

## 相位差分散射与散射介质特性关系研究

吴义芳 曾梅 谭延军 郑乐民

(北京大学无线电电子学系, 100871)

用双频稳频激光为光源, 用光拍相位检测技术测量经样品散射后的光拍相位差随散射角变化关系, 即可获得散射介质有关特性信息。这是一种区别于传统的通过测量光强以获取样品信息的新方法。1986年G. Johnston等人首次提出并称之为PDS方法。

在光源和探测器之间插入散射样品, 当互相垂直的两种线偏振光通过散射介质时, 散射光与入射光之间满足下述关系

$$\begin{pmatrix} E_{\mu s} \\ E_{\lambda s} \end{pmatrix} = \frac{\exp[ik(r-z)]}{-ikr} \begin{pmatrix} S_2 S_3 \\ S_4 S_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\mu i}^0 \exp(-i\omega_1 t) \\ E_{\lambda i}^0 \exp[-i(\omega_2 t + \delta)] \end{pmatrix}$$

其中  $S = \begin{pmatrix} S_2 S_3 \\ S_4 S_1 \end{pmatrix}$  为散射矩阵,  $S_j = A_j e^{i\psi_j}$ ,  $A_j$ 、 $\psi_j$  为实数,  $\delta$  为入射光两偏振分量间的初始相位差。

对具有球形对称性具有各向同性介电常数的散射样品说来, 其散射光通过透振方向与散射面成  $45^\circ$  的偏振片后, 即有

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{2} (E_{\mu s} + E_{\lambda s})(E_{\mu s} + E_{\lambda s})^* \\ &= \frac{1}{2} \left( \frac{A_2 E_{\mu i}^0}{Kr} \right)^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{A_1 E_{\lambda i}^0}{Kr} \right)^2 + \frac{A_1 A_2}{K^2 r^2} \\ &\quad \cdot E_{\mu i}^0 E_{\lambda i}^0 \cos(\Delta\omega t + \gamma + \delta) \end{aligned}$$

其中  $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ ,  $\gamma = \psi_2 - \psi_1$ ,  $\gamma$  是两束正交线偏振光经散射样品后的附加相位差。 $\gamma$  是散射角的函数, 测量出  $\gamma$  随散射角变化关系即可给出散射介质有关特性信息。

我们用  $6328 \text{ \AA}$  He-Ne 横向塞曼稳频激光器为光源, 对单分散聚苯乙烯悬浮水溶液作 PDS 测量。激光器功率为  $0.8 \text{ mW}$ , 拍频频率  $83 \text{ kHz}$ , 光频率稳定性为  $5 \times 10^{-11}$ , 拍频频率稳定性为  $10^{-6}$  量级。散射样品放在圆柱形散射室内, 测量光路安置在一可转动臂上, 臂的中心与散射室中心重合。来自测量光路的光拍信号与参考光路的光拍信号经 lock-in 放大器比相后给出输出信号。我们对直径为  $0.300 \mu\text{m}$  和  $0.576 \mu\text{m}$  的单分散聚苯乙烯悬浮水溶液的 PDS 信号随散射角变化关系进行了测量, 所得实验结果与理论计算相符, 与 G. Johnston 给出的变化规律相一致。

相位差分散射为研究介质的光散射特性提供一种新的且价格低廉的实验技术, 有着许多潜在用途。

## 激光谐振器与放大器特性的具体比较分析

吴中祥

(中国科学院力学研究所, 北京, 100080)

分别根据激光光束在谐振器内是往返振荡叠加, 在放大器内是单向逐次增益放大的不同进程, 联系饱和增益随光强变化的规律, 建立了适用于多种折叠谐振器和放大器内激光

光强和输出功率变化规律的粗估公式。对多种实验腔体的计算结果能与实测和按场分布计算的结果大体相符。

采用现实的镜面反射率和几种现实的小信号增益、腔体单程长度和折叠程数,以及几种不同的输出耦合度,按如上公式,分别具体计算各种谐振器和放大器的输出功率、效率、放大倍数,还分析了光束质量的变化规律,由此所作对比分析。具体说明如下:

1. 通常采用小信号增益系数近似估算激光放大器的增益放大倍数过于粗略,在较大光程范围内,这种粗估与按饱和增益估算所得的结果,其具体数值和变化规律都有显著的差别。当光程较大时,必须按饱和增益估算放大倍数。

2. 在相同的增益区内设计的各种谐振腔,是以较多程折叠的正支共焦不稳定腔体能输出较大功率、较高效率和较好质量的光束。而且只要其中有部分用作放大器使用,则输出的功率、效率和光束质量都有显著的下降,即将全部激光区都用作多程折叠谐振腔远比将其中部分用作放大器的为好。这是因为一般放大器激活区内光束仅增益放大一次;利用介质中粒子数反转转化为激光能量的效率较低之故。而且由于多程折叠的正支共焦不稳定腔已可获得好的光束质量。在此情况下,所谓“单模振荡多程放大(MOPA)”的设计并不优越。

3. 将激光束多次扩束再放大,使腔内光强保持低于激光介质和反射、透射材料的损坏阈值而输出较大激光能量。可按公式计算相应的最佳方案。这是放大器独具的重要功能。

4. 抑制腔内反方向传播的辐射,使输入的光束在腔内沿光轴单方向地多次循环增益放大而构成的行波放大器,可较为显著地提高利用介质中粒子数反转转化为激光能量的效率。可根据腔体材料的损坏阈值,适当控制循环放大的次数和输出的耦合度,具体计算所得到的间歇式或脉冲式输出的功率、效率和放大倍数,并从而选择最佳的相应设计。

5. 根据小信号增益的大小、激活区的长度、输入光束的强度等条件,具体计算选定行波放大器的适当输出耦合度,还可获得持续稳定的输出而形成行波谐振器,但此时并无显著的放大效果。

## 泵浦光强度对光参量调谐曲线的影响

李公普 宗仁鹤 万宏谋

(合肥工业大学激光所, 230009)

光参量调谐曲线的计算对参量晶体的设计和光参量振荡器的研制是必要的。只要参量晶体的色散数据准确,则现有的计算公式可以得到与大多数实验相符合的理论曲线,但却与皮秒脉冲泵浦的光参量实验曲线不符。本文从理论上分析了这个问题,给出了普遍的计算方法,结果与实验一致。

在皮秒光参量的实验中,泵浦光的功率密度超过  $10^9 \text{ W/cm}^2$ ,此时,晶体对泵浦光折射率的二阶非线性效应已达  $10^{-4} \sim 10^{-3}$  量级。根据我们的计算,当晶体折射率在  $10^{-4}$  量级发生变化时,即可对调谐曲线产生明显的影响。因此,在皮秒光参量调谐曲线计算中,应考虑晶体对泵浦光折射率的二阶非线性效应。对非线性系数比较大的晶体,甚至在