

关于測量单色仪的光譜狹縫 寬度的干涉方法*

母 国 光 战 元 齡

提 要

本文分析了 V. J. Coates 和 H. Hausdorff 依对应原理提出的測单色仪光譜狹縫寬度的干涉方法的物理机理;并表明了提高該法的准确度方面,迈克耳孙干涉仪有优于 V. J. Coates 所用的法布里-珀罗干涉仪的特点,特别是在可見光和紫外光的光譜区域。

作者用干涉法对可見光用的 YM-2 型单色仪在不同狹縫寬度下的光譜狹縫寬度作了測量,結果与計算相符。

一、引 言

对表征单色仪分辨本領的光譜狹縫寬度^[1]进行測量是光譜工作者和光譜仪器研究者所十分感兴趣的問題。过去常用的測量方法約有这样几种:

第一^[2],在給定的光譜区域,研究有不同間隔的吸收带的物质(如 C_2H_4 , NH_3 , CH_3OH 和 H_2O 等),測量其中被分辨出的最靠近的两带的光譜間隔。但是,实际上并不是在任何光譜区域都能很容易地找到具有恰当吸收带的物质,并且由此法得到的数据虽然能表示出仪器的实际分辨本領,但未必就是已有統一定义的光譜狹縫寬度 $\Delta\lambda$ (或 $\Delta\nu$)。

第二^[3,4],用具有綫光譜的光源(如汞灯,鈉灯)照明入射狹縫,对給定的狹縫寬度和某綫光譜(如汞綠綫),作波长的扫描,并且画出由出射光束引起的电流計的偏轉与波长鼓讀数間的关系曲綫。此曲綫上具有最大偏轉之半的两点,其所对应的波长差即为該情况下的光譜狹縫寬度。此方法在操作上很簡單,但它不能用于沒有綫光譜光源的光譜区域,并且它的准确度受到波长鼓讀数精度和光源稳定性等的限制。

第三^[5], V. J. Coates 和 H. Hausdorff 对应于电学中測量网络通带特性的方法,提出了利用法布里-珀罗干涉仪作为正弦信号发生器,单色仪作为网络来測它的光譜狹縫寬度的方法。此方法可用于任意的光譜区域,并且对無論多寬的光譜狹縫寬度均能进行較准确的測量。对于給定的光源,此法的准确度与干涉仪的性質有关。

本文从計算由法布里-珀罗干涉仪和单色仪組成的联合系統(A)的出射光束的功率的观点,分析 Coates 干涉法的物理机理;并从計算由迈克耳孙干涉仪和单色仪組成的联合系統(B)的出射光束的功率来表明:在提高該法的准确度方面,系統(B)的机构优于 Coates 所用的系統(A)的机构,特别是在可見光和紫外光的光譜区域。

作者用两种不同的机构对 YM-2 型单色仪(苏联)在不同狹縫寬度下的光譜狹縫寬度

* 1962年12月10日收到。

作了测量,所得结果与计算值相符.

二、在干涉仪和单色仪的联合系统中出射光束功率的计算及对 Coates 法的物理机理的分析

1. 对于法布里-珀罗干涉仪,透射光的光强 I_t 与入射光的光强 I_i 之比为^[6]

$$\frac{I_t}{I_i} = \frac{1}{1 + F \sin^2 \frac{\delta}{2}}, \quad (1)$$

其中 $F = \frac{4R}{(1-R)^2}$, R 为干涉仪两反射面的反射本领; δ 为两相邻光线的位相差. 对于干涉图样的中心, $\delta = 2\pi \cdot \frac{2nd}{\lambda}$ 或 $\delta = 2\pi \cdot 2nvd$, 其中 $\frac{1}{v} = \lambda$, d 为两反射面的间隔, n 为其间介质的折射率. $\delta = 2m\pi$ 时, (1) 式有最大值, $m = 1, 2, 3, \dots$.

若以具有连续光谱的光射入 d 值为一常数的法布里-珀罗标准器中, 则在干涉图样中心, 那些满足 $2nvd = m$ 的所有光, 按 (1) 式, 有最大光强. 于是, 在透射光干涉图样中心, 相邻最大光强的波数差为一常数 v' :

$$v' = \frac{1}{2nd}. \quad (2)$$

若法布里-珀罗干涉仪两反射面的 R 较小, 且 F 较 1 小很多, 则 (1) 式可近似地写成

$$\frac{I_t}{I_i} = 1 - F \sin^2 \frac{\delta}{2} = 1 - \frac{F}{2} (1 - \cos \delta). \quad (3)$$

对于干涉图样的中心, (3) 式可写成

$$\frac{I_t}{I_i} = 1 - \frac{F}{2} \left(1 - \cos \frac{2\pi v}{v'} \right). \quad (4)$$

将法布里-珀罗干涉仪与单色仪联合起来, 令连续光的干涉图样呈在入射狭缝的平面上, 并且用脱曼光阑仅使图样的中心进入仪器. 这联合系统的出射光束, 其功率一方面取决于由公式 (4) 所描写的进入仪器的光强, 另一方面亦取决于单色仪出射光束中能量的光谱分布图形.

在两狭缝较宽且出射狭缝的宽度 a_2 等于入射狭缝象在出射狭缝平面上投影的宽度 $\bar{a}_1'$, 两者有相同的几何形状, 光学系统无缺欠和象差且亦无离焦时, 出射光束中能量的光谱分布为三角形 (图 1). 在此情况下, 三角形底边之半在数值上等于光谱狭缝宽度 $\Delta \bar{v}$.

图 1 所示的三角形分布可表为

$$f(v) = 1 - \frac{|v - v_0|}{\Delta \bar{v}}, \quad |v - v_0| \leq \Delta \bar{v}. \quad (5)$$

于是, 在假定单色仪没有选择吸收的情况下, 联合系统 (A) 的出射光束的功率 P_A 应为

$$P_A = \int_{v_0 - \Delta \bar{v}}^{v_0 + \Delta \bar{v}} f(v) I_i dv = \int_{v_0 - \Delta \bar{v}}^{v_0 + \Delta \bar{v}} I_i \left(1 - \frac{|v - v_0|}{\Delta \bar{v}} \right) \left[1 - \frac{F}{2} \left(1 - \cos \frac{2\pi v}{v'} \right) \right] dv.$$

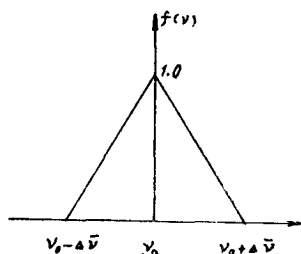


图 1 出射光束中能量的光谱分布图

实际上,在所积分的范围内, I_i 的变化甚小,可视为常数而提到积分号之外. 积分的结果为

$$P_A = I_i \Delta \bar{\nu} \left[\left(1 - \frac{F}{2} \right) + \frac{F}{2} \cos \frac{2\pi\nu_0}{\nu'} \cdot \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi \Delta \bar{\nu}}{\nu'} \right)}{\left(\frac{\pi \Delta \bar{\nu}}{\nu'} \right)^2} \right]. \quad (6)$$

由此式可引导出测量 $\Delta \bar{\nu}$ 的方法:

(a) 当通过改变 d 而使 ν' 改变时, 出射光束的功率 P_A 将随之而发生变化, 其交变部分 $\tilde{P}_A$ 可由上式中的第二项表示:

$$\tilde{P}_A = A \cos \frac{2\pi\nu_0}{\nu'} \cdot \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi \Delta \bar{\nu}}{\nu'} \right)}{\left(\frac{\pi \Delta \bar{\nu}}{\nu'} \right)^2}, \quad (7)$$

其中 $A = \frac{I_i F \Delta \bar{\nu}}{2}$. 在给定 $\Delta \bar{\nu}$ 和 I_i 的情况下, A 值正比于 F 值.

可见, 当 $\nu' = \Delta \bar{\nu}$ 时, $\tilde{P}_A = 0$. 于是可用这样的方法测 $\Delta \bar{\nu}$: 将单色仪调到某一波数 ν_0 并将狭缝开一定的宽度, 然后由一适当的较小的值开始增加干涉仪两板的间隔 d , 直到第一次出现 $\tilde{P}_A = 0$ 的情况. 此时 d 值所对应的 ν' 即为该情况下的光谱狭缝宽度 $\Delta \bar{\nu}$.

(b) 若 ν' 不变而使 $\Delta \bar{\nu}$ 单值地增大, 则出射光束功率的交变部分仍由 (7) 式决定. 与 (a) 不同者为 A 值将随 $\Delta \bar{\nu}$ 有所增大, 但它毕竟不是交变的并且亦不为零. 所以, 交变部分 $\tilde{P}_A$ 第一次为零亦只能是在 $\Delta \bar{\nu}$ 与固定的 ν' 相等时才发生. 由此便产生了用干涉法测 $\Delta \bar{\nu}$ 的第二种方法.

2. 对于迈克耳孙干涉仪, 其干涉图样中心处的光强可表成

$$I = I_i \left(1 + \cos \frac{2\pi\nu}{\nu'} \right), \quad (8)$$

此处 $I_i = 2I_0$, I_0 为由分光板所分开的射到干涉仪两反射面上的光强.

于是, 在由迈克耳孙干涉仪和单色仪组成的联合系统(B)中, 若单色仪出射光束中能量的光谱分布亦为三角形, 则出射光束的功率为

$$P_B = \int_{\nu_0 - \Delta \bar{\nu}}^{\nu_0 + \Delta \bar{\nu}} f(\nu) I d\nu = I_i \Delta \bar{\nu} \left[1 + \cos \frac{2\pi\nu_0}{\nu'} \cdot \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi \Delta \bar{\nu}}{\nu'} \right)}{\left(\frac{\pi \Delta \bar{\nu}}{\nu'} \right)^2} \right]. \quad (9)$$

当改变 ν' 或 $\Delta \bar{\nu}$ 时, P_B 的交变部分为

$$\tilde{P}_B = B \cos \frac{2\pi\nu_0}{\nu'} \cdot \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi \Delta \bar{\nu}}{\nu'} \right)}{\left(\frac{\pi \Delta \bar{\nu}}{\nu'} \right)^2}, \quad (10)$$

其中 $B = I_i \Delta \bar{\nu}$, 它与 F 无关. 由此式亦可得出与上述(a)和(b)相同的测 $\Delta \bar{\nu}$ 的方法.

3. 干涉法测 $\Delta \bar{\nu}$ 的准确度取决于确定 $\tilde{P}_A$ 或 $\tilde{P}_B$ 为零的位置的准确度.

当法布里-珀罗干涉仪两板的 F 较大时, 代替 (3) 式有

$$\frac{1}{1 + F \sin^2 \frac{\delta}{2}} = 1 - F \sin^2 \frac{\delta}{2} + F^2 \sin^4 \frac{\delta}{2} - F^3 \sin^6 \frac{\delta}{2} + \dots.$$

若忽略其中 F^3 及更高次项, 则 (6) 式应该由下式代替:

$$P'_A = I_i \Delta \bar{\nu} \left[\left(1 - \frac{F}{2} + \frac{3}{8} F^2 \right) + \frac{F}{2} (1 - F) \cos \frac{2\pi \nu_0}{\nu'} \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi \Delta \bar{\nu}}{\nu'} \right)}{\left(\frac{\pi \Delta \bar{\nu}}{\nu'} \right)^2} + \right. \\ \left. + \frac{F^2}{8} \cos \frac{4\pi \nu_0}{\nu'} \cdot \frac{\sin^2 \left(2 \frac{\pi \Delta \bar{\nu}}{\nu'} \right)}{\left(2 \frac{\pi \Delta \bar{\nu}}{\nu'} \right)^2} \right]. \quad (11)$$

与 (6) 式相比, 可见此时交变部分较 $\tilde{P}_A$ 除了系数有所改变 $\left[\frac{F}{2} \rightarrow \frac{F}{2} (1 - F) \right]$ 外, 还多了上式的最后一项, 并且当 F 更大时, 还须取更多的附加项. 这将使交变部分的振幅复杂化, 从而给确定 $\tilde{P}'_A = 0$ 的位置带来困难. 这与 Coates 等从分析法布里-珀罗干涉仪透射光中的基频振幅和倍频振幅而得出的关于 F 应该小 (用不涂反射层的平板作干涉仪的反射面) 的结论是一致的, 因为只有 F 足够小 (例如 $F < 0.4$) 时, (6) 式才与实际相符.

当 F 很小时, 虽然满足了 (6) 式的要求, 但所能产生的交变部分 $\tilde{P}_A$ 的振幅却很小, 难于准确地定出 $\tilde{P}_A = 0$ 的位置. 为增大 $\tilde{P}_A$ 的振幅以提高测 $\Delta \bar{\nu}$ 的准确度, 又要求 F 尽可能大些. 为此, 对于红外光谱区域, Coates 等建议用不涂反射层的高折射率的介质 (如 KRS-5, 锗等) 作法布里-珀罗干涉仪的两反射板.

但是, 在可见光和紫外光的光谱区域与红外区域不同, 一般光学材料的折射率绝大多数在 2 以下, 并且亦不宜于借助涂膜来提高 $\tilde{P}_A$ 的振幅 (不同 F 的反射膜引起的位相变化及其随波长的改变, 使 d 与 ν' 的关系复杂化, 不易直接计算). 所以用一般光学玻璃板的法布里-珀罗干涉仪测 $\Delta \bar{\nu}$ 的准确度较低. 这一困难可由系统 (B) 的机构来克服——在具有半透分光板的迈克耳孙干涉仪所产生的干涉图样中心, 光强永远可由 (8) 式表示, 相应的 $\tilde{P}_B$ 与 F 无关, 并且不论在什么波段 $\tilde{P}_B$ 的振幅较同样条件下的相应的 $\tilde{P}_A$ 的振幅大 $\frac{2}{F}$ 倍 (实际上, F 应小于 0.5, 所以 $\frac{2}{F} > 4$). 这样, 在可见光和紫外光的光谱区域, 用 (B) 系统代替 Coates 所用的 (A) 系统时, 不但克服了光学材料上的困难, 同时亦提高了灵敏度, 因为不论 $\tilde{P}_B$ 振幅多大, (10) 式均成立且 B/A 不小于 4. 在红外光谱区域, 这种优越性亦在一定程度上存在.

三、实验及其结果

分别按系统 (A) 和 (B) 的机构, 采用方法 (b), 对通用的可见光单色仪 (YM-2 型) 在不同狭缝宽度下的分辨本领 ($\Delta \bar{\nu}$) 作了测量.

1. 实验布置如图 2 所示. 用电池供电的钨丝灯作为光源 S , 干涉仪放在平行光束中, 用消色差透镜 L_2 将干涉图样呈在入射狭缝的平面上, 以哈脱曼光阑截出中央盘的一部分, 并令它进入准光管. 在波长鼓上另加一个由同步马达带动的机械系统, 以进行波长的扫描. 出射光束直接地射至光电倍增管 931A^[7] 的阴极面上, 将由此产生的电流通入灵敏

度约为 10^{-9} 安培的电流计中。最后用光点记录器记录下当作波长扫描时出射光束的功率变化。

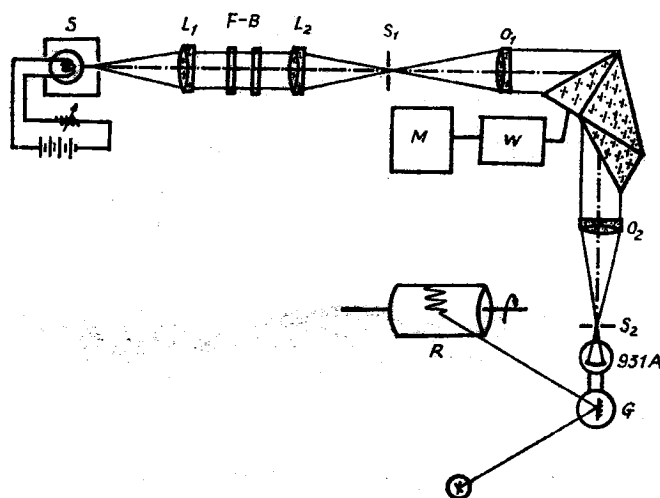


图2 实验布置简图

S——钨丝灯； L_1, L_2 ——聚光镜；F-B——干涉仪； S_1 ——入射狭缝；
W——波长读数鼓；M——扫描的机械传动系统；G——电流计；
R——记录鼓； ϕ ——931A 光电倍增管； O_1 和 O_2 分别为准光物镜
和照相物镜焦距 ($f_1 = f_2$)。

2. 实验方法和结果

首先，应用沟槽光谱的方法^[8-10,14]测量法布里-珀罗标准器的 ν' 值，即由已知两汞线^①和在其間出現的“干涉峯”的数目求出 ν' 值。图3为一个沟槽光谱的记录，图中突出的两

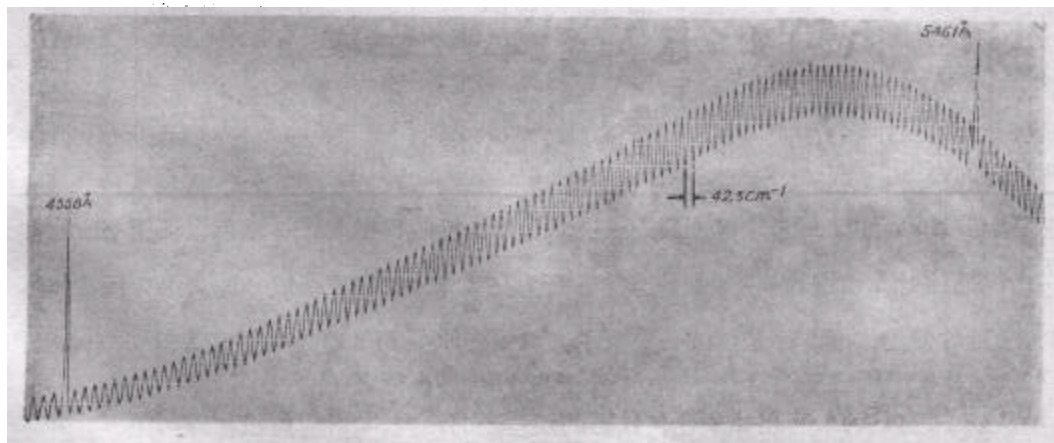
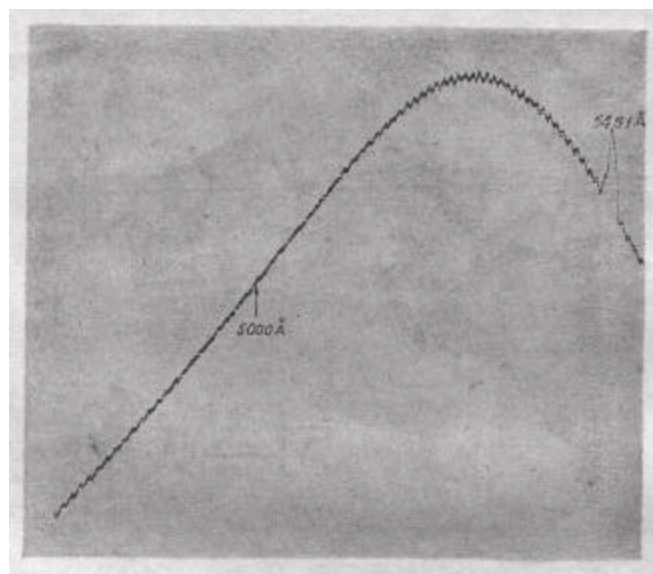


图3 沟槽光谱的记录

高峯为已知的两汞线 5461 Å 和 4358 Å ；测得的 $\nu' = 42.3 \pm 0.1 \text{ cm}^{-1}$ ，相当于 $d = 0.1182 \pm 0.0003 \text{ mm}$ 。

其次，用测过 ν' 的标准器组成(A)系统，按(b)法对不同的狭缝宽度进行 $\Delta \nu$ 的测量。图4是这些测量的一个记录，其中在波长为 5000 Å 处出现了 $\tilde{P}_d = 0$ ，它表明在給定的情

图 4 由法布里-珀罗干涉仪获得的 P_A 的记录

况下, $\Delta\bar{\nu} = 42.3\text{cm}^{-1}$ 或 $\Delta\bar{\lambda} = 10.6 \text{ Å}$.

一系列的实验结果如表 1 所示. 它给出了在最佳调焦情况下, 对不同狭缝宽度获得相应于 $\Delta\bar{\nu} = 42.3\text{cm}^{-1}$ 的 $\bar{P}_A = 0$ 的波长 $\bar{\lambda}$ (第 2 行) 和波数 (第 3 行). 第 4 行为在相应

表 1

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
入射狭缝 宽度 (mm)	出现 $\bar{P}_A=0$ 处的波长 $\bar{\lambda}(\text{Å})$	$\bar{\nu}(\text{cm}^{-1})$	$\Delta\lambda_{42.3\text{cm}^{-1}}(\text{Å})$	$\frac{d\lambda}{dI}$ (Å/mm)	$\Delta\bar{\nu}_{\text{理}}$ (cm^{-1})	$\Delta(\Delta\bar{\nu})$ (cm^{-1})	$\Delta(\Delta\bar{\lambda})$ (Å)	$a_{\text{理}}$ (mm)	Δa (mm)
0.12	5326	18776	12.0	107	45.0	2.7	0.7	0.112	0.01
0.13	5124	19516	11.1	95	47.0	4.7	1.3	0.117	0.01
0.14	4910	20364	10.2	83	48.0	5.7	1.4	0.123	0.017
0.15	4724	21166	9.4	72	48.5	6.2	1.4	0.131	0.02
0.16	4582	21822	8.9	62	47.0	4.7	1.0	0.143	0.017
0.17	4461	22415	8.4	54	44.5	2.2	0.5	0.154	0.016

波长处与 $\Delta\bar{\nu} = 42.3\text{cm}^{-1}$ 相应的波长差 $\Delta\bar{\lambda}$; 第 5 行是根据 YM-2 单色仪证明书所给的 $\frac{d\lambda}{dI}$ 由内插法对 $\bar{\lambda}$ 求得的 $\frac{d\lambda}{dI}$ 的数值. 第 6 行为在 $\bar{\lambda}$ 处 $\Delta\bar{\nu}$ 的理论值 $\Delta\bar{\nu}_{\text{理}}$. 第 7 行是 $\Delta\bar{\nu}_{\text{理}}$ 与实验值的偏差; 第 8 行是以波长差表示的该偏差值. 第 9 行是为了在 $\bar{\lambda}$ 处得到 $\Delta\bar{\nu} = 42.3\text{cm}^{-1}$ 狭缝所应开的宽度; 第 10 行是第 1 行与第 9 行之差.

从表 1 可以看到, 所得结果已在仪器的误差范围之内, 与计算值很相符.

最后, 用 (B) 系统代替 (A) 系统, 并且在附加具有电容器的分路以滤掉非交变部分的情况下作了同样的测量. 在光源及单色仪均与 (A) 系统相同时, 得到了振幅甚大的 $\bar{P}_B$; 当入射光强较 (A) 系统大为减弱时, 尚能得到较 $\bar{P}_A$ 大的 $\bar{P}_B$ (已滤掉非交变部分), 如图 5 所示. 比较记录 $\bar{P}_A$ 的图 4 和在 $2I_0 < I_{i(A)}$ 情况下记录 $\bar{P}_B$ 的图 5, 就定性证明了关于在同样条件下 (B) 系统所产生的 $\bar{P}_B$ 的振幅大于 (A) 系统的结论. 与 $\bar{P}_A$ 跟 F 有关的特点

不同,在(B)系统中,即使 $\tilde{P}_B$ 的振幅很大,而它与 $\Delta\bar{\nu}$ 和 ν' 的关系亦仍然象(10)式那样简单,因而便于确定 $\tilde{P}_B = 0$ 的位置。这样就显示出(B)系统有优于(A)系统的特点,特别在可见光和紫外光的光谱区域。

四、討 論

1. 由于YM-2型单色仪的准光和投射物镜均为一般的消色物镜,它们有显著的二级光谱^[11],所以在作波长扫描时,若不把物镜对固定的出射狭缝作相应的移动,必产生离焦。按Топорен^[12]的计算,若离焦为 Δf ,则相当于出射狭缝的宽度改变了 $2\Delta a_2 = \Delta f \frac{D_2}{f_2}$,其中 $\frac{D_2}{f_2}$ 为投射物镜的相对孔径。 $\Delta f > 0$ 时,即出射狭缝在谱面的远离物镜的方向,相当于增宽; $\Delta f < 0$ 时,相当于狭缝变窄。图5即为表明这种现象的记录:中间的是最佳调焦时 $\tilde{P}_B$ 的记录,另两个分别为 $\Delta f < 0$ 和 $\Delta f > 0$ 时 $\tilde{P}_B$ 的记录。它们表明:在YM-2型单色仪上必须精心地调焦,否则分辨本领将有显著的改变。

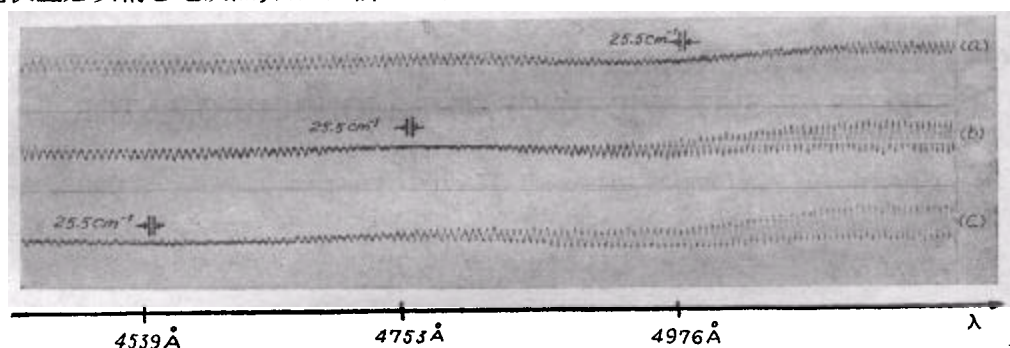


图5 不同离焦情况下 $\tilde{P}_B$ 的记录: (a) $\Delta f < 0$ (准光物镜位置的读数8.8); (b) 最佳调焦(准光物镜位置的读数9.2); (c) $\Delta f > 0$ (准光物镜位置的读数9.6)。

2. 用沟槽光谱法确定干涉仪的 ν' 时,为尽可能地提高准确度,选取了相间较远的两谱线。此时伴随着两种误差的增大^[13]: 其一,空气的折射率随波长而变,但我们在实验中却视它为一常数;其二,不同波长在法布里-珀罗干涉仪两反射面上产生的位相变化亦不同。然而,由它们所引起的误差远小于 0.1cm^{-1} , 因而可不计。

3. Coates 已证明:不论出射光束中能量的光谱分布为三角形或梯形,当 $\Delta\bar{\nu} = \nu'$ 时,交变部分的振幅均第一次为零。因此,当单色仪两狭缝的读数一样而实际宽度不同时,对实验并不生什么困难,为计算其 $\Delta\bar{\nu}$ 值,只须应用适于梯形分布的公式^[1]即可。表1的数据是在考虑到上述情况下给出的。

五、結 語

测单色仪的光谱狭缝宽度的干涉法较另外两方法有不受光源、样品以及光谱区域限制的优点;干涉法的准确度与干涉仪的性质有关,迈克耳孙干涉仪在可见光或紫外光光谱区域较法布里-珀罗干涉仪能提供较高的准确度。

在进行上述实验中,得到了沈寿春教授的指导及潘维济、张包铨两同志的帮助,谨此致谢。

参 考 文 献

- [1] 母国光、战元龄, 单色仪的光谱狭缝宽度, 科学仪器, No. 2 (1964).
- [2] Barnes McDonald, Williams and Kinnaid, *J. Appl. Phys.*, **16** (1945), 81.
- [3] Smith James H. C., *J. Am. chem. Soc.*, **58** (1936), 247.
- [4] Candler, C., *Practical Spectroscopy* (1949), 130—132.
- [5] Coates, V. J. and Hausdorff, H., *J. O. S. A.*, **45** (1955), 425.
- [6] Born and Wolf, *Principles of Optics* (1959), 325—327.
- [7] Kessler, K. G. and Walfe, R. A., *J. O. S. A.*, **37** (1947), 133.
- [8] Jaffe, J. H., *J. O. S. A.*, **43** (1953), 1170.
- [9] Rank, D. H. and Bennet, J. M., *J. O. S. A.*, **45** (1955), 46.
- [10] Rank, D. H., Rix, H. D. and Wiggies, T. A., *J. O. S. A.*, **43** (1953), 157.
- [11] Тудоровский, А. И., *Теория Опти. Приб.*, **1**, §156 (1952).
- [12] Топорец, А. С., *Монохроматоры*, С 173 (1955).
- [13] Meissner, K. W., *J. O. S. A.*, **31** (1941), 405.
- [14] Brodersen, S., *J. O. S. A.*, **46** (1956), 255.

ON THE INTERFEROMETRIC METHOD OF MEASURING THE SPECTRAL SLIT WIDTH OF THE MONOCHROMATOR

MOU KUO-KWANG DCHANG JUAN-LING

ABSTRACT

This paper gives an analysis for the optical mechanism of the interferometric method of measuring the spectral slit width of the monochromator, suggested by V. J. Coates and H. Hausdorff. From the point of view of accuracy, moreover, it shows that the Michelson interferometer is better than the Fabry-Perot interferometer.

The spectral slit widths of type YM-2 monochromator for various slit widths were measured. The results are in agreement with the theoretical values.