

W

近代物理实验

彭应全 刘 征 朋兴平 邵佳锋 主编



兰州大学出版社
LANZHOU UNIVERSITY PRESS

W

近代物理实验

彭应全 刘 征 朋兴平 邵佳锋 主编

江苏工业学院图书馆
藏书章



兰州大学出版社
LANZHOU UNIVERSITY PRESS

图书在版编目(CIP)数据

近代物理实验/彭应全,刘征,朋兴平,邵佳锋主编.

—兰州:兰州大学出版社,2006.8

ISBN 7-311-02887-6

I. 近... II. ①彭... ②刘... ③朋... ④邵...

III. 物理学—实验—高等学校—教材 IV. 041-33

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2006)第 110148 号

近代物理实验

彭应全 刘 征 朋兴平 邵佳锋 主编

兰州大学出版社出版发行

兰州市天水南路 222 号 电话:8912613 邮编:730000

E-mail:press@onbook.com.cn

http://www.onbook.com.cn

兰州大学出版社激光照排中心排版

兰州残联福利印刷厂印刷

开本:787×1092 1/16 印张:19.25

2006 年 9 月第 1 版 2006 年 9 月第 1 次印刷

字数:471 千字

ISBN7-311-02887-6/O·196 定价:32.00 元

前 言

“近代物理实验”是为物理类专业（物理、材料物理、核物理、微电子与固体电子学）开设的一门综合性较强的基础实验课程。本课程以一些在近代物理学发展史上具有里程碑意义的实验为主要内容，使学生掌握用实验手段观察物理现象、研究物理规律的基本方法。同时本课程的内容还包含现代测量技术，能够让学生掌握现代测量技术的基本原理和方法，如计算机自动测量技术和微弱信号检测技术。本书的内容涵盖了原子、分子与量子物理，核技术与相对论，微波物理与技术，真空与致冷技术，薄膜与表面研究技术，光学与光谱技术，磁共振技术和先进测量技术等。在实验内容的设置上，坚持手动测量与自动测量相结合、以手动测量为主、计算机自动测量为辅的原则，既保证学生有足够的动手机会，又能让学生了解和熟悉利用计算机进行测量的基本方法。

参加编写的人员有：刘肃和吴东平（实验 1.1，实验 1.2，实验 5.1）、王君（实验 1.3，实验 5.2，实验 5.3）、刘征（实验 2.1，实验 8.1，实验 8.2）、陈舜麟（实验 2.3，实验 7.1，实验 7.3）、彭应全（实验 3.1，实验 3.2，实验 3.3，实验 3.4，实验 6.2，实验 7.4，实验 8.3，实验 8.4）、朋兴平（实验 4.1，实验 4.2，实验 4.3，实验 6.1）、邵佳锋（实验 1.4，实验 2.2，实验 7.2）和庞华（实验 6.3）。本书由彭应全、刘征、朋兴平和邵佳锋统稿、定稿。实验教学是一项集体性工作，从实验室建设到教材编写，近代物理实验室全体专职和兼职教师，以及教辅人员付出了多年的心血。本书的基础是使用多年、并多次修订的实验讲义。因此，毛书其、张承理、李培生、左同生、田文淑、晏国宏和杨树森等老一辈已退休教师对本书的贡献功不可没。曾先后参加过近代物理实验教学的教师对书稿的形成做了很多工作，在此一并致谢。

在本书的出版过程中，物理科学与技术学院的领导给予了大力支持，在此表示感谢。

由于编者水平有限，缺点和错误在所难免，敬请读者不吝赐教。

编者

2006.8

目 录

第一章 原子、分子与量子物理	(1)
实验 1.1 CCl_4 分子振动拉曼散射光谱	(1)
实验 1.2 塞曼效应	(12)
实验 1.3 黑体辐射	(19)
实验 1.4 电子衍射	(26)
第二章 原子核物理与技术及相对论	(32)
实验 2.1 NaI(Tl) 闪烁谱仪和 γ 射线在物质中的吸收	(32)
实验 2.2 工业 CT	(38)
实验 2.3 相对论效应的实验验证	(50)
第三章 微波物理与技术	(64)
实验 3.1 Microwave technology	(64)
实验 3.2 Properties of Klystrons	(75)
实验 3.3 Optical properties of microwaves	(81)
实验 3.4 Dielectric properties of microwaves	(85)
第四章 真空技术、真空物理与致冷技术	(89)
实验 4.1 高真空的获得与测量	(89)
实验 4.2 真空镀膜及铜膜的霍尔效应和电阻率的测量	(101)
实验 4.3 汽液两相致冷机	(111)
第五章 薄膜与表面研究技术	(121)
实验 5.1 金属电子逸出功的测定	(121)
实验 5.2 用椭圆偏振仪测量薄膜的厚度和折射率	(132)
实验 5.3 扫描隧道显微镜	(151)

第六章 光学与光谱技术.....(168)

 实验 6.1 红外光谱分析..... (168)

 实验 6.2 紫外、可见吸收光谱法.....(183)

 实验 6.3 光拍的传播和光速的测定..... (190)

第七章 磁共振技术.....(199)

 实验 7.1 铁磁共振..... (199)

 实验 7.2 光磁共振..... (222)

 实验 7.3 核磁共振..... (232)

 实验 7.4 电子顺磁共振..... (245)

第八章 先进测量仪器技术.....(256)

 实验 8.1 微弱信号检测技术——同步积分器 (256)

 实验 8.2 锁相放大器的应用——PN 结电容的测量..... (263)

 实验 8.3 计算机自动测量与控制实验..... (269)

 实验 8.4 光纤光栅传感实验..... (295)

第一章 原子、分子与量子物理

实验 1.1 CCl_4 分子振动拉曼散射光谱

用光照射介质，除去被介质吸收、反射和透射外，还有一部分光被介质散射。散射光中大部分光的频率与入射光的频率基本相同称为瑞利（Ray Leigh）散射光，另一部分光频率不同于入射光频率，通常把 $\Delta\tilde{\nu} > 1\text{cm}^{-1}$ 的光称作拉曼（Raman）散射光，而把 $\Delta\tilde{\nu} < 1\text{cm}^{-1}$ 的称为布里渊（Brillouin）散射光。

拉曼散射效应是印度物理学家 C. V. Raman 于 1928 年在研究液体苯的散射光谱时发现的。约在同时，前苏联的两位科学家在研究石英的散射光谱时，也发现了这种现象，拉曼散射发现之后，很快成为研究分子结构的重要手段。从 1928 年到 1945 年共发表了二千多篇论文，载有四千多种化合物的谱图，但是由于拉曼散射讯号很弱，一般只有入射光的 10^{-8} ，在当时实验相当困难，加之 1946 年以后，红外光谱技术的发展使拉曼散射的研究曾一度衰落下来。20 世纪 60 年代激光问世之后，给拉曼散射提供了理想的光源，近代的弱讯号检测技术及高质量的全息光栅以及计算机技术在拉曼谱仪中的应用，使大多数化合物的光谱能很容易地被记录到，拉曼散射技术又得到了复苏。据统计，1978—1979 一年中，大约发表了 3600 篇应用拉曼光谱的论文，现在，拉曼光谱与红外光谱方法一起成为研究分子结构的重要手段。除了传统的拉曼散射外，70 年代后又发展了相干拉曼光谱，如相干反斯托克斯光谱（CARS），拉曼感应克尔效应光谱（RIKES）等更进一步提高方法的灵敏度和分辨率，在不同的领域起着作用。拉曼光谱技术不仅在物理学和化学中占有重要的地位，而且在材料科学、生物学、医学、矿物学以及石油化工等生产领域里也是重要的实验研究方法。

典型的拉曼散射如图 1-1 所示，仔细分析这些谱图，可以发现：

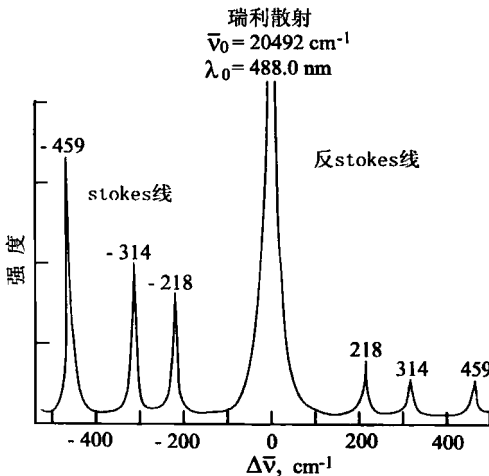


图 1-1 CCl_4 的瑞利和拉曼谱

1. 每条瑞利线两旁都伴有散射线, 波数较低的一方的称为红伴线, 或斯托克斯线, 在波数较高的一方的称为紫伴线或反斯托克斯线, 它们的位置, 对瑞利线是对称的, 只是在通常的条件下反斯托克斯线比斯托克斯线弱得多。

2. 设入射光波数为 $\tilde{\nu}_0$, 散射光波数为 $\tilde{\nu}$, 称 $|\Delta\tilde{\nu}| = |\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0|$ 为拉曼位移, 实验表明 $\Delta\tilde{\nu}$ 与入射光频率无关, 而主要与所用的散射介质有关。即对同一介质, 用不同频率的光入射, 所得到的散射光谱, 相应谱线的拉曼位移是不变的, 所以, $\Delta\tilde{\nu}$ 是一个特征量, 正是它给出了分子结构的信息, 由于频率 $\nu = c\tilde{\nu}$, 也称 $\nu = c\Delta\tilde{\nu}$ 为拉曼位移。通常拉曼谱图均以 $\Delta\tilde{\nu}$ 来标记横轴。

3. 拉曼散射光谱除 $\Delta\tilde{\nu}$ 是固定的外, 各谱线的相对强度也有一定的关系, 而且各谱线的偏振程度是不同的 (决定于分子振动的对称性)。

目的: 1. 掌握液体样品实验技术, 测 CCl_4 振动拉曼谱。

2. 学习测拉曼谱退偏比的方法。

一 实验原理

(一) 偶极子与辐射场

设有一个频率为 ω 的振荡电偶极矩 $\vec{p}$ (设位于原点), 它辐射频率为 ω 的电磁波, 在远离原点 $\vec{r}$ 处产生的电场为:

$$\vec{E} = -\frac{\omega^2 P_0 \sin \theta}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{1}{r} \cos\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right] \vec{j} \quad (1)$$

式中

P_0 为偶极子振幅

c 为真空中的光速

$\vec{j}$ 是在 $\vec{r}$ 、 $\vec{P}$ 组成的平面内的垂直于 $\vec{r}$ 的单位矢量,

θ 是 $\vec{r}$ 和 $\vec{P}$ 的夹角。相应的辐射的能流密度是

$$\vec{S} = \frac{\omega^4 P_0^2 \sin^2 \theta}{16\pi^2 \epsilon_0 r^2 c^3} \cos^2\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right] \vec{e}_r \quad (2)$$

$\vec{e}_r$ 是 $\vec{r}$ 方向的单位矢量。其平均能流密度为

$$\begin{aligned} \langle \vec{S} \rangle &= \frac{\omega^4 P_0^2 \sin^2 \theta}{16\pi^2 \epsilon_0 r^2 c^3} \frac{1}{2} \vec{e}_r \\ &= \frac{\pi^2 c \tilde{\nu}^4 P_0^2}{2\epsilon_0 r^2} \sin^2 \theta \vec{e}_r \end{aligned} \quad (3)$$

式中 $\tilde{\nu} = \frac{\omega}{2\pi c} = \frac{1}{\lambda}$ 为偶极子辐射的电磁波的波数。

在频率为 ω 的光波作用下, 分子可以感生出一个电偶极矩, 在光波不是太强时, 感生的

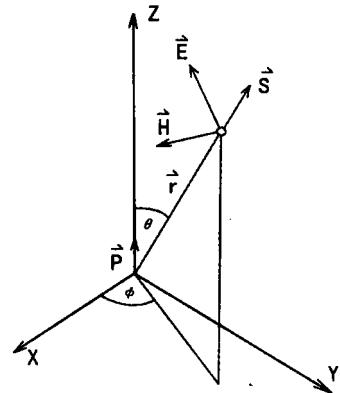


图 1-2 偶极子辐射

电极矩大小与入射光的电场强度成正比。

$$\text{即} \quad \vec{p} = \hat{\alpha} \vec{E} \quad (4)$$

式中 $\hat{\alpha}$ 称为极化率张量

$$\hat{\alpha} = \begin{pmatrix} \alpha_{XX} & \alpha_{XY} & \alpha_{XZ} \\ \alpha_{YX} & \alpha_{YY} & \alpha_{YZ} \\ \alpha_{ZX} & \alpha_{ZY} & \alpha_{ZZ} \end{pmatrix}$$

α_{ij} 是实数, 且 $\alpha_{ij} = \alpha_{ji}$, 即 $\hat{\alpha}$ 矩阵是一个实对称矩阵。

(二) 一个分子有多个原子核, 核周围是电子云, 在入射光作用下, 分子可获得一感应偶极矩。偶极矩是来自电子云相对于核的位移, 在一级近似下, 核质量比电子的大得多, 可认为在极化时, 核是不动的, 只有电子云的移动, 因而极化率 $\hat{\alpha}$ 为常数, 此值是该分子的一个特征值。

事实上, 上述假定是不完全正确的, 通常原子核是在平衡位置附近作微振动的, 其振动频率与电子云无关, 而是决定于核的几何构型 (分子对称性) 和作用力的性质 (键力)。对一定的分子, 它只能具有一定数量的固有振动模式, 一个有 n 个核的分子, 通常有 $3n-6$ 个正则振动模式 (线型分子有 $3n-5$ 个)。当核做振动时, 由于核与电子云之间的耦合, 分子的极化率 $\hat{\alpha}$ 会随核的组态而改变。

设分子某一正则振动的频率为 ω_m , 核正则坐标为 Q_m , 则 $Q_m = Q_{0m} \cos \omega_m t$ 。极化率 $\hat{\alpha}$ 一般是 Q_m 的函数, 考虑到 Q_m 是一个小量, 将 $\hat{\alpha}$ 对 Q_m 作泰勒展开且只保留到第二级, 于是有

$$\begin{aligned} \alpha_{ij} &= (\alpha_0)_{ij} + \sum_m \left(\frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial Q_m} \right)_0 Q_m + \dots \\ &= (\alpha_0)_{ij} + \sum_m (\alpha'_m)_{ij} Q_m + \dots \end{aligned} \quad (5)$$

式中

$$(\alpha'_m)_{ij} = \left(\frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial Q_m} \right)_0$$

如入射场为 $E_j = E_{0j} \cos \omega t$, 代入 (4) 和 (5) 中有

$$\begin{aligned} P_i &= (\alpha_0)_{ij} E_{0j} \cos \omega t \\ &+ \frac{1}{2} \sum_m \left(\frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial Q_m} \right)_0 Q_{0m} E_{0j} [\cos(\omega + \omega_m)t + \cos(\omega - \omega_m)t] \end{aligned} \quad (6)$$

即对每一正则模, 感应偶极矩有三种频率成分 ω 与 $\omega \pm \omega_m$ 。前一项为瑞利散射的来源, 后二项为拉曼散射的来源, 这样, 可把拉曼散射的产生理解为是起源于入射光的频率受到了分子正则振动频率的调制, (6) 式表明斯托克斯线与反斯托克斯线对瑞利线是对称的, 而且拉曼位移就等于分子正则振动模的固有频率 ω_m , 而与入射光的频率无关。

由 (6) 可知, 拉曼散射产生的条件是 $\left(\frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial Q_m} \right)_0 \neq 0$, 即分子极化率 α 要在振动过程中随 Q_m

变化。

利用 (3)，可计算出，此分子辐射出来的在立体角 $d\Omega$ 内的光功率与 $d\Omega$ 之比为，

$$I = \frac{\langle Q_{om} \rangle^2 (\omega_0 + \omega_m)^4}{64\pi^2 \epsilon_0 c^3} \sin^2 \theta |\hat{\alpha}'_m \hat{E}_0|^2 \quad (7)$$

上式表明拉曼散射光强度与入射光强度成正比，且近似与入射光频率的四次方成正比。

拉曼散射是否出现，决定于分子结构和振动的对称性。拉曼散射的强度，强烈地依赖于化学键的类型。共价键的分子比离子键的拉曼散射要强得多，因共价键电子属于几个核，而对离子键，各电子基本上只受一个核的影响。故核间距变化时共价键分子的极化率变化较大。

一般来讲，非极性基团和分子的全对称振动使分子极化率发生变化，因而是拉曼活性的。

也可用量子模型理解拉曼散射过程，设 E_1 、 E_2 是分子的两个能级，二者间相应的频率差为 ω_m ，在入射光 ω 作用下，系统激发到虚能级，在向下跃迁时，可有三种情形。

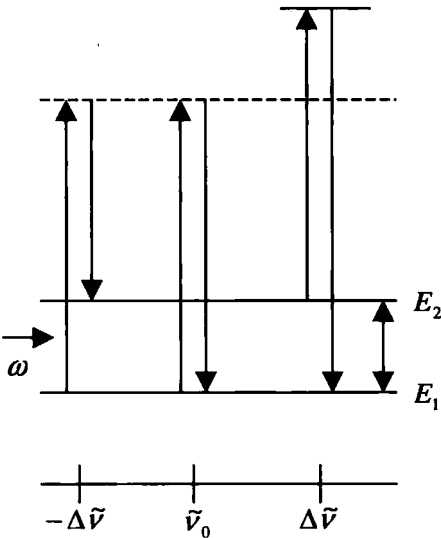


图 1-3 拉曼散射能级跃迁

a) 回到原来的状态，此时辐射光频率与入射光的相同，是弹性散射或瑞利散射。

b) 由 E_1 激发而回到 E_2 ，辐射出 $\omega - \omega_m$ 的光，是非弹性散射，为斯托克斯线，此时伴有分子能级的激发。

c) 由 E_2 激发，回到 E_1 ，辐射出 $\omega + \omega_m$ 的光，为反斯托克斯线。

由此可以看出：拉曼位移决定于分子的相应跃迁的二能级能量之差。这种跃迁一般可来自转动能级之间 ($\Delta \tilde{\nu} \leq 100 \text{ cm}^{-1}$)，振动能级之间 ($100 \text{ cm}^{-1} < \Delta \tilde{\nu} < 4000 \text{ cm}^{-1}$) 和电子的本征能级之间的跃迁 ($\Delta \tilde{\nu} > 4000 \text{ cm}^{-1}$)，通过拉曼位移可了解分子的能级结构和相互作用。事实上，这种模型并未对二能级的种类加以限制，它们可以是分子内的振动能级，也可以是固体中的各种元激发 (如声子 phonon，等离子 plasmon，

极化子 polariton 和磁子 magnon 等) 的元激发谱，因此拉曼散射在化学、物理中有广泛的应用。

在通常的温度下，上能级 E_2 的布居数小于下能级 E_1 的，因此反斯托克斯线比斯托克斯线要弱。

(三) 拉曼散射光的偏振状态

实验表明，拉曼散射光的偏振状态因分子振动模式不同可能与激发光的偏振状态不同，我们用退偏比来描述这种情况。如图 1-4，我们把入射光与散射光决定的平面 (XOY 平面) 称为散射平面。引入记号 $I_s(\theta)$ ，其中 I 表光强， i, s 分别表示入射光电矢量和散射光电矢量相对于散射平面的取向，有 $\perp, //$ ， n (自然光) 之别， θ 是观测方向与入射光

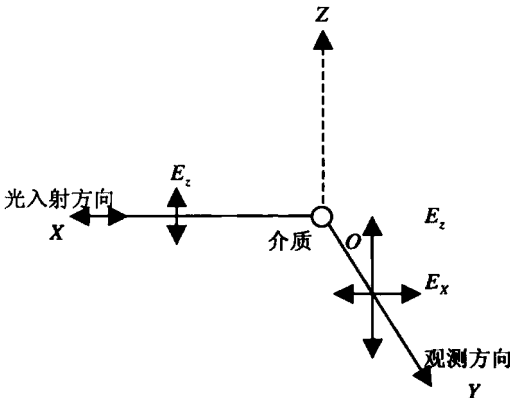


图 1-4 拉曼散射光的偏振状态

传播方向的夹角。

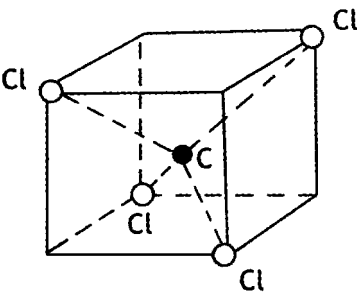
定义退偏比

$$\rho_{\perp} = \frac{{}^{\perp}I_{\parallel}(\frac{\pi}{2})}{{}^{\perp}I_{\perp}(\frac{\pi}{2})} \tag{8}$$

$$\rho_n = \frac{{}^nI_{\parallel}(\frac{\pi}{2})}{{}^{\perp}I_{\perp}(\frac{\pi}{2})} \tag{9}$$

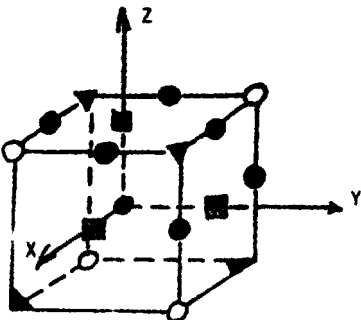
可以证明，对于分子的完全对称振动 $0 \leq \rho_{\perp} < 3/4$, $0 \leq \rho_n < 6/7$ 。对其它非全对称振动模式， $\rho_{\perp} = 3/4$ 或 $\rho_n = 6/7$ ，因此用退偏比 ρ 值可以鉴别出完全对称振动模式。

一般来说，完全对称伸缩振动退偏比 ρ 值低（大约 0.1 或更小），容易鉴别。但是，某些全对称变形振动可能有较高的 ρ 值。而在实验上退偏比的精确测定比较困难，这样就有可能与非对称振动模式的值混淆，应注意之。可以对液体或溶液做退偏测量。对粉末样品一般不能进行退偏测量。



●C 原子
○Cl 原子

图 1-5 CCl₄ 分子结构



■ X、Y、Z 转动轴（转角 $\pm 90^\circ$ 、 180° ）
▲ 过 C 原子相对正方体顶角连线转动轴（转 $\pm 120^\circ$ ）
● 过 C 原子正方体边线中点连线转动轴（ 180° ）

图 1-6 正四面体的对称转动轴

（四）CCl₄ 分子的振动拉曼光谱

CCl₄ 分子由一个碳原子和四个氯原子组成，它们构成一个四面体，C 原子在中心，四个 Cl 原子在四面体的四个顶点，CCl₄ 具有对称性，它有 13 根对称轴，即当四面体绕对称轴转过一个特定的角度后，其结果为分子完全重合，只是 Cl 原子彼此交换位置，我们把能使分子经受操作后又完全重合的操作，称为对称操作，CCl₄ 分子有 24 个对称操作（包括不转的对称操作）。CCl₄ 分子的对称轴见图 1-6。

CCl_4 分子有 $3 \times 5 - 6 = 9$ 个振动自由度，即有 9 种正则振动模式。这九种正则振动按对称性分类可分为如下四类（见图 1-7）。

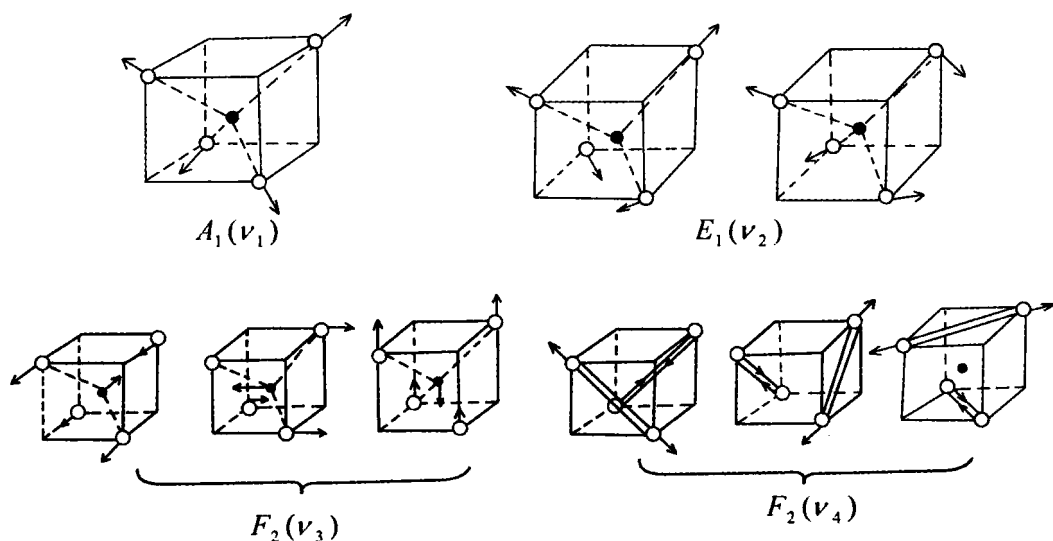


图 1-7 CCl_4 分子的振动方式及其分类

第一类记作 ν_1 （或 A_1 ），只有一种振动方式，四个 Cl 原子沿与 C 原子联线方向，同时作伸缩振动，这是完全对称伸缩振动。

第二类记作 ν_2 （或 E_1 ），包含二种振动方式，相邻的两对 Cl 原子在与 C 原子联线方向上或在与该联线垂直方向上同时做反方向运动所形成的振动。

第三类记作 ν_3 （或 F_2 ），包括三种振动方式，四个 Cl 原子朝一个方向运动时，C 原子朝与它们相反方向运动所形成的振动。

第四类记作 ν_4 （或 F_2 ），包括三种振动方式，是相邻的一对 Cl 原子做伸张运动时，另一对作压缩运动所形成的振动。

同一类振动的不同振动方式的能量是相同的，即能级是简并的，例如上述第三类 F_2 是三重简并的，第二类 E_1 是双重简并的。由于同类振动中不同振动方式具有相同的能量，因而固有频率相同，在拉曼光谱中对应同一条谱线。由此可知， CCl_4 分子振动拉曼线应有四个基频谱线，由实验测得，各谱线强度依次为

$$\nu_1 > \nu_4 > \nu_2 > \nu_3$$

第一类振动 ν_1 是完全对称振动，它的退偏度等于零，其它三类为非完全对称振动，退偏度为 $3/4$ ，因此从实验中测得谱线数目、频率、强度、退偏度等数据后，就能获得有关分子对称性和振动性质等信息。

凡是具有 CCl_4 分子那样的四面结构的 AB_4 型分子（如 CH_4 、 SiCl_4 、 GeH_4 、 GeCl_4 等）尽管这些分子的具体成分不同，但由于它们具有相同的结构对称性，因而振动的数目和分类是一样的，它们的具体频率和强度可以不同，但振动光谱的基本面貌是相同的。由此，提供了一个由光谱方法确定分子结构的途径。

二 实验装置

图 1-8 表示一个简单的拉曼谱仪系统。它由光源、外光路、色散系统及接收记录系统四部分组成，激光进入样品室，由收集透镜收集样品的散射光并送入双单色仪，分光后由光电检测系统接收并加以显示记录。现将对各部分的要求简述如下：

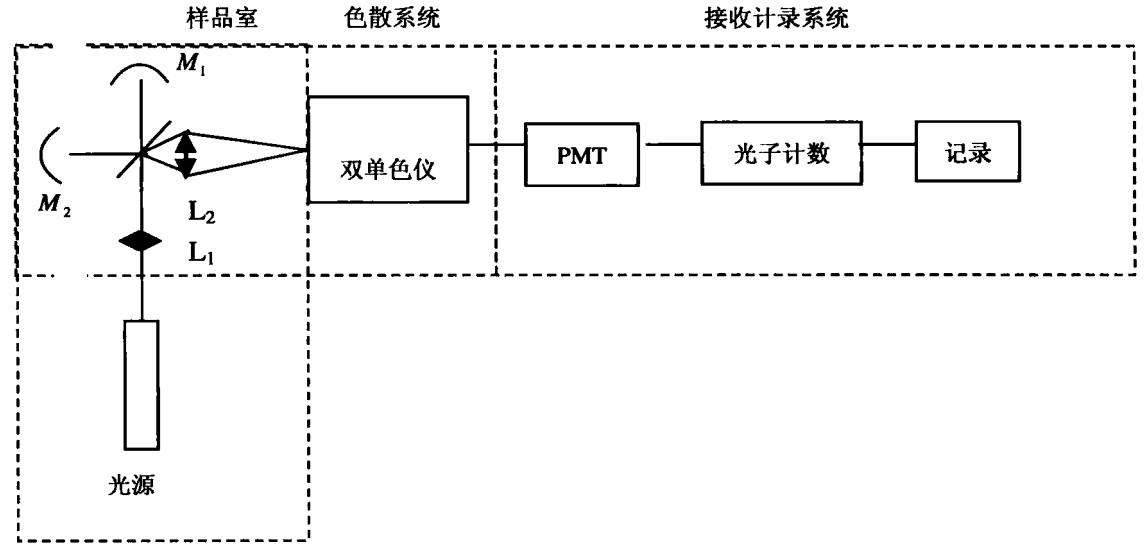


图 1-8 拉曼谱仪方框图

（一）光源部分

激光器给拉曼谱仪提供了理想的光源，这是因为它具有单色性好、亮度高、方向性强、偏振性好等特点。

常用的气体激光器（如氩离子激光器、氦离子激光器、氦氖激光器等）的输出，单纵模线宽可达 0.001cm^{-1} 。一般液体样品其振动能级宽度约几个 cm^{-1} ，气体的一般为零点几个波数，因此用这样的激光器可以得到足够分辨的光谱。

气体激光器由于有布儒斯特窗，输出光的 99% 以上都是线偏振光，便于单晶样品的偏振测量和液体、气体样品的退偏比测量。

在光谱扫描过程中，应保持激发线的频率和功率稳定，商品激光器的功率稳定度可达 0.5%。

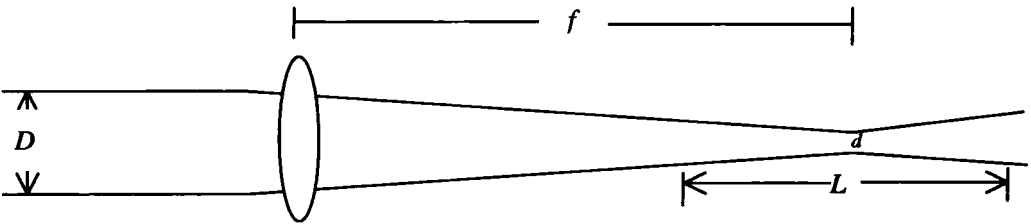


图 1-9 聚焦圆柱

表 1-1 给出拉曼谱仪常用的连续气体激光器输出线波长和功率。

表 1-1 激光器输出波长和功率

氦离子激光器(总功率 4W)		氦离子激光器	
波长(nm)	功率(mW)	波长(nm)	功率(mW)
514.527	1400	676.457	200
501.717	250	647.100	500
496.509	400	568.192	150
487.987	1300	530.868	200
476.488	500	520.832	70
472.689	150	482.518	30
465.775	100	476.244	50
457.936	250	350.7+356.4	40
351.1+363.8	20		
He-Ne 激光器		He-Cd 激光器	
632.816	50	441.565	50
		325.0	10

(二) 样品室

样品室应有最佳的照明和高的拉曼散射光收集效率及向单色仪输出的传输效率, 适于各种状态样品的测试和各种条件的测试。

样品室的基本配置见图 1-10。

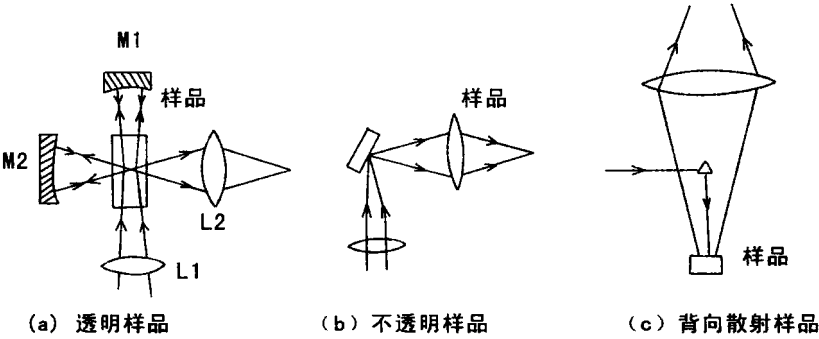


图 1-10 样品的几种典型装置

透镜 L_1 可将激光聚焦照射在样品上, 以提高样品上的辐照功率, 会聚激光的能量的绝大部分集中在图 1-9 所示的直径为 d 、长度为 L 的圆柱体内, d 和 L 由下式给出。

$$d = \frac{4}{\pi} \lambda \frac{f}{D}$$
$$L = \frac{16}{\pi} \lambda \left(\frac{f}{D} \right)^2$$

式中 D 是聚光镜前的光束直径, 当 $\lambda = 500.0\text{nm}$, $D = 3\text{mm}$, $f = 50\text{mm}$ 时, $d = 0.01\text{mm}$, $L = 0.70\text{mm}$, $\frac{D}{d} = 3 \times 10^4$, 从而使样品单位面积上辐射功率比不用透镜会聚前提高了约 10^4 倍。

集光镜 L_2 常用透镜组或凹面镜，为了最有效地收集散射光，集光镜的孔径应尽可能大，为了有效地将光传输到单色仪中，集光透镜到单色仪入射狭缝的距离 L 应满足 $L=d/F$ ，式中 d 是集光镜的孔径， F 是单色仪的相对孔径。

对透明样品反射镜 M_1 、 M_2 可提高辐射功率、增大收集效率。

（三）双单色器

激光器激发样品，收集的讯号中，有拉曼线也有很强的瑞利线（有时还有很强的反射光）一般拉曼散射光比瑞利线要弱几个量级，由于光谱仪器的缺陷（主要是色散元件引起的）在拉曼线处会出现瑞利线的杂散光。这将会影响光谱的质量，甚至这种杂散光将拉曼讯号淹没，因此要求单色仪应具有低的杂散光，此外还要求高分辨率、透过率，近年来由于全息光栅的出现，可使杂散光水平在离瑞利线 20cm^{-1} 处 ($\Delta 20\text{cm}^{-1}$) 可达 $10^{-5}\sim 10^{-6}$ ，透过率 70%；双光谱单色仪（双单色仪）杂散光水平可达 $10^{-10}\sim 10^{-12}$ ，透过率约为 50%；三联单色仪杂散光水平可达 $10^{-13}\sim 10^{-14}$ 透过率为 35~40%，分辨率一般可达 0.2cm^{-1} 。

光谱仪内部的光学元件，尤其是光栅对相同强度但偏振方向不同、波长不同的偏振光，透过效率并不相等。典型的光栅效率曲线如图 1-11 所示。因而在拉曼谱仪前应设置扰偏器，以消除上述因素的影响。否则就要测出仪器的透光效率曲线，供实验时作修正用。

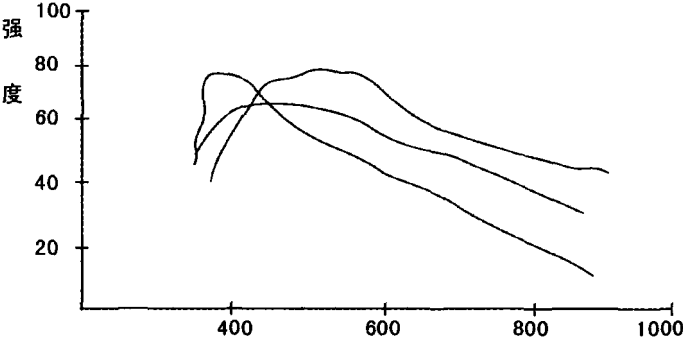


图 1-11 光栅效率曲线

本实验使用的是 HRD—1 型双单色仪，如图 1-12。

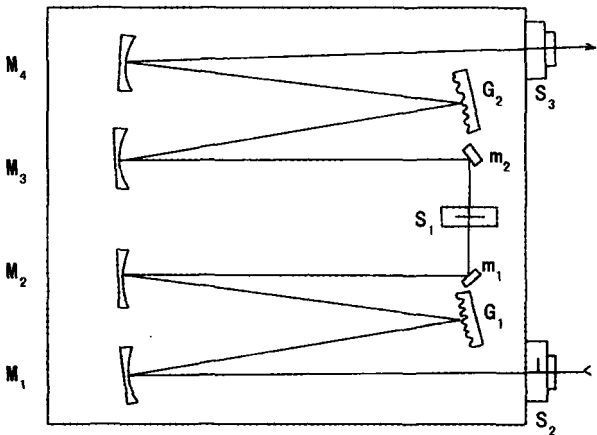


图 1-12 HRD 型双单色仪

这是 Czeny-Turner 型的双单色仪、焦距长 0.6m 数值孔径为 f/5.7。使用 80×110mm 的 1200 条/mm 光栅。分辨率为 0.14Å (5461Å 处一级光谱);波长读数精度±1 Å, 杂散光抑制水平, 在△100Å 处为 2×10^{-13} 。

(四) 检测和记录系统

常用光电倍增管 (PMT) 将检测到的微弱光信号转变成电信号, 用直流放大器或光子计数器加以放大或计数, 并驱动记录仪得到拉曼光谱。

光子计数是基于光的量子理论的一种方法。把光看成是从光源发出的一个具有能量 $E=h\nu$ 和动量 $p=\frac{h}{\lambda}$ 的光子集合而成的光子流。光接收器接收光子后, 可以输出光电子, 而外电路中得到一个与所接收的光子速率 (光子数/秒) 成正比的输出信号 (电压或电流)。图 1-13 是一简单的光子计数系统。光束中的某个子光打在 PMT 的光阴极上产生一个光电子 (一个光子打出光电子的几率, 决定于光阴极的量子效率) 在 PMT 的输出端将出现一个电脉冲, 这个小脉冲被放大器放大成为一个大脉冲, 此脉冲便是甄别器的输入, 在甄别器中和参考电压相比较, 如果电压脉冲幅度大于参考电压就被送入计数器, 在选定的时间间隔里进行计数, 在这个时间结束时, 以数字的形式给出或通过一个数模转换器, 给出模拟输出。

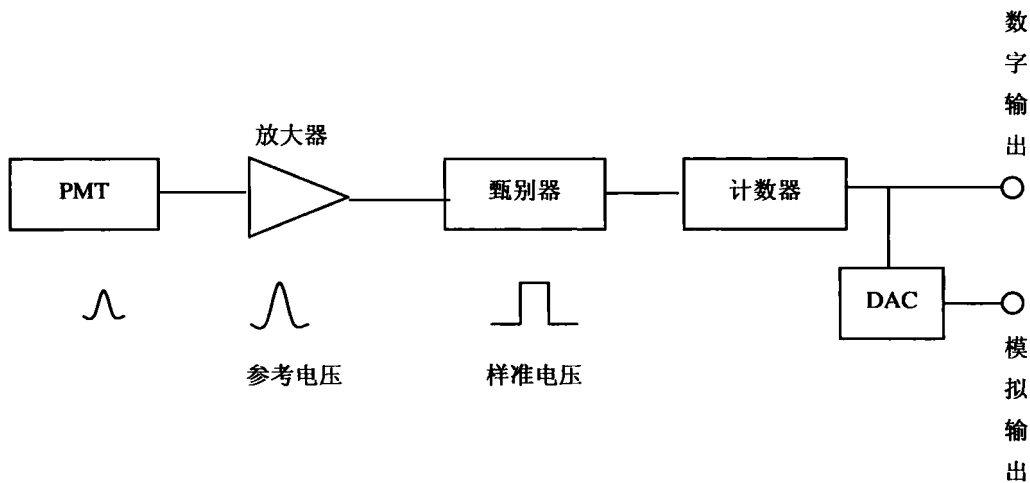


图 1-13 光子计数器原理

在 PMT 中由于光阴极和打拿极的热电子发射, 会成为光子计数器的噪声, 一般打拿极的热电子发射给出的电脉冲, 小于光信号打出的光电子的脉冲, 可通过适当选取甄别器的电平而去除掉, 这就大大提高了光子计数器的信噪比。

光子计数器检测的下限, 决定于 PMT 的暗计数 (即完全没有光信号输入时的计数), 上限决定于系统的脉冲堆积效应, 当光强较大时, 相邻的电脉冲出现的时间, 小于一个脉冲的宽度, 将不能被计数器分辨, 故当光子输入速率再增大时, PMT 输出计数率反而会减少, 这种效应称为“停息”。这种停息, 将产生测量误差, 一般的光子计数器可测到 10^7 计数/秒。

光子的发射是服从泊松统计分布的。对一些弱信号, 可通过增加计数时间增加计数, 设