

# 高浓度气体共振光声光谱信号饱和特性研究\*

袁长迎<sup>1)†</sup> 炎正馨<sup>2)</sup> 蒙 瑰<sup>3)</sup> 李智慧<sup>1)</sup> 尚丽平<sup>3)</sup>

1)(西南科技大学国防科技学院, 绵阳 621010)

2)(西安科技大学能源学院, 西安 710054)

3)(西南科技大学信息工程学院, 绵阳 621010)

(2009 年 11 月 7 日收到; 2009 年 12 月 25 日收到修改稿)

采用恒流驱动耦合机械斩波技术在激光光声光谱装置上系统测量了 5%—100% 宽浓度范围甲烷气体的共振光声信号, 发现在高浓度区共振光声信号呈现异常的饱和特征. 基于气体吸收和光声光谱原理定量分析了光声信号饱和的主要原因及影响因素, 研究表明, 气体样本对入射光强吸收而导致的声源与本征共振模式的耦合系数改变是异常饱和的主要原因, 并导出判定光声信号饱和深度的准则以用于判定高浓度气体饱和和深度.

**关键词:** 光声光谱, 信号饱和, 气体传感

**PACC:** 0765, 4337G, 8280K

## 1. 引 言

气体传感理论与技术的进步对包括工业过程控制、呼吸诊断、食品加工、大气环境监测等在内的行业领域有着重要的应用价值和实际意义<sup>[1-3]</sup>. 作为一种重要的光谱学方法, 光声光谱(photoacoustic spectroscopy, 简记为 PAS)在气体检测中吸引了广泛的兴趣<sup>[4-6]</sup>. 就原理而言光声信号是由入射光能量中被气体吸收的那部分所产生的, 所以有别于透射法, PAS 是一种绝对测量技术(offset-free technique)<sup>[7,8]</sup>, 信号仅仅由被吸收的那部分光能量产生, 这对于测量和研究弱吸收的情况特别有利, 因为样品对入射光的散射、反射对信号没有影响, 光源的微小波动对信号的影响也较小. 激光光源在光声气体检测技术中的应用更大大提高了后者的技术优势和应用范围. 相对于普通红外光源, 激光的单色性、高功率密度使得光声法检测气体的选择性和灵敏度大大提高, 针对特殊对象其检测灵敏度可达  $10^{-12}$  量级<sup>[9-11]</sup>. 正因为 PAS 具有以上特点, 该技术在微量气体检测以及如何进一步提高检测灵敏度等方面开展了大量研究工作, 而对高浓度气体光声特性了解尚不够充分.

早期研究表明, 在一定范围内光声信号强度与

入射光能量和气体浓度有关, 呈线性变化, 超过一定限度光声信号会出现“饱和”现象. 导致光声信号饱和主要有两种情况: 激光功率过高或待测气体浓度过大. 当激光能量密度增加时分子的激发抽运率变大, 弛豫至基态的分子更容易吸收附近的一个光子而跃迁. 随着处于激发态的分子数变多, 低激发态可以吸收辐射能的分子减少, 气体似乎变得(对激光)更加透明, 对单位输入功率的有效吸收系数也随之变小, 此现象通常称激光能量饱和<sup>[11]</sup>. 光声信号饱和的第二种情形源于待测气体浓度过高. Dumitras 对饱和的定义<sup>[12]</sup>是当信号-浓度曲线偏离线性达 3% 以上时即为饱和. 按此定义, 激励波长为 1531.7 nm 时氨的线性区仅延伸到 9% (体积比)<sup>[13]</sup>, 乙烯在 CO<sub>2</sub> 激光 10P(14) 线激励下开始呈现饱和特性的浓度为  $10^{-4}$ <sup>[14]</sup>, 准分子抽运染料激光器(10—50  $\mu$ J) 脉冲光声法检测 NO 当浓度高于  $3.5 \times 10^{-4}$  时开始显示饱和<sup>[4]</sup>. 正如我们所知, 光声信号饱和会给测量带来严重影响, 此时声信号与入射光强或气体浓度不再满足线性关系, 甚至可认为此时光声光谱法已经不再适用<sup>[9]</sup>. 为此, 本文首先对光声光谱在高浓度范围的饱和效应进行了系统实验研究, 测量甲烷在高浓度范围的饱和光声光谱信号, 在此基础上通过理论分析揭示饱和现象产生的原因及其相关影响因素, 为高浓度下光声信号饱和

\* 四川省教育厅科研基金(批准号:08ZD1102)和国家高技术研究发展计划(批准号:2006AA10Z214)资助的课题.

† E-mail: yuanchangying@yahoo.com.cn

所带来的检测问题寻求新的解决方案.

## 2. 实 验

实验选择甲烷作为饱和光谱实验检测目标气体主要基于以下几方面的考虑<sup>[15-18]</sup>: (1) 甲烷在近红外区有几条较强的泛频吸收线, 饱和状态容易实现, 该波长区的半导体激光器易于获取. (2) 甲烷是天然气、煤矿瓦斯的主要组成部分, 在天然气输气管道检漏、煤矿瓦斯突发报警中都需要及时检测甲烷浓度. 它还是一种重要的温室气体. (3) 甲烷未饱和光声光谱研究比较充分, 便于在原有研究上进一步深入研究.

为研究高浓度下气体光声光谱的饱和特性组建了实验测量装置, 如图 1 所示. DFB 半导体激光器 (NEL, NLK1U5EAAA, 1654 nm) 采用恒流驱动方式 (Thorlabs, ITC502-IEEE), 驱动电流 60 mA, 单色辐射功率约为 10 mW. 激光准直后经机械斩波 (Thorlabs, MC1000A) 形成特定频率的周期脉冲, 沿中心轴进入纵向共振光声池. 气体吸收入射光能量后, 所产生的光声信号由微音器探测 (Knowles Electronics, FG23629-P16), 并送锁相放大器 (南京鸿宾, HB-211A/B 精密双相锁相放大器) 作相敏检波, 由机械斩波器控制器给锁相放大器提供参考信号. 实验中还同时记录透射光强度, 用于监控激光辐射功率的稳定性, 并作透射光强分析.

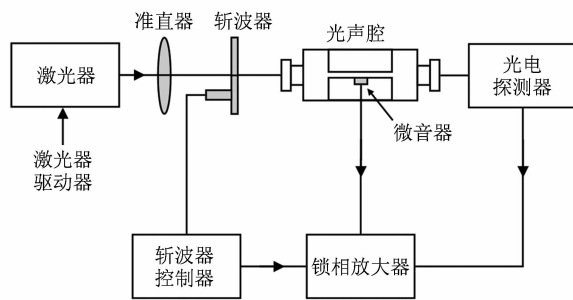


图 1 饱和光声光谱实验装置

实验中通过调节 LD 芯片工作温度来对半导体激光器发射波长进行调谐, 调谐率约为  $0.1 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ , 直至其发射波长恰好等于甲烷气体吸收线中心波长. 具体方法是: 控制进入光声腔的甲烷气体浓度约为体积比 10%, 此时光声信号饱和度不高, 控制机械斩波器的频率为光声腔的共振频率, 在一定范围内缓慢调节激光芯片工作温度, 同时观察光声信

号幅度, 当信号幅度达到最大时激光器发射波长即为甲烷气体吸收线中心波长.

尽管半导体激光器可以通过驱动电流实现脉冲调制, 但是脉冲调制的同时必然给激光波长带来附加的调谐作用, 且这种作用与调制频率有关<sup>[19]</sup>. 由于实验涉及的气体浓度范围很宽, 该范围内光声腔共振频率相差很大, 采用电流调制所带来的附加调谐作用难以补偿或消除. 因此实验中采用恒流驱动加机械斩波的方式来实现光的脉冲调制, 这样做的好处是激光发射波长和脉冲频率可分别独立调节, 互不影响.

在气体光声光谱实验中光声腔是一个关键光声转换器件, 它有两方面作用: 一是待测气体的容器, 二是对特定频率的声信号有共振放大作用. 光声腔按工作模式可分为纵向 (longitudinal)、径向 (radial) 和角向 (azimuthal) 三种不同形式. 其中纵向共振结构有利于实现与入射光的高效耦合, 经过优化可以达到较高的池常数 (cell constant)<sup>[20]</sup>. 通常光声腔为一中空圆管, 两端为红外窗片. 为了消除红外窗片吸收入射光所产生的同频相干噪声, 在共振段两端分别设置一级或二级缓冲室. 缓冲室还有另一个作用: 改变共振段两端的边界条件, 使纵向 (100) 共振模式的最强振动处定位在共振段的中心, 此处即为微音器的安装位置, 如图 2 所示. 实验中光声腔的主要参数为: 共振段长度 100 mm, 内径 8 mm, 缓冲室长度 50 mm, 内径 40 mm, 两端的窗片为石英, 光声腔体为黄铜材料.

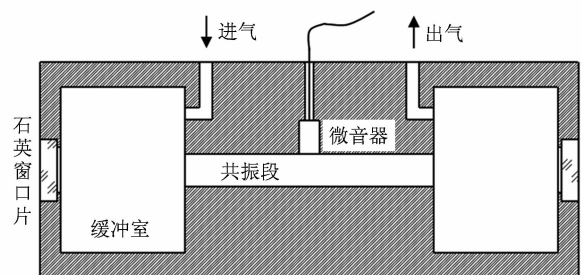


图 2 光声腔结构示意图

圆柱形光声腔的共振频率为<sup>[21]</sup>

$$f_{kmn} = \frac{C}{2} \left[ \left( \frac{k}{L} \right)^2 + \left( \frac{\alpha_{mn}}{\pi r} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (1)$$

其中  $C$  是声速,  $L$  和  $r$  分别为圆柱形腔的长度和半径,  $k, m, n$  分别为纵向、角向、径向模式数,  $\alpha_{mn}$  为  $m$  阶 Bessel 函数导函数极值的第  $n$  个根. 对于本实验

中采用的第一纵向模式:  $k = 1, m = n = 0, f_{100} = f_0 = C/2L$ . 气体的声速

$$C = \sqrt{\gamma RT/M}, \quad (2)$$

式中  $\gamma$  为热容比(亦称绝热系数),  $M$  为摩尔质量. 相同温度下, 不同种类的气体分子的热容比和摩尔质量均不同, 如实测  $\gamma_{N_2} = 1.404, \gamma_{O_2} = 1.401, \gamma_{H_2O} = 1.32, \gamma_{CH_4} = 1.31$ , 所以混合气体的声速随着组分数及每种组分的含量配比不同而变化.

实验气体最初为 100% 纯甲烷, 通过纯  $N_2$  气稀释得到浓度范围为 5%—100% 的混合气. 如此宽的浓度范围所对应的气体声速范围必然很宽, 为使任何浓度下光声腔均工作在纵向(100)共振模式下, 必须适时调整激光脉冲调制频率, 使其始终位于光声腔共振频率的中心, 这一过程称为共振频率跟踪(resonance frequency tracking)<sup>[22]</sup>. 用  $\delta$  表示光脉冲频率偏离腔共振频率的比率,  $f = (1 + \delta)f_0$ , 这种偏离引起光声信号幅值较共振时的信号变小

$$\left| \frac{A(f)}{A(f_0)} \right| \approx (1 + Q^2 [1 - (1 + \delta)^2])^{-1/2}, \quad (3)$$

(3) 式中  $Q$  为腔的品质因素, 它与腔的工作模式及耗散因素有关, 本实验中  $Q$  值约在 25—30 之间.

跟踪光声腔共振频率的方法是: 在缓冲室内安装一个微型受话器, 其驱动电压幅值保持不变, 在一定范围内连续扫频, 通过双相锁放测量信号幅值的动态变化  $V = V(f)$ , 并存入数字示波器(Tektronix, DPO4032). 数据分析中导出示波器中的数据文件, 按下列函数作函数拟合, 得到光声腔共振频率  $f_0$  和品质因素  $Q$ .

$$V(f) = \frac{V_0}{\sqrt{1 + Q^2 (f/f_0 - f_0/f)^2}}, \quad (4)$$

实验中每次改变甲烷气体浓度后均需重复上述过程, 重新确定当前共振频率. 甲烷气体浓度  $c$  (体积比) 在 5%—100% 范围内不同取值所对应的光声腔共振频率的实测结果见图 3. 在相同状态下多次重复测量结果证明共振频率偏差在 1 Hz 以内, 它单独引起的光声信号偏差超过 0.2%.

为确保可比性各种浓度甲烷光声谱实验是在同一个光声腔中完成的. 由于气体浓度及光声腔工作频率范围很宽, 所选用的微音器的频响特性值是实验重要参数. 如果微音器在此频率范围内的响应灵敏度变化显著, 则需要精确标定微音器的频率响应特性曲线. 即使是国际著名厂商如美国 Knowles Acoustics 或丹麦 Brüel & Kjær 等, 其主流产品灵敏

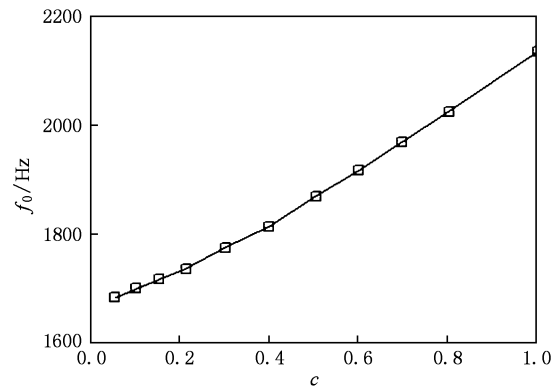


图 3 光声腔共振频率  $f_0$  受甲烷配气浓度  $c$  的影响

度的批量一致性也仅为 2 dB. 为避免因微音器频响特性所带来的影响, 本实验中专门选用频响特性曲线最为平坦的 (Knowles, FG-23629) 微音器, 它在 100—4000 Hz 范围内灵敏度基本与频率无关.

### 3. 结果与讨论

选择  $N_2$  气作为平衡气, 在 5%—100% (体积比) 范围内配制了 11 个不同浓度的甲烷气体. 为消除环境温度起伏对实验结果的影响, 将光声腔置于恒温箱并恒定温度为 25 °C, 实验结果见图 4, 其反映了光声信号幅值受甲烷气体浓度的影响规律.

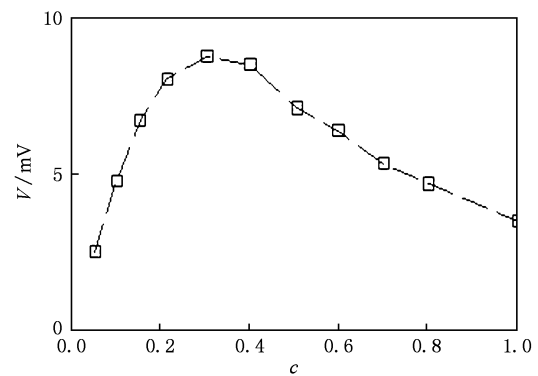


图 4 光声信号幅度  $V$  随气体浓度  $c$  变化的实验结果

从结果可看出低浓度时(低于 10%)光声信号的幅值随甲烷浓度增大而增大, 两者之间近似满足线性关系, 与 Wolff 等<sup>[7,21,23]</sup> 的实验结果一致. 随甲烷浓度进一步升高光声信号增加的趋势变缓. 尤其值得注意的是当甲烷体积比约为 30% 时光声信号幅值出现一个平台. 以后随着甲烷浓度进一步升高

光声信号幅值不升反降,这种现象在以往的文献中尚未提及.

为了进一步分析光声信号饱和现象原因,本文在测量光声信号的同时测量了相同浓度范围的气体透射光强的变化,实验结果如图 5 所示.图 5 中圆点为实测数据,虚线是按照 Lambert-Beer 定律  $I = I_0 e^{-\alpha c z}$  所作拟合,其中  $z$  为总光程.图 5 中浓度较低的几个数据点显示了较大的偏差,这是由于光电探测器饱和和引起的.如忽略饱和问题则两者基本符合,说明在实验的浓度范围内红外光在甲烷中的吸收已远远偏离了线性吸收区.这一结论对分析光声信号饱和现象非常重要.

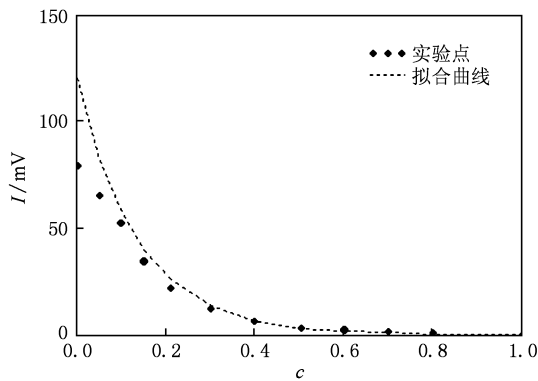


图 5 透射光强  $I$  受甲烷气体浓度  $c$  的影响

由于气体浓度较大红外激光沿着两端带有缓冲室的 H 形光声腔的轴向向前传播时其光强度按照 Lambert-Beer 定律的指数关系衰减,如图 6 所示,激励的纵向 (100) 模式与弱吸收时不同,这正是导致光声信号饱和以至于浓度过高时信号强度反转的主要原因.

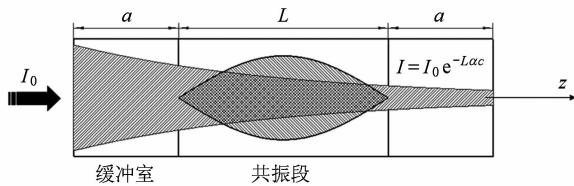


图 6 光声腔中入射光与声振动模式的耦合

气体吸收红外辐射后以非辐射跃迁方式返回低能级过程中释放热量并产生声波,满足下列非齐次波动方程

$$\nabla^2 p - \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\frac{\gamma - 1}{C^2} \frac{\partial H}{\partial t}, \quad (5)$$

(5) 式中,  $p$  为声压;  $C$  为声速;  $H$  为热源强度;  $t$  为时

间.光声池本征共振模式由相应的齐次波动方程及对应边界条件决定

$$p_{kmn}(\mathbf{r}, t) = J_m\left(\frac{\alpha_{mn}\pi}{r}\rho\right)\begin{pmatrix} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \sin \frac{k\pi z}{L} \\ \cos \frac{k\pi z}{L} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \omega_{kmn} t \\ \sin \omega_{kmn} t \end{pmatrix}, \quad (6)$$

在光脉冲(角频率为  $\omega_0$ ) 的周期照射下,光声腔本征振动模式将被激发.经过若干个周期后,各本征振动模式的幅值达到稳定.模式  $(k, m, n)$  的振幅  $A_{kmn}$  可采用广义 Fourier 级数法求解非齐次波动方程并计入耗散因子求得<sup>[21]</sup>

$$A_{kmn}(\omega_0) = \frac{i\omega_0(\gamma - 1)}{(\omega_{kmn}^2 - \omega_0^2 + i\omega_{kmn}\omega_0/Q)} \frac{1}{\Lambda_{kmn}V} \times \int_V p_{kmn}(\mathbf{r}) H_0(\mathbf{r}) dV, \quad (7)$$

其中  $\Lambda_{kmn} = \frac{1}{4} \left[ 1 - \left( \frac{m}{\alpha_{mn}\pi} \right)^2 \right] J_m^2(\alpha_{mn}\pi)$ . 当调制频率  $\omega_0$  等于腔的某个本征振动频率时,该模式被最大限度地激发,称共振激发,此时腔处于共振模式

$$|A_{kmn}(\omega_{kmn})| = \frac{Q(\gamma - 1)}{\omega_{kmn}} \frac{1}{\Lambda_{kmn}V} \times \left| \int_V p_{kmn}(\mathbf{r}) H_0(\mathbf{r}) dV \right|, \quad (8)$$

式中受气体浓度  $c$  影响的只有交叠积分项  $\left| \int_V p_{kmn}(\mathbf{r}) H_0(\mathbf{r}) dV \right|$ . 考虑到热源强度  $H_0(\mathbf{r}) = \alpha c I(z) = \alpha c I_0 e^{-\alpha c z}$ , 对纵向 (100) 模式

$$\begin{aligned} & \left| \int_V p_{kmn}(\mathbf{r}) H_0(\mathbf{r}) dV \right| \\ &= \int_0^r \int_0^{2\pi} \int_0^L \sin \frac{\pi z}{L} \alpha c I_0 e^{-\alpha c(a+z)} \rho d\rho d\varphi dz \\ &= \pi^2 r^2 \alpha c L I_0 \frac{e^{-\alpha c a} (1 + e^{-\alpha c L})}{\pi^2 + \alpha^2 c^2 L^2}, \end{aligned} \quad (9)$$

当气体浓度满足下面的超越方程时交叠积分取极大值:

$$1 - \alpha a c - \alpha L c \frac{e^{-\alpha L c}}{1 + e^{-\alpha L c}} = \frac{2\alpha^2 L^2 c^2}{\pi^2 + \alpha^2 L^2 c^2}$$

通常为了达到最佳的消声效果而使缓冲室长度取共振段长度的一半,  $a = L/2$ , 解上述超越方程可得

$$\alpha L c \cong 1.052, \quad (10)$$

上式是判别光声信号饱和的主要依据:若线强度  $\alpha$ 、共振段长度  $L$ 、气体浓度  $c$  三者的乘积远小于 1.052, 则光声信号未饱和,信号幅值与气体浓度的

线性关系成立;若三者乘积接近或大于 1.052,则信号饱和明显.  $\alpha Lc \cong 1.052$  为信号幅值的拐点:低于 1.052 时信号幅值随气体浓度而增大,直到  $\alpha Lc = 1.052$  时信号幅值最大,此后随气体浓度进一步增大信号幅值反而越来越小. 本实验中,甲烷 1653.7 nm 谱线的线强度  $\alpha = 0.363 \text{ cm}^{-1[24]}$ , 共振段长度  $L = 10 \text{ cm}$ ,可计算出光声信号的拐点是  $c = 0.290$ ,与图 4 结果符合很好.

至于光声信号幅值受饱和浓度影响的定量关系,可作如下分析:将(7)式改写成  $\frac{|A_{kmn}(\omega_{kmn})| \omega_{kmn}}{Q(\gamma-1)} = \frac{1}{A_{kmn}V} \left| \int_V p_{kmn}(\mathbf{r}) H_0(\mathbf{r}) dV \right|$ ,对纵向(100)模式则为

$$\frac{|A_{100}(\omega_0)| \omega_0}{Q(\gamma-1)} = \frac{1}{A_{100}V} \left| \int_V p_{100}(\mathbf{r}) H_0(\mathbf{r}) dV \right| \\ = 4\pi\alpha c I_0 \frac{e^{-\alpha c a} (1 + e^{-\alpha c L})}{\pi^2 + \alpha^2 c^2 L^2}, \quad (11)$$

(11)式中  $A_{100}(\omega_0)$  为某一浓度所对应的声波的振幅,与光声信号  $V$  只相差一个系统常数,因此有

$$\frac{Vf_0}{Q(\gamma-1)} \propto \alpha c \frac{e^{-\alpha c a} (1 + e^{-\alpha c L})}{\pi^2 + \alpha^2 c^2 L^2}, \quad (12)$$

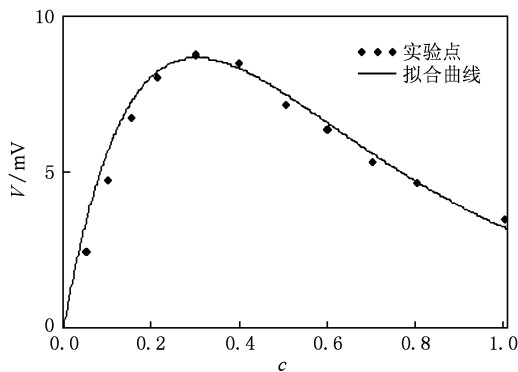


图 7 光声信号变化规律曲线

图 7 是对(12)式的检验,其中点线是由实测数据按照(12)式用  $\frac{Vf_0}{Q(\gamma-1)}$  对  $c$  散点作图,实线是按照(12)式右方的函数关系对实验点作函数拟合,得到最佳逼近.

## 4. 结 论

用直流驱动耦合机械斩波方式在激光光声光谱装置上实验测量了高浓度甲烷气体光声光谱信号,发现其信号呈现明显的饱和特性,通过实验和理论分析得出以下结论:(1)对两端带缓冲室的纵向共振光声腔,存在一个衡量光声信号饱和状况的特征值 1.052:当  $\alpha Lc \ll 1.052$  时信号饱和不显著,光声信号与浓度的线性关系成立; $\alpha Lc$  接近或大于 1.052 时饱和性显著,上述线性关系不再成立; $\alpha Lc \cong 1.052$  为信号拐点:低于 1.052 时信号幅值随气体浓度而增大,直到  $\alpha Lc = 1.052$  时信号幅值最大,此后随气体浓度进一步增大信号幅值反而越来越小.(2)相对于光声腔结构型式及其与入射光的耦合状况而言,气体对入射光能的强吸收导致入射光强沿传播方向明显减小,引起声源与本征共振模式的耦合系数改变,是光声饱和的主要原因.(3)光声饱和的存在使得光声法检测气体浓度的适用范围受到限制.理论上仅适用于  $\alpha Lc < 1.052$  的范围,但实际上当  $\alpha Lc$  接近 1.052 时信号饱和已经非常严重,其标定精度会明显降低,因此实际的可标定范围还要小.取  $\frac{dV}{dc}$  降低到最大值的一半作为适用范围的上限,得到  $\alpha Lc$  最大可取 0.318.

[1] Li Z Y, Wang H H, Jiang N, Cheng S L, Zhao L, Yu X 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3821 (in Chinese) [李政颖、王洪海、姜宁、程松林、赵磊、余鑫 2009 物理学报 **58** 3821]  
 [2] Liu Z M, Liu W Q, Gao M G, Tong J J, Zhang T S, Xu L, Wei X L 2008 *Chin. Phys. B* **17** 4184  
 [3] Kan R F, Liu W Q, Zhang Y J, Liu J G, Dong F Z, Gao S H, Wang M, Chen J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1927 (in Chinese) [阚瑞峰、刘文清、张玉钧、刘建国、董凤忠、高山虎、王敏、陈军 2005 物理学报 **54** 1927]

[4] Williamson C K, Pastel R L, Sausar R C 1996 *Appl. Spectrosc.* **50** 205  
 [5] Altuzar V, Tomas S A, Zelaya A O, Sanchez S F, Arriaga J L 2005 *Atmos. Environ.* **39** 5219  
 [6] Kyuseok S, Seokwon O, Euo C J, Deokhyun K, Hyungki C 2005 *Microchem. J.* **80** 113  
 [7] Wolff M, Groninga H, Harde H 2004 *Appl. Spectrosc.* **58** 552  
 [8] Hao L Y, Ren Z, Shi Q, Wu J L, Zheng Y, Zheng J J, Zhu Q S 2002 *Rev. Sci. Instr.* **73** 404

- [9] Gondal M A, Dastageer A, Shwehdi M H 2004 *Talanta* **62** 131
- [10] Fink T, Büscher S, Gäbler R, Yu Q, Dax A, Urban W 1996 *Rev. Sci. Instrum.* **67** 4000
- [11] Harren F J M, Bijnen F G C, Reuss J, Voeselek L A C J, Blom C W P M 1990 *Appl. Phys. B* **50** 137
- [12] Dumitras D C, Dutu D C, Matei C, Magureanu A M, Petrus M, Popa C 2007 *J. Optoelectron. Adv. Mater.* **9** 3655
- [13] Andreas S, Andras M, Peter H 2002 *Appl. Opt.* **41** 1815
- [14] Thony A, Sigrist M W 1995 *Infrared Phys. Technol.* **36** 585
- [15] Miklós A, Lim C H, Hsiang W W, Liang G C, Kung A H, Schmohl A, Hess P 2002 *Appl. Opt.* **41** 2985
- [16] Chey J W, Sultan P, Gerritsen H J 1987 *Appl. Opt.* **26** 3192
- [17] Kan R F, Dong F Z, Zhang Y J, Liu J G, Liu C, Wang M, Gao S H, Chen J 2005 *Chin. Phys.* **14** 1904
- [18] Besson J P, Schilt S, Thévenaz L 2006 *Spectrochim. Acta A* **63** 899
- [19] Shao J, Gao X M, Yuan Y Q, Yang Y, Cao Z S, Pei S X, Zhang W J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4638 (in Chinese) [邵杰、高晓明、袁恽谦、杨颀、曹振松、裴世鑫、张为俊 2005 物理学报 **54** 4638]
- [20] Besson J P, Schilt S, Thévenaz L 2002 *Spectrochim. Acta Part A* **58** 2397
- [21] Miklos A, Hess P, Bozoki Z 2001 *Rev. Sci. Instrum.* **72** 1937
- [22] Angeli G Z, Solyom A M, Miklos A, Bicanic D D 1992 *Anal. Chem.* **64** 155
- [23] Zéninari V, Parvitte B, Courtois D, Kapitanov V A, Ponomarev Y N 2003 *Infrared Phys. Technol.* **44** 253
- [24] Rothman L S, Jacquemart D, Barbe A, Benner D C, Birk M, Brown L R, Carleer M R, Chackerian Jr C, Chance K, Coudert L H, Dana V, Devi V M, Flaud J M, Gamache R R, Goldman A, Hartmann J M, Jucks K W, Maki A G, Mandin J Y, Massie S T, Orphal J, Perrin A, Rinsland C P, Smith M A H, Tennyson J, Tolchenov R N, Toth R A, Auwera J V, Varanasi P, Wagner G 2005 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **96** 139

## Photoacoustic signal saturation characteristics of concentrated gases \*

Yuan Chang-Ying<sup>1)†</sup> Yan Zheng-Xin<sup>2)</sup> Meng Gui<sup>3)</sup> Li Zhi-Hui<sup>1)</sup> Shang Li-Ping<sup>3)</sup>

1) (National School of Defense Technology, Southwest University of Science and Technology, Mianyang 621010, China)

2) (School of Energy Engineering, Xi'an University of Science and Technology, Xi'an 710054, China)

3) (School of Information Engineering, Southwest University of Science and Technology, Mianyang 621010, China)

(Received 7 November 2009; revised manuscript received 25 December 2009)

### Abstract

The photoacoustic (PA) spectrum of methane in the concentration range of 5%—100% has been experimentally investigated by constant direct current drive coupling mechanical chopper technology. The results indicated that abnormal signal saturation occurred at high gas concentrations. The main reasons and its correlated factors of the photoacoustic signal has been quantitatively analyzed based on signal absorption and photoacoustic principles. It is found that the change in coupling coefficient of sound source and optical cavity modes caused by the intensity of incident light absorbed by gas sample is the major reason, and a criterion was put forward for signal saturation depth estimation.

**Keywords:** photoacoustic spectroscopy, signal saturation, gas sensing

**PACC:** 0765, 4337G, 8280K

\* Project supported by the Scientific Research Foundation of the Education Department of Sichuan Province, China (Grant No. 08ZD1102) and the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2006AA10Z214).

† E-mail: yuanchangying@yahoo.com.cn