

固态色散介质中的共心 CARS 和 CSRS

周福新 赫光生 刘 盾

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文报道在一定的条件下得到的色散介质方解石晶体中的共心 CARS 和 CSRS 的实验。

如所周知,在晶体和液体的 CARS 实验中,为了满足位相匹配条件,通常采用非共线输入入射光的激励方式。这样做需要预先知道样品的色散,并在实验中精确调整位相匹配角 θ ; 而这往往是比较麻烦的。

考虑到输入的入射光束 ω_1 和 ω_2 , 在物理上都不是一条几何的线,而是都具有一定的宽度。其次,它们通常是经过透镜聚焦后到达样品的。因此,如果在一定的条件下,采用共心输入方式,它们将会自动满足位相匹配条件,从而产生共心的 CARS 信号。如图 1 所示,会聚角分别为 Ω_1 和 Ω_2 , 光束直径分别为 d_1 和 d_2 的两入射光斑 ω_1 和 ω_2 , 可以产生同心圆环状的 CARS 和 CSRS 信号。

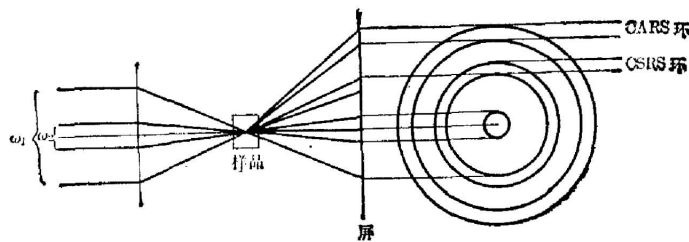


图 1 共心 CARS 示意图

Fig. 1 Schematic diagram of concentric CARS

实际上,为了使产生的信号具有空间分辨,即 CARS 和 CSRS 信号在空间上能与入射光分开,且 CARS 与 CSRS 信号之间也能互相分开,我们采用一种特殊的设计条件。具有不同宽度的两束入射光经聚焦透镜聚焦,并使光束会聚角和色散喇曼介质中 CARS 位相匹配角 θ 满足下列关系:

$$\theta < \Omega_1 \leq 2\theta, \quad 0 < \Omega_2 < \theta, \quad (1)$$

式中 Ω_1 和 Ω_2 分别是光束 ω_1 和 ω_2 的会聚角。若 $2\theta < \Omega_1 < 3\theta$, $0 < \Omega_2 < \theta$, 则 CARS 与 CSRS 能互相分开,但 CSRS 将与 ω_1 发生部分交迭;若 $\Omega_1 \geq 3\theta$, $0 < \Omega_2 < \theta$, CARS 位于入射光斑之外,但 CSRS 将被淹没在 ω_1 之中。

实验所用的色散喇曼介质是方解石晶体。用以演示共心 CARS 的实验装置基本上与

文献[1]中的相同。不同之处在于两宽度不同的入射光束必须调得共心地传播,然后经透镜聚焦到达样品中。透镜前两光斑的直径分别为 $d_1=5\text{ mm}$, $d_2=1.5\text{ mm}$, 透镜焦距为 100 mm 。两束入射光的光强分别控制在各自的受激喇曼散射和共振耦合两波受激喇曼散射^[2]阈值以下。在本实验中,两入射光束 ω_1 和 ω_2 在聚焦透镜前测得的功率分别是 36 kW 和 18 kW 。 ω_1 和 ω_2 的波长分别是 $\lambda_1=532\text{ nm}$, $\lambda_2=564.6\text{ nm}$ 。

在以上的实验条件下,我们观察到的 CARS 和 CSRS 现象如图 2 (见彩色插页)所示。

(1) CARS 和 CSRS 信号图样都呈环绕入射光斑的同心圆环状;

(2) CARS 信号光环直径比 CSRS 信号光环直径大,故 CARS 光环套在 CSRS 光环的外面;

(3) 高阶过程的 CARS 或 CSRS 信号光环直径比相应的低阶过程大。在图 2 中我们可以看到二阶 CSRS 信号(为一暗红色的圆弧)套在一阶 CARS 和 CSRS 信号光环的外面。据高阶 CARS^[3]的产生机理,这是不难理解的;

(4) CARS 和 CSRS 信号光环的环宽度与入射光 ω_1 和 ω_2 的光斑直径的相对大小有关:若 ω_1 光斑直径足够大,则 ω_2 光斑直径增大时,两信号光环变宽,若 ω_2 光斑变小,两信号光环变窄。

这些实验现象都与我们的理论估计基本一致。此外,根据 CARS 位相匹配角的计算公式

$$\cos \theta = \frac{(n_2\omega_2)^2 + 4(n_1\omega_1)^2 - (n_3\omega_3)^2}{4n_1n_2\omega_1\omega_2}, \quad (2)$$

(式中 ω_3 是 CARS 信号的光圆频率, n_1 , n_2 和 n_3 分别是色散喇曼介质分别在 ω_1 , ω_2 和 ω_3 频率处的折射率)以及方解石的色散数据,算出 $\theta=1^\circ$ 。

其次,根据实验中光斑直径与透镜焦距数据,推得 ω_1 和 ω_2 的光束会聚角分别是 $\Omega_1=7\theta/3$ 和 $\Omega_2=5\theta/6$ 。从图 2 可见, CARS 和 CSRS, 互相是分得开的,而 CSRS 与 ω_1 略有交迭。这一实验结果证实了我们前面的理论分析。

与通常的非共线输入入射光的 CARS 方法相比,共心 CARS 方法主要具有如下优点:可以解除对两束入射光按一特殊夹角入射的严格要求,但信号光束和入射光束空间分离的优点仍得以保留;能够更合理地利用两束入射光的能量。从而提高过程的转换效率。与气相介质的共线 CARS 相比,本方法具有空间分辨,因而信噪比高,便于检测等优点。

参 考 文 献

[1] 刘颂豪,王福贵等;《物理学报》,1982, **31**, No. 3 (Mar), 328.

[2] 程与旦,周福新等;《科学通报》,1983, **28**, No. 3 (Feb), 191.

Concentric CARS and CSRS in solid-state dispersive medium

ZHOU FUXIN HE GUANGSHENG AND LIU DUN

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 29 May 1984)

Abstract

In this paper we report an experiment of concentric coherent anti-Stokes Raman scattering (CARS) and coherent Stokes Raman scattering (CSRS) achieved in the dispersive medium calcite crystal under certain properly designed condition.

.....

(上接 186 页)

便构成了一个光学速调管。第一节磁场只引起电子束的聚束,经过三个周期长的漂移区域使得这种聚束效应变得十分强烈,这样的电子束便在第二节内给出了极高的增益。这样做的结果反而使增益提高了近一个量级。因此他们实验时还不得不降低束流来抑制一下增益。因为在高增益时谐波的产生是强烈的,而高次谐波成分会使构成谐振腔的反射膜的质量变坏。他们还从膜层变坏前后的奥格电子谱中发现,膜层变坏前谱中的硅、氧峰在变坏后消失了,而代之以碳峰。这一点意味着周围环境中的碳以某种方式混进了膜层。他们还进一步发现,这样的“坏”膜层经过烘烤之后反射率得到了恢复。但是没有恢复高反射谱带的变窄。这种实验他们只作过一次。但该实验室的 Elleaume 博士说:看来可以多次烘烤。1981 年在美国爱达荷会议上意大利弗拉斯卡堤的 Barbini 博士曾说过他们的存贮环自由电子激光器已经出光,“一束美丽的绿光”。但他们的工作一直没有公开报道过,也没有做过比较详细地测量。与会者参观了这台激光器,整个工作处于停顿状态。这可能与 Barbini 博士研究兴趣的转移有关。会上,苏联代表也报告了他们有关光学速调管的工作。他们也曾报道过诺沃新比尔斯克的存贮环自由电子激光实验中测得 5% 的增益,但至今未出光,人们觉得奇怪,但原因不清楚。美国加利福尼亚大学 Santa Barbara 分校的 Elias 博士曾在 1981 年美国爱达荷会议上报告了他们的远红外自由电子激光器研究计划,这次会议上他们又宣布这个计划已经完成,激光器已出光。这种所谓的 Van de Graaf 型加速器只有两级加速,可以做到 30 MeV 的能量,3.5 kA 的电流。其激光输出功率的 100 W,波长为几百个 μm 。与会者还参观了意大利弗拉斯卡堤的一台 10.6 μm 的自由电子激光器,整个装置已全部完成。一台办公桌大小的 20 MeV 微波加速器能给出 100 W 的激光输出功率。这台激光器大约在 1985 年可交付使用。此外还有一个输出功率为 100 W 的切连柯夫型自由电子激光器的计划。以色列的 Smith-Purcell 型自由电子激光工作已因其效率低、规模小及波长长而完全停止了。

会议上对于自由电子激光的单项技术也有大量的讨论。这些问题是:光学速调管及光学倍频;自由电子激光的光学谐振腔及模式结构;自由电子激光的“冲击”(Shot)噪声和量子噪声;自由电子激光的自发发射及受激发射;对麦迪定理的修正;电子束的亮度限制及能散度的测量;非周期摆动器;用永久磁铁制作螺旋磁摇动器;三维自由电子激光理论;自由电子激光器的边带不稳定性;两级自由电子激光系统,以及一些自由电子激光器研究规划等等。

(下转 192 页)