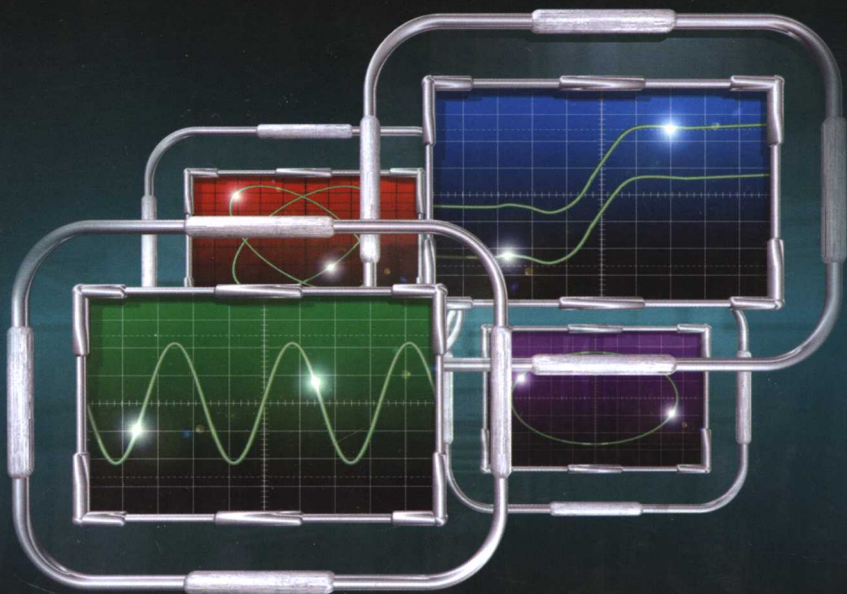


21世纪高等院校教材

近代物理实验

姜东光 主编

庄 娟 李建东 副主编



科学出版社

www.sciencep.com

21 世纪高等院校教材

近代物理实验

姜东光 主 编
庄 娟 李建东 副主编

科学出版社

北 京

内 容 简 介

本书是在大连理工大学 1995 年出版的《近代物理实验》教材的基础上,总结多年的教学实践经验,并增加了实验室近年来引进的一些新实验,对原教材进行筛选增补和修订而成的. 全书包含原子物理、核探测技术、微波技术、磁共振技术、激光与光学、光通信技术、真空与低温技术、热导率的测量技术、电路与物量测量等内容,共 27 个实验题目. 详细阐述了每个实验的原理、背景知识和在现代生产生活中的应用,并介绍了每个实验的仪器、操作步骤和注意事项.

本书可作为理工科大学物理专业或物理相近专业近代物理实验课的教学用书,可供非物理专业理工科大学学生和研究生参考,也可作为从事实验教学的教师和工程技术人员的参考书.

图书在版编目(CIP)数据

近代物理实验 / 姜东光主编. —北京:科学出版社,2007

21 世纪高等院校教材

ISBN 978-7-03-019618-7

I. 近… II. 姜… III. 物理学-实验-高等学校-教材 IV. O41-33

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2007)第 125371 号

责任编辑:昌 盛 吴伶伶 / 责任校对:李奕莹

责任印制:张克忠 / 封面设计:卢秋红

科学出版社出版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

新蕾印刷厂印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2007 年 8 月第 一 版 开本:B5(720×1000)

2007 年 8 月第一次印刷 印张:16

印数:1—3 500 字数:306 000

定价:24.00 元

(如有印装质量问题,我社负责调换〈环伟〉)

前 言

近代物理实验是在基础物理实验之后、专业物理实验之前开设的一门综合性较强的物理实验课程. 其内容涉及物理学发展史上里程碑式的重要实验、科学中常用的实验方法以及现代实验技术. 近代物理实验的教学目标是帮助学生了解有关的物理思想, 学习如何运用实验的方法研究物理现象, 培养学生严谨治学、一丝不苟的精神和提出问题、分析问题、解决问题的能力.

为了提高学生探索自然规律的热情和加强他们的创新意识, 本书在编写过程中力求做到以下几点:

(1) 介绍实验背景时突出物理思想, 强调前人解决问题时在思路上的巧妙设计, 使学生在实验中学习和掌握解决问题的方法.

(2) 原理介绍力求由浅入深、清晰易懂, 方便学生理解. 近代物理实验的原理涉及原子物理和量子力学的很多知识点, 而学生对这些知识点的理解往往不够深入, 这就要求原理部分的讲解清楚明白, 进而使学生建立正确的物理图像.

(3) 操作步骤注重总体上让学生了解实验的主体内容和框架, 重点介绍仪器使用的注意事项, 而介绍具体操作时避免面面俱到, 以便给学生留下思考和探究的更大空间.

(4) 数据处理多样化. 随着现代计算机技术的发展, 利用计算机进行数据和图形的处理已是大势所趋. 不同的实验数据可以利用不同的处理方法, 既可以用传统的坐标纸绘图, 也可以用 Origin 和 Excel 等软件来处理数据.

本书的具体分工为: 前言由姜东光和庄娟编写, 实验 1-1、3-1、5-1、9-1 由庄娟编写; 实验 1-2、1-3、5-5、7-2 由周平编写; 实验 2-1、2-2、2-3、2-4 由姚志编写; 实验 3-2、7-1 由杨华编写; 实验 4-1、4-2、4-3、4-4 由贾莉编写; 实验 5-2、5-3、6-1、8-1、8-2 由李建东编写; 实验 5-4 由腾永杰编写; 实验 5-6 由孙长森编写; 实验 6-2 由庄娟和杨华共同编写; 实验 9-2 由姜东光和余虹、刘升光、孙飞编写; 附录由李建东编写. 物理与光电工程学院丁建华、詹卫伸和张毅等老师审定了部分实验内容, 全书最后由姜东光、庄娟和李建东审校定稿.

本书在编写过程中参考了 1995 年大连理工大学出版社出版、罗新明主编的《近代物理实验》教材. 部分新增添的实验内容, 是在实验讲义的基础上修订编写而成的. 在对新仪器的验收调试和实验教学的探索过程中, 詹卫伸、李建东、贾莉、周平和姚志等教师做了大量工作. 在本书出版之际, 编者向以上提及的诸位老师和原教材的所有编著者表示诚挚的谢意.

对本书的出版,物理与光电工程学院的各位领导给予了有力的支持.大学物理教学中心主任余虹教授对本书的编写和组织工作,自始至终给予了关心和指导.本书凝结着实验中心历届负责人的大量心血,也包含了曾经在实验中心工作过的所有教员的重要贡献.本书的审稿专家和科学出版社的编辑们也为本书的出版付出了辛勤的劳动.在稿件的修订和校对过程中,研究生刘升光和孙飞提供了大量帮助.在此,对所有为本书做出贡献的人员表示衷心的感谢.

由于我们的水平有限和时间紧迫,书中不妥之处在所难免,恳请读者和同行批评指正.

编者

2007年7月于大连理工大学

目 录

第一单元 原子物理	1
1-1 塞曼效应	1
1-2 黑体辐射	11
1-3 原子光谱	17
第二单元 核探测技术	29
2-1 盖革-米勒计数器及核衰变的统计规律	29
2-2 验证快速电子的相对论效应	40
2-3 物质对 β 射线的吸收	51
2-4 物质对 γ 射线的吸收	60
第三单元 微波实验	68
3-1 微波系统中电压驻波比的测量	68
3-2 微波光学	80
第四单元 磁共振	86
4-0 磁共振基础知识	86
4-1 核磁共振	89
4-2 微波电子顺磁共振	95
4-3 微波铁磁共振	100
4-4 光泵磁共振	107
第五单元 激光与光学	119
5-1 氦氖激光器的模式分析	119
5-2 晶体的电光效应与电光调制	129
5-3 椭偏法测量介质薄膜的厚度和折射率	140
5-4 单光子计数	155
5-5 迈克耳孙干涉法测量气体折射率	169
5-6 空间单点光学相干层析技术	175
第六单元 光通信技术	180
6-1 音频信号在光纤中的传输	180
6-2 数字信号编码及在光纤中的传输	193
第七单元 真空与低温	203
7-1 真空的获得及其测量	203

7-2 高温超导体的零电阻现象	212
第八单元 固体材料参数测试	220
8-1 热波法(动态法)测热导率	220
8-2 闪光法测热导率	227
第九单元 电路与物理测量	233
9-1 非线性电路混沌	233
9-2 锁相放大器	242
附录 常用物理基本常数表	249

第一单元 原子物理

1-1 塞曼效应

1986年,荷兰物理学家塞曼(Zeeman)发现,如果把光源置于足够强的磁场中,则原来的一条谱线会分裂成几条偏振化的谱线,这种现象称为塞曼效应.谱线分裂为三条正常的塞曼效应,由洛伦兹根据经典电子论作出了解释,然而大多数谱线的分裂多于三条,属反常塞曼分裂,虽然根据实验累积的大量数据,并得到了经验公式,但无法由经典理论作出解释.正是由于对反常塞曼效应及复杂光谱线的研究,促使1921年朗德提出了 g 因子概念,1925年泡利提出了不相容原理,乌伦贝克和古德史密斯提出了电子自旋,从而推动了量子理论的发展.塞曼本人也与导师洛伦兹共享1902年诺贝尔物理学奖.

从塞曼效应实验结果中可以得到有关能级分裂的数据,即由能级分裂的个数可以知道能级的 J 值,由能级的裂距可以知道 g 因子.因此,直到今天塞曼效应仍是研究能级结构的重要方法之一.而反常塞曼效应的研究则推动了量子理论的发展和实验手段的进步,近年来在原子吸收光谱分析中用它来扣除背景,以提高分析的精度.在天文工作中,用塞曼效应来测量太阳和星体表面的磁场强度等.

【实验目的】

- (1) 学习掌握观测塞曼效应的实验方法.
- (2) 用法布里-珀罗标准具和 CCD 摄像装置观测水银光谱线(546.1nm)在磁场中的分裂,并将实验结果与理论值进行比较.

【实验原理】

塞曼效应是由于原子磁矩与磁场作用而产生的.在忽略很小的核磁矩时,原子的总磁矩等于电子轨道磁矩和自旋磁矩的矢量和.

如图 1-1-1 所示,电子具有轨道角动量 P_L , 自旋角动量 P_S , 大小分别为

$$P_L = \sqrt{L(L+1)}\hbar, \quad P_S = \sqrt{S(S+1)}\hbar$$

它们合成为原子的总角动量 P_J .

电子的轨道磁矩 μ_L 和自旋磁矩 μ_S 分别为

$$\mu_L = \frac{e}{2m}P_L, \quad \mu_S = \frac{e}{m}P_S$$

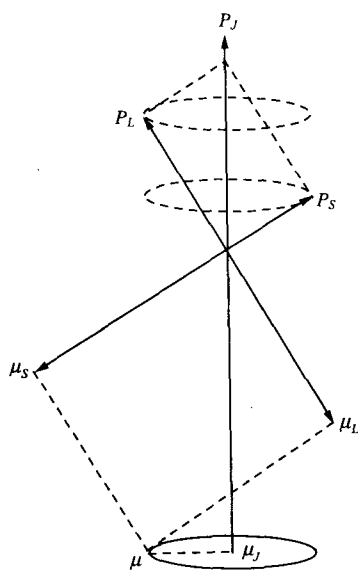


图 1-1-1 电子角动量合成示意图

它们合成原子的总磁矩 μ 。

由于 μ_L 与 P_L 的比值不等于 μ_S 与 P_S 的比值, 所以原子的总磁矩 μ 不在总角动量 P_J 的延长线上, 因此 μ 绕 P_J 的延长线旋进。只有 μ 在 P_J 方向上的分量 μ_J 对外的平均效果不为零, 在进行矢量叠加运算后, 得到有效总磁矩 μ_J 为

$$\mu_J = g \frac{e}{2m} P_J \quad (1-1-1)$$

式中, g 称为朗德因子, 对于 L, S 耦合情况有

$$g = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}$$

原子总磁矩 μ_J 在外磁场 B 中受到力矩 F_r 的作用。

$$F_r = \mu_J \times B$$

力矩 F_r 使总角动量 P_J 发生旋进, 总磁矩 μ_J 也旋进, 旋进的结果引起原子获得一个附加的能量 ΔE , 其值为

$$\Delta E = -\mu_J B \cos \alpha = g \frac{e}{2m} P_J B \cos \beta \quad (1-1-2)$$

式中, α 为 μ_J 与 B 的夹角; β 为 α 的补角。

由于 μ_J 或 P_J 在外磁场中的取向是量子化的, 所以在磁场方向的分量也是量子化的。因而, 它只能取如下数值:

$$P_J \cos \beta = M \hbar \quad (1-1-3)$$

将式(1-1-3)代入式(1-1-2), 得

$$\Delta E = Mg \frac{h e}{4 \pi m} B = Mg \mu_B B \quad (1-1-4)$$

式中, $\mu_B = eh/4\pi m$ 称为玻尔磁子; M 为磁量子数(只能取一定的数值, 即 $M = -J, -J+1, -J+2, \dots, J-1, J$ 共 $2J+1$ 个数值); L 为与电子总轨道角动量有关的量子数; S 为与电子总自旋角动量有关的量子数; J 为与原子总角动量有关的量子数(J 只能 $J = L+S, L+S-1, \dots, |L-S|$)。

式(1-1-4)表示原子在外磁场中的能量变化情况, 当外磁场 B 稳定时, M 可取 $2J+1$ 个不同数值, 所以 ΔE 也就有 $2J+1$ 个可能的数值。实际上就是由于磁场作用, 使原来的一个能级分裂为 $2J+1$ 个子能级, 其能级间隔为 $g\mu_B B$ 。每个子能级附加的能量与外磁场 B 和朗德因子 g 成正比。因为 g 随不同的光谱项而变化, 所以能级的间隔不一样, 只有对单重态, $S=0$ (这时 $J=L$) 时, $g=1$, 才表现为正常塞

曼分裂.

设某一条光谱线是由能级 E_2 和 E_1 间的跃迁而产生的, 则其谱线的频率 ν 同能级有如下关系:

$$h\nu = E_2 - E_1$$

在外磁场作用下, 上下两能级 E_2 与 E_1 分别分裂为 $2J_2+1$ 个和 $2J_1+1$ 个子能级, 其附加能量分别为 ΔE_2 和 ΔE_1 . 新的谱线频率为 ν' , 有

分裂的谱线与原谱线间的频率差为

$$\begin{aligned}\Delta\nu = \nu' - \nu &= \frac{(E_2 - E_1) + (\Delta E_2 - \Delta E_1)}{h} - \frac{(E_2 - E_1)}{h} \\ &= \frac{(\Delta E_2 - \Delta E_1)}{h} = \frac{1}{h} (M_2 g_2 - M_1 g_1) \mu_B B \\ &= (M_2 g_2 - M_1 g_1) \frac{e}{4\pi mc} B\end{aligned}$$

换以波数差来表示 ($\tilde{\nu} = \frac{\nu}{c}$)

$$\Delta\tilde{\nu} = (M_2 g_2 - M_1 g_1) \frac{e}{4\pi mc} B \quad (\text{m}^{-1}) \quad (1-1-5)$$

式中, $\frac{e}{4\pi mc} B$ 为正常塞曼效应的分裂 (或称为正常洛伦兹分裂), 如果以它作为裂距单位, 则

$$\Delta\tilde{\nu} = M_2 g_2 - M_1 g_1 \quad (1-1-6)$$

对于 M 的选择定则与偏振定则如下:

$$\Delta M = 0, \pm 1 \begin{cases} \text{当 } \Delta M = 0 \text{ 时的跃迁产生 } \pi \text{ 成分;} \\ \text{当 } \Delta M = \pm 1 \text{ 时的跃迁产生 } \sigma \text{ 成分.} \end{cases}$$

ΔM	垂直于磁场方向观察(横效应)	沿着磁场方向观察(纵效应)
0	π 成分(线偏振, 电矢量与磁场方向平行)	观察不到
+1	σ 成分(线偏振, 电矢量与磁场方向垂直)	右旋圆偏振
-1	σ 成分(线偏振, 电矢量与磁场方向垂直)	左旋圆偏振

本实验是以水银(Hg)放电管为光源, 研究它的绿色光谱线 546.1nm 的塞曼效应. 这条谱线是由 7^3S_1 到 6^3P_2 跃迁的结果, 根据式(1-1-7)和选择定则、偏振定则可求出它的塞曼分裂.

在表 1-1-1 中, 列出 3S_1 到 3P_2 能级的各项量子数和 g 、 M 、 M_g 的数值.

表 1-1-1 3S_1 到 3P_2 能级的各项量子数和 g, M, M_g 的数值

	初级能级(上) 3S_1	最后能级(下) 3P_2		初级能级(上) 3S_1	最后能级(下) 3P_2
L	0	1	M	1, 0, -1	2, 1, 0, -1, -2
S	1	1	M_g	2, 0, -2	3, 3/2, 0, -3/2, -3
J	1	2	分裂后能级数	3	5
g	2	3/2			

在外磁场作用下分裂的能级如图 1-1-2 所示.

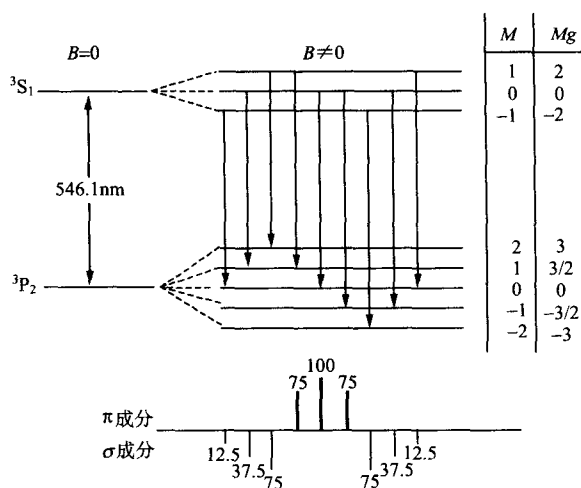


图 1-1-2 能级分裂图

裂距大小如表 1-1-2 所示.

表 1-1-2 裂距大小

3S_1	$M_2 g_2$					
3P_2	$M_1 g_1$					
裂距	π	1/2	0	-1/2		
$\Delta\bar{\nu} = M_2 g_2 - M_1 g_1$	σ	-1	-3/2	2	-2	3/2
裂距简写式		$\Delta\bar{\nu} = M_2 g_2 - M_1 g_1 = \pm \frac{0, 1, 2, 3, 4}{2}$				

表 1-1-2 中列出各种可能跃迁的 $M_2 g_2 \sim M_1 g_1$ 值, $\downarrow$ 的跃迁为 $\Delta M = 0$, 垂直于

磁场观察时为 π 成分,其裂距值以括号标明($0, \pm 1/2$);对 $\nearrow$ 或 $\searrow$ 的跃迁为 $\Delta M = \pm 1$,垂直于磁场观察时为 σ 成分,其裂距为 $\pm 1, \pm 3/2, \pm 2$,把这些裂距按裂距间隔将 π 成分的谱线向上画一线, σ 成分向下画一线,各线长短对应其相对强度,其中以原线的强度为 100,其他各线的相对强度为 75、37.5、12.5 等.画在图 1-1-2 的下部.

由图 1-1-2 可知,其反常塞曼分裂是很多的,每个相同的裂距为正常塞曼效应的 $1/2$,而最大裂距为正常塞曼分裂的 2 倍,但相对强度却很小(12.5).

对于正常塞曼效应,由式(1-1-5)可得

$$\Delta\bar{\nu} = \frac{eB}{4\pi mc} = 46.7B \text{ (m}^{-1}\text{)}$$

换成波长差

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2 eB}{4\pi mc} \text{ (m)} \quad (1-1-7)$$

代入 $\lambda = 500\text{nm}$, $B = 1\text{T}$, $eB/4\pi mc = 46.7B(\text{m}^{-1})$,可得 $\Delta\lambda = 0.01\text{nm}$,可见正常塞曼分裂的谱线与原谱线的波长差是很小的.

要观测如此小的波长差,必须使用高分辨率的光谱仪器.本实验使用法布里-珀罗标准具和 CCD 探头及电脑串联进行观测.

【实验仪器】

图 1-1-3 为塞曼效应实验装置图.

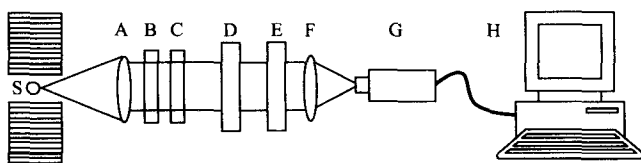


图 1-1-3 塞曼效应实验装置图

S. 光源;A,F. 透镜;B. 偏振片;C. 干涉滤光片;D,E. 法布里-珀罗标准具;
G. CCD 摄像头;H. 计算机

光源 S(本实验采用汞灯)发出多种波长的光,用干涉滤光片把汞灯中 546.1nm 光谱线选出.此光谱线经过法布里-珀罗标准具后产生干涉条纹,这些干涉条纹通过 CCD 摄像装置将图像送到计算机中,从而在显示器上显示出干涉条纹.

1. 法布里-珀罗标准具(简写 F-P 标准具)

F-P 标准具是由平行放置的两块镀有高反射膜的玻璃板组成,入射光在两平

面间多次反射形成多光束干涉,如图 1-1-4 所示。

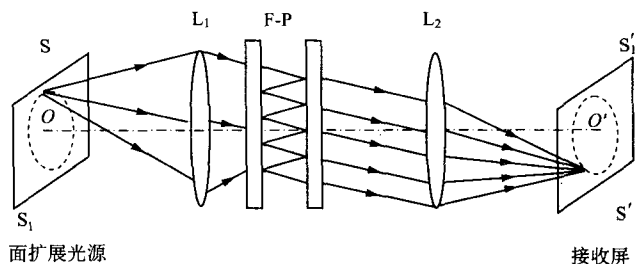


图 1-1-4 F-P 标准具工作原理图

为了维持两镀膜表面严格平行,两镀膜表面压在膨胀系数很小的材料(如石英、钢瓦合金)制成的间隔圈上,用螺丝调节三点的压力以达到平行.这种固定间隔圈的干涉仪称为 F-P 标准具.间隔可调的称为 F-P 干涉仪。

要获得多光束的干涉、要求镀膜表面具有高的反射率 R ,一般多镀以硫化锌——冰晶石的多层介质膜,使 $R > 90\%$,这样透射的多光束干涉的结果使干涉圆环非常细锐,以提高分辨率.为了消除两平行板外表面反射光的干涉与我们需要研究的干涉条纹重叠,因此在制作两平行板时有意将外表面做得不平行,而使外表面与内表面有很小的夹角($1/3$ 度左右)。

用 F-P 标准具观察条纹时,光线必须由扩散光源 S 发出,再利用透镜 L_1 得到许多平行光束射到 F-P 标准具两板内,光线在 A、B 表面间经过多次反射而形成一组平行光束,经过透镜 L_2 会聚在它的焦面上以产生干涉,其干涉条纹是许多等倾干涉圆环。

如图 1-1-4 所示, S 为扩展光源上的一点, S 发出的光经过 L_1 后变为平行光束,以 φ 角入射到 A 面,然后又以两样的 φ 角由板外表面射出(平行光束),经过 L_2 聚焦在焦面(光屏)上的一点 S' 。

设两板 A、B 表面的间隔为 d , 其中是空气,故折射率 $n=1$, 则相邻两光束间的光程差这时形成主极大的条件为

$$\Delta = 2d\cos\varphi = K\lambda \quad (1-1-8)$$

式中, $K=0, 1, \dots, n$ 正整数. 由式(1-1-8)可见, 扩展光源发出的单色光束, 经 L_1 后, 凡是满足式(1-1-8)的入射角 φ 的光线(即相同倾角的光线)通过 A、B 两板后出射光线的出射角也是 φ , 经 L_2 聚焦到焦面上的干涉亮条纹为一圆环. 当 λ 、 d 为已知, 如 φ 不同, 则 K 也不同. $\varphi=90^\circ$ 时, $K=0$; $\varphi=0$ 时, K 最大. 即 φ 角越大, K 越小, 干涉圆环半径越大; 反之亦然. 这说明同心圆环越向外级次 K 越低, 圆环越向内级次 K 越高, 中心处 K 为最高级次. 如图 1-1-5 所示. 这与牛顿环截然不同. 由

于级次不同,便形成了以 O' 点为中心的一系列向外的同心干涉圆环.

下面介绍一下 F-P 标准具的两个特性参量:自由光谱范围和分辨本领. 并利用其推导出 F-P 标准具测量波长差的公式.

1) 自由光谱范围

设波长为 λ_1 和 λ_2 ($\lambda_2 > \lambda_1$) 的两种单色光,以相同的方向(φ 角相同)射到 F-P 标准具上,它们各形成一套同心干涉圆环,对同一干涉级 K , λ_2 的干涉圆环的直径较 λ_1 的小一些,如图 1-1-6 所示. 当满足 $2d\cos\varphi = K\lambda_1 = (K-1)\lambda_2$ 时, λ_1 的第 K 级亮圆环就与 λ_2 的 $(K-1)$ 级亮圆环重叠,因而有 $K\lambda_1 = (K-1)\lambda_2$,整理得

$$\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = \lambda_2/K \quad (1-1-9)$$

由于在 F-P 标准具中,大多数情况下, $\cos\varphi \approx 1$ 所以式(1-1-2)中的 K 值应为 $K \approx 2d/\lambda_1$,再以此关系代入式(1-1-9)中,则有

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_1\lambda_2}{2d}$$

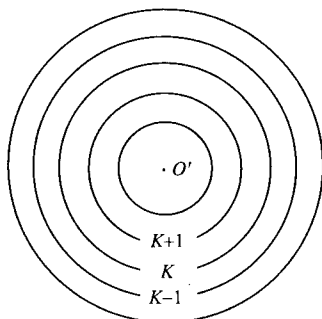


图 1-1-5 干涉条纹

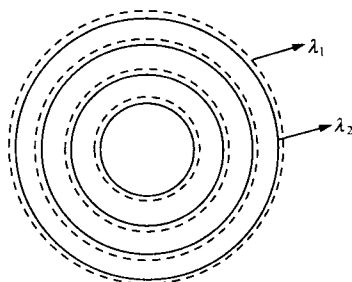


图 1-1-6 自由光谱范围

实际上可认为 $\lambda_1\lambda_2 = \lambda^2$ 还可以省略 λ 的脚标,故有

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2d} \quad (1-1-10)$$

用波数表示

$$\Delta\tilde{\nu} = \frac{1}{2d}$$

式(1-1-10)中的 $\Delta\lambda$ 表示某一波长与另一波长的光的干涉圆环重合时的波长差,亦即在给定 d 的标准具中,若入射光的波长在 λ_1 到 $\lambda_1 + \Delta\lambda$ 的波长范围以内,则所产生的干涉圆环不会重叠. 我们称 $\Delta\lambda$ 为 F-P 标准具的自由光谱范围,或者叫做色散范围. 例如, $d = 5 \times 10^{-3} \text{m}$, $\lambda = 546.1 \text{nm}$, 则根据式(1-1-10)得 $\Delta\lambda \approx 0.03 \text{nm}$,

这就是说,这个标准具只有波长在 546.1nm 到 546.13nm 之间的光,经过标准具才不会出现干涉圆环重叠现象.

2) 精细度 F

标准具的精细度 F 定义为

$$F = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda}$$

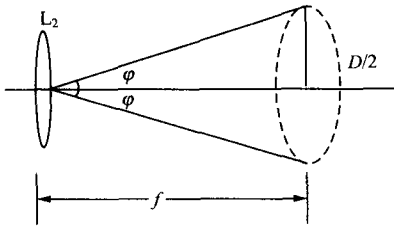
式中, $\delta\lambda$ 为标准具所能分辨的最小波长差. 可以证明

$$F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$$

式中, R 为标准具内表面反射率; F 的物理意义是在相邻二级次的干涉条纹之间能够分辨得最多条纹数. F 仅由 R 决定, 反射率越大, 精细度越高, 干涉条纹越细锐, 能够分辨得条数越多, 即仪器的分辨本领也就越高. 实际上表面加工精度有一定误差, 且反射膜并不完全均匀, 会带来散射因素, 使仪器实际精细度比理论值低, F 值一般在 30~150 范围内.

3) 用 F-P 标准具测量波长差的公式

用透镜 L_2 把从 F-P 标准具出射的光束聚焦成像在焦平面上, 对于某一倾角 φ 来说, 则在焦面上干涉条纹为一个如图 1-1-7 所示的圆环. 其直径为 D , L_2 的焦距为 f , 于是有



$$\frac{D}{2} = f \tan \varphi$$

对于近中心圆, φ 角很小, 所以上式可写成

$$D/2 \approx f\varphi$$

所以

$$\varphi = D/2f$$

又因为 $\varphi \approx \sin \varphi$ 根据三角函数公式得

$$\cos \varphi \approx 1 - \varphi^2/2 \approx \left(1 - \frac{D^2}{8f^2}\right) \quad (1-1-11)$$

把式(1-1-11)代入 $2d \cos \varphi = K\lambda$ 中, 有

$$2d \left(1 - \frac{D^2}{8f^2}\right) = K\lambda \quad (1-1-12)$$

对同一波长的 K 与 $(K-1)$ 相邻两级, 其圆环直径分别为 D_k 和 D_{k-1} , 直径平

方差用 ΔD^2 表示,由式(1-1-12)可得

$$D_k^2 = 8f^2 \left(1 - \frac{K\lambda}{2d}\right)$$

$$D_{k-1}^2 = 8f^2 \left[1 - \frac{(K-1)\lambda}{2d}\right]$$

所以

$$\Delta D^2 = D_{k-1}^2 - D_k^2 = \frac{4f^2\lambda}{d} \quad (1-1-13)$$

从式(1-1-13)中可以看出, ΔD^2 是与干涉级次 K 无关的常数,它只取决于 f, λ 及 d 三个量.

对于同一级次不同波长的 $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ ($\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$) 来说,相邻两个环的波长差 $\Delta\lambda_{12}, \Delta\lambda_{23}$ 的关系由式(1-1-13)可得

$$\Delta\lambda_{12} = \lambda_1 - \lambda_2 = \frac{d}{4f^2k} (D_2^2 - D_1^2) \quad (1-1-14)$$

$$\Delta\lambda_{23} = \lambda_2 - \lambda_3 = \frac{d}{4f^2k} (D_3^2 - D_2^2) \quad (1-1-15)$$

将式(1-1-13)代入式(1-1-14)和式(1-1-15),可得

$$\Delta\lambda_{12} = \lambda_1 - \lambda_2 = \frac{\lambda}{k} \frac{D_2^2 - D_1^2}{D_{k-1}^2 - D_k^2}$$

$$\Delta\lambda_{23} = \lambda_2 - \lambda_3 = \frac{\lambda}{k} \frac{D_3^2 - D_2^2}{D_{k-1}^2 - D_k^2}$$

由于 F-P 标准具中大多数情况下 $\cos\varphi \approx 1$ (φ 角很小),所以 $2d\cos\varphi = K\lambda$ 可写成

$$k \approx \frac{2d}{\lambda} \quad (1-1-16)$$

将式(1-1-16)代入式(1-1-14)和式(1-1-15),则有

$$\Delta\lambda_{12} = \lambda_1 - \lambda_2 = \frac{\lambda^2}{2d} \frac{D_2^2 - D_1^2}{D_{k-1}^2 - D_k^2} \quad (1-1-17)$$

$$\Delta\lambda_{23} = \lambda_2 - \lambda_3 = \frac{\lambda^2}{2d} \frac{D_3^2 - D_2^2}{D_{k-1}^2 - D_k^2} \quad (1-1-18)$$

用波数表示:

$$\Delta\tilde{\nu}_{12} = \tilde{\nu}_1 - \tilde{\nu}_2 = \frac{1}{2d} \frac{D_2^2 - D_1^2}{D_{k-1}^2 - D_k^2} = \frac{1}{2d} \frac{\Delta D_{12}^2}{\Delta D^2} \quad (1-1-19)$$

$$\Delta\tilde{\nu}_{23} = \tilde{\nu}_2 - \tilde{\nu}_3 = \frac{1}{2d} \frac{D_3^2 - D_2^2}{D_{k-1}^2 - D_k^2} = \frac{1}{2d} \frac{\Delta D_{23}^2}{\Delta D^2} \quad (1-1-20)$$

由式(1-1-17)、式(1-1-18)、式(1-1-19)及式(1-1-20)可见,波长差或波数差与相应的干涉圆环直径平方的差成正比。

【实验内容与步骤】

- (1) 按图 1-1-3 将仪器安装在实验桌上。
- (2) 将笔型汞灯插入两线圈中间的灯架中,其接线分别接入电磁铁前的接线柱上。
- (3) 将 CCD 的输出视频电缆线接入电脑主机视频输入端。
- (4) 分别将电源插头接入电源插座(CCD 电源通过变压器接入 DC12V)。
- (5) 打开开关,点亮汞灯,调整透镜座、干涉滤光片、F-P 标准具座,使它们与光源同轴,让光线能完全进入 CCD。
- (6) 调节 F-P 标准具的镜片严格平行。

粗调:通过标准具观察汞灯照明可见一组同心圆环。观察者的眼睛向着微调螺丝的方向移动时,圆环也会移动,这说明标准具的镜片还没严格平行。这时仔细调节三颗微调螺丝直至眼睛移动时圆环不动。

微调:在实验时仍需进一步调整微调螺丝,直至在显示器上观察时图像最清晰。

(7) 将 CCD 放到图示的位置上并让光线能完全进入 CCD。CCD 的输出视频电缆接入电脑主机视频输入端。

(8) 运行电脑里的“塞曼效应智能分析软件”,并单击“摄像机”图标,仔细调节透镜、干涉滤光片、F-P 标准具相互间的位置直至在显示器上能看到清晰的圆环。

(9) 打开磁场开关,逐渐加大电流直到能看到九条谱线。

(10) 旋转偏振片,将分别看到 π 分量的三条谱线和 σ 分量的六条谱线。

(11) 利用智能分析软件对 π 分量进行分析。测出相邻三组圆环的直径(每组又有三条,共九个圆环)如图 1-1-8 所示, D_{k1} 、 D_{k2} 、 D_{k3} 、 D_{k-11} 、 D_{k-12} 、 D_{k-13} 、

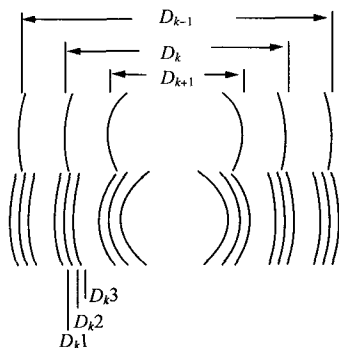


图 1-1-8 π 分量干涉环

D_{k-21} 、 D_{k-22} 、 D_{k-23} (注意这三组圆环的选取原则是:既要清晰整齐,又要靠近中心)。

(12) 用特斯拉计测量笔测汞灯所在处的磁场强度,并将结果输入计算机。计算机将根据已测得的九个圆环直径参数及磁场强度在显示器左上角显示出电子的荷质比测量值 e/m 。我们可根据此值计算出 $e/4\pi mc$ 的实验值。试将实验值与理论值 $46.7\text{m}^{-1} \cdot \text{T}^{-1}$ 进行比较。

(13) 改变电磁铁中的电流,使磁场强度增大到另一值,重复(11)~(12)步骤,所得