米。用 ИСП-51 三棱镜光谱仪摄得这些液体的受激喇曼散射光谱。从谱片上各观察到一个最强的喇曼散射模及相应的二阶、三阶斯托克斯线及一阶反斯托克斯线。谱线的频移分别为 $\Delta\nu=992$ 厘米$^{-1}$ 及 $\Delta\nu=656$ 厘米$^{-1}$，对应于苯分子最强的喇曼振动 $\nu_2^{c_6}(A_{1g})$ 及二硫化碳分子的全对称振动 ν_1。

我们还利用 100～200 兆瓦的大功率脉冲钕玻璃激光系统来做受激喇曼散射实验，散射池长 20 厘米。我们观察到一个新的实验现象。散射池中放入一对平行板电极，电极两端加上 90～180 伏的直流电压，池中充以苯或二硫化碳等绝缘液体。在没有激光作用时，极间电流只有 10^{-11} 安培，但当大功率激光通过时，液体的电导率可提高 1～3 个数量级。根据我们的初步实验结果，可看出：

① 电流的增长与激光的功率密度直接有关。在同一激光能量变化范围内，大功率激光所产生的光电流随激光能量的增长可提高 1～3 个数量级。而用大能量激光时，光电流随激光能量的增长变化不大。

② 光电流随激光功率密度的增长明显地存在一个阈值。对于苯、二硫化碳，此阈值分别为 80 兆瓦/厘米^2 及 40 兆瓦/厘米^2。

此外，在苯液体中，还观察到，当激光功率密度超过一定阈值时，液体变混，出现黑色沉淀物。经用 DX-3 扫描电子显微镜对沉淀物进行分析，发现其 X 射线衍射峰与标准石墨样品的衍射峰基本相符，说明析出物是碳，是苯分子分解后的产物。根据电子显微镜观察及电子衍射结构分析表明，有相当数量的析出物呈典型的晶体状态。

关于液体分子分解的机制，我们认为，可能是大功率激光与其在液体中产生的很强的受激喇曼散射光同时作用在分子体系上，其差频正好与液体分子的喇曼频率相共振，这种参量过程使分子被激发到高振动态而分解。对分子分解机制的进一步研究工作正在进行中。

钕玻璃的线性散射与受激布里渊散射

中国科学院上海光机所　刘颂豪　陈仲裕　杨涵清　陈　桥

本文报导了激光和钕玻璃相互作用过程中产生的线性散射与受激布里渊散射的实验结果。在低功率密度的激光作用下，散射光强与入射激光光强呈线性关系；激光功率密度进一步提高，两者关系偏离线性。利用调 Q 大功率激光器，在钕玻璃破坏阈值附近观察到受激布里渊散射。在我们的实验条件下，受激布里渊散射出现在钕玻璃破坏之前。虽然如此，受激布里渊散射仍不能认为是钕玻璃破坏的主要机理。

就具有良好光学均匀性的玻璃介质而论，仍然存在由于密度起伏或由于分子的热运动使玻璃的均匀性遭到破坏，从而导致所谓分子散射或瑞利散射。利用玻璃介质分子散射中散射光强与入射光强之间的线性关系，可作为使激光光强大幅度衰减的一种方法。从而有可能使用高灵敏度的光电元件来探测高光强激光的能量和功率。

为此，我们利用钕玻璃激光器作为光源研究了不同激光参量（改变激光输出的脉冲宽度、能量密度和功率密度）和在不同温度条件下几种不同玻璃样品（氧化钕含量不同的白金坩埚与瓷坩埚熔炼的玻璃，不含氧化钕的基质玻璃和有条纹或其他光学不均匀的玻璃）散射光强的变化规律。实验结果表明，光学均匀性良好的玻璃样品，其散射强度随温度的上升而近似线性地增加。根据爱因斯坦的计算，由于密度起伏，单位体积物质所散射的光强与绝对温度成正比。

由此可见，光学均匀性良好的玻璃，在一定光强的激光通过时所出现的散射本质上是分子散射。

上述实验结果表明利用光学均匀性良好的基质玻璃作为散射介质（选择合理的实验系统，严格控制实验条件，并对激光脉冲时间、实验温度等因素的影响提供校正数据）来测量激光能量或功率原则上是可行的，且在测量方法上具有特色。但必须指出，要做到精确测量，对实验条件的要求是非常苛刻、非常严格的。

在线性散射研究的基础上，我们观察了受激布里渊散射的产生及其与钕玻璃破坏的关系。实验结果表明，利用调 Q 大功率钕玻璃激光器（激光输出脉冲宽度 20～30 毫微秒，功率密度 50～100 兆瓦/厘米^2，激光

谱线宽度 <1 埃)，可观察到钕玻璃的受激布里渊散射(利用高分辨率“法布里-珀罗”标准具进行测量)，并测得受激布里渊散射的频移为 0.63 厘米$^{-1}$，计算得超声波在钕玻璃中传播的相速度为 $v=7\times10^5$ 厘米/秒，相应的声子振动频率为 2×10^{10} 赫。

激光横模相位补偿的远场分布

中国科学院上海光机所　谢培良

激光器高次横模的方向性比单横模差。但是 1976 年 Casperson 指出，在激光器输出端放一个相位板补偿后，TEM_{0l} 模(l 为偶数)的方向性有显著改进，我们进一步用傅里叶变换和汉格尔变换计算了其他稳腔高次模相位补偿的远场分布。结果表明，其远场分布均有本质改进。

即使对于狭缝宽 $X=2a$，$X=0$ 两边有 π 相位差的单色平面波，如果用相位板补偿成同相输出，傅氏变换计算表明，补偿后远场峰值强度为未补偿强度的 1.81 倍，衍射角减小一倍。未补偿远场中心强度为零，补偿后中心强度最大。

激光器高次模场分布有若干峰，邻峰间相位差 π。故远场出现旁瓣使衍射角增加(方向性变差)。如果在激光器输出端用一个相位板，补偿相位差至同相输出，便可获得衍射极限光束。

1．平行平面腔

基模远场有一个主瓣。非涅耳数足够大时，所有 TEM_{m0} 高次模远场分布均有对称的两个主瓣，其峰值强度为 a^2/λ^2z^2。$m\gg1$ 时，中心强度趋于零。

TEM_{m0} 模补偿后的远场分布，可由傅氏展开及傅氏变换求得。其中傅氏展开零级分量(同相分量)产生的远场分布为 $I=\frac{16a^2}{\pi^2\lambda^2z^2}\sin c^2 2ua$，它占总功率的 $\frac{8}{\pi^2}=81\%$，在远场得到主瓣分布，补偿光束峰值为未补偿的 1.62 倍，为一束衍射极限光束。

2．矩形球面腔

矩形球面腔 TEM_{m0} 模远场分布中，TEM_{l0} 模远场中心强度为零。有两个对称的旁瓣。其他高次发散角随模数 m 增大。

相位补偿 TEM_{l0} 模远场分布为

$$I_c=\frac{4I_0}{\pi(1+\phi^2)^{1/2}}\left|\sum_{k=0}^{\infty}\frac{(-1)^k(2k+1)!!}{2^k(k!)^2}\left[\frac{\omega^2W^2}{4(1+j\phi)}\right]\right|^2$$

衍射全角 $\theta=2.36(1+\phi^2)^{1/4}\frac{\lambda}{\pi W}$。补偿 TEM_{l0} 模远场中心强度最大，ϕ 越小补偿效果越好。$R\to\infty$ 时 TEM_{l0} 模峰值强度是基模的 $\frac{4}{\pi}=1.27$ 倍，是未补偿光束的 $\frac{2e}{\pi}=1.74$ 倍。补偿 TEM_{m0} 模衍射全角 $\theta=\frac{2.82(2m+1)^{1/2}}{m+1}$，$\theta$ 随 m 增大而减小。因为对厄米高斯分布光束而言，模数 m 越大，光斑半径也越大。相位补偿后，孔径大的同相光束衍射角小。

3．圆形球面腔

圆形球面腔 TEM_{0l} 模远场中心强度为零。峰值位于 $\theta=\pm\left[\frac{l(1+\phi^2)}{2}\right]^{1/2}\frac{\lambda}{\pi W}$ 处，峰值强度

$$I_m=I_0\frac{2}{l!}\left(\frac{l}{e}\right)^l$$

TEM_{0l} 模补偿后远场分布为

$$I_c=I_0\frac{2^{l+3}}{\pi^2(1+\phi^2)^{l/2}}\left|\sum_{k=0}^{\infty}\frac{(-1)^k\Gamma\left(1+\frac{l}{2}+k\right)}{(k!)^2}\left[\frac{\omega^2W^2}{4(1+j\phi)}\right]^k\right|^2$$