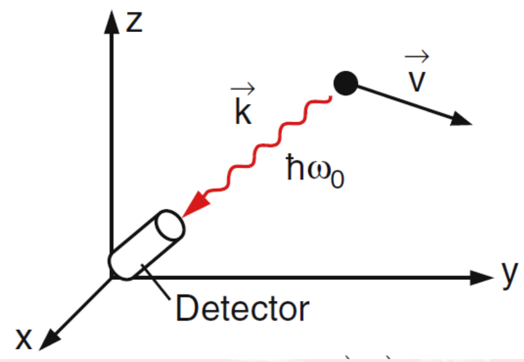
能级自然宽度和谱线的自然宽度，只与能态的辐射跃迁速率有关，是物理过程固有的。实际测量到的谱线宽度由于各种外在因素的影响一定比自然宽度大，造成增宽。

多普勒(Doppler)增宽

对于发射情况：



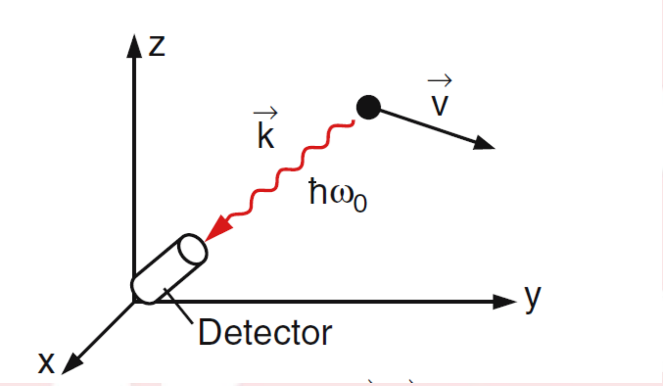
设激发态分子以速度$\boldsymbol{v}$相对静止观测者即光子探测器运动，当$v \ll c$时，在非相对论近似下，发射前后能量守恒和动量守恒，可以得到观察者测到的分子发射的光子频率ν相对在分子坐标系中分子发射线中心频率ν_0的多普勒频移公式为：

$$\nu = \nu_0 + \frac{\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v}}{2\pi}$$

式中$\boldsymbol{k}$是发射光子的波矢，有关系$k = 2\pi\nu/c$。

因此，当分子向着观测者(光子探测器)运动时，辐射方向**k**与分子运动速度**v**方向一致，$\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v}>0$，则频率$\nu$增加；反之，当分子离开观察者运动时，$\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v}<0$，则频率减小。

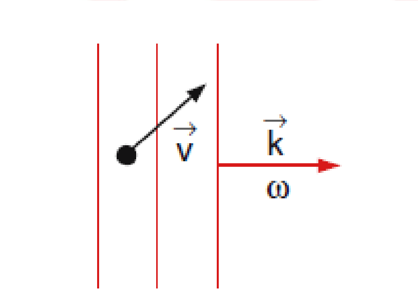
$$\nu=\nu_0+\frac{\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v}}{2\pi}$$



对于吸收情况：

设分子(观测者)以速度**v**相对光源ν_0运动，则分子(观测者)吸收的光子频率ν相对于光源的频率ν_0的多普勒频移公式为：

$$\nu = \nu_0 - \frac{\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v}}{2\pi}$$

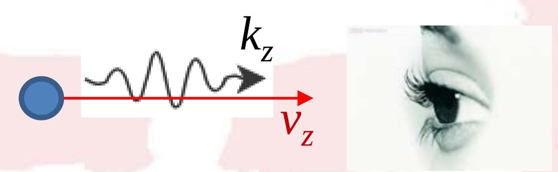


当分子(观测者)向着光源运动时，辐射方向**k**与分子运动速度**v**方向相反，$\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v}<0$，则频率$\nu$增加；反之，当分子顺着辐射方向即离开光源运动时，$\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v}>0$，则频率减小。

不管分子是发射还是吸收，都存在同样的多普勒频移效应。当分子向着光子探测器(对于发射辐射)或光源(对于辐射吸收)运动时，得到的辐射频率增加；反之，当分子顺着运动时，频率则减小。

我们以一维运动发射光子情况来讨论谱线的线形：

设分子沿z方向运动，$v = v_z$，
若光子沿+z方向，$k = k_z = 2\pi\nu_0/c$，



$$\nu = \nu_0\left(1+\frac{v_z}{c}\right) \Longrightarrow \mathrm{d}\nu = \frac{\nu_0 \mathrm{d}v_z}{c}$$

Adv.At.Mol.Phy.

气体分子无规则热运动，在一定温度T下达到热平衡。气体分子遵循麦克斯韦速度分布，单位体积内具有速度分量在v_z到v_z+dv_z之间的分子数为

$$n(v_z)\mathrm{d}v_z = \mathrm{N}_0\left(\frac{M}{2\pi k_B T}\right)^{1/2}\exp\left(-\frac{Mv_z^2}{2k_B T}\right)\mathrm{d}v_z$$

式中，k_B是玻尔兹曼常数，N_0是单位体积内的所有分子数。

$$\nu = \nu_0\left(1+\frac{v_z}{c}\right) \qquad \mathrm{d}\nu = \frac{\nu_0 \mathrm{d}v_z}{c}$$

$$\Downarrow$$

$$n(\nu)\mathrm{d}\nu = \frac{N_0}{\nu_0}\left(\frac{Mc^2}{2\pi k_B T}\right)^{1/2}\exp\left(-\frac{Mc^2}{2k_B T}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\nu_0}\right)^2\right)\mathrm{d}\nu$$

§ 4.3 谱线宽度和线形—多普勒增宽和高斯线形

$$n(\nu)\mathrm{d}\nu = \frac{N_0}{\nu_0}\left(\frac{Mc^2}{2\pi k_B T}\right)^{1/2}\exp\left(-\frac{Mc^2}{2k_B T}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\nu_0}\right)^2\right)\mathrm{d}\nu$$

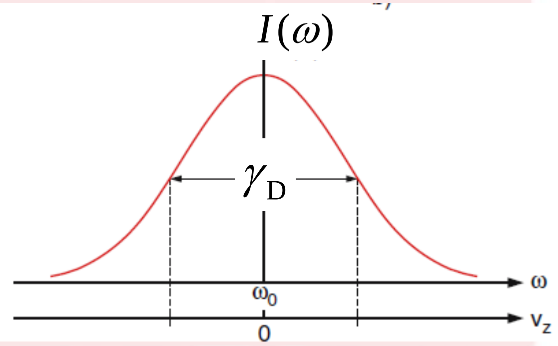
频率ν处的谱线强度：

$$I(\nu)\mathrm{d}\nu \propto n(\nu)\mathrm{d}\nu$$

有：

$$I(\nu) = I_0\exp\left[-\left(\frac{c(\nu-\nu_0)}{\nu_0 \nu_p}\right)^2\right]$$

其中 $\nu_p = (2k_B T/M)^{1/2}$



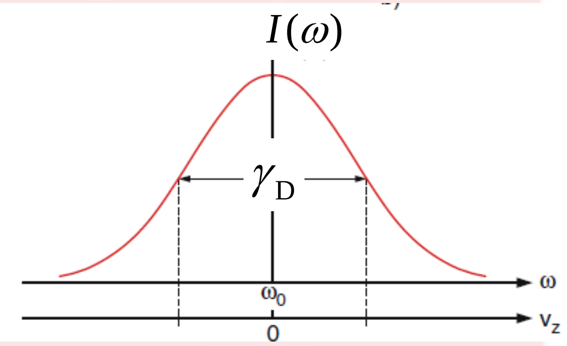
高斯线形

在气体分子热运动情况下，由于多普勒效应造成的谱线展宽又叫多普勒宽度γ_D，用FWHM表示，则为：

$$\gamma_{\mathrm{D}} = \nu_0 \sqrt{\frac{8\ln 2 \cdot k_B T}{Mc^2}} = \nu_0 \sqrt{\frac{8\ln 2 \cdot RT}{Ac^2}}$$

其中，$A=N_A M$是摩尔质量，即原子量或分子量，$R=N_A k_B$是气体常数。

由此可见，多普勒宽度只与分子量和分子所处温度有关，与分子的能级特性无关，处于不同能级的分子有同样的多普勒增宽。



高斯线形

由能量和频率之间的关系可以得到能谱强度分布的多普勒宽度为

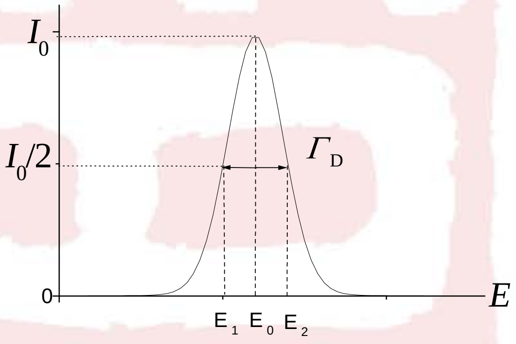
$$\Gamma_{\mathrm{D}} = h\gamma_{\mathrm{D}} = E_0\sqrt{\frac{8\ln 2\cdot k_B T}{Mc^2}} = E_0\sqrt{\frac{8\ln 2\cdot RT}{Ac^2}}$$

用多普勒宽度表示的按面积归一的高斯线形为

$$F_{\mathrm{G}}(\nu-\nu_0) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi}\gamma_{\mathrm{D}}}\exp\left[-4\ln 2\left(\frac{\nu-\nu_0}{\gamma_{\mathrm{D}}}\right)^2\right]$$

按峰值高度归一的高斯线形为

$$F_G^*(\nu-\nu_0) = \exp\left[-4\ln 2\left(\frac{\nu-\nu_0}{\gamma_{\mathrm{D}}}\right)^2\right]$$



高斯线形

§4.3 谱线宽度和线形—多普勒增宽和高斯线形

在常温下，原子分子价壳层电子激发谱通常可见与紫外区域，多普勒线宽超过自然线宽约二个数量级；

但在远红外与微波段，即纯振动和转动光谱，随着能量很快下降，能级寿命增长很快，自然线宽减小很多，因而多普勒效应的相对作用更大。

对于亚稳态能级，能级寿命很长，自然宽度很小，多普勒展宽更是远远超过自然宽度。

§ 4.3 谱线宽度和线形—沃伊特线形

实际情况上，上述两种线宽同时存在。

当两者可比时，观测的线形既不是简单的洛仑兹线形，也不是简单的高斯线形。

由于能级有限的寿命(具有自然宽度)，具有确定速度v_z'的所有分子不是都以同一多普勒频率$v_o'=v_0(1+v_z'/c)$辐射，而是围绕v_o'为中心的洛仑兹线形分布。

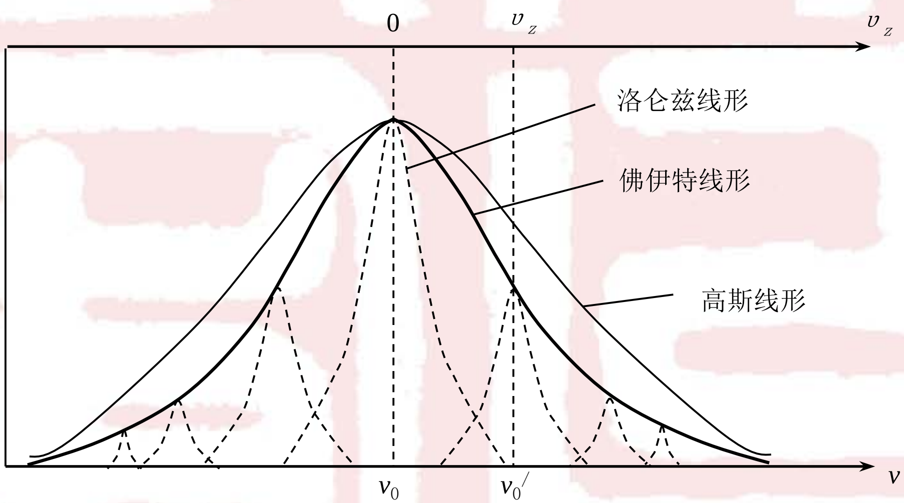
再考虑到分子具有多普勒热运动速度分布，还要用热分布的高斯线形来平均，因此总的强度线形是洛仑兹线形和高斯线形卷积，称为沃伊特 (Voigt)线形

§ 4.3 谱线宽度和线形—沃伊特线形

按面积归一

$$I(\nu,\gamma_L/\gamma_G)=\int_0^{\infty}\frac{\gamma_L}{(\nu-\nu')^2+\gamma_L^2/4}\frac{2\sqrt{\ln 2}}{\gamma_G\sqrt{\pi}}\exp\left\{-\frac{4\ln 2(\nu'-\nu_0)^2}{\gamma_G^2}\right\}d\nu'$$

其中，γ_L为洛仑兹线形半宽度， γ_G为高斯线形半宽度。佛伊特线形由γ_L/γ_G比确定。



佛伊特线形

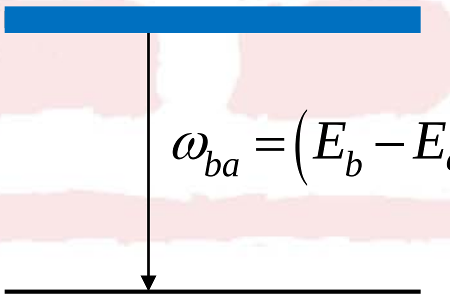
§4.3 谱线宽度和线形—碰撞增宽

实际体系原子分子不是孤立的：

每个原子分子都有可能与周围的其它原子分子、电子、离子发生碰撞，不仅会改变谱线的宽度，还会改变谱线的位置。由于这样的原因产生的谱线增宽，称为碰撞增宽；碰撞的几率与样品气体压力有关，所以又称压力增宽。

非弹性碰撞

激发态的原子或分子发生非弹性碰撞，即非辐射退激发，相当于激发态寿命变短，能级宽度变宽，相应的谱线增宽。



$$\omega_{ba} = \left(E_b - E_a\right)/\hbar$$

§ 4.3 谱线宽度和线形—碰撞增宽

Adv.At.Mol.Phy.

设两次非弹性碰撞之间的平均时间为原子激发态能级的寿命τ_c，根据气体分子运动论：

$$\tau_c = \frac{s}{\bar{v}} = \frac{1}{N_0 \sigma \bar{v}}$$

式中，s为两次非弹性碰撞间的原子的平均自由程，

$$\bar{v} = \left(\frac{8k_B T}{\pi m} \right)^{1/2}$$是原子的平均速度，

N_0为单位体积中的原子数，σ为碰撞截面。

由此产生的谱线线形与自然线形一样，只是能级的平均寿命换成平均碰撞时间。

$$I(\nu) = \frac{I_0 (\gamma/2)^2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma/2)^2} \qquad \gamma = \Gamma_c / h$$

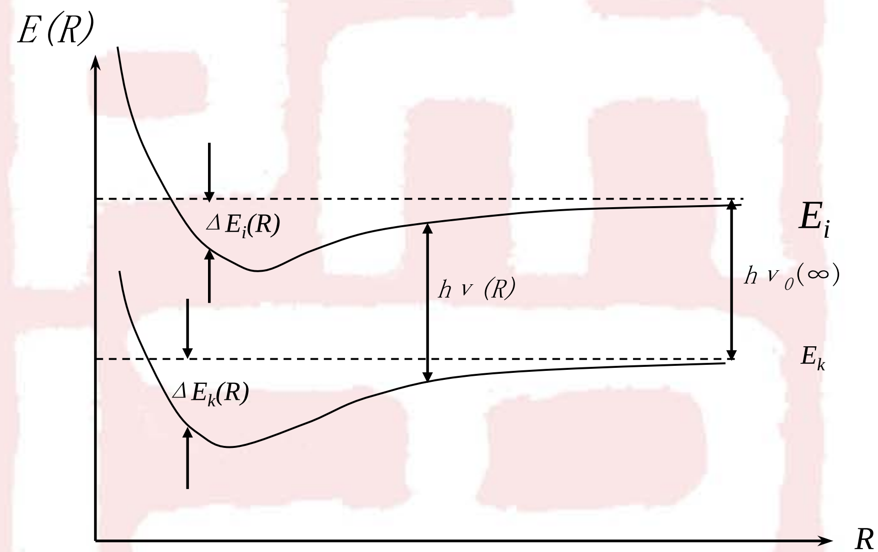
§ 4.3 谱线宽度和线形—碰撞增宽

弹性碰撞

弹性散射同样会使谱线增宽，此时碰撞不会引起无辐射退激发，但会影响原子能级。

当一个具有能级E_i和E_k的原子A接近另一个原子或分子B时，由于A、B之间相互作用，A的能级会发生移动。

这个移动ΔE依赖A和B的电子态和它们之间的相互作用与距离R(A,B)。



A原子的能级受碰撞原子B的影响

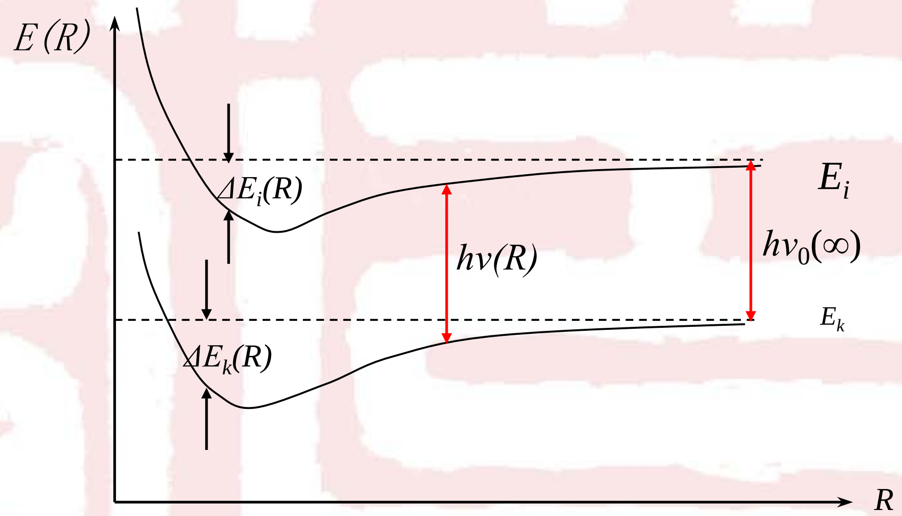
Adv.At.Mol.Phy.

原子A的两个能级所处的原子态可以不同，受到B原子的作用也会不同，因而，两能级的势能曲线$E_i(R)$和$E_k(R)$随R的变化一般说来也会不同，它们之间的差值随R会改变。

如果原子A在碰撞时发生辐射跃迁，吸收或发射的辐射能量：

$$h\nu(R)=E_i(R)-E_k(R)$$

假设辐射跃迁发生的持续时间比碰撞时间短很多，以至于跃迁时距离不改变，即发生垂直跃迁，测得的谱线会发生移动。

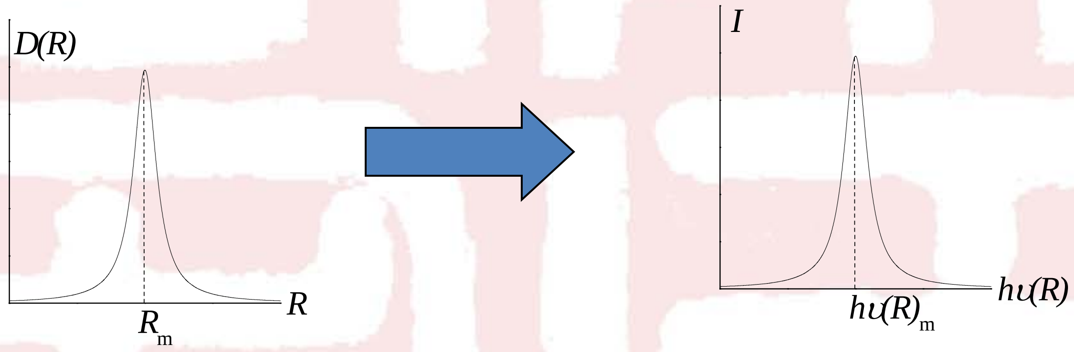


A原子的能级受碰撞原子B的影响

§ 4.3 谱线宽度和线形—碰撞增宽

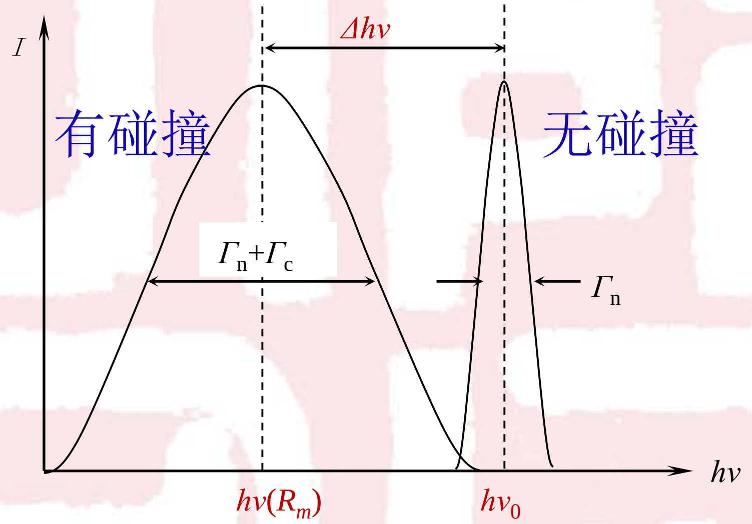
在实际气体中，原子作无规则运动，两个原子A和B之间的距离不象固体那样是固定的，而是偶然起伏的，围绕平均值R_m有一个分布，R_m决定于压力和温度。

因而辐射谱线除了固有的自然宽度以外，还会围绕最可几值$h\nu(R_m)$有一分布，从而造成测得的谱线分布增宽。



最可几能量相对未发生碰撞的原子A的辐射能量$h\nu_0$也可能有一个移动：

$$\Delta h\nu = h\nu_0 - h\nu(R_m) = \left[E_i(\infty) - E_k(\infty)\right] - \left[E_i(R_m) - E_k(R_m)\right]$$



若R_m很大(稀薄气体)，A,B相互作用小，则相应于各个距离的能量移动很小，谱线增宽很小，峰位移动$\Delta h\nu$也很小，这是软碰撞情况。

若R_m很小，A,B相互作用大，在R_m附近二能级E_i和E_k相对变化很大，因而各个R值的辐射能量移动很大，谱线增宽也很大；但峰位的移动则要视A,B相互作用的具体情况而定，这是硬碰撞情况。

§ 4.3 谱线宽度和线形—碰撞增宽

(自发辐射)谱线强度I(ν)取决于:

(1) 与B相距R处的原子A的两个能级的能量差:

$$E_i(R) - E_k(R);$$

(2) 跃迁的自发辐射速率$A_{ik}(R)$;

(3) 单位时间内A,B之间距离处于R到R+dR范围内的概率$P(R)$。

$$\mathrm{I}(\nu) \propto \int A_{ik}(R) P(R) [E_i(R) - E_k(R)] dR$$

但是要具体算出来是很困难的。本质上，与非弹性碰撞一样，谱线的线形也是洛仑兹形的。

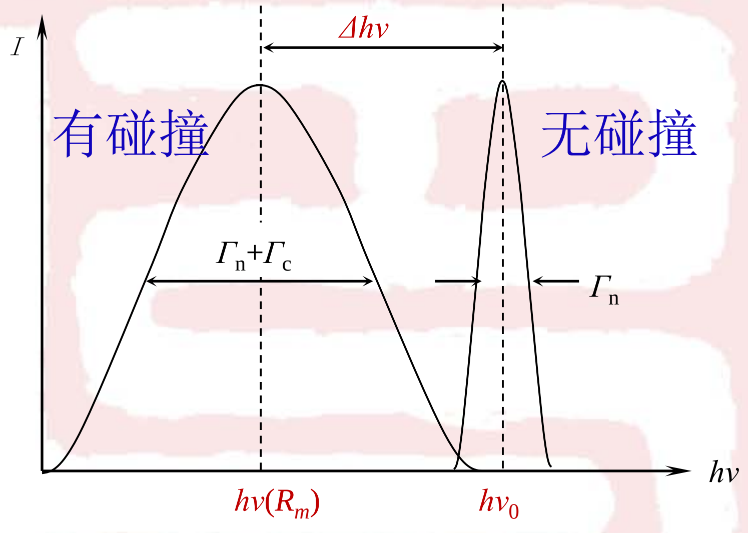
Adv.At.Mol.Phy.

综合而言，碰撞增宽线形是一种纯粹的洛仑兹线形，碰撞造成谱线自发辐射的洛仑兹谱线宽度增加和中心频率移动。考虑了碰撞效应的洛仑兹线形为：

$$I(E)=I_0(E)\frac{(\Gamma_n+\Gamma_c)^2/4}{(E-E_0-\Delta h\nu)^2+(\Gamma_n+\Gamma_c)^2/4}$$

总的宽度等于自然宽度Γ_n加碰撞增宽Γ_c:

$$\Gamma=\Gamma_n+\Gamma_c$$



均匀增宽：自然展宽和碰撞增宽，所有原子分子有相同的效应。各原子分子有相同频率的吸收或发射。线型为洛仑兹型。

非均匀增宽：多普勒增宽，各原子分子有不同的效应。在多普勒增宽中，不同原子分子吸收和发射的频率不同。线型为高斯型。

§ 4.3 谱线宽度和线形—饱和增宽

频率为ν、强度为$I(\nu)$的平面波在z方向通过厚为dz的吸收样品后的减弱$dI(\nu)$正比于$I(\nu)$和dz，有

$$-dI(\nu)=\alpha I(\nu)dz$$

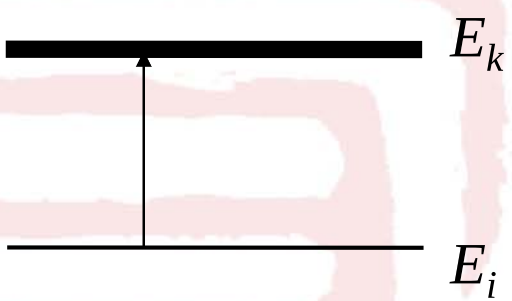
比例系数α称为吸收系数，对于一个确定的从态i到态k的吸收跃迁过程，吸收系数α依赖二能级布居和原子吸收截面σ_{ik}。

$$\alpha(\nu)=\sigma_{ik}(\nu)\left(N_i-\frac{g_i}{g_k}N_k\right)$$

N_k和N_i分别是态k和态i单位体积内原子数，g_k和g_i是它们的统计权重，即简并度。

设上下能级的简并度均为1，则

$$\boxed{\alpha(\nu)=\sigma_{ik}(\nu)(N_i-N_k)=\sigma_{ik}(\nu)\Delta N}$$



Adv.At.Mol.Phy.

线性吸收

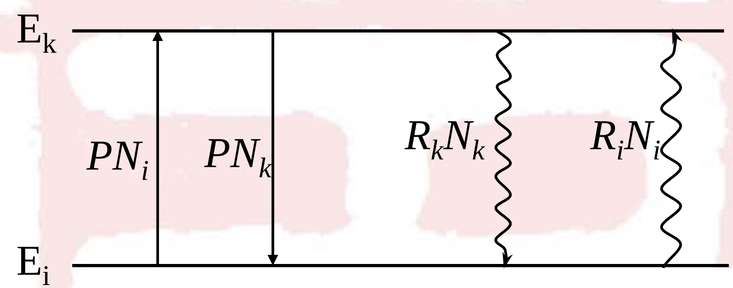
激励率：单位时间内由于辐射场存在而发生的跃迁概率　$P = \sigma_{ik} I(\nu)$

弛豫率：单位时间内的自发辐射和碰撞引起的跃迁概率　R

如果辐射场的光强度足够小，　跃迁的激励率 << 激发态的弛豫率，处于吸收能级的原(分)子数目N_i变化不大。

有N_k<<N_i时，上式简化为：

$$\alpha_0(\nu) \simeq \sigma_{ik}(\nu) N_i$$



两能级系统的辐射吸收

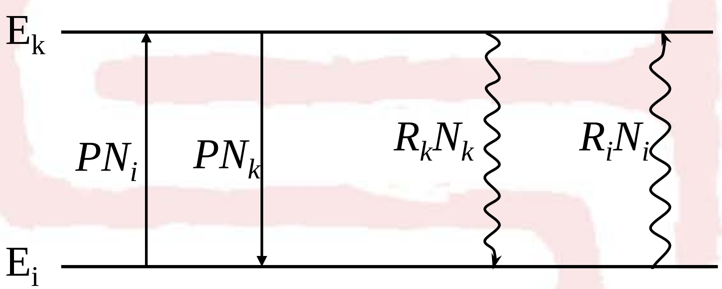
吸收系数与处于吸收能级的原(分)子数目成正比，这是线性吸收，相应的系数称为线性吸收系数，是常数。

饱和吸收

但如果辐射场的强度很大，吸收跃迁的激励率增大到能够与弛豫率可比时，会造成吸收能级布居显著减少，从而造成辐射吸收系数的减小，这就是饱和吸收现象，它也能产生附加的谱线增宽。

设N_i, N_k是上下能级的布居数密度，设P是激励率，由于爱因斯坦吸收系数和受激辐射系数相等，所以上下能级的激励率也相等。

设R_i和R_k分别是上下能级的弛豫率。



两能级系统的辐射吸收

§4.3 谱线宽度和线形—饱和增宽

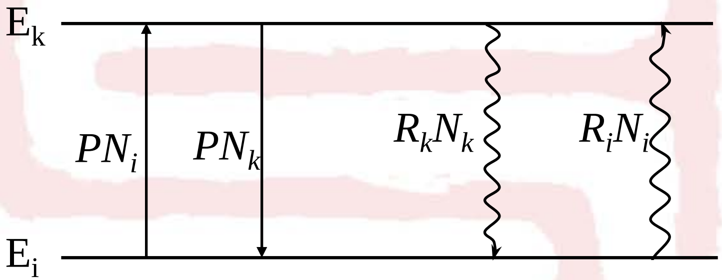
单位时间内能级*i*的布居数密度变化：

$$\frac{dN_i}{dt} = -\frac{dN_k}{dt} = -PN_i + PN_k - R_iN_i + R_kN_k$$

设$N = N_i + N_k$，在平衡条件下$(dN_i/dt = 0)$有

$$N_i = N\frac{P+R_k}{2P+R_i+R_k}$$

$$N_k = N\frac{P+R_i}{2P+R_i+R_k}$$



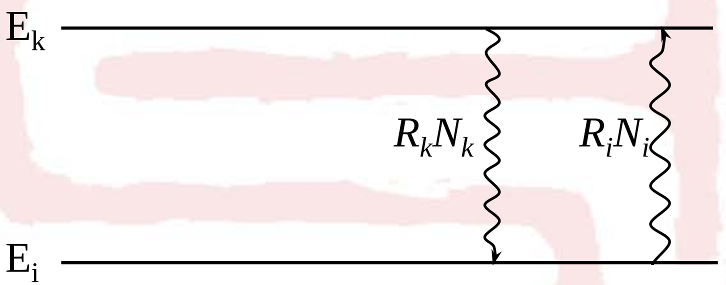
两能级系统的辐射吸收

§4.3 谱线宽度和线形—饱和增宽

在没有辐射场(P = 0)情况下，热平衡的布居数密度为

$$N_{i0} = N\frac{R_k}{R_i + R_k}$$

$$N_{k0} = N\frac{R_i}{R_i + R_k}$$

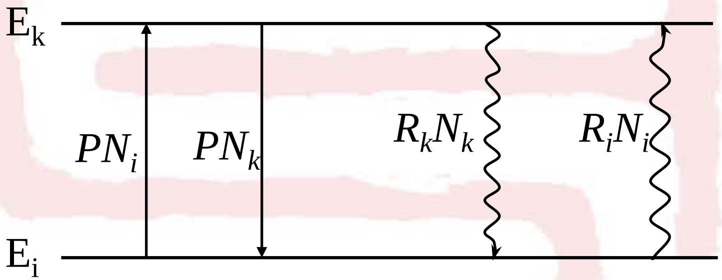


两能级系统的辐射吸收

记 $\Delta N=N_i-N_k$，$\Delta N_0=N_{i0}-N_{k0}$，分别是存在与不存在辐射场时，两能级的热平衡布居数密度差：

$$\Delta N(\nu)=N_i-N_k=N\frac{P+R_k}{2P+R_i+R_k}-N\frac{P+R_i}{2P+R_i+R_k}=N\frac{R_k-R_i}{2P+R_i+R_k}$$

$$\Delta N_0=N_{i0}-N_{k0}=N\frac{R_k}{R_i+R_k}-N\frac{R_i}{R_i+R_k}=N\frac{R_k-R_i}{R_i+R_k}$$



两能级系统的辐射吸收

Adv.At.Mol.Phy.

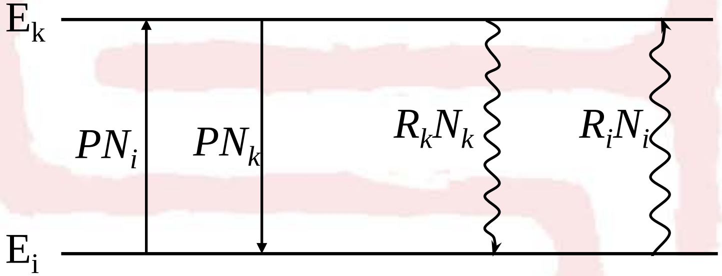
有

$$\Delta N(\nu)=\frac{\Delta N_0}{1+2P/(R_i+R_k)}=\frac{\Delta N_0}{1+S(\nu)}$$

其中

$$S(\nu)=\frac{2P}{R_i+R_k}=\frac{P}{\bar{R}}=\frac{\sigma_{ik}I(\nu)}{\bar{R}} \qquad \bar{R}=(R_i+R_k)/2$$

称为饱和参量，等于激励率P与平均弛豫率 $\bar{R}$ 的比值。



两能级系统的辐射吸收

§4.3 谱线宽度和线形—饱和增宽

如不存在碰撞诱导跃迁(稀薄气体)，上能级k的自发辐射是唯一的弛豫机制。

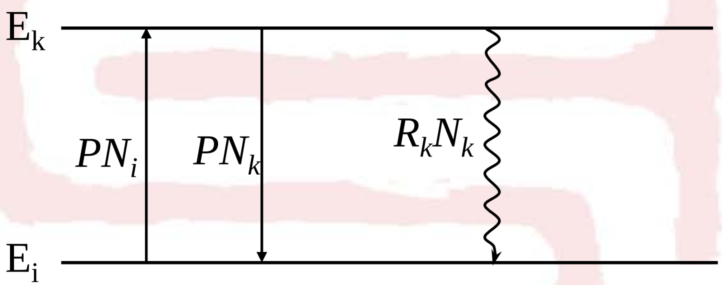
则有$R_i = 0$，$R_k = A_{ki}$

$$\Rightarrow \quad \overline{R} = A_{ki}/2$$

A_{ki}是爱因斯坦自发辐射系数。

此时饱和参量：

$$S(\nu) = \frac{2P}{A_{ki}} = \frac{2\sigma_{ik} I(\nu)}{A_{ki}}$$



两能级系统的辐射吸收

$$S(\nu)=\frac{2P}{R_i+R_k}=\frac{P}{\overline{R}}=\frac{\sigma_{ik}I(\nu)}{\overline{R}}$$

对于给定的分子，在气压不变的情况下，σ_{ik}和弛豫率不随光强变化，所以 *S* 与光强 *I* 成正比。

在弱辐射场时，I很小，$S\to 0$，$\Delta N(\nu)\to\Delta N_0$，能级布居数密度不随光强变化，这就是不饱和吸收即线性吸收情况。

$$\Delta N(\nu)=\frac{\Delta N_0}{1+S(\nu)}$$

弱辐射场下的不饱和吸收系数

$$\alpha_0(\nu)\simeq\sigma_{ik}(\nu)\Delta N_0(\nu)\simeq\sigma_{ik}(\nu)N_{i0}$$

光强变大后，激励率变大，S增大，在强辐射场下，S大到对$\varDelta N(\nu)$的影响明显，即光强影响能级布居数密度，这是饱和吸收情况。

$$\varDelta N(\nu)=\frac{\varDelta N_0}{1+2P/(R_i+R_k)}=\frac{\varDelta N_0}{1+S(\nu)}$$

$$S(\nu)=\frac{2P}{R_i+R_k}=\frac{P}{\overline{R}}=\frac{\sigma_{ik}I(\nu)}{\overline{R}}$$

强辐射场下的饱和吸收系数

$$\alpha_s(\nu)=\sigma_{ik}\Delta N(\nu)=\frac{\sigma_{ik}\Delta N_0}{1+S(\nu)}=\frac{\alpha_0(\nu)}{1+S(\nu)}$$

显然，在强辐射场饱和吸收情况下，光强越大，S就越大，吸收能级上的布居数就越少，饱和吸收系数也就越小。

极端情况，辐射场完全饱和，$\varDelta N(\nu)\rightarrow 0$，介质不再吸收，完全透明。

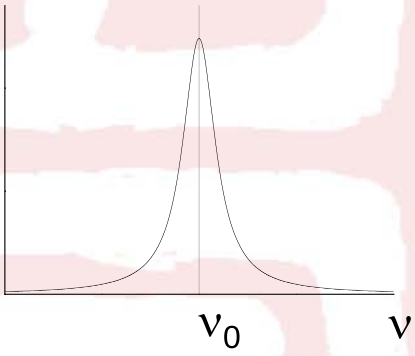
考虑只有均匀增宽的情况

吸收谱的强度分布取决于吸收截面σ_{ik} 或吸收系数α

弱辐射场下，线性吸收的不饱和吸收系数

$$\alpha_0(\nu)=\sigma_{ik}(\nu)\Delta N_0(\nu)=\alpha_0(\nu_0)\frac{(\gamma/2)^2}{(\nu-\nu_0)^2+(\gamma/2)^2}=\alpha_0(\nu_0)F_L(\nu-\nu_0)$$

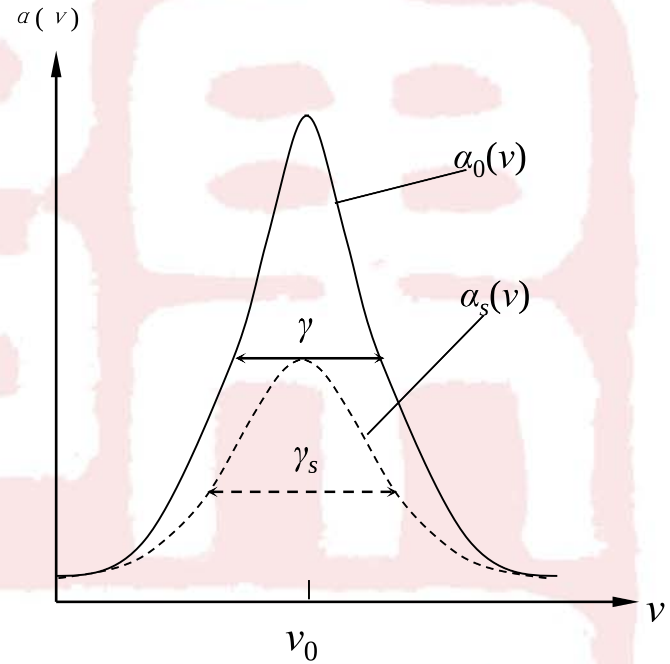
$\alpha_0(\nu_0)$ 是中心频率ν_0的不饱和吸收系数。



强辐射场下，考虑饱和吸收：

饱和参数 $S(\nu)=\dfrac{\sigma_{ik}I(\nu)}{\bar{R}}F_L(\nu-\nu_0)$

$$S(\nu)=S_0\frac{(\gamma/2)^2}{(\nu-\nu_0)^2+(\gamma/2)^2}$$



饱和吸收均匀增宽

其中 $S_0=S(\nu_0)=\dfrac{2\sigma_{ik}I}{\pi\gamma\bar{R}}$ 是中心频率处的饱和参数。

面积归一化的洛仑兹线形

$$F_L(\nu-\nu_0)=\frac{\gamma/2\pi}{(\nu-\nu_0)^2+(\gamma/2)^2}$$

峰值归一化的洛仑兹线形

$$F_L(\nu-\nu_0)=\frac{(\gamma/2)^2}{(\nu-\nu_0)^2+(\gamma/2)^2}$$

§ 4.3 谱线宽度和线形—饱和增宽--均匀增宽情形

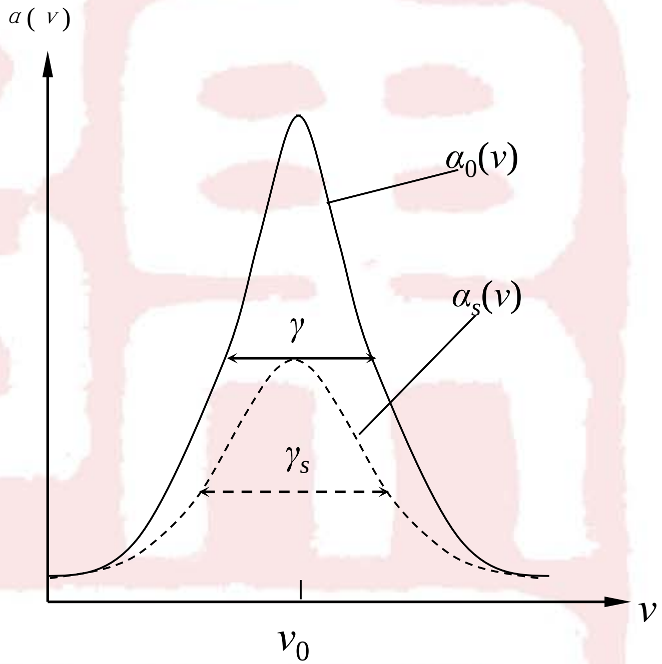
Adv.At.Mol.Phy.

由此得到饱和吸收系数为

$$\alpha_s(\nu)=\frac{\alpha_0(\nu)}{1+S(\nu)}$$

$$\alpha_s(\nu)=\frac{\alpha_0(\nu_0)(\gamma/2)^2}{(\nu-\nu_0)^2+(\gamma/2)^2}\frac{1}{1+S(\nu_0)}$$

$$=\frac{\alpha_0(\nu_0)(\gamma/2)^2}{(\nu-\nu_0)^2+(\gamma_s/2)^2}$$



饱和吸收均匀增宽

所以，在均匀增宽情形下，由于饱和吸收效应，饱和吸收系数仍是洛仑兹线形，只是线宽增加了一个因子

$$\gamma_s=\gamma\sqrt{1+S_0}$$

考虑存在不均匀增宽的情形

由于多普勒效应，上、下能级的分子布居数$N_k(v_z)$和$N_i(v_z)$随分子速度v_z的分布将是以 $v_z= 0$为中心的高斯分布。

单色波E = $E_0\cos(2\pi\nu t - kz)$沿z方向传播的通过气体分子样品。

只有那些速度能使在运动分子坐标系内多普勒频移后的频率$\nu' = \nu - \mathbf{k}\cdot\mathbf{v}/2\pi = \nu - kv_z/2\pi$落在静止分子中心吸收频率$\nu_0$附近的自然线宽$\gamma$内(即$\nu'$ 在$\nu_0 \pm \gamma$内)的分子才能显著地贡献到吸收内。

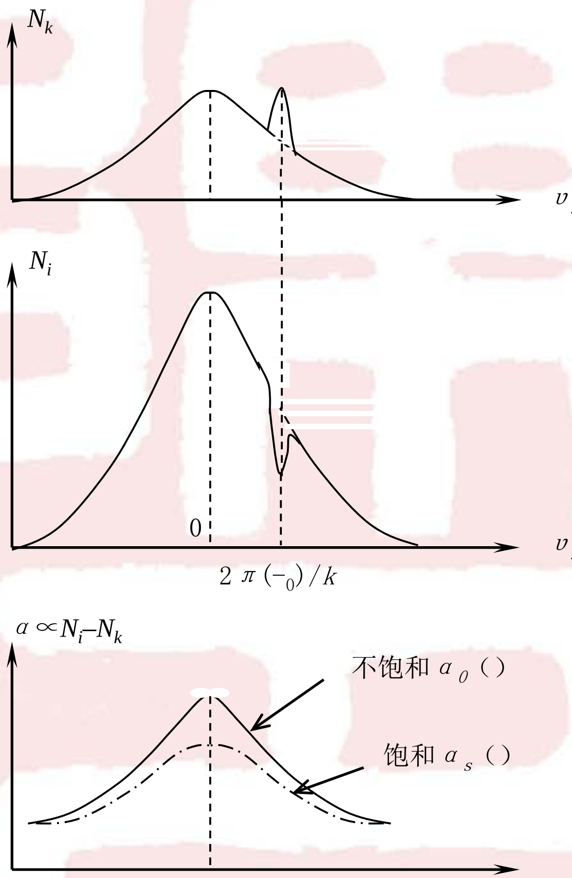
考虑到多普勒频移后的中心频率变为$\nu_0+kv_z/2\pi$，具有速度分量v_z的分子发生跃迁$i\to k$的不饱和吸收截面为

$$\sigma_{ik}(\nu,v_z)=\sigma_0\frac{(\gamma/2)^2}{(\nu-\nu_0-kv_z/2\pi)^2+(\gamma/2)^2}$$

其中,σ_0是在分子跃迁线中心（即$\nu=\nu_0+kv_z/2\pi$）的最大吸收截面。

§ 4.3 谱线宽度和线形—饱和增宽—不均匀增宽情形

当饱和吸收效应起作用时，由于激厉率大到与弛豫率相当，在速度$v_z=2\pi(\nu-\nu_0)/k$处的自然线宽γ内，即速度间隔$dv_z=2\pi\gamma/k$内，下能级i的布居数密度$N_i(v_z)dv_z$将减少而出现一个洞，而上能级k的布居密度$N_k(v_z)dv_z$将增加而出现一个峰。



饱和吸收不均匀增宽

$$\Delta N(\nu,v_z)=\Delta N_0(v_z)\left[1-\frac{\bar{R}S_0(\gamma/2)^2}{(\nu-\nu_0-kv_z/2\pi)^2+(\gamma_s/2)^2}\right]$$

其中,第一项$\Delta N_0(v_z)$是没有辐射场时具有不同速度分量v_z的分子的布居数密度差(等于上图没有峰和洞的差)，因而是多普勒增宽的高斯线形。

第二项是辐射场造成的对布居数密度差的贡献，是洛仑兹线形。

因而，虽然整个速度分布是高斯线形，但在$v_z = 2\pi(\nu-\nu_0)/k$处也会出现一个极小，称为贝立特洞(Bennet hole)，这一现象常称烧孔。

在贝立特洞处是洛仑兹均匀线形，这个线形由于饱和吸收效应而宽度增加，增加后的宽度为：

$$\gamma_s = \gamma\sqrt{1+S_0}$$

§ 4.3 谱线宽度和线形—饱和增宽—不均匀增宽情形

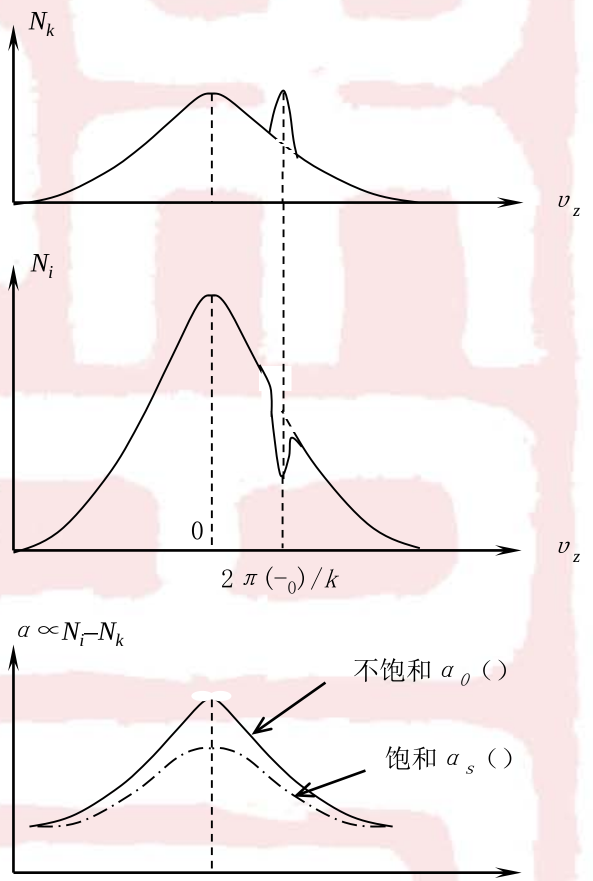
速度分量v_z~v_z+dv_z的分子对吸收系数的贡献：

$$d\alpha(\nu, v_z) = \Delta N(\nu, v_z)\sigma_{ik}(\nu, v_z)dv_z$$

对速度积分，得到总的吸收系数：

$$\alpha(\nu) = \int \Delta N(\nu, v_z)\sigma_{ik}(\nu, v_z)dv_z$$

显然是高斯线形和洛伦兹线形的卷积，即Voight线形。



饱和吸收不均匀增宽

§ 4.3 谱线宽度和线形—饱和增宽—不均匀增宽情形

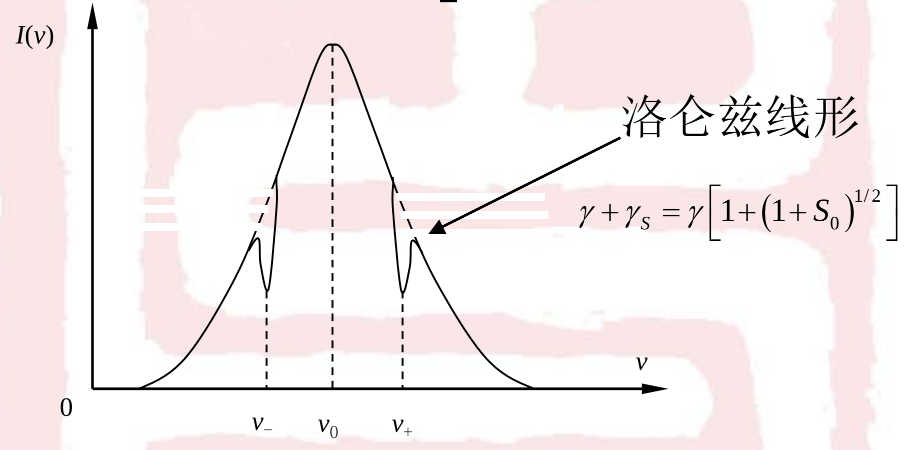
贝立特洞能用特殊技术探测，从而可减少多普勒增宽效应的影响，实现高分辨激光光谱学。

用两束激光，一束是强的饱和泵浦激光，其频率ν_1(或波矢k_1)固定，从而烧出一个洞。另一束是弱的探测激光，不会产生更多饱和，其频率ν(或波矢k)可调。可以近似计算出它的吸收系数为

$$\alpha_s(\nu_1,\nu)=\alpha_0(\nu)\left[1-\frac{S_0}{\sqrt{1+S_0}}\frac{(\gamma/2)^2}{(\nu-\nu_s)^2+(\gamma_S'/2)^2}\right]$$

$$\nu_\pm=\nu'=\nu_0\pm\frac{(\nu_1-\nu_0)k_1}{k}$$

±号中+表示两束激光是同向共线的，-表示反向共线传播。



用一束强饱和吸收激光和一束弱探测激光测量到贝立特洞