

1
851

021863

目

(固 体 光 散 射)
光 散 射 的 理 论 基 础

(上 册)



上海市物理学会
一九八三年四月

绪 论	1
-----------	---

第一章 光散射的基本理论

§ 1. 散射截面基本定义	1—1
§ 2. 弹性散射经典理论	1—3
§ 3. 光散射的宏观理论	1—13
3.1. 散射介质的电极化	1—14
3.2. Stokes 极化产生的散射光	1—17
3.3. Stokes 散射截面	1—26
3.4. 起伏—耗散理论	1—28
3.5. Anti—Stokes	1—35
§ 4. 光散射的半经典理论	1—36
4.1. 介质在可变场中的极化率	1—37
4.2. Rayleigh 散射	1—43
4.3. Raman 散射	1—45
§ 5. 光散射的全量子理论	1—52
5.1. Hamiltonian	1—52
5.2. 二次量子化	1—56
5.3. 辐射跃迁速率的一般表达式	1—69
5.4. Kramers—Heisenberg 公式	1—76

第二章 晶格振动谱及对称性分析

§ 2.1. 晶体的对称性和空间群	2—1
§ 2.2. 元平移的不变子群和不可约表示	2—2



90023491

§ 2.3. 空间群的不可约表示	2—5
§ 2.3.1 平移对称性的作用	2—5
§ 2.3.2 转动对称性的作用与波矢群的引入	2—6
§ 2.3.3 不可约表示的一般性质	2—8
§ 2.3.4 因子群	2—10
§ 2.4. 简正座标和对称性	2—11
§ 2.4.1 简正座标	2—11
§ 2.4.2 对称操作的作用	2—14
§ 2.4.3 波矢群中的对称性	2—16
§ 2.4.4 空间群中的对称性	2—19
§ 2.5. 晶体的主振动	2—20
§ 2.5.1 因子群分析法	2—20
§ 2.5.2 位置群和相关表法	2—21
§ 2.5.3 几个例子	2—24
§ 2.6. $K \neq 0$ 处的晶格振动	2—27
§ 2.7. 选择定则	2—32
§ 2.7.1 对称性考虑	2—32
§ 2.7.2 投影算符的应用	2—35

第三章 自发喇曼散射

§ 3.1. 非极性振动的散射	3—1
§ 3.1.1 散射截面	3—1
§ 3.1.2 粉末晶体的散射	3—2
§ 3.1.3 一些例子	3—3
§ 3.1.4 二阶喇曼散射	3—7
§ 3.2. 极性振动的散射	3—9
§ 3.2.1 极性振动的晶格动力学	3—9
§ 3.2.2 散射截面	3—14

§ 3.2.3 立方晶体中的喇曼散射	3—19
§ 3.2.4 单轴晶体中的极性模散射	3—28
§ 3.2.5 双轴晶体中的极性模散射	3—35
§ 3.3. Polanton 的散射	3—38
§ 3.4. 实验装置	3—44
§ 3.5. 其他散射谱	3—46
§ 3.5.1 混晶	3—46
§ 3.5.2 晶体中的杂质	3—49
§ 3.5.3 软模	3—50

绪 论

光散射包括原子的、分子的、晶体的以及一般固体的和凝聚态的，范围十分广泛。从它的发展史来说，如果以 Tyndall 对小颗粒的光散射研究算起，至今有一百十多年。本世纪三十年代，瑞利散射、布里渊散射和喇曼散射在物理学和化学上已经不是陌生的了。从三十年代到四十年代，人们在分子的喇曼散射方面进行了相当多的工作，对于结构化学和分子光谱学的发展，起了重要的推动作用；与此同时，对于晶体的喇曼散射，也有过一些研究，在一定程度上促进了固体物理的发展。但是，由于光源的缺陷以及其它实验条件的限制，光散射的方法当时存在着不可克服的困难，逐渐地被搁置起来。激光出现以后，提供了空前优异的光源，加上其它实验设备的精进，六十年代后期以来，光散射方法显示出多方面的优越性，得到了突飞猛进的发展。如今，光散射的研究不仅在物理学、化学方面占据着很重要的地位，而且在材料科学、生物学、医学、矿物学、以及石油化工、纤维纺织工业、玻璃陶瓷工业等等领域和部门日益成为不可缺少的实验研究方法或常规的鉴定手段。光散射研究仍象雨后春笋般地在发展，方兴未艾，前途尚不可限量。它将深入到物质结构的各个领域，引起一系列的革新和突破。

本绪论首先对光散射研究的发展历史，作简要的回顾，然后对近代光散射的学科技术领域和我国光散射研究工作的发展，作较详细的概述。末了作一简单的展望。从而看出，光散射研究的发展，不仅具有重要的理论意义，而且将对国民经济产生巨大的物质效益。

(一) 光散射发展历史的回顾

光束进入媒质时，其中一部分偏离主要的传播方向，这种现象称为光散射。

对于光散射的最早研究一直要追溯到1868年，当时，Tyndall发现，当白光受到很小颗粒的 90° 散射，散射光是部分偏振的，颜色带蓝。1899年，Rayleigh根据自己的早期工作，处理了悬浮于介质中球形小颗粒所引起的光散射问题，得出了著名的瑞利(Rayleigh)定律，表明散射光强度除与散射方向有关外，与 λ^4 成反比。白光中紫光的波长最短，所以它的散射光颜色带蓝。这种散射叫做瑞利散射，其特点是散射光的频率不变。1914年，Brillouin开始对散射光的频谱进行了研究，1922年，他计算了当散射体中存在声波引起介质的密度涨落时散射光中的频率分布，发现在入射光频率(瑞利谱线)的附近应该对称地分布着分离的谱线；这些谱线与入射光谱线的频率差值，由声波的速度来决定。1930年，Gross首先在液体中观察到Brillouin双线。这种光散射一般称为布里渊散射，它的频移是很小的。

瑞利散射和布里渊散射是由密度涨落引起的。1923年，Smekal从理论上研究了具有二个量子化能级的体系所引起的光散射，预计到在这种散射中频谱将出现边带。1928年，Raman从实验上观察到这个效应；当时用汞灯照射到液体苯时，他发现散射光谱中含有比汞灯本身更多的谱线。稍后，Landsberg在石英晶体中发现了类似的现象。这种由分子振动或晶格振动所引起的散射，称为喇曼散射。在喇曼散射中，散射体可以使入射光子能量减小或增大；减小或增大的量由散射体的能级间距来决定。

散射光的频谱如简图(下图)所示。光谱中央的峰是入射光频率没有变化的谱线，也就是瑞利中心线。这时光子的能量不变，是为弹性散射，其余的散射峰都相对于入射光发生了频移，是为非弹性散射；它们的频移出现在二个显著地分开的频率范围(图中用——来隔开)。由声波引起的布里渊散射分量靠近中心的 ω_I ，频移量约介于 $10^{-2} \sim 1$ 厘米 $^{-1}$ 。由分子振动或固体中晶格振动(光学波)引起的喇曼散射频移常为 $10^2 \sim 10^3$ 厘米 $^{-1}$ 。非弹性

散射的频率小于入射光的称为斯托克斯 (Stokes) 分量记以 ω_s ；而频率大于入射光的则称为反斯托克斯 (Anti-stokes) 分量，记以 ω_{as} 。

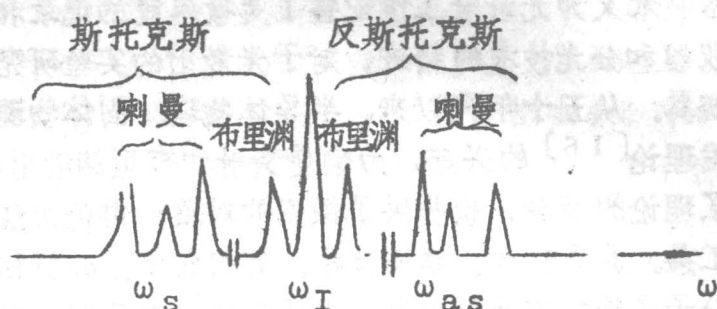


图 散射光的频谱示意图

瑞利散射、布里渊散射和喇曼散射都可以用来研究物质结构，而因喇曼散射的频移比布里渊散射的频移大得多，实验设备上当时勉强可以达到基本要求，所以，喇曼散射在三十年代到四十年代，主要是在化学（结构化学）领域其次是在物理学（光学、固体物理）领域中经历过十多年的活跃阶段，对于分子光谱学的发展起了重要的作用。喇曼光谱与红外光谱方法，同属于研究（分子的）振动和转动光谱，但产生光谱的原理和实验技术则不同。红外光谱是吸收（或反射）光谱，需要红外光源；而喇曼光谱是散射光谱，只须可见光源。它们各自具有不同的选律，是两种相互补充的光谱方法。

由于散射光很弱，用传统光源进行喇曼光谱分析时，曝光时间长（常需数小时以至数十小时），纵使这样，所得到的斯托克斯谱线还是不多，反斯托克斯谱线就更少，因而所能提供的信息很有限，加上光源的单色性不好，入射光的准直性也差，因而受荧光干扰、背景光干扰很大，对于样品又有较多的要求，实验条件上受到很多限制，喇曼光谱的方法，在六十年代后期以前的二十多年中没有得

到什么发展。激光出现以后，情况就大大改变了。激光的亮度高、单色性和相干性好，准直性也好，外加偏振性，因而为光散射的实验研究提供了空前优异的光源。与此同时，计算技术的发展和运用，使得光散射在仪器的自动化和数据处理两方面都得到极为有利的条件，光子计数技术又为光散射工作配备了灵敏犀锐的记录和控制工具，再加上仪器和分光技术的精进，对于光散射的实验研究和应用，不管是如虎增翼。从五十年代以来，半导体物理、固体物理^[1]的发展，元激发理论^[16]的兴起，为喇曼散射和布里渊散射研究的深入既提供了理论的背景，也提供了探索的对象；群论方法提供了处理问题的工具。量子化学、结构化学、有机化学、分析化学不仅为光散射在分子光谱学方面的发展创造了条件，而且使之在化学与生物学上发挥日益重要的作用。总之，今天光散射的研究获得了强大的生命力，在物质结构的许多领域上都活跃起来，范围还在不断地扩大，作用日见显著，成果丰硕。

(二) 近代光散射学科技的新领域^[3,4,5]

激光出现以后，不但使以往所有的普通光散射现象更易于进行观测和研究；而且在一定条件下，还可以产生一些新型的具有相干辐射特点的受激散射效应。例如，受激瑞利散射效应，受激喇曼散射效应以及受激布里渊散射效应。通过这些受激散射效应的发现与深入研究，一方面大大加深了人们对强激光与物质相互作用规律性的认识；另一方面，也从根本上向人们提供了一种用来产生相干光辐射的新手段。目前，利用受激喇曼散射、受激布里渊散射等效应，可制成高转换效率的可调谐激光器。

对于半导体的研究，发展了共振喇曼散射。高亮度的激光光源和新型的探测技术，不仅使得原来对于固体中晶格振动的一阶喇曼散射的研究能够深入，而且又发展了关于晶格振动的二阶喇曼散射的研究。这些研究为半导体电子态以及一般固体的声子态提供详细

的信息，从而对发展半导体以及一般固体的材料和器件起着积极作用，而半导体物理、固体物理及其元激发理论一方面受到光散射研究的推动，更加发展；同时，也使得光散能够有的放矢地向固体中的多种多样的元激发态进军，从而又出现电子与等离子振荡

(Plasma)^[1b]的喇曼散射，自旋波量子的喇曼散射以及电磁耦合场量子(Polaritons)^[1b]的喇曼散射等等。对于铁电相变^[1c]的研究，出现了软模的喇曼散射。对于表面物理中吸附问题的研究，近年来又出现引人注目的表面增强喇曼散射。这里不一一列举。总之，理论和实验相辅相成，相得益彰，使得固体物理和固体散射两方面都出现繁荣昌盛的局面。

光散射学科与非线性光学学科之间有着互相交迭的领域。受激喇曼散射也是一种非线性光学效应^[6]。由非线性光学的研究，出现了相干反斯托克斯喇曼光谱术(CARS)和相干斯托克斯喇曼光谱术(CSRS)，这是两种很有意义、很有发展前途的新型激光光谱技术。与喇曼光谱有关的新型激光光谱技术还有：喇曼增益光谱术和反喇曼光谱术，微微秒时间分辨的喇曼光谱术，微区空间分辨的喇曼光谱术，喇曼付里叶变换光谱术，等等。

再对以上列举的，择其中典型的一些，作简要说明。

(1) 受激瑞利散射^[6]

普通的瑞利散射是指纯净介质内由于分子密度的自发起伏所引起的散射，其主要特点，如已指出，是散射光的频率等于入射光频率；散射光强的空间各向分布等。六十年代后期，人们在研究强单色激光入射到一些透明有机液体介质所引起的散射现象过程中发现，在一定条件下，可分别观察到两种新型的瑞利散射效应，称为受激瑞利翼散射和受激热瑞利散射。它们与普通瑞利散射的区别在于，一方面散射光发生了一定的特征性频移，另一方面散射光具有定向性，通常发生在入射激光的前进方向或反向。

受激瑞利翼散射主要发生在一些由各向异性分子组成的有机体中。在强入射光的作用下，介质分子有一定程度的规则取向趋势，

因而介质分子的极化率发生感应变化，导致对入射光的频移散射作用。利用这种受激散射效应，可以测定介质分子极化率，粘滞系数，德拜弛豫时间等特性。

受激热瑞利散射发生在一些对入射激光具有微弱吸收作用的液体或气体介质之中，被吸收的一部份光能转变为介质的热能，从而引起分子密度分布的感应变化，导致对入射单色激光的频移散射。

由于受激瑞利散射的频移很小，谱线较宽，加之所研究的介质对象范围尚比较窄，在这方面的研究工作不多，但受激瑞利散射出现频移，使人看出，强激光与物质相互作用的结果会产生新型的效应，扩大了人们的认识，受激瑞利散射，实际上是一种非线性光学效应。

(2) 受激布里渊散射^[6]

普通的布里渊散射是作用在介质中的声行波场所引起的密度起伏对入射光的散射，由于频移很小，散射光又很微弱，瑞利峰往往掩盖了这些频移小而强度弱的散射信号，所以，对于布里渊散射的研究，过去很难开展。激光出现以后，情况发生了改变，特别是多通的法卜里—珀罗 (FP) 干涉仪设备的发展，使得布里渊散射的研究进入一个新的历史时期，向广度和深度进军。在这中间，受激布里渊散射首先受到重视，起了促进和推动作用。

强激光可以通过介质本身的电致伸缩机制而在介质中构成超声波，这种超声行波形成相位光栅使单色激光受到散射。这就是受激布里渊散射。在一般情况下产生的是斯托克斯散射，这相当于把入射光子的能量转移了一部份给声场量子（声子），从而散射光频率降低，在某些特殊情况下，强超声场的能量亦可附加到入射光中，使光子能量有所提高，出现反斯托克斯散射。在这两种情况下，均可通过改变散射角而对散射光频率实现连续的精密调谐。

对于一些具有较大电致伸缩效应而对超声波的衰减作用又较小的光学介质，包括固态的、液态的、乃至气态的（须在数十至数百大气压下）。都可以实现受激布里渊散射。常采用高度单色（其谱

线宽度应小于散射光频移)的可见脉冲激光作为入射光源。由入射光向受激散射光的转换效率,可达20~30%左右。

通过开展对受激布里渊散射的研究,不但可以揭示强激光与物质相互作用的新形式;揭示强光子场与强声子场作用的详细过程,而且可以作为一种有效手段来研究介质中的声学动力学、弹性力学等特性。更重要的是,基于受激布里渊散射原理,原则上有可能得出超声和特超声波段的声波相干放大器或振荡器。

(3) 受激喇曼散射^[6]

受激喇曼散射是强激光的产物,涉及高阶的量子跃迁,过程比较复杂。这里只简单地指出,它与普通喇曼散射区别的基本点在于后者是自发跃迁,而前者是受激跃迁。为便于理解,姑且这样来设想:在强激光(例如Q调制的巨脉冲激光)作用下,介质中处于高能级上的粒子,为数甚多;当其中少数以自发跃迁形式落到低能级时,会诱导(刺激)高能级上其余众多的粒子发生受激跃迁,从而构成受激喇曼散射。如果增益很大,损耗衰减很小时,可以获得一次行波放大输出(无谐振腔情况);当增益略大于损耗,则可经多次往返振荡后输出(有谐振腔情况)。

强激光的受激喇曼散射效应,早在1962年,在硝基苯中发现后,很受重视。工作很多。就介质来说,有以硝基苯为代表的有机液体。有以金刚石、方解石为代表的晶体,有以光学玻璃、光波导纤维为代表的固态介质以及高压气体介质等。就微观过程来说,受激喇曼散射有分子的振动和/或转动跃迁,有晶体的晶格振动跃迁、电子跃迁、自旋反转等。利用受激喇曼散射,可制成调谐激光器,功率转换效率达50%左右。

值得提到的是,利用低损耗光导纤维(光纤)进行受激喇曼散射的研究,近几年来很活跃,很受重视。由于损耗甚小,增益又大,受激光可以作一次行波输出(无谐振腔);如果采用较长的光纤(例如500米长),可以获得高阶的喇曼散射谱。国际上,

1979年曾报导,在多模光纤中观察到7阶的喇曼斯托克斯谱。

在这方面，我国也有一些工作达到了较高的水平。这方面研究的发展，有可能利用光纤的受激喇曼散射制备出宽带可调的红外激光器。

(4) 晶格的光散射^[4,5]

这是指晶体中原子振动所引起的光散射，晶体中的原子具有周期性的排列，因而可以把晶体结构划分为格子，称为晶格。原子的振动在固体中构成格波，格波有两大类：声学波和光学波。如果固体由相同的一种原子组成，则只有声学波而无光学波。如果固体由两种或两种以上的原子所组成，原子团重心的振动则构成声学波；而原子团中不同原子的相对振动则形成光学波。声学波在固体中引起了密度的起伏，所以，格波的声学支所引起的是布里渊散射。对于由正、负两种离子所组成的固体，例如，氯化钠型的晶体，光学波是对应于正、负离子的相对振动，宛如偶极矩的振动，因而会引起晶格中的电极化，常被称为极化波。格波的光学支所引起的光散射是喇曼散射。

格波在固体中构成了一类的波场，格波场的能量量子叫做声子。声学波的声子称为声（学）声子，而光学波的声子则称为光（学）声子。晶格的喇曼散射是研究光（学）声子谱的重要实验手段。晶格的布里渊散射相应地被认为是研究声（学）声子谱的重要实验手段。然而，这是近几年才发展起来的。过去，对于布里渊散射是叹为观止，可望而不可及的。

关于晶体的喇曼散射虽然早在三十年代就有过一些工作，但是由于当时的光源亮度很低，单色性和相干性又不好，仪器设备条件也很差，所能够提供的信息非常有限，后来就为中子散射以及其它的实验方法所替代。激光出现以后，提供了空前优异的光源，加上实验设备条件的精进，七十年代以来，晶格的喇曼光散射工作就以新的姿态发展起来；而且由于能够进行二阶的喇曼散射研究，适用范围益为扩大。

如已指出，喇曼散射和红外吸收（或反射）是两种互相补充的光谱方法。两者的选律是不同的。对于具有对称心的固体（点群中

包含反演的对称操作)，用群论的语言来说，只有奇表示的声子才有一阶红外吸收（或反射）。偶表示的声子则没有；相反地，只有偶表示的声子才有一阶喇曼散射，奇表示的声子则没有，这就是通常所说的，在具有对称心的固体中，红外活性与喇曼活性是互相排斥的，但又是互相补充的，这一点很重要。对于一些材料，只作红外光谱分析是不够的，而必须同时作喇曼光谱分析。

所谓一阶喇曼散射或一阶红外吸收（反射）是指过程中只涉及单个声子（即单个声子的发射或吸收，亦即单个声子的产生或湮灭）。而二阶的喇曼散射则涉及二个声子（同时发射二个声子或同时吸收二个声子；或者发射与吸收各一个声子）。虽然，过程是复杂了，但二阶喇曼散射有着一阶所没有的优点。只有采用强激光作光源，才能对晶体进行二阶喇曼散射的系统性研究；过去用传统光源时，这方面的少数工作具有先驱意义，但由于零星，几乎被人们遗忘了。

晶格的一阶喇曼散射是研究波长很长即波矢很小（ $q \rightarrow 0$ ）的所谓“长”光（学）声子（光声子的频率则与光频相近）。因为入射光是在可见光或接近可见光范围，光波长约 $10^4 \text{ \AA}$ ，光波数 $k \sim 10^4 \text{ 厘米}^{-1}$ ，而声子的波数 q 则分布在 10^8 厘米^{-1} 的范围。所以，只有波数很小（ 10^4 厘米^{-1} 以下）的极少部份声子才能参与作用。这是由动量守恒的要求所决定的。晶格二阶喇曼散射的情况就大不相同了。因为所涉及的是二个声子过程，同样是可见光入射，而动量关系是要求有关的两个声子波矢（ q ）的矢量和等于零（因为光波矢 $k \sim 0$ ）；这样，过程中所参加的声子就可以很多，其波矢范围十分广泛（我们常说几乎遍及整个布里渊区）。所以，现在用强激光作光源，二阶喇曼散射才能提供关于材料光（学）声子的详细信息。

对于声（学）声子的光散射研究，必须采用布里渊散射的方法，所以，过去关于声（学）声子，实验上无法进行较直接的测试分析。现在，有了亮度高、单色性和相干性好、准直性也好的气体激光（氩离子激光）作光源，特别是谱仪制造上发展了多级串联的FP

(多通的法布里—珀罗)，对比度成量级地提高，使不透明的材料甚至金属材料都可以作为研究对象，新的实验结果不断地出现，布里渊散射的研究已经变成了很受注目，开始变成很活跃的领域(因为布里渊谱仪纵使在科技先进的国家，至今还不普遍，所以，还没有真正活跃起来)，还值得指出的是，超声技术的发展，已经可以获得兆兆赫(10^{12} 赫)的特超声，再加上甚低温技术的应用，已经可以有控制、有目的地激发声(学)声子，并进行布里渊散射的研究。近几年来，固体的布里渊散射研究的发展，提供了关于一些材料中声(学)声子谱的许多信息，为研究材料的力学性质，声学性质，光弹性性质提供了条件。这方面的发展将会对于材料的力学性质、声学性质等等(特别是极低温下的)开辟出新的研究途径，为过去有关的一些研究方法所望尘莫及的。

晶格光散射研究的理论基础在于晶格动力学(现在已发展扩大为声子物理)，这是我国黄昆教授致力于发展的学科领域。M. Born & K. Huang 《Dynamical Theory of Crystal Lattices》一直是各国固体物理学工作者必读或必参考的经典性著作。早在五十年代初期，黄昆所研究的关于格波中光学支的长波近似^{[7], [1]}，就是关于波长很长而频率又很高的一些光(学)声子的性质，成为七十年代以来国际上研究晶格喇曼散射以及固体光学性质和介电性质的基础。他当时所提出的方程，现在国际文献中都称为黄氏方程(国内叫黄昆方程)。他当时指出了横(波)光学声子(TO)可以与光子杂交耦合，形成新的耦合场量子^[1b, 7](国际文献中叫做Polaritons)，即形成为带有声子性的光子和带有光子性的声子；这些都是混态量子。这在当时是崭新的概念，到七十年代以后，在固体光散射研究中，则发现这种杂交耦合是带有普遍意义的；不仅声子可以与光子杂交耦合，固体中其它的元激发准粒子，例如激子、自旋波量子，特别是一些表面(界面)的准粒子都可能与光子杂交耦合，使光子成为混态(复合态)，与普通光子的性质很不相同，导致固体中，凝聚态中出现的一系列特殊的

光学性质，他的原始性工作为七十年代以来的固体光散射研究开辟了广阔的前途，促进了固体元激发理论和实验的蓬勃兴起；已经出现了声子物理这个新学科而且还可能出现固态光子学的新学科。在这些学科领域，国际上对于黄昆教授有着很高评价。

(5) 共振喇曼散射

当材料对入射光发生共振吸收时，形成共振喇曼散射，散射光就变得很强。因为入射光是可见光或近于可见的红外光，这些材料往往是半导体；实际上，共振喇曼散射最适宜于应用来研究半导体。半导体物理是固体物理领域中最为发达的学科，因此，这些年来，固体喇曼散射的研究差不多有三分之一以上的工作是关于共振喇曼散射的。

共振喇曼散射中，入射光被强烈地吸收，光子不能透过晶体，实验时总是测量背向散射的强度分布。由于入射光被吸收，这与样品的吸收深度有关；所测得的散射光强与入射光强的比值，显然依赖于样品的吸收深度，很难直接测定，而只能间接估计，这是共振喇曼散射定量上的基本困难所在。激光特别是气体激光的单色性好、准直性好，很大程度上克服了这个根本性的困难。对于半导体共振喇曼散射的研究，常采用氩离子气体激光器。

概括地讲，共振喇曼散射主要是应用来 (i) 研究半导体本征的能带结构；(ii) 研究半导体中局域能态（杂质能态）包括基态和激发态。为了实现共振，这就需要入射光的频率在一定范围内连续可变；因此氩离子激光必须配有染料盒，构成可调的激光光源。从而看出，若不是激光技术的发展，共振喇曼散射的研究是不可能象今天这样有着蓬勃生命力的。

喇曼散射不仅与初态和末态有关，并且还受一些中间态（过渡的虚态）制约。具体的微观过程既涉及电子与光子的相互作用又涉及电子与声子的相互作用。非共振喇曼散射是许多中间态综合作用的反映，分析时存在困难，几乎不可能得出明确的结论。共振喇曼散射就不同了。共振散射是发生在具有特定能量关系的能态之间，

因而共振喇曼散射对于众多的微观过程具有选择作用，这样，对于实验结果进行微观的分析时，就容易得出明确的结论。共振喇曼散射作为光谱分析的一种方法，之所以受到特殊的重视，这是主要的原因。

此外，在共振喇曼散射中还可以观察到一些异乎寻常的效应。例如，前面已经指出，对于具有对称心的晶体，奇表示的声子没有一阶喇曼散射；但是，在共振喇曼散射中，对于具有反演操作对称的半导体，也可以看到奇表示声子的散射。

(6) 电子的喇曼散射

电子的喇曼散射中所指的电子：(1)是束缚电子；(ii)是自由电子即自由载流子。

对于束缚电子，入射光散射后，能量的变化是使电子跃迁到激发态，过程中只涉及一个中间虚态，不伴随声子的作用。散射几率的计算比较简单，因而实验结果与微观机构之间容易得出明确的对应关系。

对于自由电子，必须考虑电屏蔽效应，情况就比较复杂了。电子气的这种电屏蔽效应，在金属和合金中早有发现，这实际上是金属具有介电性质的微观根源。半导体中导带电子形成为电子气，当电子气发生密度起伏时，在高密度区的周围（内侧）就伴随着正电性，这是电中性要求的必然结果。因此，电子气中的电子运动总是要引起电屏蔽效应的；常被称为电子气的动态屏蔽效应。那末，它又何以对喇曼散射有影响的呢？这是因为动态屏蔽效应又导致了电子气振荡的缘故。

对于电子气的振荡，可以这样来理解：设想在均匀分布的电子气中，引入一个电子，这个电子的出现就引起电子气密度的重新分布，从而等效地产生一个正电荷（空穴）以保持电中性。当电子运动时，因受到其它电子的排斥而折回；在反向运动中，又冲过了头，被原来平衡位置上的正电荷（空穴）拉了回来。这样，电子就在平衡位置附近往复振荡；从而构成电子气中的等离子振荡

(Plasma)。

这种等离子振荡的频率依赖于电子气的密度；电子气密度愈大，振荡频率就愈高。此外，等离子振荡频率又依赖于电子的有效质量。对于半导体来说，当电子的带质量比较小，而电子气的密度足够高，等离子振荡频率，就落在可见光的频率范围，因而就引起对入射光的喇曼散射。所以，在讨论自由载流子的喇曼散射时，必须考虑这种等离子振荡的散射效应；通常就统称为电子—等离子振荡的喇曼散射，这就增加了对实验结果进行微观分析的复杂性。

(7) 自旋波的光散射

在铁磁体和反铁磁体中，自旋波 (Spin Wave) 场的能量量子 (Magnon) 既能对光引起喇曼散射，也能引起布里渊散射。

磁性介质中的自旋波也有光学支 (交换支) 和声学支 (铁磁支) 之分。尽管磁性介质几乎是不透明的或金属的，磁光耦合也很弱，但多通的法卜里—珀罗干涉仪特有的高对比度，使得观测频移小 (约 $10^{-1} \sim 10^{-2}$ 厘米⁻¹)，散射弱的铁磁支自旋波散射成为现实；而喇曼谱仪的精进使得人们能够测量交换支自旋波的散射。借助自旋波的这些散射，获得了交换作用、饱和磁化强度、旋磁比等等有关材料的多种信息。因此，近来有人称光散射为磁学研究的新鲜、非传统的手段，受到越来越大的重视。

(8) 其它元激发的喇曼散射

声子是固体中典型的一类元激发。晶体中的自由电子波已经受到晶格周期性势场的调制，成为所谓的“布洛赫波”；在一定的近似下，当赋予以有效质量时，才可以把布洛赫波的能量量子看作为准自由粒子。所以，准自由电子是固体中又一种元激发。

固体中的激子是互相束缚着的电子—空穴对，但也可以认为是固体中激发波的能量量子。激子也是固体中的一类元激发。磁性介质中的自旋波量子、金属、半导体中的等离子振荡激元，都是元激发。固体中体的元激发类型还有多种。相应地，在固体的表面 (界面) 上还有表面 (界面) 声子，表面 (界面) 激子以及金属表面