第7卷 第9期
1987年9月

光学学报
ACTA OPTICA SINICA

Vol. 7, No. 9
September, 1987

脉冲激光激发的原子共振荧光

张卫平*
(中国科学院安徽光学精密机械研究所)

谭维翰
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提　　要

本文从含有弛豫项的光与二能级原子相互作用的布洛赫 (Block) 方程出发，利用计算机进行数值求解，在强共振激发条件下，给出了几种不同的激光脉冲(包括常见的高斯脉冲)激发的原子共振荧光谱，获得了原子在瞬态辐射过程中的一些新现象。

关键词：共振荧光，瞬态共振荧光现象。

一、引　　言

二能级原子在单色连续的强激光激发下的共振荧光理论，已有较多的研究[1,2]，并与实验结果较好地相符。然而对强激光脉冲激发的瞬态共振荧光现象，研究较少；但也开始为人注意[3,4]。文献[3]曾研究了矩形脉冲激光对原子共振荧光的影响，但实际激光脉冲都与矩形脉冲相差甚大，所以该文献的结果不能描述实际脉冲激光场激发的共振荧光现象。最近，文献[4]从二能级原子薛定锷(Schrödinger)方程出发，计算了双曲正割形脉冲激发的原子荧光谱；但他们忽略了原子自发辐射加宽的影响。事实上，撇开自发辐射过程带来的影响去研究原子的辐射现象，本身就是矛盾的；因为原子的荧光辐射首先是由自发辐射过程引起的，所以文献[4]所做的假定本身就是否定了它的合理性。本文从脉冲激光与原子相互作用的布洛赫方程出发，考虑横向弛豫时间 T_2 与纵向弛豫时间 T_1(自发辐射加宽的影响)，对几种形状的激光脉冲波形(包括常见的高斯脉冲)，在强共振激发条件下，利用计算机数值求解，获得了脉冲激光激发的原子共振荧光谱；并进行了讨论。

二、运动方程与瞬态共振荧光谱

参照文献[2]，得出原子与形状为 $F(t)$ 的脉冲激光场的相互作用布洛赫方程为

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{d}{dt}[\rho_{ab}\exp(i\omega_e t)] = -z^*[\rho_{ab}\exp(i\omega_e t)] - \frac{i\Omega_0}{2}F(t)\Delta,\\
&\frac{d}{dt}[\rho_{ba}\exp(-i\omega_e t)] = -z[\rho_{ba}\exp(-i\omega_e t)] + \frac{i\Omega_0}{2}F(t)\Delta,\\
&\frac{d}{dt}\Delta = -K_1(\Delta-\Delta_0) + i\Omega_0 F(t)[\rho_{ba}\exp(-i\omega_e t) - \rho_{ab}\exp(i\omega_e t)],\\
&\quad z = (K/2) + i(\omega_e-\omega_0) = (K/2) + i\Delta\omega,
\end{aligned}\right\} \tag{1}$$

式中 ω_0 为原子二能级间跃迁频率，$\Omega_0 = (2\boldsymbol{\mu}\cdot\boldsymbol{E}_0/\hbar)$ 为峰值场强对应的拉比(Rabi)频率；且

收稿日期：1986年5月29日；收到修改稿日期：1986年11月28日

* 现在通讯地址：中国科学院上海光学精密机械研究所。

$K_1=(1/T_1)$, $(K/2)=(1/T_2)$。在初值时刻，若原子处于基态，则 $\Delta_0=-1$, $\rho_{ab}(0)=\rho_{ba}(0)=0$。若定义

$$G^{(1)}(t,\ \tau)=\langle\hat{\sigma}^{+}(t)\hat{\sigma}^{-}(t+\tau)\rangle,\ G^{(2)}(t,\ \tau)=\langle\hat{\sigma}^{+}(t)\hat{\sigma}^{+}(t+\tau)\rangle,\\ G^{(3)}(t,\ \tau)=\langle\hat{\sigma}^{+}(t)\hat{\sigma}_{z}(t+\tau)\rangle, \tag{2}$$

式中 $\hat{\sigma}^+$, $\hat{\sigma}^-$ 分别为原子上升与下降算子，$\hat{\sigma}_z$ 为原子反转粒子数算子。按量子回归定理[5]，它们应满足与(1)式同样形式的方程，即

$$\left.\begin{aligned}&\frac{d}{d\tau}[G^{(1)}\exp(i\omega_e\tau)]=-z^{*}G^{(1)}\exp(i\omega_2\tau)-\frac{i\Omega_0}{2}F(t+\tau)G^{(3)},\\&\frac{d}{d\tau}[G^{(2)}\exp(-i\omega_e\tau)=-zG^{(2)}\exp(-i\omega_e\tau)+\frac{i\Omega_0}{2}F(t+\tau)G^{(3)},\\&\frac{d}{d\tau}G^{(3)}=-K_1[G^{(3)}-G^{(3)}(t,\ 0)]+i\Omega_0F(t+\tau)[G^{(2)}\exp(-i\omega_e\tau)-G^{(1)}\exp(i\omega_e\tau)],\end{aligned}\right\} \tag{3}$$

$$G^{(1)}(t,\ 0)=[1+\Delta(t)]/2,\quad G^{(2)}(t,\ 0)=0,\quad G^{(3)}(t,\ 0)=-\rho_{ba}(t)。 \tag{4}$$

关于原子发射谱的普适定义为

$$g(\nu,\ T)=2\mathrm{Re}\Big[\frac{1}{T}\int_0^T dt\int_0^\infty\langle\hat{\sigma}^{+}(t)\hat{\sigma}^{-}(t+\tau)\rangle\exp(i\nu\tau)d\tau\Big], \tag{5}$$

式中 $\langle\hat{\sigma}^{+}(t)\hat{\sigma}^{-}(t+\tau)\rangle$ 为相关函数，一般可分为两大部分

$$\langle\hat{\sigma}^{+}(t)\hat{\sigma}^{-}(t+\tau)\rangle=f(t,\ \tau)+C(t)\exp(-i\omega_e\tau), \tag{6}$$

且 $\lim\limits_{\tau\to\infty}f(t,\ \tau)=0$。于是(5)式可化为

$$\begin{aligned}g(\nu,\ T)&<2\mathrm{Re}\Big[\frac{1}{T}\int_0^T dt\int_0^\infty f(t,\ \tau)\exp(i\nu\tau)d\tau\Big]+\Big[\frac{1}{T}\int_0^T C(t)\,dt\Big]\delta(\nu-\omega_e)\\&=2\mathrm{Re}\Big[\frac{1}{T}\int_0^T dt\int_0^\infty[G^{(1)}(t,\ \tau)\exp(i\omega_e\tau)-C(t)]\exp[i(\nu-\omega_e)\tau]d\tau\\&\quad+\Big[\frac{1}{T}\int_0^T C(t)\,dt\Big]\delta(\nu-\omega_e)。\end{aligned} \tag{7}$$

(7)式的后一项给出了原子对脉冲中心频率成分的相干散射[1]，这一项对研究原子的辐射过程是怎样受脉冲激光的影响来说，并不能给出更多的信息，因此，本文以后所说的原子辐射谱均指(7)式的前一项而言。

三、数值计算基本方程及参数取定

1. 基本方程的归一化

为使得方程组(1)、(3)及谱定义(7)式适用于数值计算，我们令

$$\left.\begin{aligned}\rho_{ab}\exp(i\omega_e t)&=u(t)+iv(t),\\\rho_{ba}\exp(-i\omega_e t)&=u(t)-iv(t),\\\Delta(t)&=W(t),\\G^{(1)}(t,\ \tau)\exp(i\omega_e\tau)&=C_1(t,\ \tau)+iC_2(t,\ \tau),\\G^{(2)}(t,\ \tau)\exp(-i\omega_e\tau)&=C_3(t,\ \tau)+iC_4(t,\ \tau),\\G^{(3)}(t,\ \tau)&=C_5(t,\ \tau)+iC_6(t,\ \tau)。\end{aligned}\right\} \tag{8}$$

并对所有参数以$(2/T_2)=K$归一化，且让$t'=tK$, $T'=TK$, $\Omega_0'=(\Omega_0/K)$, $\Delta\omega'=(\Delta\omega/K)$, $\tau'=\tau K$, $\omega_e'=(\omega_e/K)$, $\nu'=(\nu/K)$, $K_1'=K_1/K$。由(3)及(8)式即得如下方程

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{dC_1}{d\tau}=-\frac{1}{2}C_1-\Delta\omega' C_2+\frac{\Omega_0'}{2}F(t'+\tau')C_6,\\
&\frac{dC_2}{d\tau'}=-\frac{1}{2}C_2+\Delta\omega' C_1-\frac{\Omega_0'}{2}F(t'+\tau')C_5,\\
&\frac{dC_3}{d\tau'}=-\frac{1}{2}C_3+\Delta\omega' C_4-\frac{\Omega_0'}{2}F(t'+\tau')C_6,\\
&\frac{dC_4}{d\tau'}=-\frac{1}{2}C_4-\Delta\omega' C_3+\frac{\Omega_0'}{2}F(t'+\tau')C_5,\\
&\frac{dC_5}{d\tau'}=-K_1'C_5-\Omega_0'F(t'+\tau')C_4+\Omega_0'F(t'+\tau')C_2-K_1'u(t'),\\
&\frac{dC_6}{d\tau'}=-K_1'C_6+\Omega_0'F(t'+\tau')C_3-\Omega_0'F(t'+\tau')C_1+K_1'v(t'),\\
&C_2(t',0)=C_3(t',0)=C_4(t',0)=0,\\
&C_1(t',0)=[1+W(t')]/2,\ C_5(t',0)=-u(t'),\ C_6(t',0)=v(t')。
\end{aligned}\right\}\tag{9}$$

同样由(1)式及(8)式得

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{du}{dt'}=-\frac{1}{2}u-\Delta\omega' v,\\
&\frac{dv}{dt'}=-\frac{1}{2}v+\Delta\omega' u-\frac{\Omega_0}{2}F(t')w,\\
&\frac{dw}{dt}=-K_1'(w-\Delta_0)+2\Omega_0'F(t')v,
\end{aligned}\right\}\tag{10}$$

初始条件为$u(0)=v(0)=0$, $w(0)=\Delta_0$。由(7)式，光谱密度为

$$\begin{aligned}
g(\nu',T')&=2\mathrm{Re}\Big\{\frac{1}{T'}\int_0^{T'}dt'\int_0^\infty[\langle\hat\sigma^+(t')\hat\sigma^-(t'+\tau')\rangle\\
&\qquad -C(t')\exp(-i\omega_e'\tau')]\exp(i\nu'\tau')d\tau'\Big\}\\
&=2\mathrm{Re}\Big\{\frac{1}{T'}\int_0^{T'}dt'\int_0^\infty[C_1(t',\tau')+iC_2(t',\tau')\\
&\qquad -C(t')]\exp[i(\nu'-\omega_e')\tau']d\tau'\Big\}\\
&=2\mathrm{Re}\Big\{\frac{1}{T'}\int_0^{T'}dt'\int_0^\infty[C_1(t',\tau')+iC_2(t',\tau')\\
&\qquad -u^2(t')-v^2(t')]\exp[i(\nu'-\omega_e')\tau']d\tau'\Big\}。
\end{aligned}\tag{11}$$

2. 数值计算的具体方法

整个数值计算过程是按下述步骤进行的；

(i) 按(11)式中对t'积分的要求，从(10)式中求出所需要的分立积分点t_i'上的$u(t_i')$、$v(t_i')$、$w(t_i')$的值。

(ii) 将$u(t_i')$、$v(t_i')$、$w(t_i')$代入(9)式及初始条件中，求解(9)式得$C_1(t_i',\tau_j')$, $C_2(t_i',\tau_j')$，(τ_j'由快速傅里叶变换中对时间取样要求选定)；然后应用快速傅里叶变换技术，完成

(11)式中各量对 τ' 的傅里叶变换。

(iii) 将各 t'_i 点上诸量的傅里叶变换后的结果，按对 t' 的积分要求进行叠加，再除以观察时间 T 和取实部，即得原子共振荧光谱。

3. 计算参数与初始条件的选定

为便于和以前的理论比较，我们取定初始时刻，原子处于基态，即 $\Delta_0=-1$；对脉冲场，选定峰值场强对应的拉比频率 $\Omega_0=5\mathrm{K}$；且原子跃迁频率与脉冲场中心频率共振($\Delta\omega=0$)。脉冲形状函数分别取以下几种形式

$$F(t)=\begin{cases}\exp\left[-\left(\dfrac{t-t_0}{\Delta\tau}\right)^{10}\right], & \text{(超高斯形)}\\ \exp\left[-\left(\dfrac{t-t_0}{\Delta\tau}\right)^{2}\right], & \text{(高斯形)}\\ \operatorname{sech}\left(\dfrac{t-t_0}{\Delta\tau}\right), & \text{(双曲正割形)}\end{cases}$$

式中 t_0 为脉冲中心位置，$\Delta\tau$ 为脉冲宽度。

四、数值结果及分析

根据上面说明的步骤，我们在 B6935 机远程终端上进行数值计算，获得了不同脉冲激发的原子共振荧光谱。首先考虑仅有自发辐射阻尼情形，这时有 $K'_1=(T_2/2T_1)=1$。

1. 窄脉冲激光激发的共振荧光谱

我们在图 1(a)～(c)中给出了相应荧光谱的时间演化过程。三种脉冲宽度均取为 $\Delta\tau=T_1$；其中超高斯型脉冲中心位置 $t_0=T_1$，高斯与双曲正割形脉冲均为 $t_0=2T_1$。从图中可看出，三者激发的谱的共同之处在于：当观察时间 T 不太长，荧光谱呈洛伦兹形，谱半宽 $\Delta\nu=(K/2)$；这与连续场激发时的弱场情形相同[1]。而且从图 1(a)～(c)可以看出，三峰是在 $T>2t_0$ 后出现的。这表明，三峰的产生是整个脉冲与原子相互作用的结果。和连续场激发的 Mollow[1] 三峰结构相比，本文的结果除中峰洛伦兹结构与其相同外，旁峰结构相差很远，旁峰位置不正好落在峰值场强 E_0 对应的拉比频率 Ω_0 处，旁峰被加宽，且旁峰与中峰相对强度比明显下降远小于 Mollow 的 1:3。这一现象作者作如下定性解释：在窄脉冲情况下，洛仑兹中峰基本上是由自发辐射产生的，与外场作用关系不很大，因而几种情形下的中峰形状有相同结构；而旁峰则是由外场与原子相互作用引起的。在连续场激发时，它的位置落在拉比频率处，而此种情况下的拉比频率是一常数。但对随时间变化的脉冲场，相应的拉比频率 $\Omega(t)=\Omega_0F(t)$ 也是随时间变化的；正是这种变化导致了荧光谱旁峰被展宽，且位置发生移动。这种变化愈缓慢，旁峰受展宽影响就越小，三峰就越明显。这就是图 1 中看到的超斯脉冲激发的谱旁峰较明显，而高斯脉冲激发的谱旁峰几乎被"掩没"的原因。另外，图 1(d)中我们给出了宽度 $\Delta\tau=0.1T_1<T_1$ 的高斯脉冲激发的谱，它为半宽度 $\Delta\nu=(K/2)$ 的洛伦兹型荧光谱。这正表明，当 $\Delta\tau<T_1$ 时，原子荧光谱型仅决定于自发辐射，外场作用仅影响荧光谱强度大小，而不影响其形状。

2. 宽脉冲激光激发的荧光谱

在图 2(a)～(c)中，给出了同样三种脉冲激发的荧光谱，其中心位置均选定在 $t_0=5T_1$

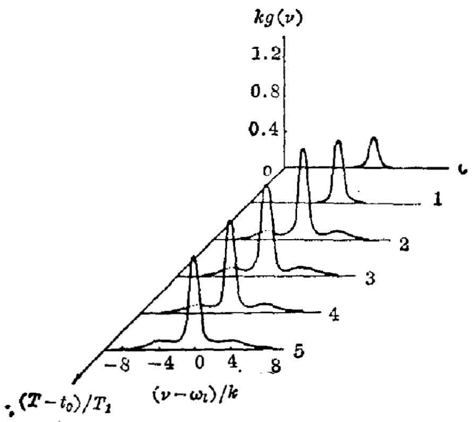

Fig. 1(*a*) The spectrum excited by a super-Gaussian pulse

$\Delta\tau=1T_1$, $t_0=1T_1$, $\Omega_0/k=5$, $k_1/k=1$, $\Delta\omega/k=0$, $\Delta_0=-1$

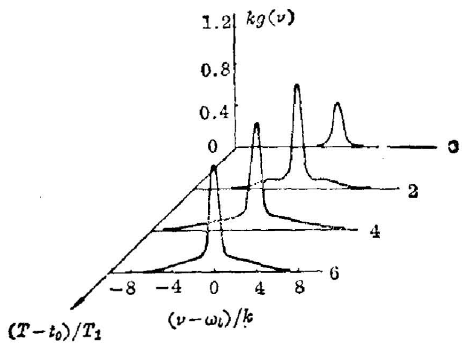

Fig. 1(*b*) The spectrum excited by a Gaussian pulse

$\Delta\tau=1T_1$, $t_0=2T_1$, $\Omega_0/k=5$, $k_1/k=1$, $\Delta\omega/k=0$, $\Delta_0=-1$

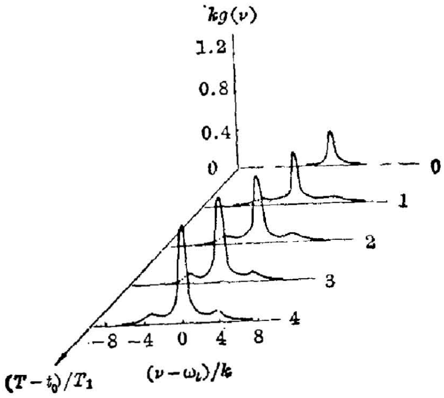

Fig. 1(*c*) The spectrum excited by a hyperbolic secant pulse

$\Delta\tau=1T_1$, $t_0=2T_1$, $\Omega_0/k=5$, $k_1/k=1$, $\Delta\omega/k=0$, $\Delta_0=-1$

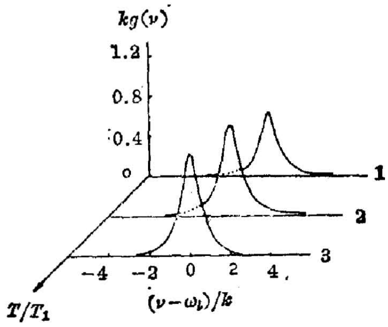

Fig. 1(*d*) The spectrum excited by a Gaussian pulse

$\Delta\tau=0.1T_1$, $t_0=0.2T_1$, $\Omega_0/k=5$, $k_1/k=1$, $\Delta\omega/k=0$, $\Delta_0=-1$

处，脉宽 $\Delta\tau=5T_1$。由于宽超高斯脉冲接近连续场，它激发的谱应接近 Mollow 情况。如图 2(*a*) 所示，实线表示的谱接近虚线所示的 Mollow 计算结果；至于旁峰的差异，可认为是超高斯脉冲前沿和后沿的影响。而宽高斯脉冲与双曲正割脉冲激发的荧光谱出现了奇异的现象：中峰不再呈洛伦兹形状，而近似平台结构。仔细研究中峰不难发现，它相当于一洛伦兹结构上叠加一尖峰。经计算发现，尖峰的半宽度 $\Delta\nu_c$ 随脉冲宽度 $\Delta\tau$ 增加而变窄。且当 $\Delta\tau\lesssim T_1$ 时，尖峰消失，中峰成为洛伦兹形。这一现象作者认为高斯型脉冲场强的傅里叶变换有以下形式

$$E(\omega)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{\infty}E_0\exp\left[-\left(\frac{t-t_0}{\Delta\tau}\right)^2\right]\exp[i(\omega-\omega_e)(t-t_0)]d(t-t_0)$$

$$=\frac{E_0\Delta\tau}{\sqrt{2}}\exp[-(\omega-\omega_e)^2/(2/\Delta\tau)^2]。$$

激光的强度分布为

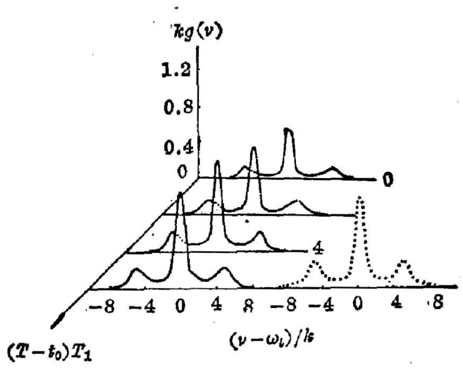

Fig. 2(*a*) The spectrum excited by a super-Gaussian pulse
$\Delta\tau=5T_1$, $t_0=5T_1$, $\Omega_0/k=5$, $k_1/k=1$, $\Delta\omega/k=0$, $\Delta_0=-1$.

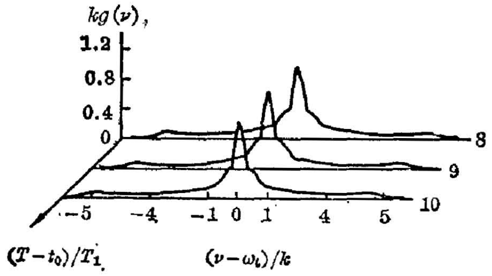

Fig. 2(*b*) The spectrum excited by a Gaussian pulse
$\Delta\tau=5T_1$, $t_0=5T_1$, $\Omega_0/k=5$, $k_1/k=1$, $\Delta\omega/k=0$, $\Delta_0=-1$

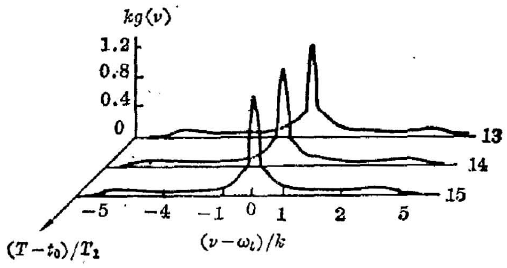

Fig. 2(*c*) The spectrum excited by a hyperbolic secant pulse
$\Delta\tau=5T_1$, $t_0=5T_1$, $\Omega_0/k=5$, $k_1/k=1$, $\Delta\omega/k=0$, $\Delta_0=-1$

$$I(\omega)=\frac{1}{2}\varepsilon_0E^*(\omega)E(\omega)=\frac{\varepsilon_0}{4}E_0^2\Delta\tau^2\exp[-(\omega-\omega_e)^2/(\sqrt{2}/\Delta\tau)^2]$$

这表明激光场含有多种频率成份；因此原子除对中心频率 ω_e 处激光产生相干散射外，对其它频率成份 ω 处的激光也应产生相干散射，正是这后一部分散射光叠加在非相干散射光的背景上，形成尖峰，这种相干散射光谱强度应决定于入射激光强度；因入射激光强度 $I(\omega)$ 正比于 $E_0^2\Delta\tau^2$；这种关系也应反映到相干散射光谱中来，即相干散射光强度也应正比于 $E_0^2\Delta\tau^2$。

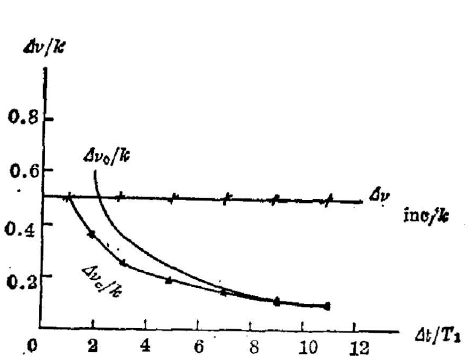

Fig. 3 Relationships between the spectrum widths and pulse width $\Delta\tau$

当 E_0 一定时，相干散射光强决定于 $\Delta\tau^2$。作用时间 $\Delta\tau$ 越长，则相干散射光就越强。从频域来看，由 $I(\omega)$ 表示式我们算得激光场的谱半宽 $\Delta\nu_0=(\sqrt{2\ln 2}/\Delta\tau)$；度实际数值计算表明，当 $\Delta\tau>T_1$ 时，相干散射尖峰半宽度 $\Delta\nu_c$ 对 $\Delta\tau$ 也近似有这种依赖关系，如图 3 所示，图中分别给出了相干散射尖峰半宽度 $\Delta\nu_c$、原子非相干辐射产生的洛伦兹中峰半宽度 $\Delta\nu_{inc}$ 及入射激光谱半宽度 $\Delta\nu_0$ 与入射激光脉冲时域内的宽度 $\Delta\tau$ 的关系曲线。从图 3 可见，当 $\Delta\tau$ 逐渐增加时，$\Delta\nu_0$ 与 $\Delta\nu_c$ 逐渐靠近；但当 $\Delta\tau$ 减小时，$\Delta\nu_0$ 与

$\Delta\nu_c$ 有偏离。由此可见，尖峰是由原子对外场相干散射产生的，当原子与外场作用时间越长，这种散射光愈接近原来的入射激光场。然而，当 $\Delta\tau\lesssim T_1$ 时，在 E_0 不变的情况下，$E_0^2\Delta\tau^2$ 的值较小，因而相干散射光很弱，散射尖峰被非相干散射的背景所掩盖。本质上可以理解为：由于 $\Delta\tau\lesssim T_1$，原子与入射光作用时间很短，甚至尚未产生相干散射，而脉冲已经过去，其荧光谱主要是原子经自发辐射衰减到低能态的非相干光谱。

3. 弛豫时间 T_1、T_2 对共振荧光谱的影响

前面讨论了仅有自发辐射阻尼时的荧光谱。然而，当 $K_1'=(T_2/2T_1)\neq1$ 时，情况又会

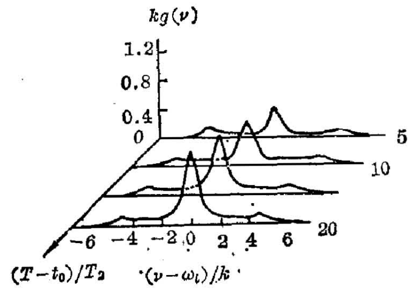

Fig. 4(*a*)　The spectrum excited by a super-Gaussian pulse

$\Delta\tau=5T_2$, $t_0=5T_2$, $\Omega_0/k=5$, $k_1/k=0.05$, $\Delta\omega/k=0$, $\Delta_0=-1$

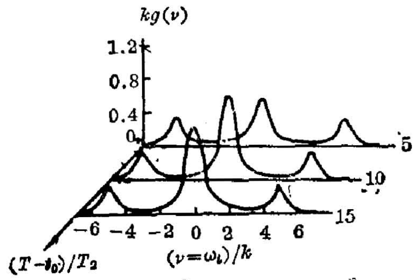

Fig. 4(*b*)　The spectrum excited by a Gaussian pulse

$\Delta\tau=5T_2$, $t_0=5T_2$, $\Omega_0/k=5$, $k_1/k=0.05$, $\Delta\omega/k=0$, $\Delta_0=-1$

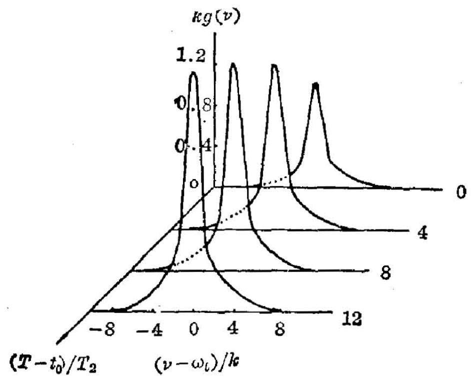

Fig. 5(*a*)　The spectrum excited by a Gaussian pulse

$\Delta\tau=1T_2$, $t_0=2T_2$, $2\Omega_0/k=5$, $k_1/k=0.05$, $\Delta\omega/k=0$, $\Delta_0=-1$

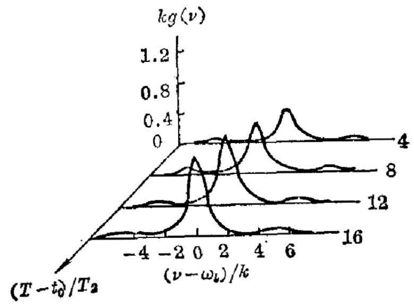

Fig. 5(*b*)　The spectrum excited by a super-Gaussian pulse

$\Delta\tau=1T_2$, $t_0=1T_2$, $\Omega_0/k=5$, $k_1/k=0.05$, $\Delta\omega/k=0$, $\Delta_0=-1$

怎样呢？我们计算了 $(T_2/2T_1)=0.05$ 情形下，超高斯脉冲与高斯脉冲激发的荧光谱；脉宽均选定为 $\Delta\tau=5T_2$，中心位置也都为 $t_0=5T_2$。图 4 给出了荧光谱形。显然，超高斯脉冲激发的谱再次表现为接近连续场激发的结果[1]；而高斯脉冲激发的谱却出现了较明显的三峰结构，并且中峰上没有叠加尖峰。这是因为当 $\Delta\tau=5T_2=0.25T_1<T_1$ 时，相干散射很弱，尖峰不明显。但因 $\Delta\tau>T_2$，因此原子在整个非相干散射过程中，仍受到外场的影响，所以非相干散射谱中除洛伦兹中峰外，还出现了旁峰结构。另外，当 $\Delta\tau=T_2$ 时，作用时间更短，高斯脉冲激发的谱旁峰基本消失，谱基本上成为洛伦兹结构；而超高斯脉冲在 $\Delta\tau=T_2$ 时激发的谱，

虽有旁峰，但与 $\Delta\tau=5T_2$ 时的旁峰相比，强度要弱得多，如图5所示。综上所述，由于超高斯脉冲的行为较接近连续激光场，所以它比高斯脉冲容易产生旁峰。

五、小 结

从上面几种讨论情况来看，不仅脉冲形状，而且脉冲宽度及弛豫时间均对原子共振荧光线型产生很大的影响。与文献[4]结果相比，引入自发辐射加宽影响后，光谱中就不再出现带振荡性质的所谓“多峰结构”。此外，实际的激光脉冲与高斯脉冲较接近，而超高斯脉冲可看作连续激光场突然开启和经 $\Delta\tau$ 时间后再关闭的过程的一种近似描述；所以本文的结果对进一步了解原子的瞬态辐射过程是有意义的。

作者感谢顾敏同志在本文完成过程中所给予的许多帮助。

参 考 文 献

[1] B. R. Mollow; *Phys. Rev.*, 1969, **188**, No. 5 (Dec), 1969～1975.
[2] Tan Weihan, Zhang Weiping; *Chinese Phys. Lett.*, 1985, **2**, No. 7, 309～312.
[3] X. Y. Huang, R. Tanas *et al.*; *Phys. Rev.* (A), 1982, **A26**, No. 2 (Aug), 892～901.
[4] K. Rzazewski, M. Florjanczyk; *J. Phys.* (B), 1984, **B17**, No. 15 (Aug), L509.
[5] M. Lax; *Phys. Rev.*, 1963, **129**, No. 5 (Mar), 2342～2348.
[6] W. H. Louisell; «*Quantum Statistical Properties of Radiation*», (John Wiley, 1973), 597.

Resonance fluorescence of atom excited by a laser pulse

ZHANG WEIPING
(*Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Hefei*)

TAN WEIHAN
(*Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica*)

(Received 29 May 1986; revised 28 November 1986)

Abstract

In the paper, according to the Bloch equations including relaxation times T_1 and T_2, we numerically obtain the transient resonance fluorescence spectrum of atom excited by several types of laser pulses, including the conventional Gaussian pulse, under the strong resonant excitation.

Key Words: resonance fluorescence; transient resonance fluorescence phenomena.