

近代物理实验

② (选做实验)

北京大学物理系近代物理实验室
吴思诚 王祖铨 主编



北京大学出版社

近代物理实验(二)

(选 做 实 验)

北京大学物理系近代物理实验室

吴思诚 王祖铨 主编

北 京 大 学 出 版 社

内 容 简 介

本书是在北京大学物理系近代物理实验室1978年恢复、重建以来开设的近代物理实验课程基础上,参照1980年教育部召开的全国综合性大学物理系“近代物理实验”课程设置的教材编写会议制定的教学大纲编写的。全书包括原子物理、原子核物理、光学、真空技术、X射线和电子衍射、磁共振、微波、低温物理、半导体物理等方面十个单元。第一册包括29个基本实验,第二册包括18个选做实验。

本书可作为高等院校物理专业本科生和其他专业本科生或研究生的近代物理实验课程的教学参考书,也可供从事实验物理的科技人员参考。

近代物理实验 (二)

吴思诚 王祖铨 主编

责任编辑:李采华

*

北京大学出版社出版

(北京大学校内)

89920部队印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

850×1168毫米 32开本 8印张 200千字

1986年2月第一版 1986年2月第一次印刷

印数:00001—11,000册

统一书号:13209·122 定价:1.70元

编 者 的 话

与本书第一册中的基本实验相比，第二册包括一些内容比较深入的实验，其中有些是五十年代、六十年代以来发展起来的新技术，它们在科学技术的许多领域已得到越来越广泛的应用。本书可以根据具体条件和教学要求作为选做或选修实验进行安排。

编 者

一九八四年十月

目 录

第一单元 原子物理

- 1-A 振动喇曼光谱..... 1

第二单元 原子核物理

- 2-A α 粒子的能损..... 28
- 2-B 用吸收法辨认 β 放射性核素..... 42
- 2-C 穆斯堡尔效应..... 50
- 2-D 正电子在物质中寿命的测量..... 69

第三单元 激光、全息与光学信息处理

- 3-A 利用复合光栅实现光学微分处理..... 83

第四单元 其他光学实验

- 4-A 单光子计数..... 95
- 4-B 晶体的电光效应及其应用——用位相补偿测量
双折射样品的微小位相差..... 115

第五单元 真空技术

- 5-A 四极质谱仪..... 137
- 5-B 氦质谱真空检漏..... 144

第六单元 X射线和电子衍射

- 6-A 有确定取向晶体的X光劳厄相..... 152
- 6-B 单晶体晶轴方向的确定(非对称劳厄相)..... 157

第七单元 磁共振

- 7-A 自旋回波..... 171

第八单元 微波实验

- 8-A 用反射式谐振腔测量介电常数和介电损耗角正切..... 182

第九单元 低温物理实验

- 9-A 铜的低温热容的测量..... 189
- 9-B 超导磁体的闭合运行及其时间稳定度测定..... 197
- 9-C 约瑟夫森效应..... 210

第十单元 半导体物理实验

- 10-A 用取样示波器测量晶体二极管的反向恢复时间..... 226

第一单元 原子物理

1-A 振动喇曼光谱

(张树霖、刘丽玲、容祖秀、石自光)

光照射介质时，除被介质吸收、反射和透射外，总有一部分被散射。散射光按频率可分成三类：第一类，散射光的频率与入射光的频率基本相同，频率变化小于 $3 \times 10^5 \text{ Hz}$ ，或者说波数变化小于 10^{-5} cm^{-1} ，这类散射通常称为瑞利(Rayleigh)散射；第二类，散射光频率与入射光频率有较大差别，频率变化大于 $3 \times 10^{10} \text{ Hz}$ ，或者说波数变化大于 1 cm^{-1} ，这类散射就是所谓喇曼(Raman)散射；散射光频率与入射光频率差介于上述二者之间的散射被称为布里渊(Brillouin)散射。从散射的强度看，以瑞利散射的强度最大，一般都在入射光强的 10^{-3} 左右，常规喇曼散射的强度是最弱的，一般小于入射光强的 10^{-6} 。

用光电方法记录的某一样品的振动喇曼光谱如图 1-A-1 所示。设 $\tilde{\nu}_0$ 是入射光的波数， $\tilde{\nu}$ 是散射光的波数，散射光与入射光的波数差定义为 $\Delta\tilde{\nu} = \tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0$ 。那么，对于喇曼散射谱， $\Delta\tilde{\nu} < 0$ 的散射线称为红伴线或斯托克斯(Stokes)线； $\Delta\tilde{\nu} > 0$ 的散射线称为紫伴线或反斯托克斯(anti-Stokes)线。喇曼光谱在外观上有三个明显的特征：第一，对同一样品，同一喇曼线的波数差 $\Delta\tilde{\nu}$ 与入射光波长无关；其次，在以波数为变量的喇曼光谱图上，如果以入射光波数为中心点，则斯托克斯线和反斯托克斯线对称地分列在入射光的两边；第三，斯托克斯线的强度一般都大于反斯

托克斯线的强度。喇曼光谱的上述特点是散射体内部结构和运动状态的反映，也是喇曼散射固有机制的体现。

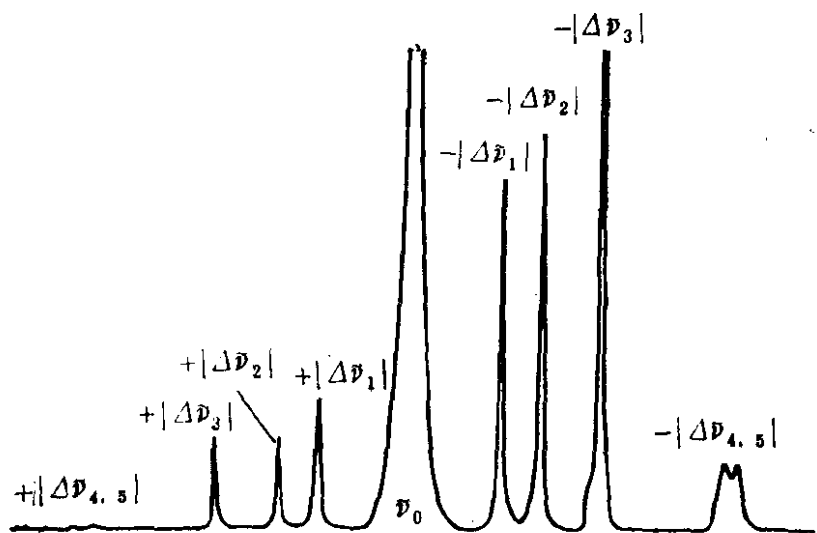


图1-A-1 振动喇曼光谱

喇曼散射现象在实验上分别由印度科学家喇曼(C.V.Raman)和苏联科学家曼杰斯塔姆(Л. И. Мандельштам)在1928年首先发现。由于喇曼散射强度很弱，早先的喇曼光谱工作主要限于线性喇曼谱，在应用上以结构化学的分析工作居多。但是六十年代激光技术的出现和接收技术的不断改进，喇曼光谱突破了原先的局限，获得了迅猛的发展，在实验技术上，迅速地出现了如共振喇曼散射以及高阶喇曼散射、反转喇曼散射、受激喇曼散射和相干反斯托克斯散射等非线性喇曼散射和时间分辨喇曼散射等各种新的光谱技术。由于喇曼光谱技术的发展，凝聚态中的电子波、自旋波和其它元激发所引起的喇曼散射不断被观察到，使之也都成为喇曼光谱的研究对象。至今，喇曼光谱学在化学、物理、地学和生命科学等各个方面已得到日益广泛的应用。

本实验只涉及常规(线性)的振动喇曼光谱，希望通过一些典型分子的振动喇曼光谱实验，取得对喇曼散射基本原理和基本实验技术的初步了解。

一、喇曼散射的基本原理

在电磁辐射的经典理论的基础上讨论光散射问题，就能对光散射的固有机制有一个大致的了解。下面我们主要用经典的电偶极辐射理论讨论光散射问题。

(一) 电偶极辐射

一个圆频率为 ω 的振荡电偶极矩，不论是物质固有的或由外场感生的，都将辐射频率为 ω 的电磁波。对于如图 1-A-2 所示的、处在坐标原点的电偶极矩 P ，在离原点为 r 的地方，当 r 大于光波波长时，由电偶极矩 P 辐射产生的电场 E 为

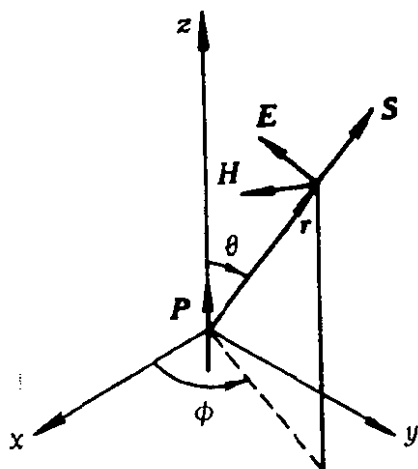


图1-A-2 电偶极辐射示意图

$$E = -\frac{\omega^2 P_0 \sin \theta}{c^2} \frac{1}{r} \cos(\omega t - kr) e_E \quad (1-A-1)$$

式中 P_0 是偶极矩的振幅， c 是真空中光速， k 是波矢且 $k = \omega/c$ ， e_E 代表 r 和 P 组成的平面上垂直于 r 方向上的单位矢量， θ 是 r 和 P 的夹角。电偶极矩 P 辐射的能流密度 S 是

$$S = \frac{\omega^4 P_0^2 \sin^2 \theta}{4\pi^2 c^3 r^2} \cos^2(\omega t - kr) e_r$$

e_r 代表 r 方向上的单位矢量。在一个周期内的平均能流 $\langle S \rangle$ 是

$$\langle S \rangle = \frac{\omega^4 P_0^2}{8\pi c^3 r^2} \sin^2 \theta e_r = \frac{2\pi^3 c \tilde{\nu}^4 P_0^2}{r^2} \sin^2 \theta e_r \quad (1-A-2)$$

式中 $\tilde{\nu} = \omega/2\pi c$ 是辐射光波的波数。

一个频率为 ω_0 的光入射到一个分子上，可以感应产生电偶极矩。在一级近似下，所产生的感应电偶极矩 P 与入射光波电场 E 的关系由下式表达：

$$P = A \cdot E \quad (1-A-3)$$

一般情况下， $\mathbf{P}$ 和 $\mathbf{E}$ 不在一个方向上，所以 $\mathbf{A}$ 应是一个二阶张量，通常称 $\mathbf{A}$ 为极化率张量。

如果频率为 ω_0 的入射光波只感生振荡频率为 ω_0 的感应电偶极矩，根据前面叙述的偶极辐射观点，该感生电偶极矩当然只辐射与入射光频率 ω_0 相同的散射光。但是，如果考虑到分子内部的运动，就会发现感应偶极矩的振荡频率有异于 ω_0 的成分。下面我们详细讨论分子存在内部运动时所产生的感应电偶极矩的辐射。

(二) 喇曼散射的机制

分子极化率 $\mathbf{A}$ 是分子内部运动坐标的函数。如果分子中的原子由于热运动而在平衡位置附近振动，那么，分子极化率 $\mathbf{A}$ 将和分子内部处于平衡状态时的分子极化率不同。 $\mathbf{A}$ 可用对振动简正坐标 Q 展开的式子表示， $\mathbf{A}$ 的某一个分量 a_{ij} 的泰勒展开式是

$$a_{ij} = (a_{ij})_0 + \sum_k \left(\frac{\partial a_{ij}}{\partial Q_k} \right)_0 Q_k + \frac{1}{2} \sum_{k,l} \left(\frac{\partial^2 a_{ij}}{\partial Q_k \partial Q_l} \right) Q_k Q_l \quad (1-A-4)$$

式中符号 $(\)_0$ 表示括号内的物理量是分子处于平衡状态时的值， $Q_k, Q_l, \dots$ 是与频率 $\omega_k, \omega_l, \dots$ 相联系的振动简正坐标，求和遍及全部简正坐标。在下面的讨论中，对上式我们只保留到一级项，并且只讨论某个典型的正则振动模 Q_k ，因而式(1-A-4)便简化为

$$(a_{ij})_k = (a_{ij})_0 + (a'_{ij})_k Q_k \quad (1-A-5)$$

式中

$$(a'_{ij})_k = \left(\frac{\partial a_{ij}}{\partial Q_k} \right)$$

与分量表达式(1-A-5)对应的张量就是

$$\mathbf{A}_k = \mathbf{A}_0 + \mathbf{A}'_k Q_k \quad (1-A-6)$$

当分子内部振动的振幅不大时，振动可近似认为是简谐的，于是振动坐标 Q_k 就用下列表达式表示：

$$Q_k = Q_{k0} \cos(\omega_k t + \varphi_k)$$

式中 Q_{k0} 表示振动的振幅, ω_k 和 φ_k 分别是振动的频率和初位相, t 代表时间。把上式代入式(1-A-5)和式(1-A-6), 分别得

$$(a_{ij})_k = (a_{ij})_0 + (a'_{ij})_k Q_{k0} \cos(\omega_k t + \varphi_k)$$

$$A_k = A_0 + A'_k Q_{k0} \cos(\omega_k t + \varphi_k)$$

频率为 ω_0 的光波的电场 E 通常写成如下形式:

$$E = E_0 \cos \omega_0 t \quad (1-A-7)$$

式中 E_0 是电场 E 的振幅矢量。从前面的讨论知道, 受电场为 E 的光波的照射, 分子将产生一个感应偶极矩 P 。由于我们只讨论某个典型振动 Q_k , 把式(1-A-6)和(1-A-7)代入式(1-A-3)得由外场 E 感应产生的偶极矩 P_k :

$$\begin{aligned} P_k &= A_k \cdot E \\ &= A_0 \cdot E_0 \cos \omega_0 t \\ &\quad + A'_k Q_{k0} \cdot E_0 [\cos \omega_0 t \cdot \cos(\omega_k t + \varphi_k)] \\ &= A_0 \cdot E_0 \cos \omega_0 t + \frac{1}{2} Q_{k0} A'_k \cdot E_0 \cos[(\omega_0 - \omega_k)t + \varphi_k] \\ &\quad + \frac{1}{2} Q_{k0} A'_k \cdot E_0 \cos[(\omega_0 + \omega_k)t + \varphi_k] \end{aligned} \quad (1-A-8)$$

引入符号

$$P_0 = A_0 \cdot E \quad (1-A-9)$$

$$P_{k0} = \frac{1}{2} Q_{k0} A'_k \cdot E$$

$$P_0(\omega_0) = P_0 \cos \omega t \quad (1-A-10)$$

$$P_0(\omega_0 \mp \omega_k) = P_{k0} \cos[(\omega_0 \mp \omega_k)t + \varphi_k] \quad (1-A-11)$$

则式 (1-A-8) 可改写为

$$\begin{aligned} P_k &= P_0 \cos \omega_0 t + P_{k0} \cos[(\omega_0 - \omega_k)t + \varphi_k] \\ &\quad + P_{k0} \cos[(\omega_0 + \omega_k)t + \varphi_k] \\ &= P_0(\omega_0) + P_k(\omega_0 - \omega_k) + P_k(\omega_0 + \omega_k) \end{aligned} \quad (1-A-12)$$

从上面的简短讨论中，我们可以清楚地看到：

(1) 根据经典的偶极辐射理论，式(1-A-12)中同时存在的三个感应振荡偶极矩 $P_o(\omega_o)$ 和 $P_k(\omega_o \mp \omega_k)$ 将同时分别产生频率为 ω_o ， $\omega_o - \omega_k$ 和 $\omega_o + \omega_k$ 的辐射。显然，它们分别对应瑞利、斯托克斯喇曼和反斯托克斯喇曼散射。

(2) 从式(1-A-8)的具体推导过程中可以了解到，喇曼散射过程可以看作一个波的调制过程：频率为 ω_o 的入射光波受到频率为 ω_k 的分子振动的调制，使入射光波能量除继续以 ω_o 的频率辐射外，还辐射出差频($\omega_o - \omega_k$)及和频($\omega_o + \omega_k$)的光，前一种为瑞利散射，后两种为喇曼散射。这一过程可以用图1-A-3形象地表示。

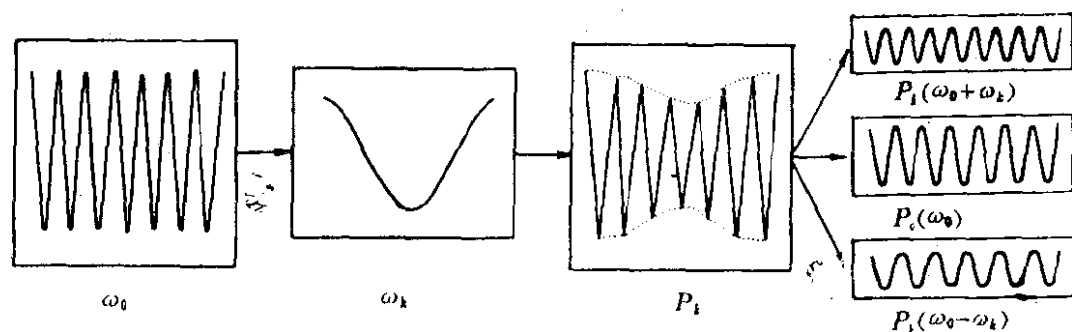


图1-A-3 光散射的经典理论调制机制示意图

(3) 注意到辐射强度 I 的表达式是 $I = \langle S \rangle / r^2$ ，把式(1-A-9)代入式(1-A-2)，就得到喇曼散射强度

$$I_k = \left[\frac{\langle Q_{k0} \rangle (\omega_o \mp \omega_k)^4}{32\pi c^3} \sin^2 \theta \right] |A'_k \cdot E_o|^2$$

上式告诉我们，喇曼散射的强度正比于入射光强，并近似地与入射光频率的四次方成正比。

(4) 由式(1-A-9)联系到式(1-A-1)，很容易推断出：对于空间取向固定的一个分子，感应偶极矩的取向也是确定的，因而当入射光为偏振光时，散射光也是偏振光。但是要注意，对空间取向不固定的分子或一个随机取向的分子体系，上述推论一般不成立。

(5) 由于式(1-A-11)中存在初位相因子 φ_k , 因而使得不同分子间的喇曼散射光并不相干, 所以对于多分子体系, 其喇曼散射总强度是各个分子喇曼散射强度的代数和。当然, 基于同一理由, 与式(1-A-10)相联系的不同分子间的瑞利散射光彼此应相干, 从而对于多分子体系的瑞利散射强度不能简单地用各个分子的瑞利散射强度相加的办法得到。

(6) 如果振动 Q_k 可以激发出喇曼散射, 就说振动 Q_k 是喇曼活性的(Raman activity)。从式(1-A-9)可以看出, 振动 Q_k 是喇曼活性的条件是: 微商极化率张量 A'_k 的分量 $(a'_{ij})_k$ 至少必须有一个不为零, 这个条件也就是喇曼振动的经典选择定则。该定则的具体推算十分繁复, 这里不作进一步的讨论。

与展开式(1-A-4)中二阶以上的项相联系的喇曼散射分别称为二级、三级、…喇曼散射, 我们所处理的是一级(或叫线性)喇曼散射。上面用经典理论讨论了一级喇曼散射已使我们对喇曼散射的机制有一个大致的认识, 用量子理论讨论光散射现象将对散射机制取得更深一层的认识。下面简单地介绍量子理论关于光散射问题的一些观点和结论, 以弥补经典理论讨论中的不足。

学过量子力学的读者都知道, 量子力学对体系是用波函数描述的, 体系所处的能量状态通常是分立的, 辐射的产生一般总是伴随着体系状态在不同能级间的跃迁。一个体系在受光照射产生散射光时, 体系状态也随着在能级间跃迁, 跃迁的几率与跃迁矩阵元成正比, 即与:

$$\left| \sum_n \frac{\langle \psi_f | e_o \cdot P | \psi_n \rangle \langle \psi_n | e_r \cdot P | \psi_i \rangle}{\omega_{ni} + \omega_r} + \frac{\langle \psi_f | e_r \cdot P | \psi_n \rangle \langle \psi_n | e_o \cdot P | \psi_i \rangle}{\omega_{ni} - \omega_o} \right| \quad (1-A-13)$$

成正比, 其中 ψ_f , ψ_n 和 ψ_i 分别是末态、中间态和初态的波函数; e_o 和 e_r 是入射光和散射光偏振方向的单位矢量; P 是原子或分子的电偶极矩; $\omega_{ni} = \frac{E_i - E_n}{\hbar}$, E_i 和 E_n 分别是初态、中间态的能量;

ω_0 和 ω_s 分别是入射光、散射光的圆频率；求和应遍及所有的中间态。

光散射机制的量子力学解释与经典解释有本质上的差别。图1-A-4是光散射机制半经典量子解释的一个形象表述。根据这个图，结合式(1-A-13)我们可以看到光散射物理过程是这样的：频率为 ω_0 的入射光引起体系从初态*i*至末态*f*的跃迁，与此同时，体系辐射频率为 $\omega=\omega_0+\omega_{fi}$ 的散射光。当初态*i*的能级高于末态*f*的能级时产生反斯托克斯喇曼散射；反之产生斯托克斯喇曼散射；初、末态在同一能级的跃迁产生的散射当然就是所谓瑞利散射。此外，我们还可以看到，体系产生散射而跃迁的过程，必须经过中间状态*n*，这是光散射和自发辐射的一个重要区别，因为自发辐射过程中不涉及任何中间态。

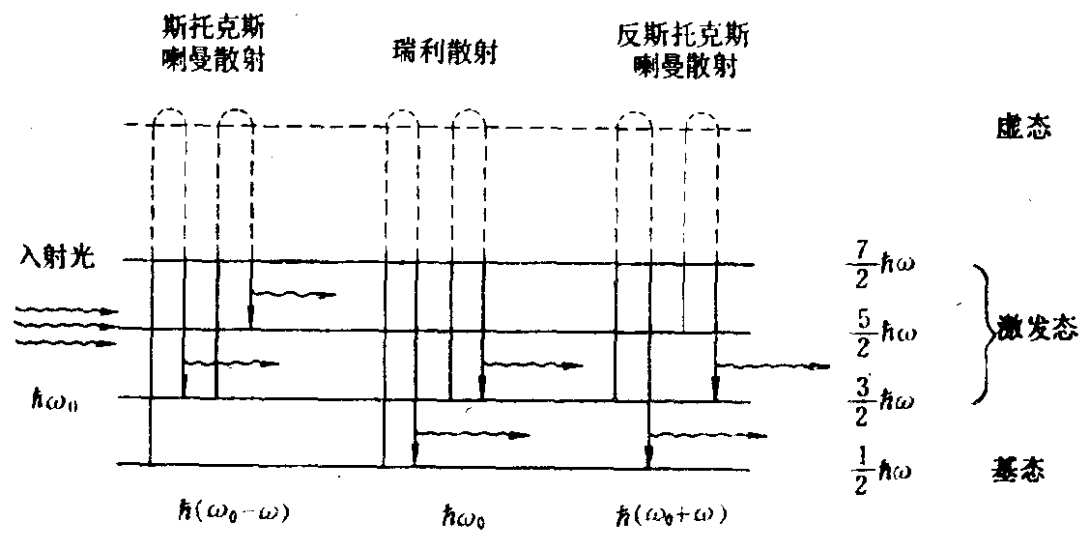


图1-A-4 光散射的半经典量子解释示意图

其次，既然体系状态分成若干分立的能级，那末对于*N*个分子的体系，其第*k*个振动能级上的粒子数在平衡状态时遵从玻尔兹曼分布。所以，由该体系产生的喇曼散射其斯托克斯线的光强 $I_{k,s}$ 和反斯托克斯线光强 $I_{k,a,s}$ 必然是不同的。它们分别为

$$I_{k,s} \propto N/[1 - \exp(-\hbar\omega_k/kT)]$$

$$I_{k,a,s} \propto N/[\exp(+\hbar\omega_k/kT) - 1]$$

二者的强度比是

$$I_{k,1}/I_{k,2} \propto \exp(\hbar\omega_k/kT)$$

一般情况下, $\exp(\hbar\omega_k/kT)$ 比 1 大许多, 因此量子理论正确地说明了斯托克斯线比反斯托克斯线的强度大的问题, 而经典理论则不能正确地解释这个现象。

第三, 经典理论中提到的振动 Q_k 的喇曼活性问题, 在半经典的量子理论中就是体系第 k 个振动的跃迁矩阵元是否为零的问题, 这也就是通常所说的量子跃迁选择定则。在量子力学中, 从体系波函数和力学量的对称性质就可以直接得到某个振动的具体选择定则, 从而决定该振动是否是喇曼活性的, 无须像经典理论那样, 为判断喇曼活性需经繁复的计算。

(三) 喇曼散射的偏振态和退偏度

1. 空间取向确定的分子的散射偏振态 上面已指出, 对于某一个空间取向确定的分子, 入射光为偏振光所引起的喇曼散射光也是偏振光, 但也正如式(1-A-9)所表明的那样, 散射光的偏振方向与入射光偏振方向不一定一致, 它们之间的具体关系由微商极化率张量 A'_k 的具体形式决定。

分子的微商极化率张量 A'_k 的具体形式由该分子所属的对称变换性质决定。所谓对称变换是指经该变换所代表的操作(如旋转、反演等), 经过这些操作分子与自身重合。微商极化率可用矩阵表示, 一般情况下, 它是实对称矩阵, 即 A'_k 的各个分量 $a'_{k,ij}$ 均为实数, 并且满足等式 $a'_{k,ij} = a'_{k,ji}$ 。式(1-A-9)的矩阵形式表示就是

$$\begin{pmatrix} P_{k0,x} \\ P_{k0,y} \\ P_{k0,z} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} Q_{k0} \begin{pmatrix} a'_{k,xx} & a'_{k,xy} & a'_{k,xz} \\ a'_{k,yx} & a'_{k,yy} & a'_{k,yz} \\ a'_{k,zx} & a'_{k,zy} & a'_{k,zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \\ E_{0z} \end{pmatrix} \quad (1-A-14)$$

下面以水分子为例, 具体说明 A'_k 的具体形式是如何由分子的对称变换性质决定的。

水分子的结构和它的振动方式如图1-A-5所示，它的全部对称变换是4个，除不动的变换(记作 E)外，有绕 z 轴转 180° 的变换 $C_2(z)$ 、 x - z 平面的镜反射 σ_{xz} 和 y - z 平面的镜反射 σ_{yz} 。由于在这些对称变换下分子与自身重合，反映分子固有性质的微商极化率张量应当不变，但是感应偶极矩 $\mathbf{P}$ 、振动正则坐标 Q 和外电场 $\mathbf{E}$ 的各个分量在对称变换下或者改变符号(记作 -1)、或者不改变符号(记作 $+1$)，它们变号的具体情况列于表1-A-1。

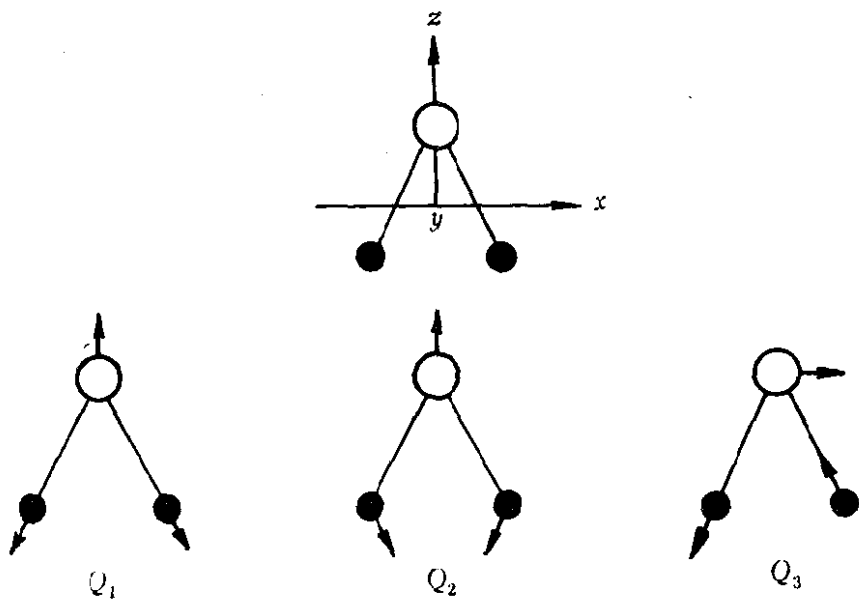


图1-A-5 水分子结构及其振动方式

表1-A-1 $\mathbf{P}$, Q_i 和 $\mathbf{E}$ 在对称变换下的特征

		E	$C_2(z)$	σ_{xz}	σ_{yz}
$\mathbf{P}$	P_x	1	-1	1	-1
	P_y	1	-1	-1	1
	P_z	1	1	1	1
Q_i	Q_1	1	1	1	1
	Q_2	1	1	1	1
	Q_3	1	-1	1	-1
$\mathbf{E}$	E_x	1	-1	1	-1
	E_y	1	-1	-1	1
	E_z	1	1	1	1

根据表 1-A-1, 振动 Q_3 经过三个对称变换后, 对应的式 (1-A-14) 应分别改写为

$$C_2(z): \begin{pmatrix} -P_{30,x} \\ -P_{30,y} \\ P_{30,z} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} Q_3 \begin{pmatrix} a'_{3,xx} & a'_{3,xy} & a'_{3,xz} \\ a'_{3,yx} & a'_{3,yy} & a'_{3,yz} \\ a'_{3,zx} & a'_{3,zy} & a'_{3,zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \\ -E_{0z} \end{pmatrix}$$

$$\sigma_{xz}: \begin{pmatrix} P_{30,x} \\ -P_{30,y} \\ P_{30,z} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} Q_3 \begin{pmatrix} a'_{3,xx} & a'_{3,xy} & a'_{3,xz} \\ a'_{3,yx} & a'_{3,yy} & a'_{3,yz} \\ a'_{3,zx} & a'_{3,zy} & a'_{3,zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{0x} \\ -E_{0y} \\ E_{0z} \end{pmatrix}$$

$$\sigma_{yz}: \begin{pmatrix} -P_{30,x} \\ P_{30,y} \\ P_{30,z} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} Q_3 \begin{pmatrix} a'_{3,xx} & a'_{3,xy} & a'_{3,xz} \\ a'_{3,yx} & a'_{3,yy} & a'_{3,yz} \\ a'_{3,zx} & a'_{3,zy} & a'_{3,zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{0x} \\ -E_{0y} \\ -E_{0z} \end{pmatrix}$$

为了对任何 E_x, E_y 和 E_z 以上第一式都成立, 显然必须有

$$a'_{3,xx} = a'_{3,yy} = a'_{3,zz} = a'_{3,xy} = a'_{3,yx} = 0$$

同理, 根据以上第二或第三式显然还必须有

$$a'_{3,yz} = a'_{3,zy} = 0$$

最后我们得到水分子微商极化率 $\mathbf{A}'_3$ 的具体形式是

$$\mathbf{A}'_3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & a'_{3,xz} \\ 0 & 0 & 0 \\ a'_{3,zx} & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

据此, 式 (1-A-9) 的各分量表达式为

$$P_{30,x} = \frac{1}{2} Q_3 a'_{3,xz} E_{0z}, \quad P_{30,y} = 0, \quad P_{30,z} = \frac{1}{2} Q_3 a'_{3,zx} E_{0x} \quad (1A-15)$$

根据同样的讨论, 我们得到 $\mathbf{A}'_1$ 的表达式和相应于式 (1-A-9) 的分量表达式分别为

$$\mathbf{A}'_1 = \begin{pmatrix} a'_{1,xx} & 0 & 0 \\ 0 & a'_{1,yy} & 0 \\ 0 & 0 & a'_{1,zz} \end{pmatrix}$$

$$P_{10,x} = \frac{1}{2} Q_1 a'_{1,xx} E_{0x}, \quad P_{10,y} = \frac{1}{2} Q_1 a'_{1,yy} E_{0y}$$

$$P_{0,z} = \frac{1}{2} Q_1 a'_{1,zz} E_{0,z}$$

比较式(1-A-15)和以上三式,可以具体看到:在同一外场作用下,不同形式的 A'_k 将使得所产生的感应偶极矩不相同。例如对于电场 $E_{0,y}$, 振动 Q_3 不产生感应偶极矩, 而振动 Q_1 将产生感应偶极矩 $P_{0,y}$; 又如对同一外场 $E_{0,x}$, 振动 Q_3 和 Q_1 虽然都产生感应偶极矩, 但是它们的取向是不同的, 前者在 z 方向, 后者在 x 方向。结合式(1-A-1), 根据感应偶极矩 P_{0k} 的具体形式, 我们还可以进一步知道散射光在空间的强度分布。例如, 对于振动 Q_3 , 偏振方向平行于 x 方向的入射光所感生的感应偶极矩 $P_{0,z}$ 辐射的散射光, 在 $x-y$ 平面内观察光强是均匀的, 偏振方向沿 z 轴; 在 $x-z$ 平面内观察其光强正比于观察方向与 z 轴夹角 θ 的正弦函数的平方, 偏振方向在 $x-z$ 平面内。因此, 不同分子或同一分子不同的振动的对称变换性质的差别, 在喇曼散射的偏振强度谱中是反映得很清楚的。因而通过测量偏振喇曼谱, 可以获得分子及其振动的对称性质的信息, 有助于区分不同类型的分子和不同的振动方式。

在喇曼散射实验中, 为了标志入射光的传播方向、偏振状态和散射光的观察方向及观察时所取的偏振方向, 也就是所谓实验的散射组态, 国际上通常用如下符号表示:

$$G_1(G_2G_3)G_4$$

G_1 和 G_4 分别表示入射光的传播方向和散射光的观察方向, G_2 和 G_3 分别表示入射光的偏振方向和观察散射光时所取的偏振方向。 G_1 和 G_4 构成的平面称为散射平面, 它往往作为一个基准面使用。例如, 在测量偏振喇曼谱时, 用下列符号标记散射光强度时就是以散射平面作为基准面的:

$$^iI_s(\theta)$$

i 和 s 分别表示入射光和散射光的偏振方向相对于散射平面的取向, 一般有垂直于散射平面(记作 $\perp$)、平行于散射平面(记作 $//$)