

## 量子真空计量中的气体折射率测量方法研究

范栋, 李得天\*, 习振华, 贾文杰, 成永军

兰州空间技术物理研究所真空技术与物理重点实验室, 甘肃 兰州 730010

**摘要** 为提高真空度测量的准确性和测量系统的稳定性,使用气体密度对真空量值进行表征。依托法布里-珀罗激光谐振腔,利用电磁波与气体分子的相互作用,通过量子动力学建立宏观介电常数与微观极化参数的联系,可实现气体密度的精密测量,从而建立量子真空计量标准。为减小谐振腔腔长变化对测量结果的影响,选用  $10^3$  Pa 恒压参考点的谐振频率作为参考,进行氦气折射率的测量。利用从头计算理论,得出了各压力点下氦气折射率理论值。推导出了低真空恒压参考点下的折射率测量表达式,利用基于法布里-珀罗激光谐振腔的量子真空测量装置,在  $10^3$  Pa 恒定压力参考点下,通过 Pound-Drever-Hall 锁频技术和拍频技术精确测量腔内激光频率变化,测出了氦气折射率,并得出折射率参数的测量不确定度。与  $10^{-5}$  Pa 高真空参考点下的折射率测量值进行对比分析,结果表明基于恒压参考点的折射率测量方法可有效提高折射率测量准确度。

**关键词** 测量; 真空计量; 量子化; 法布里-珀罗谐振腔; 气体折射率; 不确定度

**中图分类号** TB935

**文献标志码** A

**doi:** 10.3788/CJL202148.2304002

## 1 引言

传统的基于经典物理学的实物计量基准,受环境、时间、人为等因素影响会造成实物特性变化,因此已不能满足当今科学研究与技术应用对测量准确度的需求。近年来,随着量子物理学的发展,研究人员利用量子跃迁现象复现计量单位,消除各种宏观参数(形状、体积、质量等)不稳定产生的影响,缩短溯源链,可实现量值传递的扁平化<sup>[1]</sup>。

在真空计量领域,目前国际上广泛采用水银压力计作为真空计量的基准,真空度单位仍沿用 17 世纪以来定义的帕斯卡(Pa)来表征。随着真空技术的发展,在实际真空系统中受定向流动和温度不均匀等因素影响,热力学平衡态遭到破坏,在此情况下压力基准已不适用于表征真空状态<sup>[2]</sup>。基于法布里-珀罗(F-P)激光谐振腔测量气体折射率进而反演真空量值的测量方法为真空量值提供了新的溯源途径<sup>[3-4]</sup>。近年来,国内外计量机构开展了基于 F-P 激光谐振腔的量子真空计量技术研究。美国国家标准与技术研究院(NIST)首先采用单一腔室结构对

氦气折射率进行测量,其测量扩展不确定度为  $3 \times 10^{-9}$  ( $k=2$ )<sup>[5]</sup>。之后改用双腔室结构进行折射率测量,其优点为可实现共模抵消、减小频率漂移量,有限元仿真表明由气压导致的腔长变化量为  $3.3 \times 10^{-12}$  m<sup>[6]</sup>。此后,利用基于固定长度和可变长度的法布里-珀罗腔实现气体折射率的测量,在  $p=10^5$  Pa 时,测量扩展不确定度为 1.2 Pa<sup>[7]</sup>。与此同时,瑞典于默奥大学研究建立了基于气体调制法的折射率测量装置(GAMOR),该装置可实现测量不确定度为  $10^{-6}$  量级的真空度测量<sup>[8]</sup>。此外,日本国家先进工业与技术研究所(AIST)利用基于宽调谐范围二极管激光器的真空测量装置完成了 91~109 kPa 范围内气体压力的连续测量<sup>[9]</sup>。然而,目前该项研究普遍采用高真空(参考腔中气压为  $10^{-5}$  Pa)参考点下的激光谐振频率作为参考频率进行气体折射率的测量。但在高真空参考点下测量,会导致系统测量周期较长<sup>[10]</sup>,且由气体压力和气体渗透所导致的腔体长度变化,对折射率测量准确度影响显著<sup>[11]</sup>。国内该类研究正处于起步阶段<sup>[12-14]</sup>。

本文提出了一种在低真空恒压参考点下的折射

收稿日期: 2021-02-02; 修回日期: 2021-02-17; 录用日期: 2021-05-06

基金项目: 国家自然科学基金(62071209)

通信作者: \*lidetian@hotmail.com

率测量方法,采用基于 F-P 激光谐振腔的量子真空测量装置开展在恒压 ( $10^3$  Pa) 参考点下的氦气折射率测量研究,对  $10^2$  Pa 和  $10^3$  Pa 气压量级的折射率分别进行了测量,并分析折射率各影响分量的不确定度,对比高真空参考点和恒压参考点的折射率测量值,分析准确度提高的主要原因。

## 2 原理

### 2.1 氦气折射率理论计算

在压力和温度已知的条件下,氦气折射率可利用从头计算理论精确计算。通过维里状态方程将气体压力与密度联系起来,

$$p = N_A k_B T [\rho_n + B(T)\rho_n^2 + O(\rho_n)^3], \quad (1)$$

式中: $p$  为气体压力; $N_A$  为阿伏伽德罗常数; $k_B$  为玻尔兹曼常数; $T$  为温度; $\rho_n$  为气体密度; $B(T)$  为第二维里系数。

气体密度与折射率的关系可通过 Lorentz-Lorenz 方程表示为

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = A_\epsilon \rho_n + B_\epsilon(T)\rho_n^2 + O(\rho_n)^3, \quad (2)$$

式中: $A_\epsilon$  为摩尔极化率; $B_\epsilon(T)$  为第二介电维里系数。

联立(1)式和(2)式,即可得到气体压力与折射率的关系表达式为

$$p = c_1 \cdot (n - 1) + c_2 \cdot (n - 1)^2 + O[(n - 1)^3], \quad (3)$$

系数分别表示为

$$c_1 = \frac{2 \times 10^6 N_A k_B T}{3(A_\epsilon + A_\mu)}, \quad (4)$$

$$c_2 = \frac{10^6 N_A k_B T}{9(A_\epsilon + A_\mu)^3} [-A_\epsilon^2 - A_\mu^2 - 4B_\epsilon(T) - 6A_\epsilon A_\mu + 4B(T)A_\epsilon + 4B(T)A_\mu]. \quad (5)$$

反写(3)式可得到折射率关于气体压力的表达式为

$$n - 1 = \frac{\sqrt{c_1^2 + 4c_2 p} - c_1}{2c_2}. \quad (6)$$

将  $A_\epsilon$ 、 $A_\mu$ 、 $B_\epsilon(T)$ 、 $B(T)$  以及压力和温度的值代入(6)式,即可计算出各压力点的氦气折射率理论值。

由于选用 1075 Pa 为恒定参考压力,故对该压力的折射率理论值进行不确定度分析。(3)式中,第二项比第一项低 4 个量级,且摩尔磁化率比摩尔极化率低 5 个量级,因此可忽略第二项和摩尔磁化率对折射率理论值相对不确定度的影响。则(3)式可简化为

$$n = \frac{2 \times 10^6 N_A k_B T + 3pA_\epsilon}{2 \times 10^6 N_A k_B T}. \quad (7)$$

(7)式中,折射率计算不确定度的影响分量包含压力  $p$ 、摩尔极化率  $A_\epsilon$ 、阿伏伽德罗常数  $N_A$ 、玻尔兹曼常数  $k_B$  和温度  $T$ 。其中,在折射率理论计算中, $p$  和  $T$  作为恒定值认为其不确定度为 0。 $k_B$ 、 $N_A$  在新修正的国际单位制中,无不确定度<sup>[15]</sup>,故只需考虑  $A_\epsilon$  的相对不确定度  $u_{r,A_\epsilon} = 2 \times 10^{-7}$ <sup>[16]</sup>。利用下式进行  $n$  的标准不确定度评定,

$$u_{c,n_1} = \frac{\partial n}{\partial A_\epsilon} u_{c,A_\epsilon}, \quad (8)$$

式中: $u_{c,n_1}$  为  $n$  的标准不确定度; $u_{c,A_\epsilon}$  为  $A_\epsilon$  的标准不确定度。

分析得出,在真空度  $p = 1075$  Pa 时,折射率理论值的相对不确定度  $u_{r,n_1} = 6.74 \times 10^{-14}$ 。

### 2.2 高真空参考点的折射率表达式

实验中,气体折射率  $n - 1$  可以用高真空下谐振激光初态频率  $\nu_i$  和充气后谐振激光末态频率  $\nu_f$  表示<sup>[13]</sup> 为

$$n - 1 = \frac{\nu_i - \nu_f + \Delta m \cdot \nu_{FSR}}{\nu_f} - n \frac{L_f(p) - L_i}{L_i}, \quad (9)$$

式中: $\Delta m$  为充气前后激光纵模变化量; $\nu_{FSR}$  为自由光谱范围; $L_f(p)$  为充气后腔体物理长度; $L_i$  为充气前腔体物理长度。

(9)式中第二项为充气前后腔长变化量,可近似由气体压力变化量  $\Delta p$  和超低膨胀(ULE)材料的体积模量  $K$  表示为

$$n \frac{L_f(p) - L_i}{L_i} \approx \frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta p}{3K}. \quad (10)$$

在腔体高真空( $n = 1$ )状态下,测出激光的共振频率  $\nu_i$ ,往腔内充入一定压力的氦气,测出激光共振频率  $\nu_f$ ,将其代入(9)式即可得到各压力点下的气体折射率。

### 2.3 低真空恒压参考点的折射率表达式

首先推导当待测气压高于恒压参考点的气压时气体折射率的表达式。在恒压参考点,当激光锁定在 F-P 腔时,腔内激光谐振频率可表示为

$$\nu_i = \frac{mc}{2n_i(L_0 + \Delta L_0)}, \quad (11)$$

式中: $\nu_i$  为恒压参考点的检测腔初态频率; $m$  为整数; $c$  为光速; $n_i$  为恒压参考点的气体折射率; $L_0$  为高真空( $n = 1$ )状态的腔体光学长度; $\Delta L_0$  为高真空参考点至恒压参考点的腔长变化量。

某一气压点(高于恒压参考点的气压)时,腔内谐振激光频率可表示为

$$\nu_f = \frac{mc}{2n_f(L_0 + \Delta L_0 + \Delta L_1)}, \quad (12)$$

式中:  $\nu_f$  为检测腔末态谐振频率;  $n_f$  为该气压点的气体折射率;  $\Delta L_1$  为恒压参考点至该气压点的腔长变化量。

将(11)式和(12)式反写为折射率表达式并求差可得:

$$n_f - n_i = \frac{mc}{2} \left[ \frac{1}{\nu_f(L_0 + \Delta L_0 + \Delta L_1)} - \frac{1}{\nu_i(L_0 + \Delta L_0)} \right]. \quad (13)$$

引入无量纲折射率参数, 令:

$$\varphi = \frac{n_f}{n_i}, \quad (14)$$

$$L_1 = L_0 + \Delta L_0. \quad (15)$$

则有

$$\varphi - 1 = \frac{\nu_i - \nu_f}{\nu_f} - \frac{\nu_i}{\nu_f} \cdot \frac{\Delta L_1}{L_1 + \Delta L_1}. \quad (16)$$

(16)式中第二项长度变化因子  $L_1$  和  $\Delta L_1$  主要是由于充气后气体压力导致的腔长变化:

$$\frac{\nu_i}{\nu_f} \cdot \frac{\Delta L_1}{L_1 + \Delta L_1} \approx \frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta p}{3K}. \quad (17)$$

则

$$\varphi - 1 = \frac{\nu_i - \nu_f}{\nu_f} - \frac{\Delta p}{3K}. \quad (18)$$

因此, 可以得到该气压下气体折射率的表达式为

$$n_f = \varphi n_{ref}, \quad (19)$$

式中:  $n_f$  为某一气压点的气体折射率测量值;  $n_{ref}$  为恒压参考点的气体折射率理论值。

当待测气压低于恒压参考点的气压时, 可用上述方法推得折射率参数的表达式为

$$\varphi' - 1 = \frac{\nu_f - \nu_i}{\nu_f} - \frac{\Delta p}{3K}. \quad (20)$$

因此, 可以得到某一气压(低于恒压参考点的气压)的气体折射率表达式为

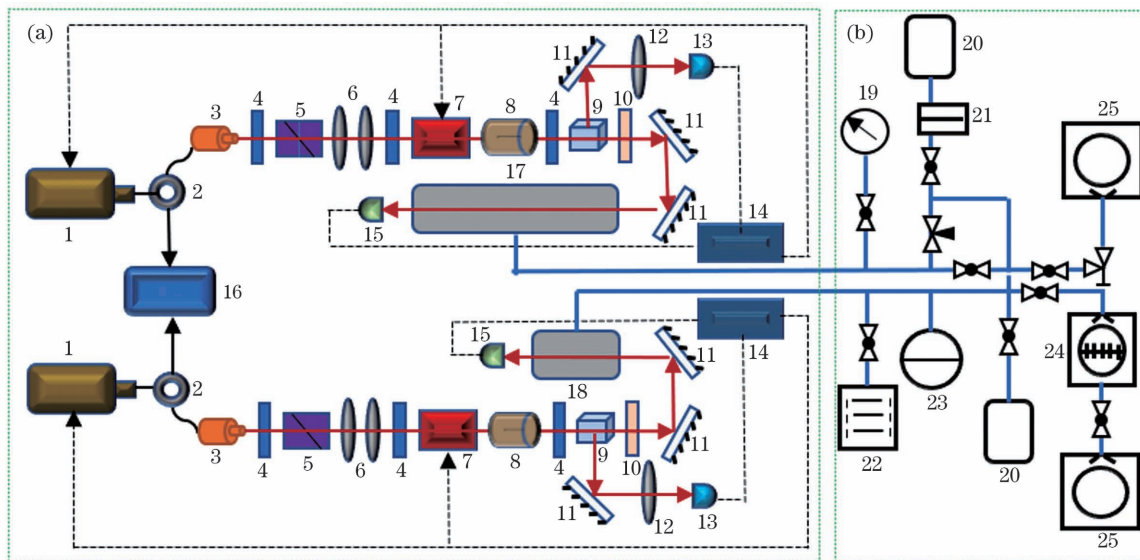
$$n'_i = \varphi' n_{ref}. \quad (21)$$

在腔内为 1075 Pa 低真空恒定压力时, 测出激光共振频率  $\nu_i$ , 对光腔进行抽氦气或充氦气至所需压力时, 测出激光共振频率  $\nu_f$ , 将其分别代入(18)式和(20)式, 即可得到折射率参数值。再将恒定压力点的折射率理论值和所测得的折射率参数值分别代入(19)式和(21)式, 即可获得气压低于或高于恒压参考点的气压时的气体折射率。综上分析, 在恒压参考点的折射率测量中, 关键为折射率参数的测量。

### 3 实验装置与方法

#### 3.1 实验装置

本文所用实验装置结构如图1所示, 选用两个



1: laser; 2: split fiber; 3: collimator; 4: 1/2 wave plate; 5: Glan prism; 6: lens group; 7: electro-optic modulator; 8: optical isolator; 9: polarization beam splitter; 10: 1/4 wave plate; 11: high reflection mirror; 12: lens; 13: photoelectric amplification detector; 14: PDH frequency locking device; 15: photoelectric detector; 16: frequency meter; 17: measurement cavity; 18: reference cavity; 19: piston pressure gauge; 20: He cylinder; 21: cold trap; 22: sputtering ion pump; 23: ionization gauge; 24: molecular pump; 25: mechanical pump

图 1 基于 F-P 激光谐振腔的真空测量装置结构图。(a)光路部分;(b)气路部分

Fig. 1 Structure diagram of vacuum measuring device based on F-P cavity. (a) Optical part; (b) gas part

中心波长为 780 nm 的外腔室式半导体激光器作为探测激光器。两路探测激光分别经 1:90 分束光纤分为两束,其中一束经光纤耦合器耦合形成拍频,用频率计监测以实现充气前后频率变化量的精密测量。另外一束通过 1/2 波片和格兰棱镜,使其变为线偏振光。线偏振的探测光通过透镜组进行模式匹配,使其高阶模减小,基模对应频率最大。其后再次通过 1/2 波片,使探测光变为垂直偏振态后进入电光调制器(EOM),EOM 外接信号发生器对探测光进行调节以产生边带用于锁频<sup>[17-18]</sup>。之后探测光进入光隔离器(ISO),以防止反射光对激光器造成损伤。再经过 1/2 波片进行偏振态调制后进入偏振分光棱镜(PBS)。用两个反射镜将探测光送至 ULE 腔体中。腔体入射窗口为增透镜,出射窗口为高反镜,在 ULE 腔后放置光电探测器用以检测透射光。经高反镜的反射光被透镜聚焦至光电放大探测器,所产生的信号与透射光信号混频后产生误差信号,利用 PDH (Pound-Drever-Hall)锁频装置对 EOM 和激光器进行调节,即可实现频率锁定。利用机械泵、分子泵和离子泵进行双腔抽气并维持所需真空度。进气口连接用来去除水蒸气等杂气的液氮冷阱,并降低气体温度以获得更好的温度控制。通过微漏阀控制气体流速,腔体外部连接活塞压力计测定腔内气体压力。

### 3.2 折射率测量方法

通过 PDH 锁频<sup>[19]</sup>模块使激光与 ULE 腔体谐振。采用电阻丝对腔内进行加热,利用 PT100 铂电阻和 SRS 温度监测装置对腔内温度进行实时监测,并将其稳定在 ULE 材料的零膨胀点 299.1485 K。

#### 1) 高真空( $10^{-5}$ Pa)参考点的折射率测量

首先将检测腔和参考腔分别抽气至  $10^{-5}$  Pa,调节两腔激光器的探测激光输出频率,使其相近,并分别测定高真空状态的双腔拍频和初态频率;其后将

检测腔充氦气至所需气压点,分别测定双腔拍频和末态频率。可测出氦气折射率。

$$n - 1 = \frac{\nu_{\text{beati}} - \nu_{\text{beatf}} + \Delta m \cdot \nu_{\text{FSR}}}{\nu_r + \nu_{\text{beatf}}} - \frac{\Delta p}{3K}, \quad (22)$$

式中: $\nu_r$  为高真空状态下参考腔谐振激光初态频率; $\nu_{\text{beati}}$  为充气前双腔拍频; $\nu_{\text{beatf}}$  为充气后双腔拍频。

#### 2) 低真空恒压( $10^3$ Pa)参考点的折射率测量

首先将检测腔和参考腔分别充氦气至  $10^3$  Pa,并分别测定恒压参考状态双腔拍频和初态频率;其后将检测腔抽氦气或充氦气至所需气压点,分别测定双腔拍频和末态频率。通过(23)式和(24)式可测出气压高于和低于恒压参考点压力时的氦气折射率参数:

$$\varphi - 1 = \frac{\nu_{\text{beati}} - \nu_{\text{beatf}} + \Delta m \cdot \nu_{\text{FSR}}}{\nu_0 + \nu_{\text{beatf}}} - \frac{\Delta p}{3K}, \quad (23)$$

$$\varphi' - 1 = \frac{\nu_{\text{beatf}} - \nu_{\text{beati}} + \Delta m \cdot \nu_{\text{FSR}}}{\nu_0 + \nu_{\text{beatf}}} - \frac{\Delta p}{3K}, \quad (24)$$

式中: $\nu_0$  为恒压状态下参考腔谐振激光初态频率。

结合恒压参考点的折射率理论值,利用(19)式和(21)式即可得出各压力点的气体折射率测量值。

## 4 结果与讨论

在理论折射率的计算过程中,需对氦原子微观物理参量进行精确计算,在激光波长为 780 nm、温度为 299.1485 K 的条件下有<sup>[14]</sup>: $A_e = 0.5192196805 \text{ cm}^3/\text{mol}$ ,  $A_\mu = -0.0000079224 \text{ cm}^3/\text{mol}$ ,  $B(T) = 11.818 \text{ cm}^3/\text{mol}$ ,  $B_e(T) = -0.053 \text{ cm}^6/\text{mol}^2$ 。

将上述物理参量值代入(6)式,即可得到在各压力点下氦气折射率的理论值。根据第 2 节,可得到高真空参考点与恒定压力参考点的折射率测量结果,如表 1 所示。

表 1 氦气折射率

Table 1 Refractive index data of He

Pressure $p$ /Pa	Theoretical value $n - 1$	High vacuum $n - 1$	Constant pressure $n - 1$
101	$3.17726 \times 10^{-8}$	$1.07134 \times 10^{-8}$	$2.77167 \times 10^{-8}$
201	$6.29408 \times 10^{-8}$	$4.16767 \times 10^{-8}$	$5.86801 \times 10^{-8}$
301	$9.42498 \times 10^{-8}$	$7.25592 \times 10^{-8}$	$8.95625 \times 10^{-8}$
402	$1.25916 \times 10^{-7}$	$1.03491 \times 10^{-7}$	$1.20494 \times 10^{-7}$
500	$1.56736 \times 10^{-7}$	$1.32811 \times 10^{-7}$	$1.49814 \times 10^{-7}$
601	$1.88312 \times 10^{-7}$	$1.64014 \times 10^{-7}$	$1.81018 \times 10^{-7}$
701	$2.19523 \times 10^{-7}$	$1.95703 \times 10^{-7}$	$2.12706 \times 10^{-7}$
901	$2.82417 \times 10^{-7}$	$2.58727 \times 10^{-7}$	$2.75731 \times 10^{-7}$
1075	$3.36856 \times 10^{-7}$	$3.19852 \times 10^{-7}$	$3.36856 \times 10^{-7}$

Pressure $p$ /Pa	Theoretical value $n-1$	High vacuum $n-1$	Constant pressure $n-1$
2020	$6.32721 \times 10^{-7}$	$6.03491 \times 10^{-7}$	$6.31910 \times 10^{-7}$
3012	$9.43113 \times 10^{-7}$	$9.25919 \times 10^{-7}$	$9.42923 \times 10^{-7}$
4015	$1.25716 \times 10^{-6}$	$1.22044 \times 10^{-6}$	$1.23744 \times 10^{-6}$
6015	$1.88338 \times 10^{-6}$	$1.88338 \times 10^{-6}$	$2.01520 \times 10^{-6}$
7031	$2.20149 \times 10^{-6}$	$1.71157 \times 10^{-7}$	$2.36828 \times 10^{-6}$

根据表 1 所示的数据,得到折射率对比图像如图 2 和图 3 所示。

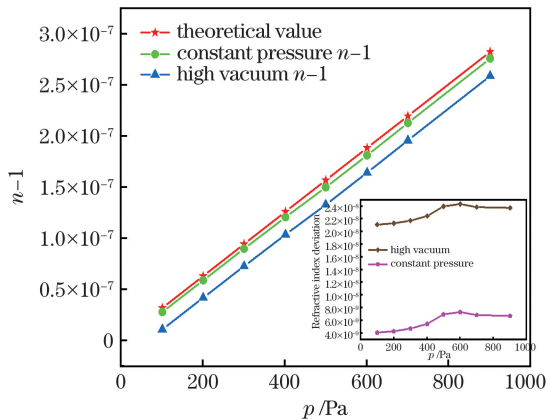


图 2  $10^2$  Pa 压力量级的折射率对比图

Fig. 2 Comparison of refractive index at  $10^2$  Pa pressure

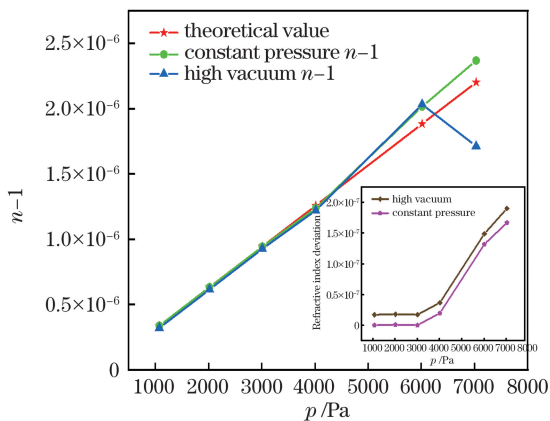


图 3  $10^3$  Pa 压力量级的折射率对比图

Fig. 3 Comparison of refractive index at  $10^3$  Pa pressure

图 2 和图 3 分别显示了在  $10^2$  Pa 和  $10^3$  Pa 气压量级中,  $10^3$  Pa 恒压参考点下的折射率测量值比  $10^{-5}$  Pa 高真空参考点下的折射率测量值更接近折射率理论值,图 2 中在 6000 Pa 和 7000 Pa 气压附近出现折射率测量值较大波动是由于受腔体对氦气的吸附、渗透和脱附的影响<sup>[20]</sup>。附图可见在相同的压力点下,恒压参考点下的折射率测量值与理论偏差均小于高真空参考点下的折射率测量值与理论

值偏差。其主要原因有三方面:恒压参考点的折射率测量方法,通过使用恒压参考点的理论折射率作为折射率测量系数(在  $10^3$  Pa 恒压参考压力点下,理论折射率的不确定度比测量折射率的不确定度低 6 个数量级——即理论折射率更为精确),一是有效屏蔽了高真空(即  $10^{-5}$  Pa)至恒压参考点(即  $10^3$  Pa)的压力范围内,由气体压力和气体扩散导致的腔体长度变化所引起的折射率测量偏差。二是减少了高真空至恒压参考点的压力范围内腔体对氦气的吸附和渗透量,使腔内在测量压力点的氦气量更接近理论值,降低了由腔体渗氦导致腔内氦气量减小所带来的折射率测量不确定度。三是在恒压参考点的折射率测量过程中,由于腔内处于低真空状态,较高真空参考点而言腔内气体量增加,导致传热速率变快,缩短了腔内温度平衡时间,使测量时间变短,进而减弱了系统热噪声对测量结果的影响。综上分析,采用恒压参考点的折射率测量方法能有效提高折射率测量准确度。

由于在低真空恒压参考点的气体折射率测量中,关键为折射率参数的测量,故对折射率参数的测量不确定度进行分析。(23)式和(24)式中,由腔内气体压力  $p$  导致的折射率测量不确定分量  $\frac{\Delta p}{3K}$  的不确定度量级为  $10^{-15}$ ,其影响可忽略。实验装置采用双层控温设计,可将腔体温度控制在  $\pm 0.5$  mK,故由温度波动导致的折射率参数测量不确定度可忽略不计。经分析后发现,在测量压力点分别高于和低于恒压参考点的压力时,腔内气压越低,折射率参数测量不确定度越大,因此选取 101 Pa 和 2020 Pa 作为气体折射率参数测量不确定度评定点。

综上,对腔内气压高于恒压参考点气压时的折射率参数测量不确定度进行评定,(23)式可写为

$$\varphi - 1 = \frac{y_1}{y_2} = \frac{\nu_{\text{beat1}} - \nu_{\text{beatf}} + \Delta m \cdot \nu_{\text{FSR}}}{\nu_0 + \nu_{\text{beatf}}} \quad (25)$$

折射率参数测量不确定度评定方法如下:

$$u_{r,1} = \frac{\sqrt{\left(\frac{\partial y_1}{\partial \nu_{\text{beati}}}\right)^2 (u_{c,\text{beati}})^2 + \left(\frac{\partial y_1}{\partial \nu_{\text{beatf}}}\right)^2 (u_{c,\text{beatf}})^2 + \left(\frac{\partial y_1}{\partial \nu_{\text{FSR}}}\right)^2 (u_{c,\text{FSR}})^2}}{\nu_{\text{beati}} - \nu_{\text{beatf}} + \Delta m \cdot \nu_{\text{FSR}}}, \quad (26)$$

$$u_{r,2} = \frac{\sqrt{\left(\frac{\partial y_2}{\partial \nu_0}\right)^2 (u_{c,r})^2 + \left(\frac{\partial y_2}{\partial \nu_{\text{beatf}}}\right)^2 (u_{c,\text{beatf}})^2}}{\nu_0 + \nu_{\text{beatf}}}, \quad (27)$$

式中： $u_{r,1}$  和  $u_{r,2}$  分别为(25)式分子部分和分母部分的相对不确定度； $u_{c,r}$ 、 $u_{c,\text{FSR}}$ 、 $u_{c,\text{beati}}$ 、 $u_{c,\text{beatf}}$  分别为参考激光频率、自由光谱范围、初态拍频和末态拍频的标准不确定度，其值均为  $10^{-6}$ 。各项参数的数值分别为  $\nu_{\text{FSR}} = 1497.9916$  MHz,  $\Delta m = 0$ ,  $\nu_0 = 384365159$  MHz,  $\nu_{\text{beati}} = 1549.9144$  MHz,  $\nu_{\text{beatf}} = 1659.7599$  MHz。由下式可得出折射率参数测量不确定度为

$$u_{r,(\varphi-1)} = \sqrt{(u_{r,1})^2 + (u_{r,2})^2}. \quad (28)$$

经评定，当气体压力为 2020 Pa 时，折射率参数的测量不确定度  $u_{r,(\varphi-1)} = 1.28 \times 10^{-8}$ 。

用相同方法，对腔内气压低于恒压参考点气压时的折射率参数测量不确定度进行评定，其各项数值为  $\nu_{\text{FSR}} = 1497.9916$  MHz,  $\Delta m = 0$ ;  $\nu_0 = 384365159$  MHz,  $\nu_{\text{beati}} = 1549.91$  MHz,  $\nu_{\text{beatf}} = 1434.74$  MHz。经评定，当气体压力为 101 Pa 时，折射率参数的测量不确定度  $u_{r,(\varphi'-1)} = 1.22 \times 10^{-8}$ 。

## 5 结 论

在量子真空计量标准的实验研究中，本文提出了一种气体折射率的测量方法，通过选择  $10^3$  Pa 恒定压力作为参考压力来进行折射率测量，有效屏蔽了高真空至恒压参考点的压力范围内由腔长变化导致的折射率测量误差，并且降低了由腔体渗氦导致腔内氦气量减小所带来的折射率测量不确定度。将恒压参考点下的折射率测量值与高真空下的折射率测量值进行了比较分析，发现该方法有效提高了测量准确度，并且在实际测量过程中发现，采用该方法进行折射率测量可缩短测量周期，减弱了系统热噪声对系统测量结果的影响。得出气体折射率的计算表达式并分析出折射率理论值的相对不确定度为  $6.74 \times 10^{-14}$ 。对基于恒压参考点的折射率参数进行了测量不确定度分析，得出腔内气压低于和高于恒压参考点的气压时测量不确定度分别为  $1.28 \times 10^{-8}$  和  $1.22 \times 10^{-8}$ 。在未来的工作中，我们将在各压力量级下，通过选取不同压力参考点进行折射率测量比较，获得最优压力参考点，进一步提高折射率

测量的准确度和重复性。

## 参 考 文 献

- [1] Zhang Z H. Development of quantum measurement standards [J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2011, 32(1): 1-5.  
张钟华. 量子计量基准的现状[J]. 仪器仪表学报, 2011, 32(1): 1-5.
- [2] Li D T, Cheng Y J, Xi Z H. Development of quantum vacuum standard[J]. Journal of Astronautic Metrology and Measurement, 2018, 38(3): 1-15.  
李得天, 成永军, 习振华. 量子真空标准研究进展[J]. 宇航计测技术, 2018, 38(3): 1-15.
- [3] Silander I, Hausmaninger T, Zelan M, et al. Gas modulation refractometry for high-precision assessment of pressure under non-temperature-stabilized conditions[J]. Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films, 2018, 36(3): 03E105.
- [4] Wu B Y, Yu J L, Wang J, et al. Accuracy correction of miniaturization device for air refractive index measurement[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2018, 55(4): 040102.  
吴炳阳, 于晋龙, 王菊, 等. 小型化空气折射率测量装置的精度修正[J]. 激光与光电子学进展, 2018, 55(4): 040102.
- [5] Egan P F, Stone J A, Ricker J E, et al. Comparison measurements of low-pressure between a laser refractometer and ultrasonic manometer [J]. The Review of Scientific Instruments, 2016, 87(5): 053113.
- [6] Egan P F, Stone J A, Hendricks J H, et al. Performance of a dual Fabry-Perot cavity refractometer[J]. Optics Letters, 2015, 40(17): 3945-3948.
- [7] Hendricks J H, Ricker J E, Stone J A, et al. Measurement pressure and vacuum with light: a new photonic, quantum-based, pressure standard [C] // XXI IMEKO World Congress Measurement in Research and Industry, August 30-September 3, 2015, Prague. [S.l.: s.n.], 2015:1636-1639.
- [8] Silander I, Hausmaninger T, Forssén C, et al. Gas equilibration gas modulation refractometry for

- assessment of pressure with sub-ppm precision [J]. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 2019, 37(4): 042901.
- [9] Takei Y, Arai K, Yoshida H, et al. Development of an optical pressure measurement system using an external cavity diode laser with a wide tunable frequency range [J]. *Measurement*, 2020, 151(19): 107090.
- [10] Axner O, Silander I, Hausmaninger T, et al. Drift-free Fabry-Perot-cavity-based optical refractometry: accurate expressions for assessments of gas refractivity and density [EB/OL]. (2018-01-10) [2020-01-15]. <https://arxiv.org/abs/1704.01187>.
- [11] Egan P F, Stone J A, Scherschligt J K, et al. Measured relationship between thermodynamic pressure and refractivity for six candidate gases in laser barometry [J]. *Journal of Vacuum Science & Technology A*, 2019, 37(3): 031603.
- [12] Jia W J, Xi Z H, Fan D, et al. Quantum vacuum measurement based on Fabry-Perot laser resonant cavity [J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(22): 2212005.  
贾文杰, 习振华, 范栋, 等. 基于 Fabry-Perot 激光谐振腔的量子真空计量技术研究 [J]. *光学学报*, 2020, 40(22): 2212005.
- [13] Xu Y R, Liu Y Y, Wang J, et al. Vacuum metrology based on refractive index of gas [J]. *Acta Physica Sinica*, 2020, 69(15): 150601.  
许玉蓉, 刘洋洋, 王进, 等. 基于气体折射率方法的真空计量 [J]. *物理学报*, 2020, 69(15): 150601.
- [14] Fan D, Xi Z H, Jia W J, et al. Refractive index measurement of nonpolar rarefied gas in quantum vacuum metrology standard [J]. *Acta Physica Sinica*, 2021, 70(4): 040601.
- 范栋, 习振华, 贾文杰, 等. 量子真空计量标准中的非极性稀薄气体折射率测量研究 [J]. *物理学报*, 2021, 70(4): 040601.
- [15] Mohr P J, Newell D B, Taylor B N, et al. Data and analysis for the CODATA 2017 special fundamental constants adjustment [J]. *Metrologia*, 2018, 55(1): 125-146.
- [16] Puchalski M, Piszczatowski K, Komasa J, et al. Theoretical determination of the polarizability dispersion and the refractive index of helium [J]. *Physical Review A*, 2016, 93(3): 032515.
- [17] Qian Y, Liang S Y, Huang Y, et al. Long-term frequency stabilization of multi-lasers based on wavemeter [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46(2): 0211004.  
钱源, 梁世勇, 黄垚, 等. 基于波长计实现多路激光的长期锁定 [J]. *中国激光*, 2019, 46(2): 0211004.
- [18] Yan Q, Yuan M, He T T, et al. Pulse laser frequency locking method based on molecular absorption [J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(10): 1028005.  
闫庆, 袁萌, 何甜甜, 等. 基于分子吸收的脉冲激光锁频方法研究 [J]. *光学学报*, 2019, 39(10): 1028005.
- [19] Guo Y, Qiu Q, Wang Y X, et al. Research on stability of Fabry-Perot cavity based on PDH [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2016, 43(4): 0402003.  
郭勇, 邱琪, 王云祥, 等. 基于 PDH 的法布里-珀罗腔稳定性研究 [J]. *中国激光*, 2016, 43(4): 0402003.
- [20] Avdiaj S, Yang Y C, Jousten K, et al. Diffusion constant and solubility of helium in ULE glass at 23 °C [J]. *The Journal of Chemical Physics*, 2018, 148(11): 116101.

## Research on Measurement Method of Gas Refractive Index in Quantum Vacuum Metrology

Fan Dong, Li Detian<sup>\*</sup>, Xi Zhenhua, Jia Wenjie, Cheng Yongjun

*Science and Technology on Vacuum Technology and Physics Laboratory, Lanzhou Institute of Physics, Lanzhou, Gansu 730010, China*

### Abstract

**Objective** With the development of vacuum technology, subject to directional flow and uneven temperature, the thermodynamic equilibrium has been destroyed. In this case, the pressure standard has become unsuitable for characterizing the vacuum state. To improve the accuracy of vacuum measurement and the stability of measurement system, vacuum metrology will be characterized by gas density. The precise measurement of gas refractive index based on a Fabry-Perot cavity can be used to derive the gas density. This type of vacuum metrology based on the

optical method can transform vacuum metrology from physical standards based on the mercury pressure gauge to quantum standard. In recent years, quantum vacuum metrology technology based on the Fabry-Perot cavity has been widely studied; however, the laser resonance frequency at a high vacuum reference point is generally used as the reference frequency to measure the refractive index of a gas. Therefore, the measurement period of the system will be longer in the high vacuum reference point, and the cavity length will change due to gas pressure and gas penetration, which has a considerable effect on the accuracy of refractive index measurement. In this study, we report a method to measure the refractive index of gas, i.e., using a Fabry-Perot resonator for measuring the refractive index of a gas at a low vacuum constant pressure reference point. This method can shorten the measurement period and improve the measurement accuracy. We hope that our basic strategy and findings will aid in reducing the effect of cavity length change caused by gas pressure and gas permeation on gas refractive index measurement.

**Methods** Firstly, based on the first principles, we calculate the theoretical refractive index values at constant pressure and temperature through ab initio calculation. Then, the refractive index measurement expression of the constant pressure reference point is derived by varying the laser longitudinal mode frequency before and after inflation. In the next step, at  $10^{-5}$  Pa high vacuum reference point and  $10^3$  Pa constant pressure reference point, using the quantum vacuum measurement device based on Fabry-Perot cavity, the laser frequency change in the cavity is accurately measured using PDH(Pound-Drever-Hall) frequency locking technology and beat frequency technology, respectively, and the helium refractive index is obtained.

**Results and Discussions** The refractive index measurement method of low vacuum constant pressure reference point was used for measurement, and the refractive index measurement value of constant pressure reference point was found to be closer to the theoretical value of the refractive index compared with the high vacuum reference point at the pressure level of  $10^2$  Pa and  $10^3$  Pa. At the same pressure point, the deviation between the measured and theoretical values at the constant pressure reference point is smaller than that at the high vacuum reference point (Fig. 2 and Fig. 3) because the change in cavity length caused by gas pressure and penetration is effectively shielded, the reduction of helium in the cavity caused by helium penetration is reduced, and the measurement period is shortened in the pressure range from high vacuum to the constant pressure reference point using the theoretical refractive index of the constant pressure reference point as the refractive index measurement coefficient. In general, this method can improve the accuracy of gas refractive index measurement. In addition, the contribution of related parameters to the uncertainty of refractive index measurement is analyzed. The relative uncertainty of the theoretical value of the refractive index at the constant pressure reference point is  $6.74 \times 10^{-14}$ , and the measurement uncertainty of refractive index parameters is  $1.28 \times 10^{-8}$  and  $1.22 \times 10^{-8}$  when the cavity pressure is lower or higher than the constant pressure reference point, respectively.

**Conclusions** In researching quantum vacuum metrology standards, this paper proposes a method to measure the refractive index of gas and obtains the refractive index measurement expression of the constant pressure reference point. Using  $10^3$  Pa constant pressure as the reference pressure to measure the refractive index, the measurement error caused by the cavity length change in the pressure range from high vacuum to constant pressure reference point is effectively shielded. Consequently, the uncertainty of refractive index measurement caused by the decrease of helium present in the cavity caused by helium penetration is reduced. The refractive index measurement of the constant pressure reference point is compared with that of a high vacuum. We found that this method can effectively improve the measurement accuracy. During the actual measurement process, we discovered that this method could shorten the measurement cycle and reduce the effect of system thermal noise. Our research shows that using appropriate pressure reference points to reduce the effect of cavity length change caused by gas pressure and gas penetration can improve the accuracy of refractive index measurement.

**Key words** measurement; vacuum metrology; quantization; Fabry-Perot cavity; refractive index of gas; uncertainty

**OCIS codes** 120.2230; 120.3930; 120.5475