第 21 卷　第 2 期　　激　光　技　术　　Vol. 21, No. 2
1997 年 4 月　　LASER TECHNOLOGY　　April, 1997

多波长激光绝对距离干涉计量术的原理与发展

邓罗根
(北京理工大学应用物理系, 北京, 100081)

摘要: 绝对距离干涉计量术是 60 年代后期兴起的一种以多波长激光为基础的无导轨大长度测量技术。本文在详细介绍该技术原理的基础上, 回顾了该技术的历史, 分析了该技术的发展现状, 展望了该技术今后的发展趋势和可能的发展方向。

关键词: 绝对距离干涉计量　多波长激光器　大长度测量　小数条纹技术　干涉仪

Absolute distance interferometry using multiwavelength lasers: theories and progress review

D ng Luog n
(Department of Applied Physics, Beijing Institute of Technology, Beijing, 100081)

Abstract: Absolute distance interferometry (ADI) for large length measurements has been studied for several decades. In this period, many breakthroughs in ADI art have been achieved. Recent years, this technique has came to maturity in the subject of long distance measurement. Starting from the point of the detailed description of ADI principles, this paper reviews the development history of ADI, analyses the current state and future trends of ADI emphasizes the application of the multiwavelength infrared lasers in this subject.

Key words: absolute distance interferometry　multiwavelength laser　large length measurements　fraction fringe technique　interferometer

一、引　　言

随着我国国民经济的发展, 高精度大长度的测量问题越来越多, 如重型机器机架的测量、大型精密机床床身的测量、汽轮机和水轮机主轴长度的测量、水电站水轮发电机组定子和转子直径的测量、航空航天工业中飞机型架安装位置的测量等。其尺寸范围从几米到几十米甚至上百米。由于这些工件所要求的测量精度较高, 所具备的测量条件较差, 所以难以利用传统的测量仪器(如激光测距仪等) 解决它们的测量问题。光波干涉法测量长度是当前长度测量中精度最高的方法。在激光出现之前, 由于光源线宽的限制, 直接干涉测长所允许的程差不超过几十厘米。对于大的长度, 只能利用复杂的光学倍乘法[1] 进行比较测量。激光的发明使干涉测长的能力得到了极大提高。作为干涉条纹计数测长方法典型代表的双频激光干涉仪已经可以在很高精度($5\times 10^{-7}L$, L 是被测距离) 下测到六十米的距离。但是, 由于干涉条纹计数测长需要配备供测量镜移动的精密导轨, 并且测量过程不能中断, 因此, 其应用范围受到了限制。二十多年来, 随着激光技术、红外技术的发展, 世界各工业发达国家为满足无导轨高精度测量大长度的需要, 相继开展了以多波长小数重合法为基础的红外激光绝对法干涉测距(即绝对距离干涉计量) 的研究工作。

二、原 理

众所周知, 在 Michelson 双光束干涉仪上用真空波长为 λ_0 的光波干涉测量长度的基本测量方程式为

$$L = [\lambda(m + \varepsilon)]/2 \tag{1}$$

式中, L 是被测长度, $\lambda = \lambda_0/n$(n 是折射率), m 是干涉条纹整数, ε 是干涉条纹尾数, 且 $0 < \varepsilon < 1$。绝对距离干涉计量采用从一点到另一点的断续测量方法, 通过干涉仪所测得的是不足一个干涉条纹的尾数部分。因此, 采用单一波长无法唯一地确定被测长度。采用多个波长, 借助于一定的辅助手段, 可以克服单波长绝对干涉测长的困难。

用 N 个波长 $\lambda_{oi}(i = 1, 2, \dots N)$ 依次(或同时)测量长度 L 时, 可得到 N 个与(1)式类似的测量方程式, 组成下列基本测量方程组:

$$\begin{cases} L = [\lambda_1(m_1 + \varepsilon_1)]/2 \\ L = [\lambda_2(m_2 + \varepsilon_2)]/2 \\ \dots \\ L = [\lambda_N(m_N + \varepsilon_N)]/2 \end{cases} \tag{2}$$

式中, $\lambda_i = \lambda_{oi}/n_i$($n_i$ 是与 λ_i 对应的折射率, $i = 1, 2, \dots, N$)。由于方程组(2)中未知数的个数多于方程式的个数, 所以, 在已知波长 λ_{oi}, 折射率 n_i 和条纹尾数 ε 的情况下, 通过方程组(2)无法唯一地确定长度 L, 但是, 如果考虑到 m_i 必须取整数, 再结合必要的辅助测量(如粗测)手段, 通过方程组(2)求解长度的唯一解是可能的。这就是小数重合法绝对距离干涉计量的基本思想。

分析可知, 如果方程组(2)存在解, 那么它的解必有无穷多个。这无穷多个解组成长度坐标上的一个等差序列, 其公差代表各波长干涉条纹相位重合的最小空间周期。设最小空间周期为 D_N, 那么被测长度可以用 D_N 表示为

$$L = D_N m + L_0 \tag{3}$$

式中, L_0 是方程组(2)的一个任意解, m 是未知整数。(3)式可以进一步化为

$$L = D_N(m'_s + \varepsilon'_s) \tag{4}$$

式中, $m'_s = m + I(L_0/D_N)$是整数, $\varepsilon'_s = F(L_0/D_N)$是相应的正小数, $I(x)$和 $F(x)$分别代表对 x 取整数和取小数。

下面的分析、推导可以帮助理解最小空间半周期的含义。令波数 $\sigma_i = 1/\lambda_i(i = 1, 2, \dots, N)$, 则方程组(2)可以改写为

$$\begin{cases} 2L\sigma_1 = m_1 + \varepsilon_1 \\ 2L\sigma_2 = m_2 + \varepsilon_2 \\ \dots \\ 2L\sigma_N = m_N + \varepsilon_N \end{cases} \tag{5}$$

由(5)式加权求和可得

$$L = [\lambda_s(m_s + \varepsilon_s)]/2 \tag{6}$$

与单波长干涉测长的基本测量方程(1)式比较, 可相应地把 λ_s, m_s, 和 ε_s 分别称为合成波长、合成干涉条纹整数和合成干涉条纹尾数, 其值由下式表示:

$$\lambda_s = \left(\sum_{i=1}^{N} A_i\sigma_i\right)^{-1}$$

$$m_s = \sum_{i=1}^{N} A_i \cdot m_i$$

$$\varepsilon_s = \sum_{i=1}^{N} A_i \cdot \varepsilon_i \tag{7}$$

式中, A_i 是方程组(5)的加权求和因子, 可取零和正、负整数。A_i 的选择应使合成波长大于单波长。A_i 取零, 相当于少利用一个波长。不同的 A_i 组合给出大小不等的合成波长 λ_s。

比较(4)式和(6)式可以看出: 在特定的 A_i 组合下, 半合成波长 $\lambda_s/2$ 实际上就是利用方程组(2)确定长度的最小空间周期 D_N, 即

$$\lambda_s = 2D_N \tag{8}$$

应该指出, 合成波长的概念具有更广泛的意义, (8)式只对特定的 A_i 组合成立。通过对最小空间周期 D_N 的分析, 可以求出使(8)式成立的 A_i 值, 过程如下:

首先考虑只有两个波长 λ_i 和 λ_j, 且 $\lambda_i < \lambda_j$ 的简单情况。记空间周期为 D_{ij}, 显然

$$D_{ij} = k_i(\lambda_i/2) \tag{9}$$

$$D_{ij} = k_j(\lambda_j/2) \tag{10}$$

式中, k_i 和 k_j 是最小空间周期 D_{ij} 内与波长 λ_1 和 λ_2 对应的干涉条纹数。由两正弦波叠加的结果可知, 与最小空间周期 D_{ij} 对应的条纹差值应为 1, 即 $k_i = k_j + 1$

所以

$$(k_j \lambda_i)/2 + \lambda_i/2 = (k_j \lambda_j)/2 \tag{11}$$

化简得:

$$k_j = \lambda_i/(\lambda_j - \lambda_i) \tag{12}$$

设 $\lambda_j - \lambda_i < \lambda_i$ [因为 $\lambda_j > \lambda_i$, 所以 $\lambda_i = (\lambda_i, \lambda_j)_{\min}$], $k_j > 1$, 把(12)式代入(10)式得

$$D_{ij} = (\lambda_i \lambda_j)/[2(\lambda_j - \lambda_i)] \tag{13}$$

用倒数表示为

$$D_{ij}^{-1} = 2(\sigma_i - \sigma_j) \tag{14}$$

同理, 对于三个波长 λ_i, λ_j 和 λ_k, 求得:

$$D_{ijk}^{-1} = D_{ij}^{-1} - D_{jk}^{-1} = 2(\sigma_i - 2\sigma_j + \sigma_k) \tag{15}$$

对于 N 个波长, 当满足条件 $\lambda_j - \lambda_i < (\lambda_i, \lambda_j)_{\min}$ 时,

$$D_{1,2,\cdots,N}^{-1} = D_N^{-1} = 2[C_{N-1}^{0}\sigma_1 - C_{N-1}^{1}\sigma_2 + \cdots + (-1)^{N-1}C_{N-1}^{N-1}\sigma_N] \tag{16}$$

式中, C_{N-1}^{p} 是二项式系数。把(16)式代入(7)式得:

$$\lambda_s = \{\sum_{i=1}^{N}\sigma_i[(-1)^{i-1}C_{N-1}^{i-1}]\}^{-1} = [\prod_{i=1}^{N}\lambda_i][\sum_{i=1}^{N}(-1)^{i-1}C_{N-1}^{i-1}|B_{\lambda_i}|]^{-1} \tag{17}$$

式中, $|B_{\lambda_i}|$ 为行列式 $\begin{vmatrix} \lambda_1 & 0 \cdots 0 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \cdots 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \\ 0 & 0 \cdots \lambda_i & 0 \\ \vdots & \vdots & \\ 0 & 0 \cdots 0 & \lambda_i \end{vmatrix}$ 中与 λ_i 对应的代数余子式。把(17)式与(7)式相比较, 可得使(8)式成立的加权求和因子如下:

$$A_i = (-1)^{i-1}C_{N-1}^{i-1} \quad (i = 1, 2, \cdots, N) \tag{18}$$

把(18)式代入(7)式得

测 量

$$\begin{cases} m_s = \sum_{i=1}^{N}(-1)^{i-1}C_{N-1}^{i-1}m_i \\ \varepsilon_s = \sum_{i=1}^{N}(-1)^{i-1}C_{N-1}^{i-1}\varepsilon_i \end{cases} \tag{19}$$

这是与(17)式对应的合成干涉条纹整数和合成干涉条纹尾数的表达式。双波长的情况特别重要, 由(13)式和(8)式可得双波长合成波长(下标 i, j 改用数码 1, 2 表示)为

$$\lambda_s = (\lambda_1 \lambda_2)/(\lambda_1 - \lambda_2) \tag{20}$$

根据 $n_i\lambda_i\nu_i = C$ 可得 $$\lambda_s = C/(n_2\nu_2 - n_1\nu_1) = C/(n_g\Delta\nu) \tag{21}$$
式中, C 是真空中光波传播的速度, n_1, n_2 是与波长 λ_1 和 λ_2 对应的折射率, $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$ (设 $\nu_2 > \nu_1$), n_g 是群折射率

$$n_g = (\Delta\nu)^{-1}(n_2\nu_2 - n_1\nu_1) = (n_2\lambda_{01} - n_1\lambda_{02})/(\lambda_{01} - \lambda_{02}) = n_2 - (\Delta n\lambda_{02})/\Delta\lambda_0 \tag{22}$$

式中, $$\begin{cases} \Delta\lambda_0 = \lambda_{02} - \lambda_{01} \\ \Delta n = n_2 - n_1 \end{cases}$$

为简明起见, 后面的分析在没有特别说明时, 均认为 $n_g = 1$, 这时(21)式成为

$$\lambda_s = C/\Delta\nu \tag{23}$$

利用多个具有一定波长差的单波长可以组成比各单波长大得多的合成波长。合成波长 λ_s 越大, 条纹整数 m_s 越小, 因而可以通过对被测长度的粗测来确定, 最终求得长度值。

三、逐级精化与级间过渡条件

通过(5)式, (6)式和(7)式可详细地讨论绝对距离干涉计量的逐级精化理论, 导出多级合成波长测长的级间过渡条件。

由(6)式可以看出, 在条纹尾数值 ε_s 确定之后, 满足(6)式的长度值有无穷多个, 这无穷多个长度值组成空间轴上的等差序列, 公差即为半合成波长 $\lambda_s/2$。通过对被测长度的粗测可以有效地限制(6)式中长度 L 的取值范围。当粗测精度足够高时, 利用长度粗测结果可唯一地确定合成干涉条纹整数 m_s, 从而由长度粗测和干涉条纹尾数的测量唯一地确定被测长度。设长度粗测值为 L, 测量不确定度为 δL, 那么长度真值必位于 $L - \delta L$ 和 $L + \delta L$ 之间。如果测量不确定度 δL 小于半合成波长 $\lambda_s/2$ 的一半, 那么, 无穷多个满足方程(6)式的长度值中, 只有一个落在区间($L - \delta L$, $L + \delta L$)上。由长度粗测值经过简单的数学运算可写出与方程组(5)类似的一组方程:

$$\begin{cases} 2L\sigma_1 = m_1 + \varepsilon_1 \\ 2L\sigma_2 = m_2 + \varepsilon_2 \\ \cdots \\ 2L\sigma_N = m_N + \varepsilon_N \end{cases} \tag{24}$$

式中, m_i 和 ε_i ($i = 1, 2, \ldots, N$) 是与 L 和 λ_i 对应的干涉条纹整数和尾数。由(24)式加权求和, 可得下述方程式:

$$L = [\lambda_s(m_s + \varepsilon_s)]/2 \tag{25}$$

$$\begin{cases} \lambda_s = \left(\sum_{i=1}^{N} A_i\sigma_i\right)^{-1} \\ m_s = \sum_{i=1}^{N} A_i m_i \\ \varepsilon_s = \sum_{i=1}^{N} A_i\varepsilon_i \end{cases} \tag{26}$$

设 $\Delta L^{(p)} = L - L$, 把(6)式和(25)式的各对应项相减, 得: $$\Delta L^{(p)} = [\lambda_s(I + F)]/2 \tag{27}$$
式中, I 和 F 是有关的合成干涉条纹整数差和尾数差

$$I = m_s - m_s = \sum_{i=1}^{N} A_i(m_i - m_i) \tag{28}$$

$$F = \varepsilon_s - \varepsilon_s = \sum_{i=1}^{N} A_i(\varepsilon_i - \varepsilon_i) \tag{29}$$

如果知道了整数 I, 由(27) 式就可唯一地计算 $\Delta L^{(p)}$, 进而得到长度的校正值

$$L^{(p)} = L + \Delta L^{(p)} \tag{30}$$

$\Delta L^{(p)}$称为粗测值 L 的一次校正量。$L^{(p)}$上角标的含义在后面行文中说明。可以看出, 由于 $|L - L| < \delta L$, 所以, 如果利用足够数目的合适波长 λ_i, 并选择合适的 A_i 组合使合成波长 λ_s 足够大, 满足:

$$\lambda_s > 4\delta L \tag{31}$$

则:

$$\Delta L^{(p)} < \delta L < \lambda_s/4 \tag{32}$$

即:

$$(\lambda_s |I + F|)/2 < \lambda_s/4 \tag{33}$$

等价于

$$|I + F| < 1/2 \tag{34}$$

该式说明, 当 $\lambda_s > 4\delta L$ 时, 整数 I 只能取 $-F$ 的 1/2 邻域内的值, 显然这个邻域内只有一个整数, 因此 I 的取值是唯一的。然而, 当 F 具有误差 δF 时, 如果还允许 I 取 $-F$ 的 1/2 邻域内的值, 那么在 I 取值问题上将可能发生错误和多值问题。为了避免上述情况发生, 分析(34) 式可知, 在考虑误差 δF 的情况下, (34) 式应修正为

$$|I + F| < (1/2 - \delta F) \tag{35}$$

与之对应, (31) 式修正为

$$\lambda_s > 4\delta L/(1 - 2\delta F) \tag{36}$$

上式可改写为

$$\delta L < [\lambda_s(1 - 2\delta F)]/4 \tag{37}$$

由(30) 式求全微分得

$$\mathrm{d}L^{(p)} = \mathrm{d}L + \mathrm{d}(\Delta L^{(p)})$$

式中, $\mathrm{d}L$ 和 $\mathrm{d}(\Delta L^{(p)})$ 可分别由(25) 式和(27) 式求全微分得到: $\mathrm{d}L = (\lambda_s \mathrm{d}\varepsilon_s)/2$

$$\mathrm{d}(\Delta L^{(p)}) = [\lambda_s(\mathrm{d}\varepsilon_s - \mathrm{d}\varepsilon_s)]/2$$

代入(38) 式得

$$\mathrm{d}L^{(p)} = (\lambda_s \mathrm{d}\varepsilon_s)/2 \tag{38}$$

这个结果表明, 长度 L 的粗测误差不会传递到校正值中去。(38) 式用测量不确定度表示为

$$\delta L^{(p)} = (\lambda_s \delta\varepsilon_s)/2 \tag{39}$$

另外, (37) 式可以用 $\delta L^{(p)}$ 表示成更简明的形式。由(29) 式得: $F + \varepsilon_s = \varepsilon_s$

所以,

$$(\delta F)^2 + (\delta\varepsilon_s)^2 = (\delta\varepsilon_s)^2$$

略去$(\delta\varepsilon_s)^2$ 项, 下述不等式成立

$$\delta F < \delta\varepsilon_s \tag{40}$$

把(40) 式和(39) 式代入(37) 式, 得

$$\delta L < (\lambda_s - \delta L^{(p)})/4 \tag{41}$$

(41) 式是从粗测过渡到合成波长 λ_s 测量的过渡条件。$\delta L^{(p)}$是测量误差, 它的大小与条纹尾数测量精度 $\delta\varepsilon_s$ 有关[见(39) 式], 可能还不满足测量精度的要求, 在这种情况下, 就需要用较短的合成波长继续测量, 直到满足精度要求为止。根据上述分析, 用多级合成波长 $\lambda_s^{(p)} > \lambda_s^{(p-1)} > \cdots > \lambda_s^{(1)} > \lambda^{(0)}$ 测长的逐级精化及其基本关系式如下:

1. 粗(初) 测条件: $$\delta L < (\lambda_s^{(p)}/4) - \delta L^{(p)} \tag{42}$$

2. 级间过渡条件: $$\delta L^{(i)} < (\lambda_s^{i-1}/4) - \delta L^{(i-1)} \tag{43}$$

3. 测值计算式: $$L^{(i)} = [\lambda_s^{(i)}(m_s^{(i)} + \varepsilon_s^{(i)})]/2 \tag{44}$$

4. 测量不确定度: $$\delta L^{(i)} = \sqrt{[(\lambda_s^{(i)} \cdot \delta\varepsilon_s^{(i)})/2]^2 + [(L^{(i+1)} \cdot \delta\lambda_s^{(i)})/\lambda_s^{(i)}]^2} \tag{45}$$

式中, δL 是粗测不确定度, $\delta L^{(i)}$是用第 i 级合成波长测量引起的测长不确定度, $\delta\varepsilon_s^{(i)}$ 是相应的条纹尾数相位测量不确定度($i = P, P-1, \cdots, 2, 1$)。$L \equiv L$。(45) 式考虑了波长变化对测长不确定度的影响。

同时发射或顺序发射多波长的激光器是组成多级合成波长测量链、实现被测长度逐级精化的前提条件。高精度的条纹尾数测量可以减少对合成波长级数要求, 提高总的测量精度。因此, 条纹尾数测量的研究也十分重要。

四、历史和现状

绝对距离干涉计量的研究历史可以追溯到上世纪末, 但真正把绝对距离干涉计量作为一种长距离测量方法进行研究是 60 年代激光出现以后的事。按时间顺序, 绝对距离干涉计量的发展历史列举如下:

• 1892 年至 1898 年 J. R. Benoit 等人利用 *Cd* 红线波长(λ= 6348Å) 比较标准米, 提出了小数重合法[2]。

• 1927 年前后, K└sters 干涉仪诞生[2]。

• 1968 年, K. M. Baird 撰文回顾当时的各种精密测距方法, 探讨了长距离红外干涉测量的可能性, 断言在百米左右高精度距离测量中, 红外干涉测量将扮演主要角色[1]。

• 1970 年, R. Turner 和 E. K. Pfitzer 研究利用 CO_2 激光标定 50m 长测尺问题[6]。

• 1976 年, C. R. Tilford 在研究利用脉冲超声波和 CO_2 激光干涉仪精测液柱高度的过程中, 总结出一套利用条纹尾数决定长度的分析步骤, 提出了合成(等效) 波长的概念。Tilford 的工作丰富了绝对距离干涉计量理论[4]。

• 1976 年, G. L. Bourdet 和 A. G. Orszag 首先报道他们利用 CO_2 激光干涉仪测长的试验[7]。他们使用的原理起源于傅氏变换光谱学。1979 年, 他们通过 Appl. Opt. 杂志对实验情况作了更详细的报道[3], 并提出了一种利用二项式系数表示的合成波长计算方法。

• 1981 年, C. W. Gillard 等人利用 CO_2 激光器作光源实现了绝对距离外差干涉测长方案[8,9]。

• 1981 年, F. Bien 等人提出双激光器变波长锁定绝对距离测长方案[10]。

• 1981 年, H. Matsumoto 利用 He-Xe 激光双波长干涉仪测量短长度[11,12]。

• 1982 年、1983 年, H. Matsumoto 利用 He-Ne 3. 39μm 单波长激光和 He-Xe 3. 37μm 和 3. 51μm 双波长激光组成三级合成波长来测量长度[13, 14]。

• 1983 年, G. L. Bourdet 利用两支波导 CO_2 激光器实行了变波长绝对距离测长方案[15]。

• 1983 年, R. J. Tansey 利用染料激光器的可调谐性组成用于绝对距离测量的数字外差干涉仪[16]。

• 1985 年, 中国计量院陈允昌等人研制的以塞曼激光为光源的无导轨测长仪通过鉴定。

• 1985 年至 1987 年, 澳大利亚的 C. J. Walsh 利用顺序切换多波长 CO_2 激光器组成干涉系统测量 25m 长度。原理与 C. W. Gillard 的装置类似[8]。

• 1987 年, H. Matsumoto 组成 CO_2 激光合成波干涉测距系统[19, 20]。

• 1987 年, H. Kikuta 等人做了激光二极管外差干涉测长的尝试[6,21]。

• 1989 年, C. C. Williams 和 H. K. Wickramasinghe 介绍了他们使用的、以二极管激光为基础的波长多路复用绝对干涉测距技术[22,23]。

• 1991 年, M. Suematsa 和 M. Taketa 提出在变波长干涉测距中使用 Fourier 变换条纹分析术来确定被测距离的方法[24]。同年, O. Sasaki 等人把双正弦相位调制激光二极管干涉仪用于

距离测量, 测量分辨率为 0.5μm[25]。

• 1991～1993 年期间, 邹大挺、邓罗根等人报道了他们在 3.3912μm, 3.3922μm 双波长红外激光绝对距离干涉测量方面的部分研究工作[26～29]。武勇军等人报到了他们借助半导体激光器所做的大尺寸无导轨测长研究[30]。

• 1993 年, P. D. Groot 探讨了短外腔耦合多模激光二极管及其在绝对距离干涉计量中的应用[31]。

• 1995 年, 德国的 E. Fisher 等人、日本的 R. Onodera 和 Y. Ishii 也分别介绍了他们使用激光二极管作光源所进行的绝对距离干涉计量的研究[32, 33]。

• 1996 年, 日本的 T. Suzuki 等人介绍了一种使用锁相技术的新型双波长绝对距离干涉测量仪。基本特点在于只使用一个激光二极管作光源, 所得到的激光双波长在时间上是多路复用的。由于双波长来自同一光源, 所以消除了双波长光束的不共轴问题, 也不必考虑波长的相对变化, 合成波长易于稳定。他们采用的合成波长 λ_s 为 15mm, 测量精度为 $\lambda_s/400$[34]。

附表　近年来世界各国在绝对距离干涉计量的研究中干涉条纹尾数相位测量精度的情况

时间	作　者	使　用　激　光　器	干涉系统	相位测量不确定度 单波长	相位测量不确定度 合成波长
1981	美国[8]	CO_2 激光器　10.6μm	外差干涉仪	0.6°	1.96×10^{-3}
1982	日本[11]	He-Xe 激光器　3.37μm, 3.51μm	扫描干涉仪	1.6°	6.28×10^{-3}
1983	美国[17]	Kr^+ 激光器　0.647μm 加染料激光器　0.620～0.680μm	数字外差干涉仪	1°	3.9×10^{-3}
1983	日本[13]	He-Xe 激光器　3.37μm, 3.51μm 加　　加 He-Ne 激光器　3.39μm	扫描干涉仪		1×10^{-2}
1985	中国[18]	He-Ne 塞曼双频激光器　0.633μm	拍波干涉仪		1.4×10^{-4}
1986	日本[22]	CO_2 激光器　10.6μm	扫描干涉仪		1×10^{-2}
1987	日本[5]	激光二极管　0.78μm	外差干涉仪		2.1×10^{-2}
1989	中国[28]	He-Ne 激光器　3.3912μm, 3.3922μm	锁定干涉仪		5×10^{-4}
1994	日本[36]	激光二极管　$\lambda_s = 15$mm	泰曼-格林干涉仪		1.25×10^{-3}

五、结　束　语

纵观绝对距离干涉计量的发展历史可以清楚地得知其发展的两大特点:

第一, 绝对距离干涉计量的发展与多波长激光的研究有明显的依赖关系。早在上世纪末, J. R. Benoit 就提出了小数重合法, 但只是在激光发明之后, 人们才有可能利用这一方法测量大长度。各种多波长激光器(如 CO_2 多波长激光器、3.51μm, 3.37μm 双波长 He-Xe 激光器、3.3912μm, 3.3922μm 双波长 He-Ne 激光器、塞曼分裂双纵模激光器等) 的研究, 丰富了绝对距离干涉计量理论, 使无导轨绝对干涉测量大长度成为可能。预计今后绝对距离干涉计量的发展仍然与多波长激光器、特别是与多波长红外激光器有密切关系; 可调谐染料激光器、半导体激光器有可能成为传统激光光源的竞争对手。

第二, 绝对距离干涉计量的发展需要多方面的力量, 它的重大进展差不多都是光学、物理学、精密机械学、无线电电子学和计算机科学相互结合、彼此渗透的结果, 因此, 绝对距离干涉计量必须依靠这些学科的新成就。例如, 为了使测量过程自动化, 降低劳动强度, 缩短测量时间, 人们在绝对距离干涉测量系统中使用计算机采集和处理测量数据; 为了扩大测量范围、减

少大气扰动和机械振动的影响, 人们用红外激光光源代替可见光激光光源; 为了克服目前绝对距离干涉仪中激光光源体积庞大的缺点, 人们进行着各种半导体激光测长方案的尝试; 为了使干涉仪光源头部和干涉仪主机分开, 人们考虑是否可以使用光纤技术; 为了提高干涉仪对准精度, 人们利用了各种与精密机械有密切关系的微位移伺服机构等。

绝对距离干涉计量的发展是由于大长度测量的需要对其促进的结果。1983 年第十七届国际计量大会正式确定了以光速不变为基础的新的米定义, 米是光在真空中、在1/299792458s的时间间隔内所行进的路程长度。这样, 长度和时间在米的新定义下统一了起来。按照新米定义, 真空光速在任何情况下都是不变的, 测出了光波的频率, 就得到了用来复现米的真空波长。随着无导轨大长度测量精度要求的不断提高, 人们自然希望实时地测量频率或频差以便获得精确的合成波长数值, 因此, 新型高速红外探测器和成熟的光频测量技术有可能把绝对距离干涉计量研究引向一个新的发展阶段。

参 考 文 献

1 Baird K M. Metrologia, 1968; 4(3): 135~ 144
2 Born M, Wolf E. Principles of Optics. London: Pergamon, 1975: 291
3 Bourdet G L, Orszag A G. Appl Opt, 1979; 18(2): 225~ 227
4 Tilford C R. Appl Opt, 1977; 16(7): 1857~ 1860
5 Kikuta H, Iwata K, Nagata R. Appl Opt, 1986; 25(17): 2976~ 2980
6 Turner R, Pfitzer E K. Metrologia, 1970; 6(3): 94~ 97
7 Bourdet G L, Orszag A G. ACTA IMEKO, 1976; 141~ 143
8 Gillard C W, Buholz N E, Ridder D W. Opt Engng, 1981; 20(1), 129~ 134
9 Gillard C W, Buholz N E. Opt Engng, 1983; 22(3): 348~ 353
10 Bien F, Camac M, Caulfield H J t l. Appl Opt, 1981; 20(3): 400~ 403
11 Matsumoto H. Appl Opt, 1981; 20(2): 231~ 234
12 Matsumoto H. Rev Scient Instrum, 1982; 53(5): 641~ 643
13 松本弘一. 精密机械(日刊), 1983; 49(12): 1658~ 1662
14 Matsumoto H, Seino S. Annals CIRP, 1982; 31(1): 401~ 404
15 Bourdet G L. U S P. No. 4492464, 1985
16 Tansey R J. SPIE, 1983; 429: 43~ 54
17 Walsh C J, Brown N. Rev Scient Instrum, 1982; 56: 1582~ 1585
18 Walsh C J. Appl Opt, 1987; 26(9): 1680~ 1687
19 Matsumoto H. Appl Opt, 1984; 23(7): 973~ 974
20 Matsumoto H. Appl Opt, 1986; 25(4): 493~ 498
21 Kikuta H, Iwata K, Nagata R. Appl Opt, 1987; 26(9): 1654~ 1660
22 Williams C C, Wickramasinghe H K. J A P, 1986; 60: 1900~ 1903
23 Williams C C, Wickramasinghe H K. Opt Lett, 1989; 14: 542~ 544
24 Suematsu M, Taketa M. Appl Opt, 1991; 30(28): 4046~ 4055
25 Sasaki O, Yoshida T, Suzuki T t l. Appl Opt, 1991; 30(25): 3617~ 3621
26 邓罗根, 田 芊. 计量学报, 1991; 12(4): 241~ 247
27 邹大挺, 田 芊, 梁晋文 t l. 中国激光, 1992; 19(1): 31~ 37
28 邓罗根. 中国激光, 1993; A20(2): 89~ 92
29 邓罗根, 梁晋文. 光学学报, 1993; 13(3): 262~ 267
30 武勇军, 李达成, 曹 艺 t l. 中国激光, 1993; A20(12): 906~ 909
31 Groot P D. Appl Opt, 1993; 32(22): 4193~ 4198
32 Fischer E, Dalhoff E, Heim S t l. Appl Opt, 1995; 34(25): 5589~ 5594
33 Onodera R, Ishii Y. Appl Opt, 1995; 34(22): 4740~ 4746
34 Suzuki T, Sasaki O, Maruyama T. Opt Engng, 1996; 35(2): 492~ 497