

存在各种增宽机制下的综合 加宽线型函数

高致慧 安毓英

(西安电子科技大学技术物理系)

本文提出一种对激光物理学中谱线综合加宽问题的统一处理方法。从理论上推得任意两种增宽的综合加宽线型函数为各自线型函数的卷积,并分析了存在各种增宽机制下的综合加宽线型函数。

一、引言

光谱线的线型函数是激光物理学中经常用到的一个重要函数,直接影响着激光的运转特性。它是描述光谱线强度随频率分布的归一化函数,定义为^[1]

$$g(\nu, \nu_0) = \frac{I(\nu)}{\int_{-\infty}^{\infty} I(\nu) d\nu} = \frac{I(\nu)}{I_0} \quad (1)$$

ν_0 表示光谱线的中心频率, I_0 表示光谱线的总光强, $I(\nu)$ 表示频率 ν 处单位频率间隔内的光强。

线型函数表明光谱线随频率变化存在一个谱线宽度 $\Delta\nu$ (也称为半值宽度,定义为 $g(\nu, \nu_0)$ 曲线从它的最大值 $g(\nu_0, \nu_0)$ 下降到 $g(\nu_0, \nu_0)$ 的一半处所对应的频率范围)。而引起光谱线加宽的物理因素是很多的,如自然增宽、碰撞增宽、电场增宽、多普勒增宽等。一般把同时存在碰撞增宽与多普勒增宽机制下光谱线的加宽称为综合加宽^[2]。实际上,综合加宽应广义地理解为同时存在两种或两种以上过程所引起的谱线加宽。例如同时存在自然增宽与碰撞增宽,同时存在碰撞增宽与电场增宽等都属于综合加宽过程。而[2]所述只是综合加宽的一种情况。在这种理解下,本文提出了一种统一处理方法,进而讨论了各种具体条件下的综合加宽线型函数。

二、理论推导

实际的光谱线中,引起谱线增宽的过程不是孤立的、单一存在的。往往同时存在几个过程,且相互间有一定的联系。当两种或两种以上增宽因素同时存在,且各自引起的谱线宽度可以相比拟时,必须求出综合加宽线型函数。

设存在两种增宽过程,过程1对应的线型函数为 $g_1(\nu, \nu_0)$,过程2对应的线型函数为

收稿日期:1987年11月21日

$g_2(\nu, \nu_0)$, 而综合加宽的线型函数为 $g(\nu, \nu_0)$ 。光谱线所相应的原子的上下能级为 E_2 、 E_1 , 对应的原子数为 n_2 、 n_1 。

在频率 $\nu \rightarrow \nu + d\nu$ 间隔内, 由于过程 1 和 2 的作用所形成的光强为 $I(\nu)d\nu$, 由激光原理

$$I(\nu)d\nu = h\nu A_{21} n_2 g(\nu, \nu_0) d\nu \quad (2)$$

式中 h 为普朗克数, A_{21} 是自发跃迁几率, $g(\nu, \nu_0)$ 是过程 1 和 2 同时作用下的综合加宽线型函数。

从实际作用过程看, 由于过程 1, 上能级的 n_2 个原子中对频率 $\nu' \rightarrow \nu' + d\nu'$ 间光强有贡献的粒子数为

$$n_2 g_1(\nu', \nu_0) d\nu' \quad (3)$$

而这部分原子又因过程 2 的作用, 对频率 $\nu \rightarrow \nu + d\nu$ 处的光强有贡献, 其贡献的大小是 $(\nu - \nu')$ 的函数。所以这部分原子在过程 2 的作用下对 $\nu \rightarrow \nu + d\nu$ 处光强有贡献的粒子数为

$$[n_2 g_1(\nu', \nu_0) d\nu'] \cdot g_2(\nu - \nu', \nu_0) d\nu \quad (4)$$

我们在这里限定原子中心频率 ν_0 不因过程 1、2 作用而变, 即 g_1, g_2 有共同的中心频率。显然, 当 $\nu - \nu' = \nu_0$ 时贡献最大, 为

$$[n_2 g_1(\nu', \nu_0) d\nu'] \cdot g_2(\nu - \nu' = \nu_0, \nu_0)_{\max} d\nu \quad (5)$$

因此(4)式所相应的光强为

$$[I(\nu)d\nu]d\nu' = h\nu A_{21} [n_2 g_1(\nu', \nu_0) d\nu'] \cdot g_2(\nu - \nu', \nu_0) d\nu \quad (6)$$

(6)式在 ν' 的整个频段上的原子数都对 $\nu \rightarrow \nu + d\nu$ 的光强有贡献, 因此

$$I(\nu)d\nu = \left[\int_{-\infty}^{+\infty} h\nu A_{21} n_2 g_1(\nu', \nu_0) g_2(\nu - \nu', \nu_0) d\nu' \right] \cdot d\nu \quad (7)$$

对(7)式右边积分, 考虑到 ν 远大于谱线宽度, 提出积分号,

$$\therefore I(\nu)d\nu = h\nu A_{21} n_2 \left[\int_{-\infty}^{+\infty} g_1(\nu', \nu_0) g_2(\nu - \nu', \nu_0) d\nu' \right] \cdot d\nu \quad (8)$$

(8)与(2)式比较得

$$g(\nu, \nu_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} g_1(\nu', \nu_0) g_2(\nu - \nu', \nu_0) d\nu' \quad (9)$$

(9)式即为中心频率相同的两种增宽机制下的综合加宽线型函数的理论表达式。在数学上,

(9)式可以写为两个函数的卷积, 即

$$g(\nu, \nu_0) = g_1(\nu, \nu_0) * g_2(\nu, \nu_0) \quad (10)$$

也就是说综合加宽的线型函数是各自过程线型函数的卷积。这与文献^[3]是一致的。

当存在多种中心频率相同的增宽机制时, 可依次进行卷积运算, 从而求得完整的综合加宽线型函数。

三、分析和讨论

根据(9)(10)式, 可以分析各种增加宽机制下的综合加宽情况。

(一)自然增宽与碰撞增宽的综合线型函数

自然增宽是由于原子自发辐射发光过程引起的。谱线宽度 $\Delta\nu_N$ 是自然存在、不可避免的, 是原子服从量子力学测不准原理的直接结果, 它的线型函数是线宽为 $\Delta\nu_N$ 的洛伦兹函数。

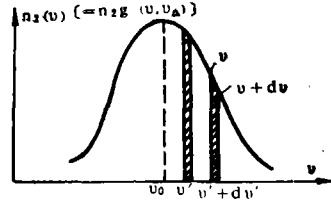


图1 综合加宽线型函数分析用图

$$g_N(\nu, \nu_0) = \frac{\Delta\nu_N}{2\pi} \cdot \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu_N/2)^2} \quad (11)$$

碰撞增宽是由于粒子间的碰撞和相互作用,使得光谱线加宽,它的线型函数是线宽为 $\Delta\nu_L$ 的洛伦兹函数

$$g_L(\nu, \nu_0) = \frac{\Delta\nu_L}{2\pi} \cdot \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu_L/2)^2} \quad (12)$$

自然增宽与碰撞增宽均属于均匀增宽,当两种过程都存在时其综合函数由(9)(10)得

$$\begin{aligned} g(\nu, \nu_0) &= \int_{-\infty}^{\infty} g_N(\nu', \nu_0) g_L(\nu - \nu', \nu_0) d\nu' \\ &= g_N(\nu, \nu_0) * g_L(\nu, \nu_0) \end{aligned} \quad (13)$$

为了表示上的方便在(11)和(12)式中令 $\nu - \nu_0 = \omega$
则

$$g_N(\nu, \nu_0) = \frac{\Delta\nu_N}{2\pi} \cdot \frac{1}{\omega^2 + (\Delta\nu_N/2)^2} = g_N(\omega)$$

$$g_L(\nu, \nu_0) = \frac{\Delta\nu_L}{2\pi} \cdot \frac{1}{\omega^2 + (\Delta\nu_L/2)^2} = g_L(\omega)$$

所以(13)式又可写为

$$\begin{aligned} g(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} g_N(\omega') g_L(\omega - \omega') d\omega' \\ &= g_N(\omega) * g_L(\omega) \end{aligned} \quad (14)$$

直接积分较复杂,由富里哀卷积公式

$$F[g(\omega)] = F[g_N(\omega) * g_L(\omega)] = F[g_N(\omega)] \cdot F[g_L(\omega)]$$

$$\therefore g(\omega) = F^{-1}[F[g_N(\omega)] \cdot F[g_L(\omega)]] \quad (15)$$

F 表示求富里哀变换, F^{-1} 表示求富里哀逆变换。(15)式给出了求解过程:先求出各自的富里哀变换,两者相乘,再进行富里哀逆变换,得 $g(\omega)$ 。

由富里哀变换公式

$$F\left[\frac{1}{\omega^2 + a^2}\right] = \frac{\pi}{a} e^{-at} \quad (16)$$

$$\text{得 } F[g_N(\omega)] = \exp(-\Delta\nu_N t/2)$$

$$F[g_L(\omega)] = \exp(-\Delta\nu_L t/2)$$

$$\text{则 } F[g_N(\omega)] \cdot F[g_L(\omega)] = \exp[-(\Delta\nu_N + \Delta\nu_L)t/2] \quad (17)$$

把(17)代入(15),由富里哀逆变换公式

$$F^{-1}\left[\frac{\pi}{a} e^{-at}\right] = \frac{1}{\omega^2 + a^2}$$

$$\text{得 } g(\omega) = F^{-1}\{\exp[-(\Delta\nu_N + \Delta\nu_L)t/2]\}$$

$$= \frac{\Delta\nu_N + \Delta\nu_L}{2\pi} \cdot \frac{1}{\omega^2 + (\Delta\nu_N + \Delta\nu_L)^2/4} \quad (18)$$

将 $\omega = \nu - \nu_0$ 代回(18)得

$$g(\nu, \nu_0) = \frac{\nu_N + \Delta\nu_L}{2\pi} \cdot \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu_N + \Delta\nu_L)^2/4} \quad (19)$$

这就是同时考虑自然增宽与碰撞增宽的综合加宽线型函数。按照半值宽度定义, 显然有

$$\Delta\nu = \Delta\nu_N + \Delta\nu_L \quad (20)$$

因此, 同时考虑自然增宽和碰撞增宽时, 其综合加宽线型函数仍为洛伦兹线型, 线宽为两部分线宽之和。

以此类推, 当存在 m 种均匀增宽过程, 其线型函数分别为 $g_1(\nu, \nu_0)$ 、 $g_2(\nu, \nu_0) \cdots g_m(\nu, \nu_0)$, 则其综合加宽的线型函数仍为洛伦兹线型, 线宽为各种过程引起的线宽之和。

$$\Delta\nu = \Delta\nu_1 + \Delta\nu_2 + \cdots \Delta\nu_m = \sum_{i=1}^m \Delta\nu_i \quad (21)$$

$$g(\nu, \nu_0) = \frac{\sum_{i=1}^m \Delta\nu_i}{2\pi} \cdot \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + (\sum_{i=1}^m \Delta\nu_i)^2/4} \quad (22)$$

(二) 均在两种非均匀展宽机制的综合线型函数

多谱勒增宽是一种非均匀增宽, 它是由原子热运动引起的多谱勒效应而产生的谱线展宽。其线型函数是线宽为 $\Delta\nu_D$ 的高斯型分布函数。

$$g_D(\nu, \nu_0) = \frac{2}{\Delta\nu_D} \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left\{ -\frac{4 \ln 2 (\nu - \nu_0)^2}{\Delta\nu_D^2} \right\} \quad (23)$$

类似于多谱勒效应, 凡是使原子跃迁频率发生无规分布的任何一种机制都会引起非均匀增宽, 用高斯型函数来描述。例如, 在固体工作物质中, 晶格场的不均匀(如晶格缺陷等)就会使激活离子的能级发生位移, 由斯塔克效应导致谱线增宽(电场增宽)。这也属于非均匀增宽。

当同时存在两种非均匀展宽过程, 对应的线型函数分别为 $g_1(\nu, \nu_0)$ 、 $g_2(\nu, \nu_0)$, 线宽为 $\Delta\nu_1$ 、 $\Delta\nu_2$ 。有

$$g_1(\nu, \nu_0) = \frac{2}{\Delta\nu_1} \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[-\frac{4 \ln 2 (\nu - \nu_0)^2}{\Delta\nu_1^2} \right] \quad (24)$$

$$g_2(\nu, \nu_0) = \frac{2}{\Delta\nu_2} \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[-\frac{4 \ln 2 (\nu - \nu_0)^2}{\Delta\nu_2^2} \right] \quad (25)$$

由(10)式, 可以求得综合加宽线型函数 $g(\nu, \nu_0)$ 。

$$\text{令} \quad \omega = \nu - \nu_0 \quad (26)$$

则

$$g_1(\nu, \nu_0) = \frac{2}{\Delta\nu_1} \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[-\frac{4 \ln 2}{\Delta\nu_1^2} \omega^2 \right] = g_1(\omega) \quad (27)$$

$$g_2(\nu, \nu_0) = \frac{2}{\Delta\nu_2} \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[-\frac{4 \ln 2}{\Delta\nu_2^2} \omega^2 \right] = g_2(\omega)$$

$$\begin{aligned} g(\nu, \nu_0) &= g(\omega) = g_1(\omega) * g_2(\omega) \\ &= F^{-1} [F[g_1(\omega)] \cdot F[g_2(\omega)]] \end{aligned} \quad (29)$$

由富里哀变换公式

$$F[\exp(-a^2\omega^2)] = \frac{\sqrt{\pi}}{a} \exp \left[-\frac{t^2}{4a^2} \right] \quad (30)$$

$$\text{得} \quad F[g_1(\omega)] = \exp \left[-\frac{\Delta\nu_1^2}{16 \ln 2} t^2 \right]$$

$$F[g_2(\omega)] = \exp\left[-\frac{\Delta v_2^2}{16\ln 2} t^2\right]$$

$$F^{-1}[F[g_1(\omega)] \cdot F[g_2(\omega)]] = F^{-1}\left[\exp\left\{-\frac{\Delta v_1^2 + \Delta v_2^2}{16\ln 2} t^2\right\}\right] \quad (31)$$

(30)式的逆变换公式为

$$F^{-1}\left[\frac{\sqrt{\pi}}{a} \exp\left\{-\frac{t^2}{4a^2}\right\}\right] = \exp[-a^2\omega^2] \quad (32)$$

代入(31)式, 再代入(29)式

$$\begin{aligned} g(v, v_0) = g(\omega) &= \frac{(4\ln 2)^{1/2}}{\sqrt{\pi} (\Delta v_1^2 + \Delta v_2^2)^{1/2}} \cdot \exp\left[-\frac{4\ln 2}{\Delta v_1^2 + \Delta v_2^2} \omega^2\right] \\ &= \frac{2}{(\Delta v_1^2 + \Delta v_2^2)^{1/2}} \left(\frac{\ln 2}{\pi}\right)^{1/2} \exp\left[-\frac{4\ln 2}{\Delta v_1^2 + \Delta v_2^2} (v - v_0)^2\right] \end{aligned} \quad (33)$$

这就是同时存在两种非均匀增宽过程的综合加宽线型函数。显然

$$\text{线宽} \quad \Delta v = [\Delta v_1^2 + \Delta v_2^2]^{1/2} \quad (34)$$

所以同时存在两种非均匀增宽过程时, 其综合加宽线型函数仍为高斯线型, 线宽为两部分平方和开根, 这同(一)是不同的。

以此类推, 当存在几种非均匀增宽过程, 各自对应的线宽为 Δv_1 、 Δv_2 、 $\dots$ 、 Δv_n 时, 则综合加宽过程的线型函数仍为高斯型分布, 线宽为各个线宽平方和的开根, 即

$$\Delta v = [\Delta v_1^2 + \Delta v_2^2 + \dots + \Delta v_n^2]^{1/2} = \left[\sum_{i=1}^n \Delta v_i^2\right]^{1/2} \quad (35)$$

(三)均匀增宽与非均匀增宽的综合线型函数

如果同时存在几种增宽过程, 且各个过程都属于均匀增宽或非均匀增宽, 那么综合加宽过程可以归结到(一)、(二)的讨论中, 线型函数仍然为洛伦兹线型或高斯线型, 线宽由(21)或(35)式描述, 而在许多实际场合下, 会同时存在均匀增宽与非均匀增宽, 如自然增宽、碰撞增宽与多谱勒增宽同时存在的过程。在这种情况下, 根据(一)、(二)及(10)式, 综合线型函数总可以约化为单一的洛伦兹线型与单一的高斯线型的卷积。

现存在两种过程, 分别为均匀增宽与非均匀增宽过程, 对应的线型函数为

$$g_H(v, v_0) = \frac{\Delta v_H}{2\pi} \cdot \frac{1}{(v - v_0)^2 + (\Delta v_H/2)^2} \quad (36)$$

$$g_G(v, v_0) = \frac{2}{\Delta v_G} \left(\frac{\ln 2}{\pi}\right)^{1/2} \exp\left[-\frac{4\ln 2 (v - v_0)^2}{\Delta v_G^2}\right] \quad (37)$$

则综合线型函数为

$$\begin{aligned} g(v, v_0) &= g_H(v, v_0) * g_G(v, v_0) \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} g_H(v', v_0) g_G(v - v', v_0) dv' \end{aligned} \quad (38)$$

1. 当 $\Delta v_H \ll \Delta v_G$, 即均匀增宽远小于非均匀增宽时 $g_H(v, v_0)$ 与 $g_G(v, v_0)$ 比较相当于 δ 函数, 而 δ 函数的富里哀变换等于1, 所以

$$\begin{aligned} g(v, v_0) &= F^{-1}\{F[g_H(v, v_0)] \cdot F[g_G(v, v_0)]\} \\ &= F^{-1}\{1 \cdot F[g_G(v, v_0)]\} = g_G(v, v_0) \end{aligned} \quad (39)$$

$\therefore$ 当 $\Delta v_H \ll \Delta v_G$, 综合加宽近似于非均匀加宽, 综合加宽线型函数可近似用 $g_G(v, v_0)$ 来描

述。

2. 当 $\Delta\nu_H \gg \Delta\nu_G$, 即非均匀增宽远小于均匀增宽时, $g_G(\nu, \nu_0)$ 相当于 δ 函数, 有

$$g(\nu, \nu_0) = F^{-1}\{F[g_H(\nu, \nu_0)] \cdot F[g_G(\nu, \nu_0)]\} \\ \approx F^{-1}\{F[g_H(\nu, \nu_0)] \cdot 1\} \approx g_H(\nu, \nu_0)$$

∴ 当 $\Delta\nu_H \gg \Delta\nu_G$, 综合加宽近似为均匀加宽, 综合线型函数近似用 $g_H(\nu, \nu_0)$ 描述。

例如, 在 He-Ne 激光器中, $\Delta\nu_G \gg \Delta\nu_H$, 其线型函数由 (37) 式近似表示, 而较高气压 ($P \gg 10$ 托) CO_2 激光器中 $\Delta\nu_H \gg \Delta\nu_G$, 线型函数由 (36) 式表述。

3. $\Delta\nu \approx \Delta\nu_G$, 均匀加宽与非均匀加宽相比拟。

令 $\omega = \nu - \nu_0$, 则 $g_H(\nu, \nu_0) = g_H(\omega)$, $g_G(\nu, \nu_0) = g_G(\omega)$

由 (38) 式及卷积的性质 $g_H(\omega) * g_G(\omega) = g_G(\omega) * g_H(\omega)$ 得

$$g(\nu, \nu_0) = g(\omega) = g_G(\omega) * g_H(\omega) \\ = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\Delta\nu_H}{\Delta\nu_G} \cdot \left(\frac{\ln 2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{(\omega - \omega')^2 + (\Delta\nu_H/2)^2} \\ \exp\left[-\frac{4\ln 2}{\Delta\nu_G^2} \omega'^2\right] d\omega' \quad (40)$$

上式积分不能给出解析解, 通常称之为 Voigt 积分^[4]。具有误差函数的形式。

$$\text{令} \quad t = 2\sqrt{\ln 2} \frac{\omega'}{\Delta\nu_G} \quad \xi = 2\sqrt{\ln 2} \frac{\omega}{\Delta\nu_G} \quad \eta = \sqrt{\ln 2} \frac{\Delta\nu_H}{\Delta\nu_G}$$

$$\text{则} \quad g(\nu, \nu_0) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\Delta\nu_H}{\Delta\nu_G} \cdot \left(\frac{\ln 2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{2}{\Delta\nu_H} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\eta e^{-t^2}}{(\xi - t)^2 + \eta^2} dt \quad (41)$$

以 ξ 和 η 为变量的复变量误差函数定义为

$$W(\xi + i\eta) = \frac{i}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t^2}}{(\xi + i\eta - t)} dt \quad (42)$$

其实部为

$$W_R(\xi + i\eta) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\eta e^{-t^2}}{(\xi - t)^2 + \eta^2} dt \quad (43)$$

(43) 代入 (41) 式得

$$g(\nu, \nu_0) = \frac{\Delta\nu_H}{\Delta\nu_G} \cdot \left(\frac{\ln 2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{2}{\Delta\nu_H} W_R(\xi + i\eta) \quad (44)$$

当已知 $\Delta\nu_H$ 、 $\Delta\nu_G$, 由某一 ν 值可确定 ξ 及 η 值, 然后由数学手册可查出 $W_R(\xi + i\eta)$ 的值, 由 (44) 式求得 $g(\nu, \nu_0)$ 。通过上述计算可以求得综合线型函数的线宽及峰值。图 2 给出不同 η 值时 $W_R(\xi + i\eta)$ 与 ξ 的关系曲线。

例如: 当 $\Delta\nu_H = 0.4 \frac{\Delta\nu_G}{\sqrt{\ln 2}} = 0.58 \Delta\nu_G \quad \eta = 0.4$

由图 2 $\nu = \nu_0 \quad \xi = 0 \quad W_R(\xi + i\eta) = W_R(\xi + i\eta)_{\max}$

$$= \frac{1.2}{\sqrt{\pi}}$$

$$g(\nu, \nu_0) = g(\nu_0, \nu_0)_{\max}$$

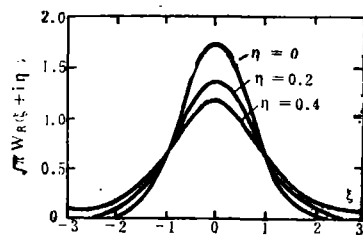


图2 $W_R(\xi + i\eta)$ 和 ξ 的关系曲线

$$\nu = \nu_0 \pm \frac{\Delta\nu_G}{2\sqrt{\ln 2}} \quad \xi = \pm 1 \quad W_R(\xi + i\eta) = \frac{0.6}{\sqrt{\pi}}$$

$$g(\nu, \nu_0) = \frac{1}{2} g(\nu_0, \nu_0)_{\max}$$

$$\therefore \text{线宽} \quad \Delta\nu = \frac{\Delta\nu_G}{\sqrt{\ln 2}} = 1.44\Delta\nu_G$$

这一计算结果同(20)及(34)是不同的, 若采用(20)式, 则

$$\Delta\nu = \Delta\nu_H + \Delta\nu_G = 1.58\Delta\nu_G$$

若采用34式, 则

$$\Delta\nu = [\Delta\nu_H^2 + \Delta\nu_G^2]^{1/2} = 1.16\Delta\nu_G$$

上述比较表明, 不同的综合加宽过程, 它们的综合加宽线宽是不同的。

参 考 文 献

- [1] 沈柯, “激光原理教程” 北京工业学院出版社(1986)
- [2] 周炳琨等, “激光原理” 国防工业出版社(1984)
- [3] O.Sveto, “*Principles of Lasers*” Heyden(1976)
- [4] H.G.Kuhn, “*Atomic Spectra*” Longmans, Green and Co., London (1969)

Complete Contour Function of the Line in Various Broadening Effects

Gao Zhihui An Yuying

(Department of Technical Physics, University of Electronic Science and
Technology of Xian)

Abstract

The unitive descreption method on subject of the integrated broadening of the line in laser physics is given. It has been derived in theory that the complete contiour function of any two broading effects is the convolution of the respective contour functions. The complete contour functions of the line in various broadening effects are analysed.