

# 改进的高灵敏度光声室频率特性的研究

王桂芬 王进雄 杨富华 马根源 张光寅

(南开大学物理系)

**提要:** 采用被测样品本身做光声室窗, 并采用反射镜将透射光反射回样品, 使光声信号提高了1.5倍, 用此光声室对单晶硅的频率特性进行了研究, 其理论计算和实验结果符合得较好。

## Investigation of frequency property of improved high sensitivity photoacoustic cell

Wang Guifen, Wang Jinxiong, Yang Fuhua, Ma Gemyuan, Zhang Guangyin

(Department of Physics, Nankai University)

**Abstract:** We put a sample on the top of photoacoustic cell as a window of it and used a goldcoating high reflectance mirror by which light beam was reflected back to the sample, the photoacoustic signal is enhanced as much as 1.5 times. By the above photoacoustic cell, we investigated the frequency property of the crystal Si and the experimental results are in good agreement with the theoretical calculation.

### 一、引言

由 Rosenewaig-Gersho<sup>[1,2]</sup> 理论可知, 对于均匀样品, 在某些情况下, 存在一个对各种光声理论都适用的拟合公式:  $S = Af^{-n}$ 。其中,  $S$  为光声 (PA) 信号振幅,  $f$  为调制频率,  $A$  是一个与  $f$  无关的常数, 当贡献给 PA 信号的是表面吸收占优势时,  $n=1$ ; 体吸收占优势时,  $n=\frac{3}{2}$ 。在激光器的研究设计中, 不仅要了解窗材料的吸收系数, 还要知道表面吸收

和体吸收的比, 以便能找到适当的办法来降低窗材料的吸收系数。如果体吸收是主要的, 则应努力提高窗材料的纯度, 改进晶体生长技术和冶炼方法; 如果表面吸收是主要的, 则应尽力提高表面光洁度, 如改进抛光和清洁技术, 或使用不同的保护涂层。通过测量 PA 信号与调制频率的关系曲线, 即可了解本材料究竟是哪种吸收起主要作用。

本文只讨论单晶硅在 10.6 微米波长上 PA 信号与调制频率的关系, 以及我们改进的高灵敏度光声室的优点。

收稿日期: 1983年10月5日。

## 二、光声室设计及理论计算

我们设计的这种新光声室结构如图 1 所示。将被测样品直接放在入射窗的位置上，而在一般光声室放置样品的位置上放一块镀金高反射率反射镜，样品通过两次吸收光能（再加上样品两表面的多次反射）产生的光声信号，比光束只一次入射时要大得多。

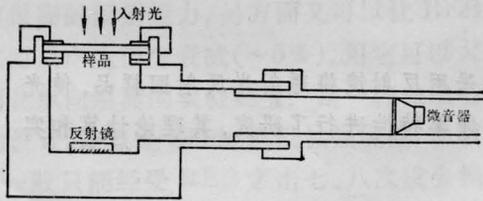


图 1 光声室结构

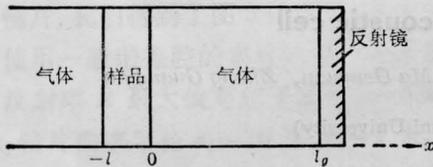


图 2 光声室的剖面图

我们的光声室剖面图如图 2 所示。按照  $R-G$  理论的处理方法，对于我们的光声室结构，可将样品内部的热流方程（[1]中的(1)式)改为：

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha_s} \frac{\partial \phi}{\partial t} - A e^{-\beta x} (1 + e^{j\omega t}) - \eta' A e^{-\beta(x+l)} (1 + e^{j\omega t}) \quad -l \leq x \leq 0$$

而气体中的热流方程不变。式中的  $\phi(x, t)$  为温度分布函数； $A = \beta I_0 \eta / 2k_s$ ， $I_0$  是入射单色光的光通量； $\beta$  为样品的光吸收系数， $\eta$  为能量转换系数， $k_i$  为  $i$  种材料的热导率， $\alpha_i = k_i / \rho_i c_i$  为热扩散率， $c_i$  为比热， $\rho_i$  为密度（下标  $i$  对于固体、气体和衬底材料可分别取为  $s$ 、 $g$ 、和  $b$ ）， $\omega$  为调制频率， $l$  为样品厚度， $\eta'$  为比例系数。解此方程组就可得到温度分布。我们用线性迭加原理简单地处理了这个

问题。由[1]中的(8)式得到：

$$\theta = \frac{\beta I_0}{2k_s(\beta^2 - \sigma_s^2)} \times \frac{\left\{ \begin{aligned} &(r-1)(b+1)e^{\sigma_s l} - (r+1) \\ &\times (b-1)e^{-\sigma_s l} + 2(b-r)e^{-\beta l} \end{aligned} \right\}}{\left\{ \begin{aligned} &(g+1)(b+1)e^{\sigma_s l} - (g-1) \\ &\times (b-1)e^{-\sigma_s l} \end{aligned} \right\}}$$

$$w = \frac{\beta I_0}{2k_s(\beta^2 - \sigma_s^2)} \times \frac{\left\{ \begin{aligned} &[(g+1)(r+1)e^{\sigma_s l} - (g-1)] \\ &\times (r-1)e^{-\sigma_s l} + 2(g+r) \end{aligned} \right\}}{\left\{ \begin{aligned} &(g+1)(b+1)e^{\sigma_s l} - (g-1) \\ &\times (b-1)e^{-\sigma_s l} \end{aligned} \right\}}$$

其中

$$b = \frac{k_b \alpha_b}{k_s \alpha_s}, \quad g = \frac{k_g \alpha_g}{k_s \alpha_s},$$

$$r = (1-j) \frac{\beta}{2\alpha_s},$$

$$\sigma_i = (1+j) \alpha_i,$$

$$\alpha_i = \left( \frac{\omega}{2\alpha_i} \right)^{\frac{1}{2}}$$

为热扩散系数， $\theta$  和  $w$  分别为光入射和透射一侧气体中的温度变化幅值。

透射光侧（右侧）气体中的温度分布可写成：

$$\phi_{ac} = w \exp(\sigma_g x + j\omega t)$$

而入射光侧（左侧）气体中的温度分布为：

$$\phi_{ac} = \theta \exp[-\sigma_b(x+l) + j\omega t]$$

如果进行坐标平移， $x' = x + l$ ，再进行坐标反演就得到：

$$\phi_{ac} = \theta \exp[\sigma_b x + j\omega t]$$

原来图 2 中光从左侧入射的情况，就变成了光从右侧入射的情况， $\phi_{ac}$  就是左侧气体中的温度分布。利用迭加原理可得到两光束同时入射（即入射光入射和反射光再次入射进样品）时气体中的温度分布：

$$\Phi_{ac} = (\theta + \eta' w) \exp(\sigma_g x + j\omega t)$$

其中比例系数  $\eta'$ ，表示两束光的强度不同。按照  $R-G$  理论处理，即可得到光声信号幅度：

$$Q = \frac{\gamma P_0}{\sqrt{2} l_0 a_g T_0} (\theta + \eta' w)$$

其中  $P_0$  为大气压力， $T_0$  为固体表面温度， $\gamma$  为比热比。在我们的实验条件下，取<sup>[3]</sup>  $k_g = 2.61 \times 10^{-4}$  焦耳/厘米·秒·开， $k_s = 1.57$  焦

耳/厘米·秒·K,  $c_g=0.99$  焦耳/克·K,  $c_s=0.76$  焦耳/克·K,  $\rho_g=1.29 \times 10^{-3}$  克/厘米<sup>3</sup>,  $\rho_s=2.33$  克/厘米<sup>3</sup>。

采用 Basic 程序语言。计算了入射光和反射光分别入射以及它们同时入射时, 光声信号随调制频率变化所对应的数值, 画出如图 3 所示的理论曲线。从曲线可以看出, 入射光和反射光同时入射时, 光声信号比只有入射光时提高了 1.5 倍。

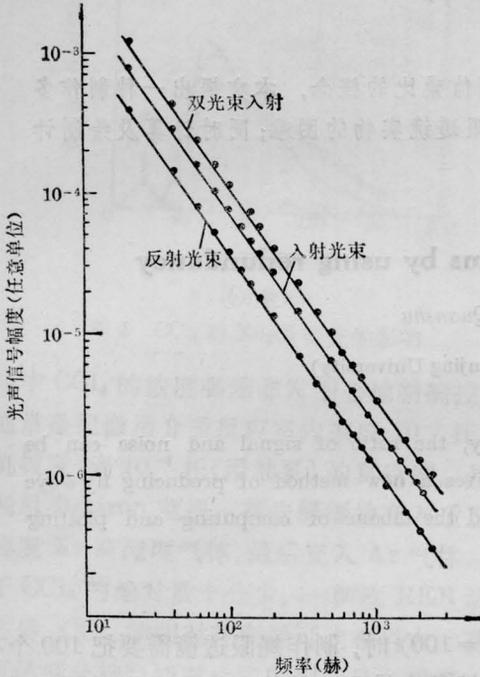


图 3 入射光和反射光分别入射以及它们同时入射时光声幅度随频率变化的理论曲线 (样品厚度为 0.343 毫米)

### 三、实验结果

我们的实验装置与[4]介绍的基本相同, CO<sub>2</sub> 激光波长为 10.6 微米, 功率为 4 瓦, 斩波器的频率可在 20~2000 赫范围内变化。

对几种不同厚度的单晶硅样品分别进行了测量, 实验曲线的斜率基本相同。图 4 给出了厚度为 0.343 毫米单晶硅的光声信号随频率变化的曲线。从图中可以看出, 理论曲

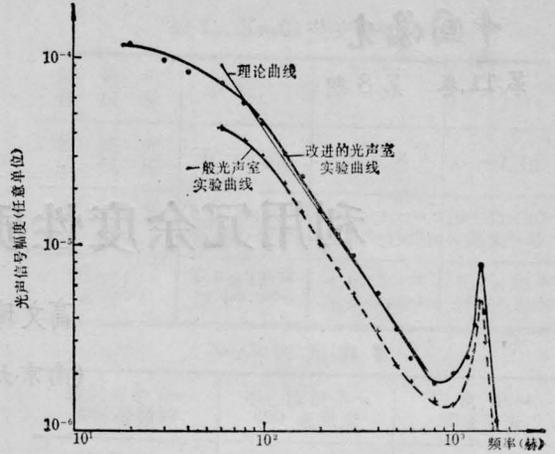


图 4 厚度为 0.343 毫米单晶硅样品的光声信号随频率变化的实验曲线与理论曲线的比较 (下面的一条实验曲线是用一般结构的光声室做的)

线与实验曲线的斜率基本相同。理论曲线斜率为 1.5, 与体吸收的斜率相同, 这说明我们的单晶硅材料, 体吸收是主要的。在频率 1400 赫附近曲线出现一峰值, 这是由于光声室内部声共振引起的<sup>[5]</sup>, 它仅反映了光声室的声学结构, 掩盖了样品在此频段的光声特性。在频率低于 100 赫时, 实验曲线上升的趋势变小, 这个现象虽在有些文献中已有报道<sup>[6]</sup>, 但其原因尚需进一步研究。

为了验证我们的理论和实验的正确性,

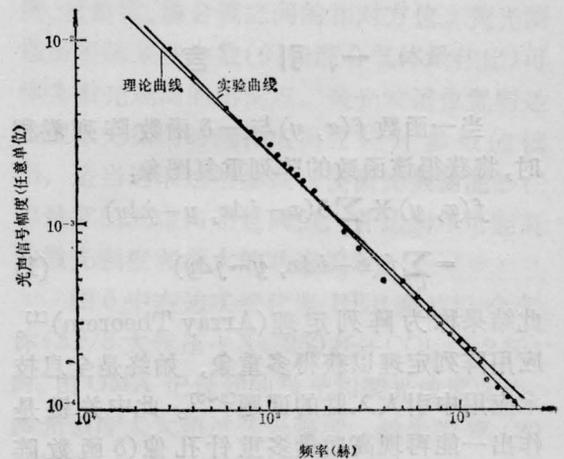


图 5 压电法测得的光声信号幅度随频率变化的实验曲线与理论曲线的比较 (下转第 470 页)

数的典型值是：反射率  $R \sim 99 \sim 99.9\%$ ，透  
 过率  $T \sim 0.5 \sim 4\%$ ，带宽  $\pm 15$  毫微米，曲率  
 半径  $r \sim 0.47 \sim 10$  米。为防止镜片被反应室  
 内腐蚀性气体污染，有的镜片在多层介质膜  
 的表面镀  $\text{SiO}_2$  膜。使用棱镜（由高色散玻璃  
 Schott SF59 制成）或腔内插入染料盒时，前  
 表面镀增透膜，后表面镀高反膜。Zidür 是  
 用于 REB 直线式纵向泵浦反应室内的镀膜  
 反射镜片（厚度  $\sim 0.3$  毫米），它一方面对可见  
 光有很高的反射能力，另一方面又可以让 REB  
 穿过而只产生很少衰减（ $\sim 5\%$ ），用它可以大大  
 简化纵向泵浦的实验装置，是一种独出心  
 裁的设计。缺点是 Zidür 的机械强度差，易破  
 碎。一般只能经受 REB 轰击七、八次就会损  
 坏。同时用它构成的谐振腔稳定性也较差。

利用实验室自制的谐振腔卡具，更换不  
 同的镜片，我们得到了图 9 的曲线，其中点线  
 代表使用一般谐振腔的实验结果，此谐振腔  
 镜片反射率  $R$  最大值对应于波长  $\lambda \sim 520$  毫  
 微米，镜片曲率半径  $r_1 \sim 10$  米， $r_2 \sim 1$  米。两  
 个主要峰值之间是对应于 514.5 毫微米的强  
 吸收线。当改用高  $Q$  腔（ $R_1 \sim 100\%$ ， $R_2 \sim$   
 $98\%$ ， $r_1 \sim 0.5$  米， $r_2 \sim 1$  米）且  $\lambda(R_{\max}) \sim 490$   
 毫微米（对应于荧光谱中心波长），我们得到了  
 图 9 中实线所示的单峰曲线。峰值对应于 509  
 毫微米，对应于 518 毫微米的峰被抑制住

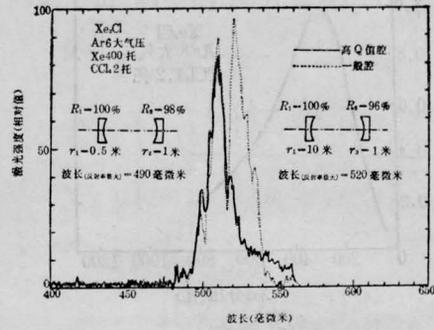


图 9  $\text{Xe}_2\text{Cl}$  激光的调谐特性和带宽压缩

了，514.5 毫微米的吸收线仍然可见，而整个  
 带宽也压窄至 13 毫微米左右。这至少可以说明  
 两方面的问题： $\text{Xe}_2\text{Cl}$  激光在一定范围内的  
 可调谐性和利用谐振腔压窄带宽的可能性。

### 参 考 文 献

- [1] F. K. Tittel *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1980, **36**, 405~407.
- [2] 郭振华等;《激光与红外》,1983, No. 8, 32~36.
- [3] 郭振华等;《中国激光》,1983, **10**, No. 10, 685.
- [4] E. Zamir *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1979, **QE-15**, 281~288.
- [5] K. Y. Tang *et al.*; 32nd Gaseous Electronics Conference, Pittsburg, Pennsylvania, USA, Oct. 9, 1979.
- [6] 郭振华等;《激光》,1982, **9**, No. 9, 439~448.
- [7] F. K. Tittel *et al.*; *SPIE Proceedings* p. 671~677, 1981, also *Electron-Optics/Lasers'80 Meeting*, Boston MA, USA, Nov. 1980.

（上接第 493 页）

又用一般结构的光声室进行了实验，将被测  
 样品直接放在光声室中，而图 1 样品的位置  
 上放上一块 NaCl 做为入射窗，实验曲线如  
 图 4 中最下部一条曲线所示。该曲线斜率与  
 我们用图 1 结构得到的理论曲线和实验曲线  
 斜率相同，但其幅度却比我们上述结构的实  
 验值要小。

我们还用压电陶瓷作为接收器对几种不  
 同厚度的样品进行了测试。图 5 只画出了厚  
 度为 0.343 毫米单晶硅样品的实验结果。从  
 图中可以看到，其实验曲线也与压电法的理

论曲线相符合<sup>[7]</sup>。

### 参 考 文 献

- [1] A. Rosenwaig, A. Gersho; *J. Appl. Phys.*, 1976, **47**, 64.
- [2] Nils C. Fernelius; *J. Appl. Phys.*, 1981, **52**, 6285.
- [3] E. M. 沃伦科娃等著,北京玻璃研究所译;《红外光学材料手册》,1973 年。
- [4] 王桂芬等;《半导体学报》,1982, **3**, 230.
- [5] Nils C. Fernelius; *Appl. Opt.*, 1979, **18**, 1784.
- [6] A. Rosenwaig; *J. Appl. Phys.*, 1978, **49**, 2905.
- [7] Warren Jackson, Nabil M. Amer; *J. Appl. Phys.*, 1980, **51**, 3343.