

基于自发瑞利-布里渊散射的氮气体黏滞系数的测量

吴涛 商景诚 何兴道 杨传音

Measurement of bulk viscosity of nitrogen based on spontaneous Rayleigh-Brillouin scattering

Wu Tao Shang Jing-Cheng He Xing-Dao Yang Chuan-Yin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 077801 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20172438

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172438>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I7>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[气体自发瑞利-布里渊散射的理论分析及压强反演](#)

Theoretical analyses of gaseous spontaneous Rayleigh-Brillouin scattering and pressure retrieving

物理学报.2018, 67(3): 037801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.037801>

[利用自发布里渊散射测量液体声速](#)

Speed of sound measurement from spontaneous Brillouin scattering

物理学报.2015, 64(3): 037801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.037801>

[布里渊动态光栅原理及其在光纤传感中的应用](#)

Principle of Brillouin dynamic grating and its applications in optical fiber sensing

物理学报.2017, 66(7): 075201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.075201>

[等离子体密度对激光拉曼放大机理的影响](#)

Plasma density effect on backward Raman laser amplification

物理学报.2015, 64(10): 105201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.105201>

# 基于自发瑞利-布里渊散射的氮气 体黏滞系数的测量\*

吴涛<sup>†</sup> 商景诚 何兴道 杨传音

(南昌航空大学, 江西省光电检测技术工程实验室, 无损检测与光电传感技术及应用国家地方联合工程实验室, 南昌 330063)

(2017年11月13日收到; 2018年1月27日收到修改稿)

体黏滞系数是从微观角度认识气体分子黏滞性的重要参数, 传统的兆赫兹声频范围的声波吸收方法无法直接应用于声波弛豫效应在千兆赫兹范围的高频领域, 而瑞利-布里渊散射则能实现对声波弛豫效应在千兆赫兹的气体体黏滞系数的测量. 本文测量了532 nm激光激发的常温下压强分别为1—9 bar的氮气的自发瑞利-布里渊散射光谱, 利用已知温度和压强的理论模型对测量光谱进行了比较, 获得了准确的散射角. 利用该散射角并结合 $\chi^2$ 值最小原理反演得到不同压强(4—9 bar)下氮气的平均体黏滞系数为 $(1.46 \pm 0.14) \times 10^{-5} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ , 该结果与文献中利用自发瑞利-布里渊散射获得的结果和理论计算结果相近, 但与相干瑞利-布里渊散射的测量结果相差明显. 利用该平均体黏滞系数对氮气在不同压强下的温度进行了反演, 得到各压强下的温度与实际温度的绝对误差小于2.50 K, 反演温度的平均值与实际温度误差小于0.15 K, 该结果证明了实验测量得到的氮气的体黏滞系数具有较高的准确性, 同时也说明利用瑞利-布里渊散射反演气体参数具有较高的准确性和可靠性.

**关键词:** 布里渊散射, Tenti S6模型, 体黏滞系数, 温度反演

**PACS:** 78.35.+c, 52.38.Bv

**DOI:** 10.7498/aps.67.20172438

## 1 引言

黏滞系数主要包括体黏滞系数和剪切黏滞系数, 是描述介质内摩擦力性质的一个重要参数. 研究和测定介质的黏滞系数不仅在材料科学研究方面, 而且在工程技术及其他领域有重要作用. 黏滞系数(体黏滞系数和剪切黏滞系数)也是气体动力学描述的重要参数, 其依赖于气体分子内部的自由度<sup>[1]</sup>. 体黏滞系数和剪切黏滞系数可以从更加微观的角度去认识气体的黏滞性. 剪切黏滞度可以直接由化学物理手册查到或理论计算得出<sup>[2]</sup>, 但体黏滞系数通常需要实验测量.

布里渊散射是光波与声波在传播时相互作用产生的光散射过程. 通过对布里渊光谱进行分析,

可以获得液体或气体的一些宏观物理参数, 如温度<sup>[3,4]</sup>、压力(密度)等<sup>[5]</sup>, 也可以获得一些微观热力学性能, 如体黏滞系数、声速、热容比等. 对液体体黏滞系数的研究, 徐建峰等<sup>[6]</sup>利用受激布里渊散射测量了水的体黏滞系数, 并获得了较好的测量结果; 史久林<sup>[7]</sup>利用受激布里渊散射对水体的特征参数进行了测量并做了相应的基础研究. 对于气体体黏滞系数测量的研究, 早期主要采用声波吸收的方法<sup>[8]</sup>, 然而兆赫兹声频范围的声波吸收方法的测量结果无法直接应用于声波弛豫效应在千兆赫兹范围的高频领域的气体实验. 如光散射实验中, Pan等<sup>[9]</sup>发现利用相干瑞利-布里渊散射测量的CO<sub>2</sub>的体黏滞系数比声波测量值小1000倍. 利用瑞利-布里渊散射则能够测量声波弛豫效应

\* 国家自然科学基金(批准号: 41665001, 61177096)、航空科学基金(批准号: 2015ZC56006)和江西省研究生创新专项资金(批准号: YC2017-S337)资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: wutccnu@nchu.edu.cn

在千兆赫兹的气体黏滞系数. Gu和Ubachs<sup>[10]</sup>测量了403 nm激光激发的氮气在250—330 K的自发瑞利-布里渊散射光谱, 得到氮气体黏滞系数为 $\sigma_{\eta_b} = (0.8\text{—}2.1) \times 10^{-5} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ ; 同时测量了366.8 nm激光与氮气相互作用在255—340 K下的自发瑞利-布里渊散射光谱, 得到氮气体黏滞系数为 $(0.7\text{—}2.0) \times 10^{-5} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ <sup>[11]</sup>, 并证明了366.8 nm和403 nm之间相隔40 nm激光波长的变化不影响气体黏滞系数. Vieitez等<sup>[12]</sup>和Meijer等<sup>[13]</sup>使用532 nm激光测量了室温下相干瑞利-布里渊散射, 得到氮气体黏滞系数都为 $2.6 \times 10^{-5} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ , 但相对于Gu等的测量结果明显偏大. 因而, 准确获得532 nm激光测量的氮气体黏滞系数对于利用532 nm激光雷达对大气温度廓线及超燃发动机流场参数测量非常重要.

本文使用532 nm激光作为激发光源, 测量了室温299 K, 压强1—9 bar下N<sub>2</sub>的自发瑞利-布里渊散射光谱, 并利用已知温度和压强的Tenti S6模型对测量光谱进行了比较, 获得了准确的散射角, 同时根据 $\chi^2$ 值最小原理对氮气在不同压强下的体黏滞系数进行了反演, 对影响测量准确性的因素进行了分析和讨论, 最后利用反演的体黏滞系数值对实验气体温度进行反演, 来验证所得氮气体黏滞系数的准确性.

## 2 理论分析

布里渊散射是由气体分子或原子运动引起的非弹性散射, 散射光的频率相对于入射光会发生变化, 即产生布里渊频移 $\Delta v_b$ , 其可由下式来表达:

$$\Delta v_b = \pm \frac{2nV}{\lambda} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right), \quad (1)$$

式中 $n$ 为气体介质的折射率,  $V = \sqrt{\gamma RT/m}$ 为声速,  $\gamma$ 为理想气体比热容,  $R$ 是气体常数,  $T$ 为气体温度,  $m$ 为气体分子质量,  $\theta$ 为散射角,  $\lambda$ 为入射激光波长.

发生频移的布里渊峰与声波阻尼有关, 并且依赖于气体介质的动力学特性和光散射参数. 其中, 剪切黏滞度与流体分子间的动量交换有关, 热导率为单位面积上的热流动与温度梯度的比. 在较为稀薄的气体中, 它们主要与气体的温度有关, 与压强的相关性较小, 可以忽略. 比如压强1—50 bar的

变化仅引起剪切黏滞度10%的变化<sup>[14]</sup>. 理想气体的剪切黏滞度 $\eta_s$ 和热导率 $k$ 由Sutherland公式<sup>[2]</sup>给出:

$$\frac{\eta_s}{\eta_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2} \left(\frac{T_0 + S_\eta}{T + S_\eta}\right), \quad (2)$$

$$\frac{k}{k_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2} \left(\frac{T_0 + S_k}{T + S_k}\right). \quad (3)$$

对于氮气, 我们取 $\eta_0 = 1.663 \times 10^{-5} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ 和 $k_0 = 0.0242 \text{ W}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$ 为 $T_0 = 273 \text{ K}$ 时的参考值, Sutherland常数 $S_\eta = 107 \text{ K}$ ,  $S_k = 150 \text{ K}$ .

另一个与瑞利-布里渊散射谱相关的重要参数是体黏滞系数 $\eta_b$ . 在液体中布里渊散射产生的布里渊峰与瑞利峰完全分离, 可以利用布里渊光谱的半高宽来计算获得其体黏滞系数<sup>[6]</sup>, 布里渊线宽 $\Gamma_B$ 表达式为

$$\Gamma_B = \frac{1}{\rho v^2} \left[ \frac{4}{3} \eta_s + \eta_b + \frac{k}{C_p} (\gamma - 1) \right] 4\pi^2 \Delta v_b^2, \quad (4)$$

$\rho$ 是密度,  $v$ 为声速,  $\gamma = C_p/C_v$ ,  $C_p$ 是等压热容,  $C_v$ 是等容热容. 对于气体而言, 以上体黏滞系数的计算公式不再适用, 因为气体中产生的自发瑞利-布里渊散射的瑞利峰与布里渊峰不能明显分开, 无法精确获得布里渊峰的半高宽, 但气体体黏滞系数可由自发或相干瑞利-布里渊散射实验获得. 相干瑞利-布里渊散射是由两个相交的激光束在气体上通过光学偶极子力导致气体密度产生波浪式的扰动变化引起的, 自发和相干瑞利-布里渊散射可以用相同的参量来描述, 都可以用来测量声波弛豫效应在千兆赫兹范围的气体体黏滞系数, 但是这两种测量方法又是独立的. 相干瑞利-布里渊散射信号要比自发送射的信号强, 而且前者散射光谱线型与后者相比具有明显的不同.

## 3 实验和数据计算分析

测量氮气自发瑞利-布里渊散射信号的实验装置如图1所示. 激光器(Verdi V-10, Coherent)发出10 W的532 nm的激光(激光线宽小于5 MHz)被分光镜M1按95/5的比例分成两束光. 95%的光束作为激发光, 其经过反射镜M3被凸透镜L1(焦距20 cm)聚焦(焦斑直径约为60  $\mu\text{m}$ )到散射池的中心后与气池中气体相互作用产生瑞利-布里渊散射, 在近似90°散射方向的信号经过透镜L2(焦距8 cm), L3(焦距5 cm)准直, 针孔滤波器S2(直

径 100 μm) 的滤波, 透镜 L4(焦距 5 cm), L5(焦距 10 cm) 的再次准直聚焦到 Fabry-Perot (F-P) 扫描干涉仪中, 在扫描控制仪的控制下, F-P 扫描干涉仪实现光谱扫描, 扫描鉴频后的信号经光纤耦合器后被光子探测器 (SPCM-AQRH-14, Perkin-Elmer) 探测, 并经过光子计数卡 (P7882, Fast ComTech) 传输到计算机中进行光谱采集分析. 另一束 5% 的光束作为参考光用来校准 F-P 扫描干涉仪和一系列光具组元件, 在进行光谱测量时要将该光束挡住.

实验中使用的共焦腔式的 F-P 扫描干涉仪由扫描控制仪控制, 其镜面反射率为 99.5%, 自由光谱范围 (FSR) 是 10 GHz, 半高宽 (FWHM) 为 105 MHz. 扫描控制仪的控制信号和光子计数卡的采集信号都可以在示波器上显示. 另外散射池被设计成了带有布儒斯特窗的梯形形状, 散射池窗片双面都镀有增透膜, 用来减少激光能量在散射池内的损失. 为了实现气池温度的控制, 气池上装有温控系统, 实验温度控制在 299 K.

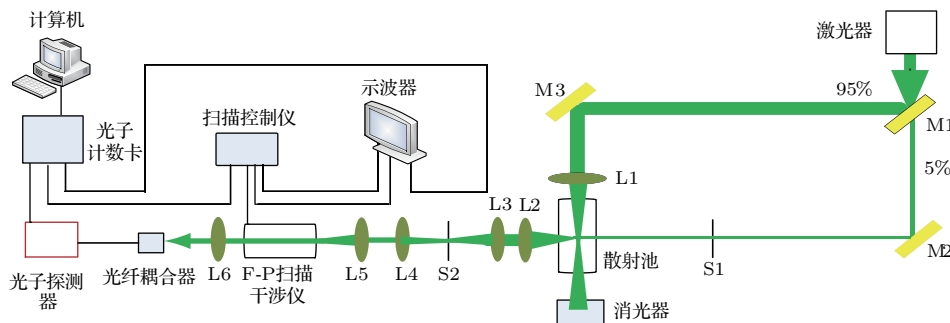


图 1 测量氮气自发瑞利-布里渊散射光谱的实验装置

Fig. 1. Experimental setup of spontaneous Rayleigh-Brillouin scattering (SRBS) spectra of Nitrogen.

在忽略激光线宽 (该实验中的激光线宽小于 5 MHz) 下, 实验测量的瑞利-布里渊散射光谱可认为是理论光谱  $S_{mol}(f)$  (Tenti S6 模型) 与仪器 (F-P 扫描干涉仪) 传递函数  $w(f)$  卷积的结果, 同时实际测量光谱中存在来自气溶胶散射或散射池的光反射等引起的附加窄带光谱结构. 在考虑窄带光谱结构的情况下, 测量光谱的表达式为 [15]

$$I(f) = S(f)_{mn} * w(f) = (I_{mol} \cdot S_{mol}(f) + I_{nbss} \cdot S_{nbss}(f)) * w(f), \quad (5)$$

式中  $S(f)_{mn}$  是总的光谱结构,  $S_{mol}(f)$  是 Tenti S6 模型描述瑞利-布里渊散射的归一化的光谱线型,  $S_{nbss}(f)$  是描述窄带光谱结构的狄拉克函数,  $I_{mol}$  和  $I_{nbss}$  是各自对应的光谱强度. 当 Tenti S6 模型中的其他参数固定时, 用来描述理论光谱与测量光谱拟合效果的  $\chi^2$  值可以看作是体黏滞系数的函数. 当  $\chi^2$  值取得最小时, 对应的体黏滞系数就是测量光谱体黏滞系数反演的最优值.  $\chi^2$  值的计算公式为

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{[I_e(f_i) - I_m(f_i)]^2}{\sigma_i(f_i)^2}, \quad (6)$$

式中  $I_e(f_i)$  和  $I_m(f_i)$  分别为卷积后的 Tenti S6 模型的光谱强度和实验测量的瑞利-布里渊散射光谱

强度;  $N$  为独立频率样本数;  $\sigma_i(f_i)$  为实验的系统误差, 其包括背景噪声和探测器的暗计数.

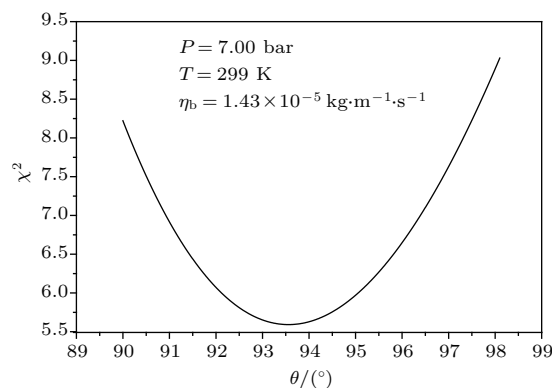


图 2 对 7 bar 下的自发瑞利-布里渊散射光谱进行散射角反演

Fig. 2. Retrieving of scattering angle from SRBS spectrum at 7 bar.

根据 (1) 式可知, 散射角在 90° 附近微小的几何不确定度会对布里渊频移产生较明显的影响. 如果采用 90° 作为实际散射角对测量光谱进行拟合来反演气体参数, 不仅光谱拟合效果较差, 而且会将误差传递给待测参数, 对体黏滞系数以及温度反演结果的准确性产生一定的影响. 因此在利用测量光谱对体黏滞系数进行反演之前, 需要将对应条件下的理论光谱与实验光谱比较获得较为准确的优化散射角. 图 2 显示了利用 (5) 式拟合在压强为

7 bar、实验温度为 299 K 下测量的瑞利-布里渊散射谱, 根据最小  $\chi^2$  值原理对瑞利-布里渊散射光谱的散射角进行反演的方法. 由图 2 可以看出  $\chi^2$  最小值对应的散射角即为该实验条件下的最优散射角  $93.6^\circ$ .

我们利用上述装置测量了氮气在 1—9 bar 下的自发瑞利-布里渊散射光谱, 结果如图 3 所示. 理论光谱 (Tenti S6 模型) 用蓝色实线表示, 实验测量光谱用黑色实点表示, 两者之间的误差用红色实点表示.

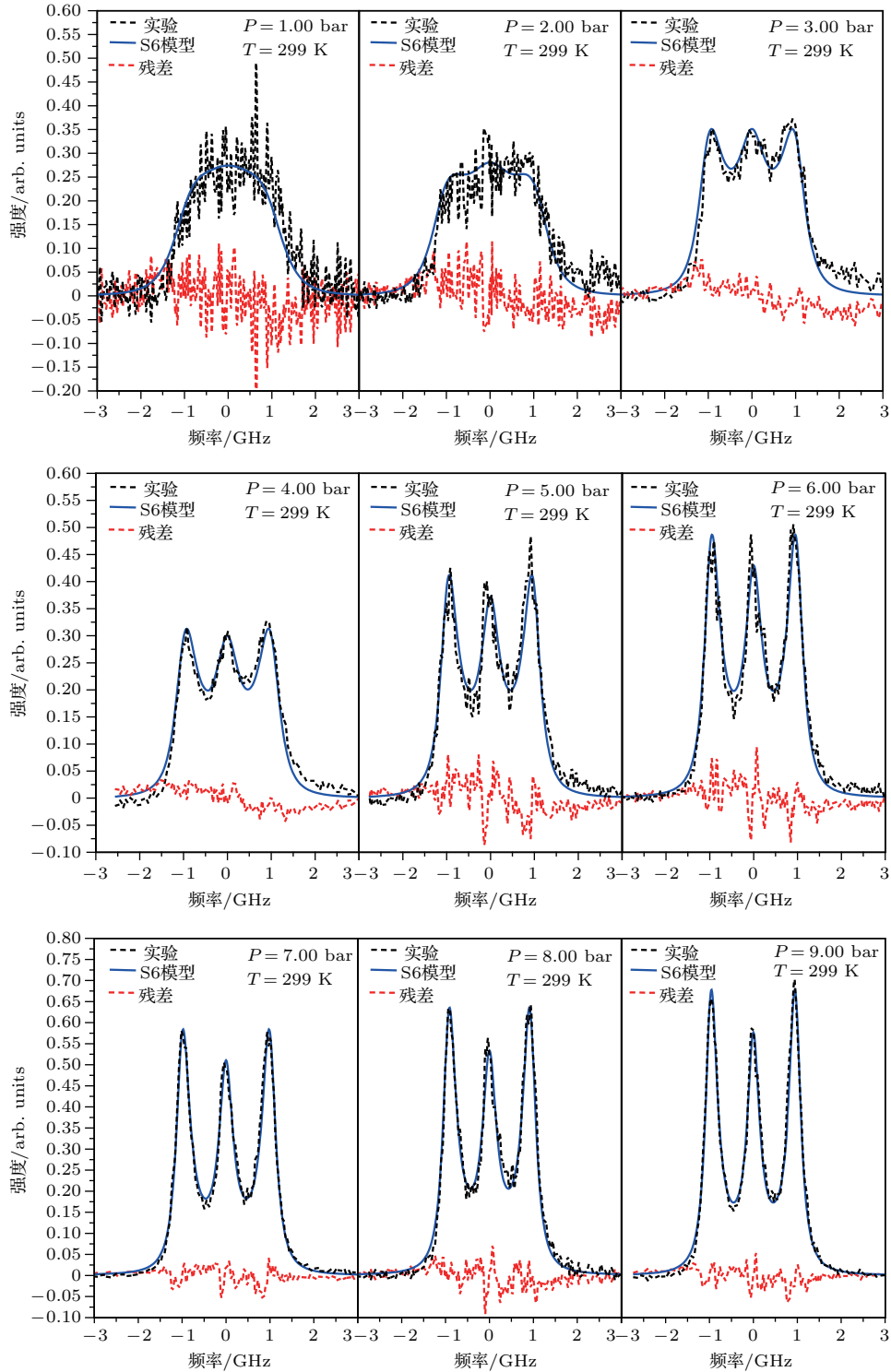


图 3 测量的氮气在 1—9 bar 下的瑞利-布里渊散射光谱、拟合光谱及两者的误差

Fig. 3. Measured spectral of SRBS of Nitrogen corresponding to 1—9 bar, fitting spectra and the error between them.

由图3可以看出,在压力较高( $> 2$  bar)的条件下,测量光谱与理论光谱具有较好的一致性,这为氮气参数的准确反演提供了良好的基础;而低压下( $\leq 2$  bar)的测量光谱信噪比和对称性较差,可能会对体黏滞系数的测量引起较大的误差.为了对窄带光谱结构(微弱米散射及散射池反射)进行量化表示,我们引入了窄带光谱结构 $I_{\text{nbss}}$ 与瑞利散射强度 $I_{\text{Rmol}}$ 的比值( $I_{\text{nbss}}/I_{\text{Rmol}}\%$ )<sup>[16]</sup>.通过计算得到压强为1—9 bar下窄带光的量化值分别为25.9%, 24.3%, 1.2%, 2.9%, 6.2%, 7.5%, 3.4%, 1.5%, 1.9%.据此可知,低压下( $\leq 2$  bar)的米散射(或散射池反射强度)和噪声相对于测量光谱较为明显,高压条件下测量信号光谱中米散射或散射池反射强度相

对于测量光谱较弱,同时由于窄带光可由狄拉克函数表示,光谱线宽很窄,其光谱仅仅会叠加在瑞利散射光谱上,对布里渊峰强度影响很小,而体黏滞系数仅影响产生布里渊峰的明显程度,因此窄带光对体黏滞系数测量的影响可以忽略.

在对氮气体黏滞系数进行反演时,采用了散射角 $93.6^\circ$ 、实验温度299 K,实验压强分别为1—9 bar等参数.由于在压强为1 bar时氮气的体黏滞系数的测量结果比其他压强下的测量结果小约两个数量级且 $\chi^2$ 最小值点不易确定,因此在图4和图5中仅给出了压强为2—9 bar下的测量结果.图4给出了氮气在压强为2—9 bar条件下的体黏滞系数的反演结果.

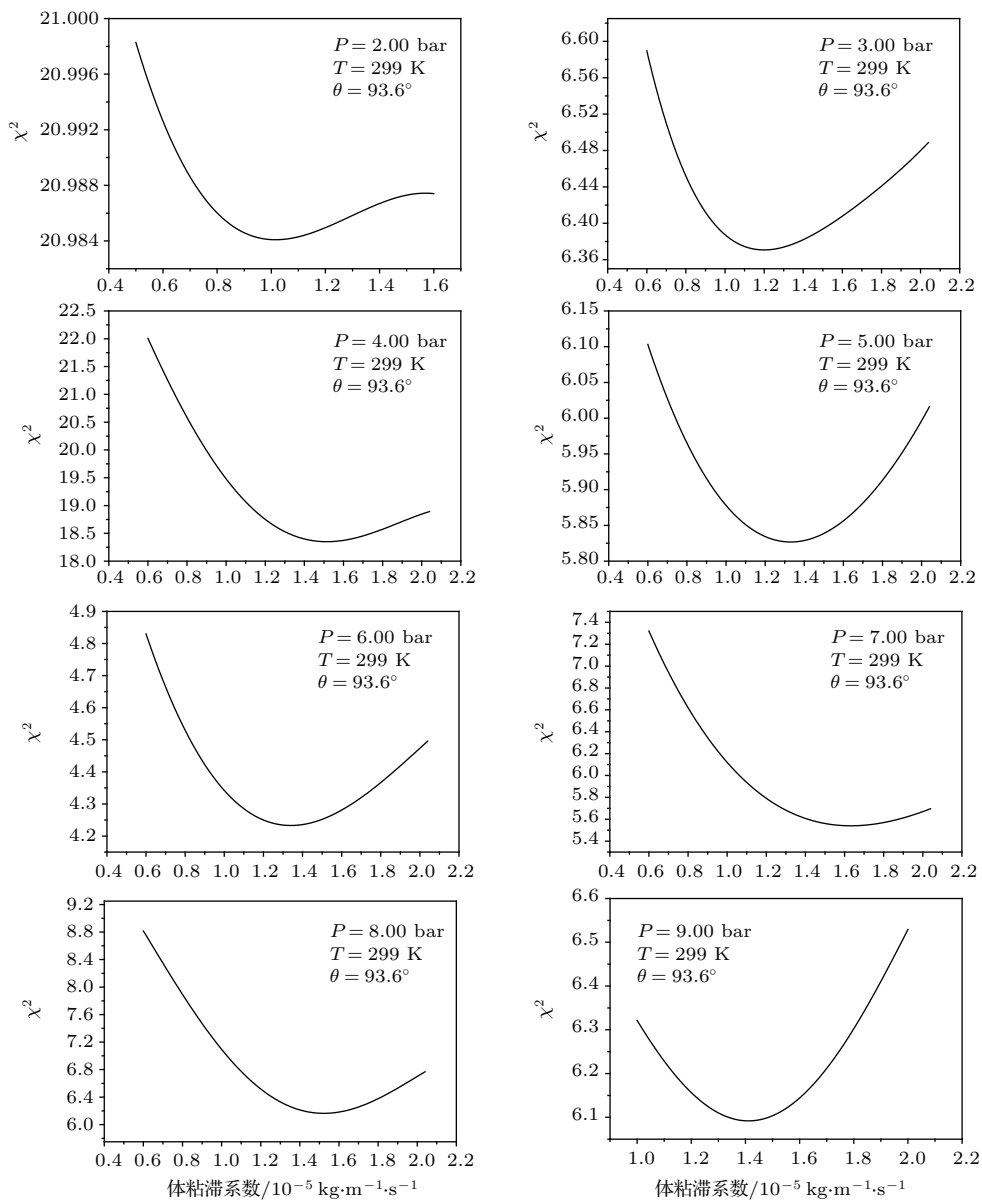


图4 氮气在2—9 bar条件下的体黏滞系数反演值  
Fig. 4. The retrieved bulk viscosity of Nitrogen corresponding to 2—9 bar.

由图 4 可知, 类似于散射角的反演, 不同实验条件下随着体黏滞系数的变化,  $\chi^2$  都明显地有一个最小值, 该最小值对应的体黏滞系数即为该实验条件下的最优体黏滞系数, 压强为 2—9 bar 条件下的最优体黏滞系数测量结果如图 5 所示.

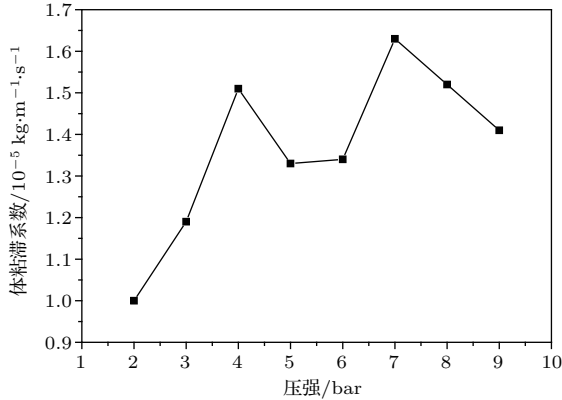


图 5 压强在 2—9 bar 下测量的氮气的体黏滞系数  
Fig. 5. The optimized bulk viscosity of Nitrogen under the pressure range from 2 bar to 9 bar.

由图 5 可知, 压强为 2 bar 和 3 bar 的条件下的体黏滞系数的测量结果明显比高压条件下的测量结果小, 这可能是由低压条件下的低信噪比、布里渊散射峰不突出以及使用的散射角误差大(使用 7 bar 压力下优化的散射角)引起的, 而 4—9 bar 下测量的氮气体黏滞系数则在平均值附近波动, 置信区间为 99.8%. 不同压力下氮气体黏滞系数测量误差来自于压强显示误差(对体黏滞系数的贡献  $2 \times 10^{-7} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ )、实验温度波动 ( $\pm 0.5 \text{ K}$  对体黏滞系数的贡献  $3 \times 10^{-8} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ ) 以及由压强变化导致气体折射率的变化引起散射角的微小变化和优化获得的散射角的不确定度 ( $\pm 0.8^\circ$  对应体黏滞系数不确定度约  $5 \times 10^{-7} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ ). 最主要的误差来自于谱线拟合产生的统计误差, 为了实现测量结果的统计误差的量化计算, 根据公式 [12,13]

$$\sigma_{\eta_b} = \left( \frac{N'}{2} \frac{d^2 \chi^2}{d\eta_b^2} \right)^{-1/2}, \quad (7)$$

式中  $N'$  等于离散频率样本数, 计算得到压强为 4—9 bar 下体黏滞系数对应的统计误差范围为  $\sigma_{\eta_b} = (0.11\text{—}0.02) \times 10^{-5} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ , 而且随着压强的增大体黏滞系数的系统误差逐渐变小. 由于体黏滞系数与气体压力相关性较小, 在忽略压强为 1, 2 和 3 bar 测量的体黏滞系数时, 将

4—9 bar 下体黏滞系数进行平均获得平均体黏滞系数来消除实验过程中各种波动因素(温度、散射角及压力计显示误差)以及谱线拟合产生的统计误差的影响. 综合考虑各种误差后, 压强为 4—9 bar 条件下的测量体黏滞系数的平均值为  $(1.46 \pm 0.14) \times 10^{-5} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ , 测量误差在 10% 以内. 为了将该测量结果与已有文献报道的结果进行比较, 将相同温度 (299 K) 或室温下各文献测得的氮气的体黏滞系数列于表 1. 通过比较, 发现本实验获得的体黏滞系数与表 1 中 Gu 和 Ubachs 等在 366 nm [11] 和 403 nm [10] 激光波长下测量自发瑞利-布里渊散射获得的结果相近, 比 Vieitez 等 [12] 和 Meijer 等 [13] 使用 532 nm 激光测量的相干瑞利-布里渊散射获得的结果明显要小. 同时, 本实验结果与声波吸收方法测量的结果 [17] 和理论计算结果 [18] 也相近, 而且 Pan 等 [19], Cornella 和 Gimelshein 等 [20] 以及 Graul 和 Lilly 等 [21] 采用声波吸收法测量的体黏滞系数值作为理论模型的已知量对氮气相干瑞利-布里渊散射的测量谱线进行拟合, 发现理论谱线与实验测量的谱线很符合.

表 1 测量的体黏滞系数及相同温度 (299 K) 或室温下各文献测得的氮气的体黏滞系数

Table 1. Measured bulk viscosity and bulk viscosity of Nitrogen got by different papers at 299 K or room temperature.

文献	实验类型	波长/nm	温度/K	体黏滞系数/ $10^{-5} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$
[17]	声波吸收	—	293	1.28
[18]	理论计算	—	299	1.35
[10]	自发	403	299	$1.42 \pm 0.30$
[11]	自发	366.8	299	$1.41 \pm 0.70$
[12]	自发	366.5	295—303	2.20
	相干	532		$2.6 \pm 0.50$
[13]	相干	532	293	$2.6 \pm 0.50$
当前的工作	自发	532	299	$1.46 \pm 0.14$

为了进一步对当前反演得到的体黏滞系数的准确性进行验证, 使用平均体黏滞系数  $1.46 \times 10^{-5} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$  对另一组压强为 1—9 bar 的测量光谱进行拟合来反演气体温度. 温度反演原理及过程与体黏滞系数的反演相同. 各压强下氮气的反演温度及反演温度的平均值与实验温度 299 K 的比较, 以及它们之间的误差结果如图 6 所示. 由

图6可知反演得到的温度与实验控制温度最大误差小于2.50 K, 平均处理后的反演温度299.14 K (标准误差为1.62 K) 与实验控制温度299 K误差小于0.15 K, 该温度反演结果的准确性较高. 该反演结果进一步证明了本实验在压强为4—9 bar条件下反演得到的体黏滞系数的准确性, 同时也说明利用瑞利-布里渊散射反演气体温度具有较高的准确性和可靠性.

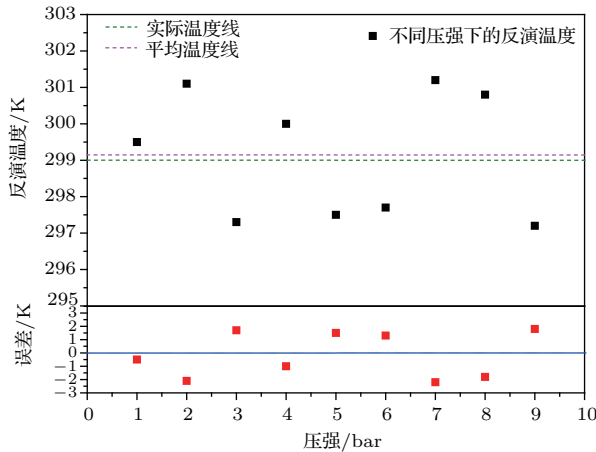


图6 实验温度、各压强下氮气的反演温度、反演温度的平均值及它们之间的误差

Fig. 6. Experimental temperature, retrieved temperature, average temperature and the error between them.

## 4 结 论

本文利用已有实验平台测量了氮气在压力为1—9 bar条件下的自发瑞利-布里渊散射光谱来获取氮气体黏滞系数. 为了消除散射角几何计算误差对氮气体黏滞系数反演结果的影响, 利用 $\chi^2$ 值最小原理对实验散射角进行了反演, 得到散射角为 $93.6^\circ$ . 利用该散射角并结合 $\chi^2$ 值最小原理反演得到不同压强下氮气的平均体黏滞系数为 $(1.46 \pm 0.14) \times 10^{-5} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ , 该值与文献中利用自发瑞利-布里渊散射获得结果相近, 但与相干瑞利-布里渊散射的测量结果相差明显. 同时使用获得的平均体黏滞系数对另一组压强为1—9 bar的测量光谱进行拟合来反演气体温度. 结果表明反演的温度与实验控制温度的最大偏差小于2.50 K, 反演不同压强下的温度的平均值与实验控制温度的绝对误差为0.14 K. 以上实验结果证明了自发瑞

利-布里渊散射可用于对气体体黏滞系数的准确测量, 弥补了传统测量方法的局限性, 为利用激光雷达实现大气温度廓线测量及超燃发动机流场参数的测量提供准确数据, 同时也说明利用瑞利-布里渊散射反演气体参数具有较高的准确性和可靠性.

## 参考文献

- [1] Mayorga M, Velasco R M 1997 *Mol. Phys.* **92** 49
- [2] White F M 2006 *Viscous Fluid Flow* (3rd Ed.) (New York: McGraw-Hill) p287
- [3] Witschas B, Gu Z, Ubachs W 2014 *Opt. Express* **22** 29655
- [4] Shang J C, Wu T, He X D, Yang C Y 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 037801 (in Chinese) [商景诚, 吴涛, 何兴道, 杨传音 2018 物理学报 **67** 037801]
- [5] Gerakis A, Shneider M N, Stratton B C 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 031112
- [6] Xu J F, Li R S, Zhou J, Liu D H 2001 *Acta Opt. Sin.* **09** 1112 (in Chinese) [徐建峰, 李荣胜, 周静, 刘大禾 2001 光学学报 **09** 1112]
- [7] Shi J L 2013 *Ph. D. Dissertation* (Wuhan: Huazhong University of Science and Technology) (in Chinese) [史久林 2013 博士学位论文 (武汉: 华中科技大学)]
- [8] Herzfeld K F, Litovitz T A, Yeager E 1960 *Phys. Today* **13** 44
- [9] Pan X, Shneider M N, Miles R B 2005 *Phys. Rev. A* **71** 45801
- [10] Gu Z, Ubachs W 2014 *J. Chem. Phys.* **141** 104320
- [11] Gu Z, Ubachs W 2013 *Opt. Lett.* **38** 1110
- [12] Vieitez M O, van Duijn E J, Ubachs W, Witschas B, Meijer A, de Wijn A S, Dam N J, van de Water W 2010 *Phys. Rev. A* **82** 043836
- [13] Meijer A S, de Wijn A S, Peters M F E, Dam N J, van de Water W 2010 *J. Chem. Phys.* **133** 164315
- [14] Gu Z, Witschas B, van de Water W, Ubachs W 2013 *Appl. Opt.* **19** 4640
- [15] Witschas B, Lemmerz C, Reitebuch O 2014 *Opt. Lett.* **39** 1972
- [16] Mielke A F, Seasholtz R G, Elam K A 2005 *Exp. Fluids* **39** 441
- [17] Prangma G J, Alberga A H, Beenakker J J M 1973 *Physica* **64** 278
- [18] Cramer M S 2012 *Phys. Fluids* **24** 531
- [19] Pan X, Shneider M N, Miles R B 2004 *Phys. Rev. A* **69** 033814
- [20] Cornella B M, Gimelshein S F 2012 *Opt. Express* **20** 12975
- [21] Graul J, Lilly T 2014 *Opt. Express* **22** 20117



# Measurement of bulk viscosity of nitrogen based on spontaneous Rayleigh-Brillouin scattering\*

Wu Tao<sup>†</sup> Shang Jing-Cheng He Xing-Dao Yang Chuan-Yin

(Jiangxi Engineering Laboratory for Optoelectronic Testing Technology, National Engineering Laboratory for Non Destructive Testing and Optoelectronic Sensing Technology and Application, Nanchang Hangkong University, Nanchang 330063, China)

( Received 13 November 2017; revised manuscript received 27 January 2018 )

## Abstract

Bulk viscosity is an important parameter to understand gas viscosity in micro perspective. The traditional ultrasound absorption method with acoustic frequencies in a megahertz range cannot be directly applied to high frequencies field, where acoustic waves are in the gigahertz domain. However, gas bulk viscosity at high frequency can be measured by spontaneous Rayleigh-Brillouin scattering (SRBS) and coherent Rayleigh-Brillouin scattering (CRBS). Recent researches show that the bulk viscosity of nitrogen measured by CRBS at a wavelength of 532 nm is obviously different from the values from SRBS in the near-ultraviolet region. In order to obtain accurate bulk viscosity of nitrogen at the wavelength of 532 nm, the SRBS spectra of nitrogen excited by a 532 nm laser are measured in a pressure range from 1 bar to 9 bar at the constant room temperature. The measured SRBS spectrum at the pressure of 7 bar is compared with the theoretical spectrum to obtain optimal scattering angle by using the principle of minimum value of  $\chi^2$ . The theoretical spectrum is calculated by convolving the Tenti S6 model with the instrument transmission function of measurement system. Given that the effect of pressure on the bulk viscosity is negligible, the bulk viscosity value  $(1.46 \pm 0.14) \times 10^{-5} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$  of nitrogen at a temperature of 299 K is acquired by averaging the values of bulk viscosity under different pressures (4–9 bar), each value is obtained by comparing the measured spectra at different pressures with the theoretical spectra by using the optimal scattering angle and the principle of minimum value of  $\chi^2$ . The values of bulk viscosity of nitrogen over the pressure of 1–3 bar are not considered because of its big deviation compared with the values under higher pressures (4–9 bar). The results show that the average value of bulk viscosity obtained in our experiment is close to that from the theoretical calculation and SRBS experiments reported in the literature but different obviously from the bulk viscosity obtained by CRBS. In order to testify the bulk viscosity of nitrogen measured in our experiment, it is used to retrieve temperature of nitrogen under pressure ranging from 1 bar to 9 bar. The results show that the absolute error between the retrieved temperature and the reference temperature under different pressures are all below 2.50 K and the difference between the average temperature and the reference temperature is less than 0.15 K. This demonstrates that the measured bulk viscosity of nitrogen in our experiment is accurate and reliable for the gas parameters retrieved by SRBS.

**Keywords:** Brillouin scattering, Tenti S6 model, bulk viscosity, temperature retrieving

**PACS:** 78.35.+c, 52.38.Bv

**DOI:** 10.7498/aps.67.20172438

\* Project supported by Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 41665001, 61177096), Aeronautical Science Fund, China (Grant No. 2015ZC56006), and the Graduate Student Innovation Foundation of Jiangxi Province, China (Grant No. YC2017-S337).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [wutccnu@nchu.edu.cn](mailto:wutccnu@nchu.edu.cn)