: $10 \times 20 \times 1.5 \text{ mm}^3$, 掺 Fe 量为 0.05 mol-%, 其 c 轴在晶体表面, 并平行于入射激光束偏振矢量。激光垂直入射, 在晶体另一侧透射光强 I_p 逐渐减弱, 沿晶体 c 轴与入射光构成的平面在透射光两侧对称地出现逐渐增强的散射光, 在一屏上观察到透射光强和散射光强分布如图3所示。实验中用函数记录仪测得

表1 各种波长下 Fe:LiNbO₃
(0.05mol-%)的吸收系数

波长 λ (μm)	0.4765	0.4880	0.5145	0.6328
吸收系数 $\alpha(\text{cm}^{-1})$	7.9	10.6	5.8	2.4



图3 光致散射光强图样

($\lambda = 0.488 \mu\text{m}$, $d = 0.15 \text{ cm}$, Fe: 0.05mol-%)

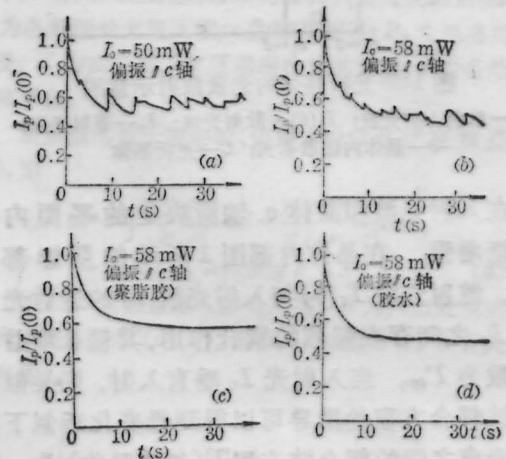


图4

(a)、(b)— $I_0 = 50 \text{ mW}, 58 \text{ mW}$ 时具有表面复合效应时的透射光强动态曲线; (c)、(d) 分别为用聚脂胶和透明胶水去除表面复合效应后的动态曲线($I_0 = 58 \text{ mW}$)

不同入射强度下波长在 $0.488 \mu\text{m}$ 处的透射光强 I_p 的动态变化曲线(见图4)。

实验中同时观察到面复合效应, 即 Fe:LiNbO₃ 晶体的透射光强 I_p 及散射光强 I_i 随时间呈脉动性质, 其脉动周期随入射光强 I_0 而变化。入射光强愈弱, 脉动周期越大(见图4(a)、(b)), 当入射光强小于 0.4 W/cm^2 时, 观察不到表面复合效应。

这种表面复合效应是由于晶体表面上形成散射光栅的光伏场高达十几 kV/cm , 通过空气发生周期性放电所致。这种现象严重影响光折晶体的各种应用中的稳定性。本文简单地在晶体表面分别涂敷透明性能良好的聚脂胶或者透明胶水, 成功地消除了晶体表面复合现象, 得到了较光滑的透射光场的动态曲线(如图4(c)、(d)所示)。

晶体中光致光栅的擦除是用均匀激光束
(下转第575页)

三、相干偏振光场对经络的调节

激光针灸利用其单色性、方向性照射经络穴位,其刺激作用由传输的光能量产生,从而调整气血运行规律,但它作用在体表穴位上——隐性循经感传线(LPSC)之节点,因此其疗效与疾病发展进程有绝对关系:气血不畅仅发生于络脉甚而孙脉之时,疗效显著。及至脏腑,必增加治疗次数以利用激光治疗的累计作用。然而激光针灸的效应并非仅此,激光的高度相干性及偏振特性,对人体机能形成一种独特的调节作用。

人体是一个开放的系统,处于永恒的运动变化中,亦即处于非平衡状态,按照普里戈金的局域平衡理论假设,处于非平衡态的系统在远离平衡态的非线性区有可能建立起耗散结构而达到一种动态稳定。

现代生物学将人体这一多层次的巨系统分为生物大分子、亚细胞组织、细胞、组织、器官、生理系统、生物七个层次,各个层次、每个层次不同元素、以及不同层次元素之间的相互作用等方面的协同性,保证了生物体生命的运动,故而生命的本质就是有序化——某种类型的有序,是生物巨系统内部运动的高度有序性和内外环境所固有的无序运动相抗衡的过程,从而一种在时间和空间上高度相干、具有偏振特性的激光照射穴位时,由于其电磁场有特定方向,因而加速了生命系统机能正常化有序化状态,尤其偏振方向与照射穴位所处经络之序化方向一致时,效果明显增加。

激光的时空高度相干性使得该作用场呈一种有机的动态连续性,从而强化了光场的序化作用,对组

成生命细胞的质膜、内质网、核糖、核酸、蛋白体、线核体、酶的活性等均产生很强的效应,因此激光用作针灸,不仅具有传统针灸的特性,而在从整体上调节机能方面远优于现代其它针灸。

有人比较了 He-Ne 激光与一般非相干红光的抑制免疫作用,二者能量密度一样,波长相同时,激光具有很强的作用,而一般红光几乎无作用。且由于激光场连续序化之特点,它作用于经络穴位上时,对机体机能的正向或逆向偏离,均起调节作用——调节气机,使之和谐平稳,临床上取同穴位,而既能治疗高血压又能使处于休克状态的低血压回升等表现。

实验表明,当激光照射穴位上,其频率与穴位连通的人体器官的固有频率极吻合从而发生共振时,可对该器官产生较强的按一定次序进行的刺激,其结果使得气血运行通透全身畅流无阻,这表明有序结构的光场与无序结构的普通光场对人体作用有本质的区别。显然,日光及各种人造光源对人体起保健作用,但治病效果与激光根本不能相提并论,但利用其热效应的红外线照射,与此略有不同。

既然激光“针”对人体机能的调节,是通过光能刺激穴位、序化的电磁场沿经络作用,从而调节生命之本的气血运行正常无阻来实现的,而按照子午流注说,五脏六腑对应的经络穴位在不同时辰展开——人体内器官有其自身的生物节律。因此,激光针灸须在穴位开时进行,临床上由于很难做到这一点,故而疗效达不到 100%,激光并未“失效”,而是人体内在机制作祟。

(上接第 534 页)

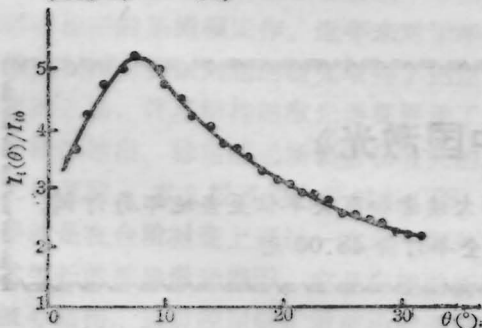


图 5 $I_s(\theta)/I_0 \sim \theta$ 实验曲线

$\lambda=0.488\mu\text{m}$; Fe:LiNbO₃; 偏振//c轴; $I_0=1.5\text{W}/\text{cm}^2$;
掺铁量:0.05mol-%; $m_0 \approx 100$

照射或加热至 260°C 10 分钟。

实验还测量了入射光强 $I_0=1.50\text{W}/$

cm^2 下($\lambda=0.488\mu\text{m}$) 散射光强比 $I_s(\theta)/I_0$ 随晶体内部散射角 θ 的变化曲线(见图 5)。其结果与理论结果(图 2)相符。

参 考 文 献

- 1 R. Magnusson *et al.*, *Appl. Opt.*, **13**,1545(1974)
- 2 P. A. Augustov *et al.*, *Appl. Phys.*,**18**, 399(1978)
- 3 P. A. Augustov *et al.*, *Appl. Phys.*, **A23**, 169(1982)
- 4 S. Odoulov *et al.*, *Opt. Lett.*, **10**, 31(1985)
- 5 A. Litvinenko *et al.*, *Opt. Lett.*, **9**, 68(1984)
- 6 R. A. Rupp *et al.*, *Appl. Phys.*, **E29**,223(1986)
- 7 N. V. Kukhtarev, *Sov. J. Quani. Electr.*, **11**, 873(1981)
- 8 N. V. Kukhtarev *et al.*, *Ferroelectrics*, **22**, 949(1979)