

利用自发布里渊散射测量液体声速

张颖 王升 郑雄 何茂刚

Speed of sound measurement from spontaneous Brillouin scattering

Zhang Ying Wang Sheng Zheng Xiong He Mao-Gang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 037801 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.037801

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.037801>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I3>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

周期结构薄膜在折射率色散下反射区特性研究

Properties of reflecting region of periodic-structured thin film with refractive index dispersion

物理学报.2014, 63(1): 017801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.017801>

溅射功率对金属锰膜光学性质的影响

Influence of sputtering power on the optical properties of metal manganese film

物理学报.2013, 62(24): 247803 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.247803>

缺陷单层和双层石墨烯的拉曼光谱及其激发光能量色散关系

Raman spectra of mono and bi-layer graphenes with ion-induced defects and its dispersive frequency on the excitation energy

物理学报.2013, 62(13): 137801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.137801>

利用自发布里渊散射测量液体声速*

张颖 王升 郑雄 何茂刚†

(西安交通大学, 热流科学与工程教育部重点实验室, 西安 710049)

(2014年6月16日收到; 2014年9月19日收到修改稿)

为了克服共振干涉法在液体的热力学声速和低频声速测量方面精度不高的问题, 本文建立了一种基于自发布里渊散射原理的测定液体声速的实验装置. 利用法布里-珀罗干涉仪对散射光进行扫描滤波, 数据采集卡结合光子计数器对散射光进行探测, 设计了一种散射光信息采集分析方法. 该实验方法有效的解决了传统布里渊散射方法中信号失真的问题, 显著地提升了液体声速测量精度. 对 308.6—906.2 MHz 内 298.15 K 饱和液相 CCl_4 声速进行了测量, 测量结果与文献值具有较好一致性. 利用法布里-珀罗干涉仪周期性扫描的滤波原理, 通过在测量得到的布里渊频移上加减整数倍个自由波谱区, 得到了更大频率的波谱信息, 进而设计一种测定介质高频声速的方法. 对 CCl_4 在 5406.1—5521.0 MHz 频段内的声速进行了测量. 实验结果显示, CCl_4 的热力学声速随频率无明显变化, 而高频声速随频率的增大呈增大趋势且远大于热力学声速, 证实 CCl_4 具有色散现象.

关键词: 自发布里渊散射, 热力学声速, 高频声速, 四氯化碳

PACS: 78.35.+c, 62.60.+v

DOI: 10.7498/aps.64.037801

1 引言

声速是描述声波在媒质中传播特性的基本物理量, 表征单位时间内微弱扰动的传播距离. 声速一般分为热力学声速和低频声速, 通常所说的声速是指流体的热力学声速, 也被称作低频声速, 可以直接根据流体的状态方程求解得到. 精确的声速数据不仅能够得到气体常数和分子势能参数等基准物理量^[1,2], 还可推导得到比热容、维里系数、等温压缩系数等热力学参数^[3-5]. 高频声速还常用于流体弛豫效应、声吸收系数、体积黏度系数以及微观粒子平动动能与转动动能间能量传递等物理参数或物理现象的研究中^[6]. 此外, 声速也是相关工程实践领域必需的基础数据, 如叶轮式流体机械中的激波控制. 目前, 国内外获取声速的方法有理论计算^[7,8]和实验测量, 其中实验测量主要包括共振干涉法^[9]和脉冲法^[10]. 在声速的实验测量中, 共振干涉法是国际上应用最广泛的方法, 测量气体声速

精度可达 10 ppm. 然而, 由于液体对声波的吸收能力强, 造成声波信号在介质中急剧衰减, 信噪比降低, 因而该方法很难实现对液体声速的精确测量. 尤其对于高频声速, 由于声吸收系数与频率的平方成正比, 使得此方法的测量精度更低.

布里渊散射法是近年来新兴的一种介质声速光学测量方法, 该方法通过测量散射光中布里渊波谱频移而得到流体声速. 相对于经典的共振干涉法, 布里渊散射法是在宏观热力学平衡状态下进行测量的, 不需外加宏观压力梯度, 可实现液体声速的精确测量. 此外, 非接触式测量使实验本体与散射光接收装置分离, 避免了对实验本体结构形式及加工精度的苛刻要求, 也无需刻意考虑实验本体在高温高压下变形等技术问题. Leipertz 等已成功利用自发布里渊散射测量得到了 1, 1, 1, 3, 3-五氟丁烷^[11]和 1, 1, 1, 2, 3, 3, 3-七氟丙烷^[12]等介质的声速. 然而, 在其利用光子相关技术滤波并进行时域测量时, 需要多个声光调制器和具有高速通道的

* 国家自然科学基金 (批准号: 51106129) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: mghe@mail.xjtu.edu.cn

数字相关器, 实验设备昂贵且操作非常复杂. 此外, Leipertz 等的实验系统尚无法实现介质高频声速的测量.

为此, 本文设计了基于自发布里渊散射的介质声速测量实验装置, 引入法布里-珀罗干涉仪对散射光中不同频率的波谱进行扫描滤波, 并利用数据采集卡对光子计数器输出信号进行采集处理, 获得散射光的频谱, 显著地简化了实验装置和操作流程. 通过测量 298.15 K 饱和液体 CCl₄ 的声速验证了实验方法的可行性. 同时, 本文利用扫描式法布里-珀罗干涉仪周期性的滤波原理, 通过对大角度散射信号的合理分析, 实现了介质高频声速的测量, 对 CCl₄ 在不同频段的声速进行了测量并对 CCl₄ 的色散现象做了初步探索.

2 实验方法

2.1 测量原理

介质内部分子的热运动诱发热声波, 该热声波为各种波长声波的混合, 其波长分量覆盖分子间距离至介质宏观体积. 当激光射入介质时, 介质内的等熵压力涨落诱发介质产生自发布里渊散射, 而热声波作为衍射光栅对散射光形成了波长为 λ_s 的周期性功率调制. 因此, 通过测量散射光的频谱可以获得介质的声速, 通过改变散射角的大小还可以得到介质在较大频段范围内不同频率下的声速, 其中小散射角对应热力学声速而大散射角对应高频声速.

如图 1 所示, 当激光入射时, 其遵循的波动方程为

$$\mathbf{E}_I = \mathbf{E}_0 \exp[i(\mathbf{k}_I \cdot \mathbf{r} - \omega_I t)], \quad (1)$$

式中, \mathbf{E}_I 为入射光电场矢量, \mathbf{k}_I 与 ω_I 为入射光波矢量和角频率. 激光作为交变的电磁场引起流体内部分子中电子作加速运动, 从而形成振荡偶极子, 振

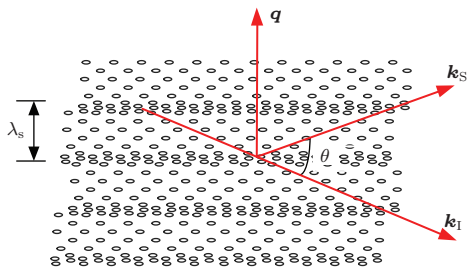


图 1 (网刊彩色) 光散射矢量示意图

荡电偶极子作为二次波源向各个方向辐射电磁波, 引发流体发生自发布里渊散射现象. 求解 Maxwell 方程组可得到入射光在 R 处 (接收点) 的诱导散射电场为 [13]

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_s(\mathbf{R}, t) &= \mathbf{k}_s \times (\mathbf{k}_s \times \mathbf{E}_0) \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} \right) \\ &\times \frac{\exp[i(\mathbf{k}_s R - \omega_I t)]}{4\pi R} \times \int_v \Delta\chi_e(\mathbf{r}', t) \\ &\times \exp[i(\mathbf{k}_I - \mathbf{k}_s) \cdot \mathbf{r}'] d\mathbf{r}', \end{aligned} \quad (2)$$

式中, \mathbf{k}_s 为散射光波矢量, ε_0 和 ε 分别为真空介电常数和介质的介电常数. v 为散射体积. 由于散射光频率变化一般小于 10^{10} Hz, 远远小于入射光的频率 ($\approx 10^{15}$ Hz), 从而可以假设 $|\mathbf{k}_I| \approx |\mathbf{k}_s|$, 进而可求得散射矢量 q 的模为

$$q = |\mathbf{k}_I - \mathbf{k}_s| = \frac{4\pi n}{\lambda_0} \sin \frac{\theta}{2}, \quad (3)$$

式中, n 为介质折射率, θ 为散射角, λ_0 为入射光波长. 然而在实验中散射角不能直接测量, 由于空气的折射率 $n_{\text{空气}} \approx 1$, 因此根据折射定律可以通过下式将散射角 θ 转换为入射角 Θ 进行测量:

$$\sin \Theta \approx n \sin \theta. \quad (4)$$

依据 Poynting 定律, 由散射光电场强度可得散射光强度为

$$\begin{aligned} I_s &= I_I \frac{k_s^4 \sin^2 \vartheta}{(4\pi R)^2} \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} \right)^2 \\ &\times \iint_v \langle \Delta\chi_e(\mathbf{r}'_1, t) \Delta\chi_e(\mathbf{r}'_2, t) \rangle \\ &\times \exp[i(\mathbf{k}_I - \mathbf{k}_s) \cdot (\mathbf{r}'_1 - \mathbf{r}'_2)] d\mathbf{r}'_1 d\mathbf{r}'_2, \end{aligned} \quad (5)$$

由涨落理论可知, 电极化率涨落也可表示为熵 s 和压力 p 的涨落, 即

$$\begin{aligned} &\langle \Delta\chi_e(\mathbf{r}_1, t) \Delta\chi_e(\mathbf{r}_2, t) \rangle \\ &= \left(\frac{\partial \chi_e}{\partial s} \right)_p^2 k_B \rho c_p + \left(\frac{\partial \chi_e}{\partial p} \right)_s^2 \frac{k_B T}{K_s}, \end{aligned} \quad (6)$$

从而散射光强度可表示为

$$\begin{aligned} I_s &= I_I v \frac{k_s^4 \sin^2 \vartheta}{16\pi^2 R^2} \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} \right)^2 \\ &\times \left[\left(\frac{\partial \chi_e}{\partial s} \right)_p^2 k_B \rho c_p + \left(\frac{\partial \chi_e}{\partial p} \right)_s^2 \frac{k_B T}{K_s} \right], \end{aligned} \quad (7)$$

式中, ϑ 为散射光平面与探测光偏振矢量的夹角, k_B 为波尔兹曼常数, ρ 为密度, c_p 为定压比热容, K_s 为等熵压缩系数.

散射光光强是从平均光强的角度描述散射光特征, 而散射光光谱是从更加精细的结构层面研究散射光在各个频率段的光强分布. 通过求解线性流体力学方程, 可以得到散射光的光谱主要由三部分组成^[14]: 温度(熵)涨落引起的瑞利波峰 S^R 和分别居于瑞利峰两侧由压力涨落引起的两个对称的布里渊波峰 S^B :

$$S^R(q, \omega) = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_p \left(\frac{k_B T}{c_p} \right)^2 \frac{2aq^2}{(aq^2)^2 + \omega^2}, \quad (8)$$

$$S^B(q, \omega) = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p} \right)_T \frac{k_B T \rho}{K_s} \times \frac{D_s q^2}{(D_s q^2)^2 + (\omega \pm c_s q)^2}, \quad (9)$$

式中, a 为热扩散率, D_s 为声衰减率, c_s 为声速. 由(8), (9) 式可以看出, 瑞利散射峰呈现以入射光频率为中心的洛伦兹波形, 布里渊散射峰虽然也呈现洛伦兹波形, 但中心频率相对入射光频率有一个大小为 $c_s q$ 的频移. 因此, 测量得到布里渊频移 $\Delta\omega$, 结合(3) 式可获取介质声速 c_s , 即

$$\Delta\omega = c_s q. \quad (10)$$

2.2 测量装置

图2 为本文设计的基于自发布里渊散射的流体声速测量装置. 光源由高稳定性单纵模固体激光器(Colbot Samba™-300)产生, 激光的偏振态为竖直偏振. 通过格兰-泰勒棱镜使进一步提升激光的消偏振比, 利用高精度电动转台和平移台对散射角进行控制, 本文使用的旋转台的角度分辨

率可达 0.0009° . 入射光束经过反射后进入实验本体($\Phi 20 \times 30$ mm), 激发流体介质发出散射光. 在散射光路中依次放置两个直径为 1 mm 和 0.5 mm 的小孔用以确定散射光的方向, 两个小孔之间距离约为 1 m, 这样可以保证光子计数器接收的散射光在一个相干面积内. 通过法布里-珀罗干涉仪(Throlabs SA200-5B)对散射光进行滤波, 为了提高干涉仪的滤波精度, 在距离干涉仪谐振腔中心 40 cm 的位置放置一个焦距为 40 cm 的透镜, 减小散射光在干涉仪中的直径. 最后通过光子计数器(Hamamatsu, H8259-01)将散射光转换成 TTL 信号, 并由数据采集卡和计算机对其进行分析, 获得散射光的光谱, 进而利用光谱中布里渊峰的频移计算流体介质声速.

对于小角度散射, 其布里渊频移一般为 20—1000 MHz, 而本文使用的共焦球面法布里-珀罗干涉仪的自由波谱范围(FSR)为 1500 MHz, 分辨率高于 7.5 MHz, 因此可以分辨散射光中的瑞利谱线和布里渊谱线. 传统方法中, 采用光电倍增管采集散射光信号, 其输出的是电流信号, 传输过程中不可避免的会发生信号衰减, 外界噪声的影响也比较明显, 致使测量信噪比相对较低. 而本文采用的光子计数器输出的是 TTL 信号, 传输过程中基本不会出现信号失真, 可有效的提高测量精度. 文中使用了 NI-PCI 6221 数据采集卡结合自编程对 TTL 信号进行采集. 此数据采集卡有两个计数器: 其中一个用来产生时钟源, 确定相邻两次计数的时间间隔(采样时间); 另一个对来自光子计数器的 TTL 信号进行计数.

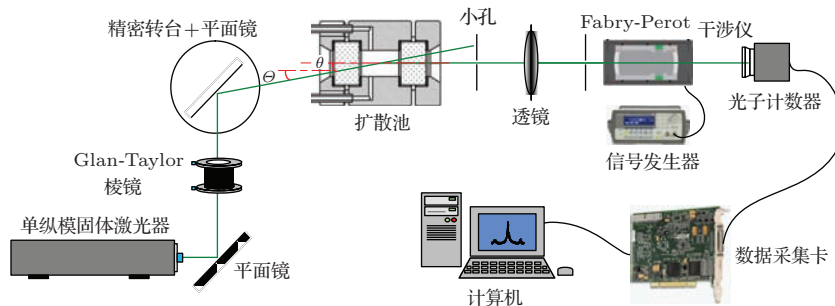


图2 (网刊彩色) 基于自发布里渊散射的流体声速测量装置

信号发生器输出一个周期性的斜波信号至法布里-珀罗干涉仪中的压电陶瓷, 促使干涉仪的谐振腔长度周期性改变. 根据法布里-珀罗干涉仪的滤波原理, 不同的谐振腔长度对应透射不同频率的

入射光. 因此, 随着法布里-珀罗干涉仪的扫描, 光子计数器将依次探测到瑞利散射峰和(反)布里渊散射峰, 再通过数据采集卡记录得到光子数计数率随时间的变化(如图3所示). 实验中一般通过设置

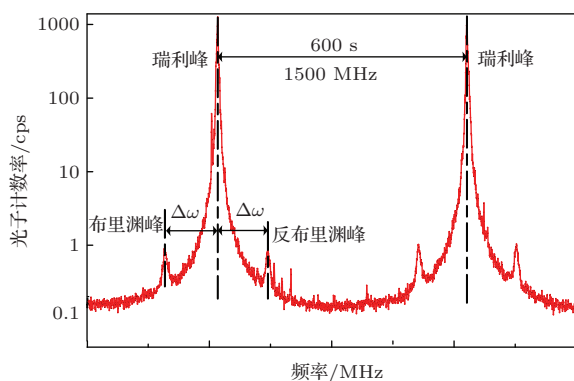


图3 (网刊彩色) 散射光频谱图

信号发生器使得法布里-珀罗干涉仪每扫描一个自由波谱区使用约600 s, 即两个相邻瑞利峰出现的时间间隔为600 s. 这样通过转化因子2.5 MHz/s (1500 MHz/600 s) 可以将时间坐标转化为频率坐标, 因而图3也可以认为是散射光的频谱. 通过测量瑞利峰与(反)布里渊峰出现的时间间隔就可以计算得到布里渊峰的频移. 为了提高频谱分辨

率, 实验时需要尽可能减少采样时间, 增加频谱图中数据点的个数. 本文通过LabVIEW程序控制采样时间为50 ms, 这样在每个自由波谱区内就会有12000 (600 s/50 ms) 个数据点, 而频谱分辨率为0.125 MHz (1500 MHz/12000), 满足测量精度要求.

3 实验结果与分析

3.1 热力学声速测量

本文首先测量了10°—30°内5个入射角的CCl₄声速, 每个角度下进行2次独立测量, 测量结果如表1所示. 298.15 K时, CCl₄的折射率为1.459, 根据(4)式可以得到不同入射角对应的散射角. 当声波频率介于308.6至906.2 MHz范围内时, 各频率下声速测量结果相差小于0.36%且声速不随频率的变化而发生明显变化.

表1 298.15 K饱和液态CCl₄热力学声速测量结果*

$\Theta/(\circ)$	$\theta/(\circ)$	$\Delta\omega/2\pi$ ·MHz		$c_s/m\cdot s^{-1}$		$(1-c_{s,1}/c_{s,2})/\%$
		1次测量	2次测量	1次测量	2次测量	
10	7.0	308.6	309.5	921.5	924.2	0.29
15	10.5	458.5	458.7	919.3	925.1	0.63
20	13.9	610.6	614.3	921.9	924.1	0.24
25	17.2	756.5	758.1	922.3	924.3	0.22
30	20.5	896.8	906.2	920.5	923.6	0.34

*注: 温度测量不确定度小于±0.01 K; 声速测量不确定度小于0.1%.

表2 298.15 K饱和液态CCl₄的热力学声速数据对比

作者	实验	样品 纯度/%	声速 $c_s/m\cdot s^{-1}$
	方法		
本文工作	布里渊散射法	99.5	922.7
Takagi, 2004 ^[15]	共振干涉法	99.9	921.1
Bobik, 1979 ^[16]	共振干涉法	AR	923.4
Kalra, 1994 ^[17]	共振干涉法	AR	928.0
Kiyohara, 1971 ^[18]	共振干涉法	GR	921.2
Narayana, 1989 ^[19]	共振干涉法	GR	922.0
Forte, 1965 ^[20]	共振干涉法	—	927.0
Lagemann, 1949 ^[21]	共振干涉法	—	923.0

表2比较了本文的CCl₄热力学声速测量结果与文献中干涉法测量结果. 本文298.15 K饱和液

态CCl₄的声速测量平均值为922.7 m·s⁻¹, 与文献平均偏差为0.22%; 表1中10次测量结果与文献值的最大偏差为0.57%, 从而证实了此实验方法测量结果的准确性.

3.2 高频声速测量

理论上讲, 本文所使用的法布里-珀罗干涉仪的自由波谱区为1500 MHz, 其滤波分析的最大频谱范围为1500 MHz. 然而在实际应用中, 我们可以利用法布里-珀罗干涉仪周期性扫描的规律, 通过给测量得到的布里渊频移加减整数倍个自由波谱区来分析更大频率的波谱信息, 即 $\Delta\omega_{\text{计算值}} = \Delta\omega_{\text{测量值}} + N \times 1500 \text{ MHz}$. 当散射角较小时, 对应的布里渊频移较小, 没有超过干涉仪的

自由波谱区(1500 MHz), 此时 N 为 0. 然而随着散射角的增大, 布里渊频移也对应增大; 当散射角达到一定值之后, 布里渊频移会超过干涉仪的自由波谱区, 在这种情况下, 测量得到的频移为真实值减去一个最大频谱范围, 此时 N 就为 1. 当散射角继续增大, 布里渊频移可能会超过两个自由波谱区, 此时 N 就为 2. 依此类推, 随着散射角的不断增大, N 的取值就会为 0, 1, 2, ...

另一方面, 当布里渊频移超过干涉仪的自由波谱区时, 必须测量另外一个相临近的入射角来辨别布里渊峰还是反布里渊峰. 如果入射角增大, $\Delta\omega_{\text{测量值}}$ 对应增大, 说明所观测的峰为布里渊峰, 根据(11)式计算其布里渊频移; 如果入射角增大, $\Delta\omega_{\text{测量值}}$ 减小, 说明所观测的峰为反布里渊峰, 其频移根据(12)式计算. 如 $\Theta = 159^\circ$ 时, 测得 $\Delta\omega_{\text{测量值}} = 593.9$ MHz, 此时增大散射角到 $\Theta = 160^\circ$, 测得 $\Delta\omega_{\text{测量值}} = 570.0$ MHz. 可以看出入射角增大, $\Delta\omega_{\text{测量值}}$ 减小, 这样真实布里渊频移可根据(12)式计算得到. 最后通过与热力学声速比较, 从这些计算值中找出最接近热力学声速的真实值. 表 3 给出了 $\Theta = 159^\circ$ 时, N 取不同值时计算得到 $\Delta\omega_{\text{计算值}}$ 与对应的计算声速, 对比小角度测量数据可以得到真实值为 $993.6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

$$\begin{aligned} \Delta\omega_{\text{计算值}} &= \Delta\omega_{\text{测量值}} + N \times 1500\text{MHz}, \\ N &= 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \Delta\omega_{\text{计算值}} &= -\Delta\omega_{\text{测量值}} + N \times 1500\text{MHz}, \\ N &= 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (12)$$

表 3 $\theta = 165.4^\circ$, $\Delta\omega_{\text{测量值}} = 593.9$ MHz 时, 计算 $\Delta\omega_{\text{计算值}}$ 与相应声速

N	$\Delta\omega_{\text{计算值}}/2\pi\cdot\text{MHz}$	c_s 计算/ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	
0	-593.9	-109.1	—
1	906.1	166.5	—
2	2406.1	442.2	—
3	3906.1	717.9	—
4	5406.1	993.6	真实值
5	6906.1	1269.3	—
6	8406.1	1545.0	—

利用上述方法, 本文获取了 5406.1—5521.0 MHz (对应入射角为 159° — 165°) 频率范围内, 温度为 298.15 K 的饱和液相 CCl_4 的高频声速, 测量结果如表 4 所示. 由测量结果可见, 在此范围内,

CCl_4 声速随频率的增大而增大且远远大于其热力学声速, 说明 CCl_4 存在色散现象.

表 4 298.15 K 饱和液态 CCl_4 高频声速测量结果

$\Theta/(\circ)$	$\theta/(\circ)$	$\Delta\omega_{\text{测量值}}/2\pi\cdot\text{MHz}$	$\Delta\omega_{\text{计算值}}/2\pi\cdot\text{MHz}$	$c_s/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
159	165.4	593.9	5406.1	993.6
159	165.4	591.1	5408.9	994.2
160	166.1	570.0	5430.0	997.3
160	166.1	569.1	5430.9	997.5
164	168.9	497.0	5503.0	1008.1
164	168.9	494.8	5505.2	1008.5
165	169.5	483.1	5516.9	1010.0
165	169.5	479.0	5521.0	1010.8

4 结 论

基于自发布里渊散射原理, 本文建立了测定液体热力学声速和声速的实验装置. 设计了一种法布里-珀罗干涉仪结合光子计数器对散射光进行探测分析的实验方法, 该方法将散射光信号转化为 TTL 信号, 传输过程中的信号失真现象得到了有效控制, 显著的提升了液体声速测量精度. 在 308.6—906.2 MHz 频段内, 对温度为 298.15 K 饱和液相 CCl_4 的声速进行了多次测量, 多次测量结果的复现性良好, 与文献值之间的相对偏差绝对平均值为 0.17%, 说明本文实验方法可行且具有较高的测定精度. 利用法布里-珀罗干涉仪周期性扫描的滤波原理, 在测量得到的布里渊频移上加减整数倍个自由波谱区, 获取了更大频率的波谱信息并从中分析得到了介质的高频声速. 对 CCl_4 在 5406.1—5521.0 MHz 频段内的声速进行了测量. 分析 308.6—906.2 MHz 和 5406.1—5521.0 MHz 两个频段内的实验结果发现, CCl_4 的热力学声速随频率无明显变化, 而高频声速随频率的增大呈增大趋势且远大于热力学声速, 证实 CCl_4 具有色散现象.

参考文献

[1] He M G, Liu Z G 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1004 (in Chinese) [何茂刚, 刘志刚 2002 物理学报 **51** 1004]
 [2] Liu Q, Feng X J, Duan Y Y 2014 *CIESC Journal* **65** 1162 (in Chinese) [刘强, 冯晓娟, 段远源 2014 化工学报 **65** 1162]

- [3] Wilhelm E, Letcher T M 2010 *Heat Capacities: Liquids, Solutions and Vapours* (Cambridge:RSC Publishing) p185
- [4] Zuckerwar A J 2002 *Handbook of the Speed of Sound in Real Gases* (Volume 1) (Amsterdam:Academic Press) p89
- [5] Wang X F, Xiong X C, Gao M Z 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 114303 (in Chinese) [王新峰, 熊显潮, 高敏忠 2011 物理学报 **60** 114303]
- [6] Herzfeld K F, Litovitz T A 1959 *Absorption and Dispersion of Ultrasonic Waves* (New York: Academic Press) p49
- [7] Geng H Y, Wu Q, Tan H, Cai L C, Jing F Q 2002 *Chin. Phys.* **11** 1188
- [8] Liu K, Chen J S 2011 *Chin. Phys. B* **20** 020501
- [9] An B L, Liu Q, Duan Y Y 2012 *J. Eng. Thermophys.* **33** 561 (in Chinese) [安保林, 刘强, 段远源 2012 工程热物理学报 **33** 561]
- [10] Ball S J, Trusler J P M 2001 *Int. J. Thermophys.* **22** 427
- [11] Fröba A P, Krzeminski K, Leipertz A 2004 *Int. J. Thermophys.* **25** 987
- [12] Fröba A P, Botero C, Leipertz A 2006 *Int. J. Thermophys.* **27** 1609
- [13] Chu B 1991 *Laser Light Scattering: Basic Principles and Practice* (2nd Ed.) (New York: Academic Press) p22
- [14] Mountain R D 1966 *Rev. Mod. Phys.* **38** 205
- [15] Takagi T, Sawada K, Urakawa H, Ueda M, Cibulka I 2004 *J. Chem. Thermodyn.* **36** 659
- [16] Bobik M, Niepmann R, Marius W J 1979 *J. Chem. Thermodyn.* **11** 351
- [17] Kalra C K, Singh C K, Spah C D 1994 *J. Chem. Eng. Data* **39** 372
- [18] Klyohara O, Arakawa K 1971 *Bulletin of the Chemical Society of Japan* **44** 1224
- [19] Narayana L K, Swamy M K 1989 *J. Chem. Eng. Data* **34** 19
- [20] Fort J R, Moore R W 1965 *Transactions of the Faraday Society* **61** 2102
- [21] Lagemann T R, Mcmillan R D, Woolf E W 1949 *J. Chem. Phys.* **17** 369

Speed of sound measurement from spontaneous Brillouin scattering*

Zhang Ying Wang Sheng Zheng Xiong He Mao-Gang[†]

(Key Laboratory of Thermo-Fluid Science and Engineering, Ministry of Education, School of Energy and Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(Received 16 June 2014; revised manuscript received 19 September 2014)

Abstract

In order to overcome the problem of poor accuracy of resonant interferometer method in the measurement of thermodynamic sound speed and hypersound speed of liquids an experimental setup for measuring the sound speed of liquids is established based on the principle of spontaneous Brillouin light scattering. A Fabry-Perot interferometer is used to filter the scattered light and a data acquisition card as well as a photon counting head is used to detect and analyze the scattered light, then a data acquisition and analysis method of scattered light is presented. This method overcomes the limitation of the signal distortion in conventional Brillouin light scattering and increases the measuring accuracy of the sound speed of liquids remarkably. The sound speed of saturated liquid CCl₄ is measured in the frequency range of 308.6 to 906.2 MHz at 298.15 K. Results agree well with the data reported in the literature, and show that the experimental method is feasible. In addition, the method for measuring the ultrasonic speed is proposed by adding several free spectral ranges to the measured Brillouin frequency-shift. The ultrasonic speed of CCl₄ measured is in the frequency range of 5406.1—5521.0 MHz. It is shown that the thermodynamic sound speed does not change with the sound frequency, while the hypersound speed increases with the increase of sound frequency and it is much greater than the thermodynamic sound speed, which proves the dispersion phenomena of CCl₄.

Keywords: spontaneous Brillouin scattering, thermodynamic sound speed, hypersound speed, CCl₄

PACS: 78.35.+c, 62.60.+v

DOI: [10.7498/aps.64.037801](https://doi.org/10.7498/aps.64.037801)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51106129).

[†] Corresponding author. E-mail: mghe@mail.xjtu.edu.cn