

# 超精细结构对激光与二能级原子相互作用的影响\*

赵鹭明 王立军

(清华大学工程物理系 北京 100084)

(2001 年 9 月 9 日收到, 2001 年 11 月 3 日收到修改稿)

应用半经典理论建立了一个简化模型, 对<sup>157</sup>Gd 原子在激光作用下 17795.267cm<sup>-1</sup>(<sup>9</sup>D<sub>3</sub>) ↔ 532.977cm<sup>-1</sup>(<sup>9</sup>D<sub>4</sub>) 的能级跃迁进行计算并给出了计算结果, 提出相应的理论解释, 分析了超精细结构对激光与二能级原子相互作用的影响.

关键词: 超精细结构, 原子蒸气激光同位素分离, 二能级原子, 钷原子

PACC: 3130G, 3270F, 3280, 2842H

## 1. 引 言

AVLIS(atomic vapor laser isotope separation)是大家所认可的最有前途的同位素分离方法. 1992 年美国 Lawrence 国家实验室采用 AVLIS 方法已经实现了工作装置连续工作 100h, 处理吨量级金属铀, 产生百千克量级浓缩产品的成果<sup>[1]</sup>. 它利用的是原子的二步或多步光电离, 牵涉到对原子与激光的相互作用过程、原子的自身性质以及激光特性的研究等诸多问题. 当目标同位素原子的核自旋不为零时, 核外电子与核的磁偶极矩和电四极矩相互作用, 原子或离子的精细结构能级将产生进一步的分裂, 因此实际原子或离子的能级有比精细结构复杂得多的超精细结构, 核自旋等于零和核自旋不等于零的原子在激光作用下激发性质也会有区别. 研究核自旋不为零的原子在激光作用下的激发动力学过程, 对激光同位素分离具有重要的意义. 研究超精细结构对激光与原子相互作用的影响对 AVLIS 是十分必要而且是基础性的问题. 本文应用半经典理论建立了一个简化模型, 对<sup>157</sup>Gd 原子在激光作用下

在微弱外力作用下的动力学方程为

$$i\hbar \frac{dc_m(t)}{dt} = \sum c_n(t) u_m^*(\mathbf{r}) |H(\mathbf{r}, t)| u_n(\mathbf{r}) e^{\frac{(E_n - E_m)t}{\hbar}}, \quad (1)$$

其中  $H(\mathbf{r}, t)$  为外力作用引入的哈密顿量,  $u_k(\mathbf{r})$  是定态薛定谔方程的解,  $|c_k(t)|^2$  给出系统处于第  $k$  能级的概率,  $E_k$  为第  $k$  能级对应的本征能量值.

对于激光分离同位素来讲, 原子所受的外力为激光光场. 在经典理论中, 激光被视为一个理想平行平面波  $E(\mathbf{r}, t) = E \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ , 其中  $E, \mathbf{k}, \omega$  分别为光波的振幅、波矢和圆频率, 在激光作用下单电子跃迁的原子可看作是一个偶极子  $P = -e \cdot \mathbf{r}$ . 由电磁理论可知偶极子在电场中的能量为  $P \cdot E(\mathbf{r}, t)$ , 所以有  $H(\mathbf{r}, t) = P \cdot E(\mathbf{r}, t)$ . 将此式代入(1)式得

$$i\hbar \frac{dc_m(t)}{dt} = \sum c_n(t) u_m^*(\mathbf{r}) | -e\mathbf{r} \cdot E(\mathbf{r}, t) | u_n(\mathbf{r}) e^{\frac{(E_n - E_m)t}{\hbar}}. \quad (2)$$

(2)式中的  $u_m^*(\mathbf{r}) | -e\mathbf{r} \cdot E(\mathbf{r}, t) | u_n(\mathbf{r})$  项是对空间坐标的积分, 其有效积分范围大约为原子的半径(约为十分之几 nm 的量级). 由于激光波长在可见光区域为 10<sup>2</sup> nm 的量级, 所以在(2)式中  $E(\mathbf{r}, t) \sim E(\mathbf{r}_0, t)$ ,  $\mathbf{r}_0$  为一个常量. 在以原子中心为原点的坐标系中, 有

17795.267cm<sup>-1</sup>(<sup>9</sup>D<sub>3</sub>) ↔ 532.977 cm<sup>-1</sup>(<sup>9</sup>D<sub>4</sub>) 的能级跃迁进行计算并给出计算结果, 提出相应的理论解释, 讨论超精细结构对激光与二能级原子相互作用的影响.

## 2. 理论模型

由量子力学微扰理论求解薛定谔方程可得原子

\* 国家“九五”科技攻关项目(批准号 96-A18-01-02)资助的课题.

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \mathbf{r}_0 \approx 0.$$

所以可将(2)式写成

$$i\hbar \frac{dc_m(t)}{dt} = \sum c_n(t) u_m^*(\mathbf{r}) | -e\mathbf{r} \cdot \mathbf{E} | \times u_n(\mathbf{r}) \cos(\omega t) e^{\frac{(E_n - E_m)t}{\hbar}}. \quad (3)$$

令  $\omega_{mn} = \frac{E_n - E_m}{\hbar}$ ,  $\Omega_{mn} = u_m^*(\mathbf{r}) | \mathbf{r} | u_n(\mathbf{r}) \cdot \frac{e\mathbf{E}}{2\hbar}$  (称为拉比(Rabi)频率). 代入(3)式得

$$\frac{dc_m(t)}{dt} = \sum ic_n(t) \Omega_{mn} [ e^{i(\omega - \omega_{mn})t} + e^{-i(\omega + \omega_{mn})t} ]. \quad (4)$$

(4)式是原子在激光光场作用下的动力学方程.

1) 对只有精细结构的二能级原子(4)式化为

$$\frac{dc_1(t)}{dt} = ic_1(t) \Omega_{11} ( e^{i\omega t} + e^{-i\omega t} ) + ic_2(t) \Omega_{12}$$

$$\times [ e^{i(\omega - \omega_{12})t} + e^{-i(\omega + \omega_{12})t} ],$$

$$\frac{dc_2(t)}{dt} = ic_1(t) \Omega_{21} [ e^{i(\omega - \omega_{21})t} + e^{-i(\omega + \omega_{21})t} ] + ic_2(t) \Omega_{22} ( e^{i\omega t} + e^{-i\omega t} ). \quad (5)$$

只有当激光频率在共振频率附近时, 原子才发生明显跃迁, 考虑旋转波近似<sup>[2]</sup>(5)式简化为

$$\frac{dc_1(t)}{dt} = ic_2(t) \Omega_{12} e^{i(\omega - \omega_{12})t},$$

$$\frac{dc_2(t)}{dt} = ic_1(t) \Omega_{21} e^{-i(\omega + \omega_{21})t}. \quad (6)$$

2) 考虑单个二能级原子, 且上下能级都有超精细结构. 以 1 标记下能级, 以 2 标记上能级, 设下能级分裂为  $d_1$  个超精细能级, 上能级分裂为  $d_2$  个超精细能级. 则(4)式化为

$$\frac{dc_{1s}(t)}{dt} = \sum_{s=1}^{d_1} ic_{1s}(t) \Omega_{11,1s} [ e^{i(\omega - \omega_{11,1s})t} + e^{-i(\omega + \omega_{11,1s})t} ] + \sum_{r=1}^{d_2} ic_{2r}(t) \Omega_{11,2r} [ e^{i(\omega - \omega_{11,2r})t} + e^{-i(\omega + \omega_{11,2r})t} ],$$

$$\frac{dc_{1d_1}(t)}{dt} = \sum_{s=1}^{d_1} ic_{1s}(t) \Omega_{1d_1,1s} [ e^{i(\omega - \omega_{1d_1,1s})t} + e^{-i(\omega + \omega_{1d_1,1s})t} ] + \sum_{r=1}^{d_2} ic_{2r}(t) \Omega_{1d_1,2r} [ e^{i(\omega - \omega_{1d_1,2r})t} + e^{-i(\omega + \omega_{1d_1,2r})t} ],$$

$$\frac{dc_{2s}(t)}{dt} = \sum_{s=1}^{d_1} ic_{2s}(t) \Omega_{21,1s} [ e^{i(\omega - \omega_{21,1s})t} + e^{-i(\omega + \omega_{21,1s})t} ] + \sum_{r=1}^{d_2} ic_{2r}(t) \Omega_{21,2r} [ e^{i(\omega - \omega_{21,2r})t} + e^{-i(\omega + \omega_{21,2r})t} ],$$

$$\frac{dc_{2d_2}(t)}{dt} = \sum_{s=1}^{d_1} ic_{2s}(t) \Omega_{2d_2,1s} [ e^{i(\omega - \omega_{2d_2,1s})t} + e^{-i(\omega + \omega_{2d_2,1s})t} ] + \sum_{r=1}^{d_2} ic_{2r}(t) \Omega_{2d_2,2r} [ e^{i(\omega - \omega_{2d_2,2r})t} + e^{-i(\omega + \omega_{2d_2,2r})t} ],$$

$$\text{其中 } \omega_{is, jr} = \frac{E_{jr} - E_{is}}{\hbar}.$$

一般情况下, 激光频率远大于原子超精细能级裂距. 同样考虑旋转波近似(7)式可约化为

$$\frac{dc_{11}(t)}{dt} = \sum_{r=1}^{d_2} ic_{2r}(t) \Omega_{11,2r} e^{i(\omega - \omega_{11,2r})t},$$

$$\frac{dc_{1d_1}(t)}{dt} = \sum_{r=1}^{d_2} ic_{2r}(t) \Omega_{1d_1,2r} e^{i(\omega - \omega_{1d_1,2r})t},$$

$$\frac{dc_{2s}(t)}{dt} = \sum_{s=1}^{d_1} ic_{2s}(t) \Omega_{21,1s} e^{-i(\omega + \omega_{21,1s})t},$$

$$\frac{dc_{2d_1}(t)}{dt} = \sum_{s=1}^{d_1} ic_{2s}(t) \Omega_{2d_2,1s} e^{-i(\omega + \omega_{2d_2,1s})t}. \quad (8)$$

(8)式即为考虑原子超精细结构后求解二能级原子在激光光场作用下的状态的基本方程组. 知道了原子的初始状态, 用龙格-库塔法迭代求解(6)式和(8)式即可求得只考虑精细结构的二能级原子和具有超精细结构的二能级原子在激光光场作用下任一时刻的原子状态.

### 3. 计算参数的确定

选定对<sup>157</sup>Gd原子在激光作用下 17795.267 cm<sup>-1</sup> (<sup>9</sup>D<sub>3</sub>)  $\longleftrightarrow$  532.977 cm<sup>-1</sup> (<sup>9</sup>D<sub>4</sub>) 的能级跃迁进行计算. <sup>157</sup>Gd原子的核自旋  $I = 3/2$ , 若考虑超精细结构, <sup>9</sup>D<sub>3</sub>和<sup>9</sup>D<sub>4</sub>能级均分裂为 4 个超精细能级. 要求解方程组(6)和(8), 必须知道原子跃迁频率  $\omega_{mn} = \frac{E_n - E_m}{\hbar}$

和拉比频率  $\Omega_{mm}$  的值.

### 3.1. 原子跃迁频率 $\omega_{mm}$ 的确定

根据量子力学一级微扰理论<sup>[3-5]</sup>,由已知<sup>[6]</sup><sup>157</sup>Gd原子<sup>9</sup>D<sub>3</sub>能级超精细相互作用常数  $A = -125\text{MHz}$ ,  $B = 162\text{MHz}$ , <sup>9</sup>D<sub>4</sub>能级超精细相互作用常数  $A = -9.38\text{MHz}$ ,  $B = -376\text{MHz}$ ,可以计算得出<sup>157</sup>Gd原子<sup>9</sup>D<sub>3</sub>能级和<sup>9</sup>D<sub>4</sub>能级的各个超精细能级的能级位移  $\Delta E$  结果如表1所示.

表1 <sup>157</sup>Gd原子<sup>9</sup>D<sub>3</sub>能级和<sup>9</sup>D<sub>4</sub>能级超精细结构能级移动计算结果

$F$	3/2	5/2	7/2	9/2	11/2
<sup>9</sup> D <sub>4</sub> 能级的 $\Delta E/\text{MHz}$	-114.293	111.3771	159.81	-150.28	
<sup>9</sup> D <sub>3</sub> 能级的 $\Delta E/\text{MHz}$	847.2	413.2	-81	-522	

表中  $F$  为钆原子的总角动量.

$$\text{原子跃迁频率 } \omega_{mm} = \frac{(E_n + \Delta E_n) - (E_m + \Delta E_m)}{\hbar}.$$

### 3.2. 拉比频率 $\Omega_{mm}$ 的确定

量子力学<sup>[7]</sup>中给出感生跃迁  $E_i \rightarrow E_k$  的爱因斯坦系数  $B_{ik}$  为

$$B_{ik}^{(\nu)} = \frac{e^2}{6\epsilon_0 \hbar^2} \left| \int u_i^* r u_k d\tau \right|^2, \quad (9)$$

所以

$$\int u_i^* r u_k d\tau = \sqrt{\frac{6\epsilon_0 \hbar^2 B_{ik}^{(\nu)}}{e^2}}.$$

振子强度  $f_{ik}$  和 Einstein 系数  $B_{ik}$  间的关系<sup>[8]</sup>为

$$f_{ik} = \frac{2m\epsilon_0 \hbar \nu_{ik}}{\pi e^2} B_{ik},$$

所以

$$\int u_i^* r u_k d\tau = \sqrt{\frac{3\hbar^2 f_{ik}}{2m\nu_{ik}}}. \quad (10)$$

考虑

$$\Omega_{ik} = \left( \int u_i^* r u_k d\tau \right) \frac{eE}{2\hbar},$$

$$E = \sqrt{\frac{2I}{c\epsilon_0}},$$

其中  $E$  为电场强度,  $I$  为光场强度,  $\epsilon_0$  为介电常数,  $c$  为光速. 得

$$\Omega_{ik} = \sqrt{\frac{3e^2 f_{ik} I}{4\hbar m \epsilon_0 c \nu_{ik}}}, \quad (11)$$

式中  $I$  为激光强度, <sup>157</sup>Gd 原子质量  $m = 157 \times 1.6605402 \times 10^{-27} \text{kg}$ ,  $e = 1.60217733 \times 10^{-19} \text{C}$ ,  $\epsilon_0 = 8.854187817 \times 10^{-12} \text{A} \cdot \text{s} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ ,  $\hbar = 1.05457266 \times$

$10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}$ ,  $c = 2.99792458 \times 10^8 \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $17795.267 \text{cm}^{-1}$  (<sup>9</sup>D<sub>3</sub>)  $\rightarrow$   $532.977 \text{cm}^{-1}$  (<sup>9</sup>D<sub>4</sub>) 能级跃迁振子强度<sup>[9]</sup>  $f = 0.014 \pm 0.001$ .

将上述数据代入(11)式得

$$\Omega_{ik} = 2.671\sqrt{I} \times 10^3 \text{Hz}. \quad (12)$$

由于原子超精细结构引起的原子波函数的修正相对于原波函数来说很小,所以可以认为在激光功率一定的情况下符合跃迁选择定则的超精细能级跃迁的拉比频率都相同. 给定激光频率  $\omega$  和拉比频率  $\Omega$  就可由基本方程组(6)和(8)求出原子在时刻  $t$  处于某一能级的概率.

## 4. 计算结果及讨论

### 4.1. 二能级原子在激光作用下处于上下能级的概率随时间的变化

图1和图2给出了二能级原子在激光作用下处于上下能级的概率随时间的变化. 激光频率等于  $5.178687 \times 10^{14} \text{Hz}$  ( $J = 3 \rightarrow J = 4$ ), 拉比频率为  $2\text{GHz}$ . 图1未考虑原子能级的超精细结构,  $t = 0$  时原子处于低能级; 图2考虑了原子能级的超精细结构, <sup>157</sup>Gd原子核自旋  $I = 3/2$ , 上下能级各分裂为四条超精细结构, 开始时原子处于低能级的  $F = 5/2$  超精细能级上.

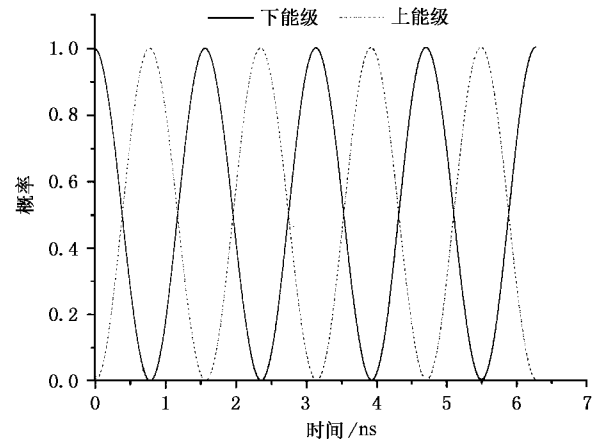


图1 二能级原子在激光作用下处于上下能级的概率曲线(未考虑超精细结构)

当不考虑原子超精细结构时,原子在激光作用下处于上下能级的概率以拉比频率发生振荡,振荡幅值为1;当考虑原子超精细结构时,原子在激光作

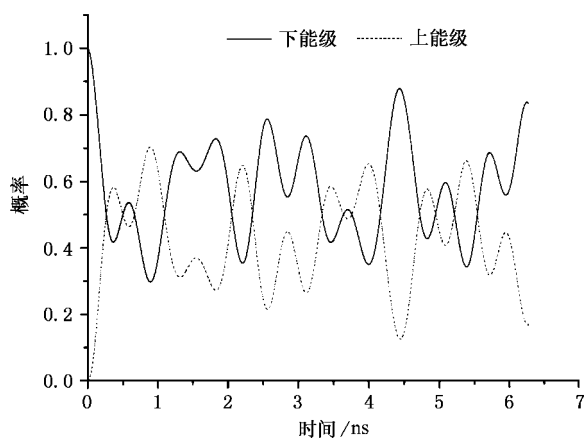


图2 二能级原子在激光作用下处于上下能级的概率曲线(考虑超精细结构)

用下处于上下能级的概率仍发生振荡,但不再是周期性变化,且振荡幅值 $< 1$ .即考虑原子超精细结构后,原子在激光作用下不会在某一时刻全部跃迁到上能态.换个角度来说,当不考虑原子超精细结构时,如果作用激光频率与原子共振频率相同,那么确实存在 $\pi$ 脉冲(持续时间可使二能级原子在上下能级的概率幅的相改变 $\pi$ 的激光脉冲),脉冲宽度为 $t = \pi/\Omega$ ,而且 $\pi$ 脉冲的宽度与时间无关;当考虑原子超精细结构时,虽然存在使原子在上下能级的概率幅的相改变 $\pi$ 的激光脉冲,但脉冲宽度随时间而变化,实际上脉冲宽度不可确定.

解释:考虑超精细结构时,原子的跃迁通道(发生跃迁的一对上下能级组成一个跃迁通道)由一条变为 $4 \times 4 = 16$ 条,考虑跃迁选择定则后有9条通道.原子跃迁采用各条通道的概率不同,向上和向下的跃迁初始条件也随时间而改变,因此概率曲线不再是周期振荡曲线.

上述结论对激光分离同位素有实际意义:因为 $\pi$ 脉冲的宽度不能确定,所以如果采用脉冲激光进行同位素分离,就必须对激光的脉冲宽度进行计算,以使当激光脉冲结束时原子跃迁到高能级的概率正好达到极大.如果采用连续激光进行同位素分离,既然原子不能全部跃迁到上能态,我们就要找出是否存在可使原子被激发到上能态的平均概率达到最大的实验条件.

#### 4.2. 二能级原子在激光作用下处于上下能级的平均概率随激光频率的变化

给定拉比频率,对激光频率进行扫描,图3和图

4给出了扫描结果, $t = 0$ 时原子都处于最低能态上.给定的拉比频率为2GHz,激光中心频率等于精细能级共振频率 $f_0 = 5.178687 \times 10^{14}$  Hz,扫描范围( $-30$ GHz— $+30$ GHz),扫描步长为0.01GHz.

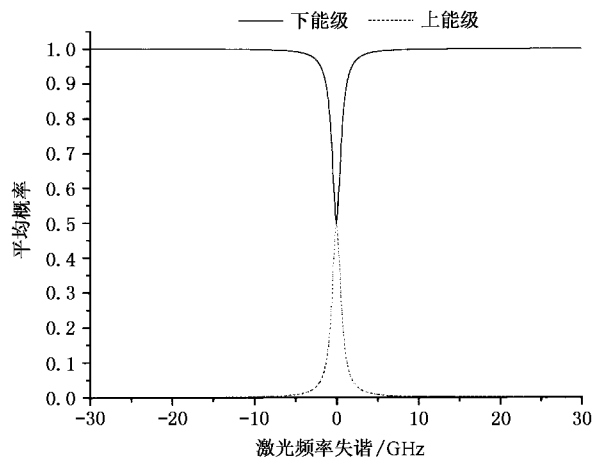


图3 二能级原子在激光作用下处于上下能级的概率随激光频率的变化曲线(未考虑超精细结构)

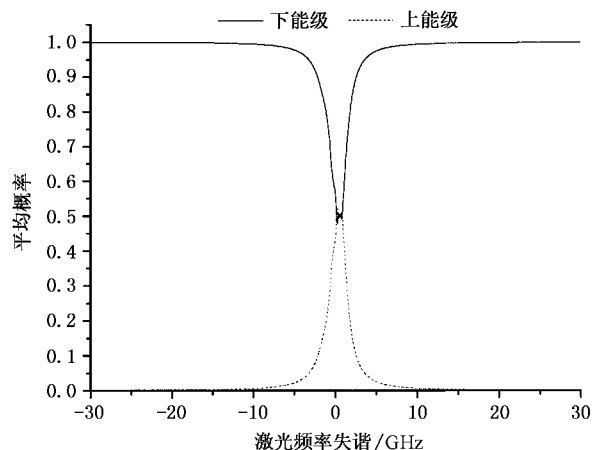


图4 二能级原子在激光作用下处于上下能级的概率随激光频率的变化曲线(考虑超精细结构)

从图3和图4可以看出,当激光频率偏移共振频率太多时,原子几乎不发生跃迁.二能级原子在激光作用下发生跃迁振荡有一个最佳激光频率值,在此激光作用下原子能最大限度跃迁到高能态上,即原子处在高能态的平均概率最大.在拉比频率相等的条件下,考虑超精细结构与不考虑超精细结构的最佳激光频率位置基本相同,原子处于上能级的平均概率也基本相同,表2列出了相关数据.从图3和图4还可看出如果要求原子处于上能级的平均概率大于某一特定值时,考虑原子超精细结构后所对应

的激光频率范围要大于不考虑原子超精细结构时的激光频率范围,这对激光分离同位素是有实际意义的,因为它降低了对激光单色性的要求。

表 2 还列出了考虑能级超精细结构时对应于不

同拉比频率的最佳激光频率值,  $t = 0$  时原子都处于低能态的  $F = 5/2$  超精细能级上. 其中  $f_0 = 5.178687 \times 10^{14}$  Hz.

表 2 对应于不同拉比频率的最佳激光频率值

拉比频率/GHz	2	3	4	5	$\chi$ (不考虑能级超精细结构)
最佳激光频率/Hz	$f_0 + 2.6 \times 10^8$	$f_0 + 5.8 \times 10^8$	$f_0 + 7.6 \times 10^8$	$f_0 + 8.4 \times 10^8$	$f_0$
原子处于上能级的平均概率	0.52148	0.53493	0.5399	0.52706	0.49994

由表 2 数据可知, 不考虑超精细结构时的最佳激光频率就是共振频率, 考虑超精细结构时的最佳激光频率位置与不考虑超精细结构时相比略有偏移. 不同的拉比频率所对应的最佳激光频率的位置不同, 拉比频率越大, 最佳激光频率越高。

解释: 当激光频率偏移共振频率太多时 (4) 式右边的指数项都以接近光频的频率振荡, 所以 (4) 式右边约化为零,  $\frac{dc_m(t)}{dt} = 0 \Rightarrow c_m(t) = \text{const.}$ , 原子处于上下能级的概率不随时间变化, 即原子不发生跃迁。

#### 4.3. 二能级原子在激光作用下处于上下能级的平均概率随拉比频率的变化

给定激光频率  $f = 5.178687 \times 10^{14}$  Hz, 对拉比频率进行扫描, 扫描范围 (0.2GHz—+ 20GHz), 扫描步长为 0.01GHz;  $t = 0$  时原子处于低能态的  $F = 5/2$  超精细能级上. 图 5 和图 6 给出计算结果。

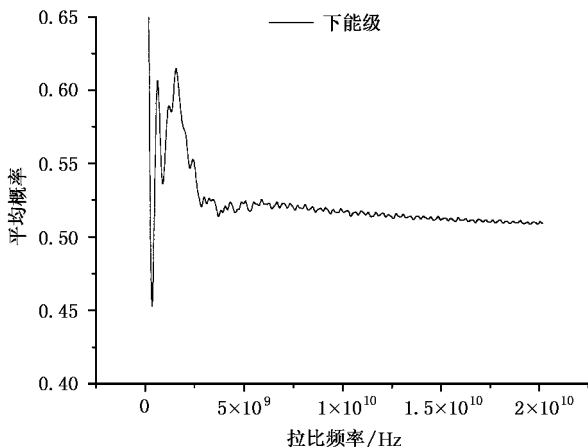


图 5 二能级原子在激光作用下处于下能级的平均概率随拉比频率的变化曲线 (考虑超精细结构)

从图中可以看出: 在单一频率激光作用下, 拉比频率  $\Omega$  在 2.5GHz 到 20GHz 之间变化时, 相应的原

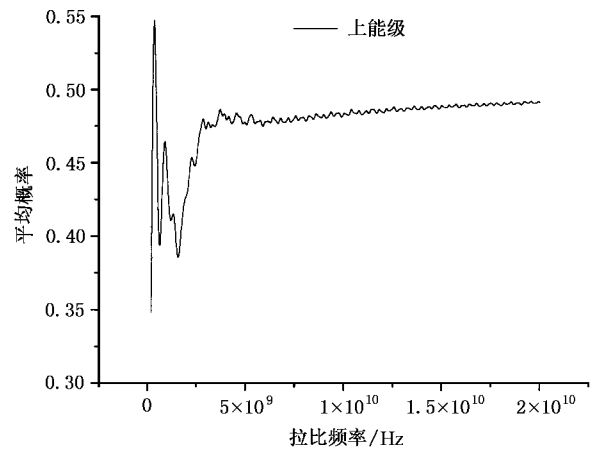


图 6 二能级原子在激光作用下处于上能级的平均概率随拉比频率的变化曲线 (考虑超精细结构)

子处于上能级的平均概率随着拉比频率的增大而增大并且逐渐趋于稳定。

结论: 在单一频率激光作用时, 拉比频率  $\Omega$  对平均概率的影响不大. 因  $\Omega$  正比于激光光强的平方根, 即  $\Omega \propto \sqrt{I}$ , 所以激光光强的大小对平均概率影响不大. 激光光强并不是越高越好, 激光光强只需高于某个特定值即可, 该激光光强值由要求达到的原子处于上能级的平均概率值决定。

## 5. 总 结

$\Omega = 2$ GHz 时, 由 (12) 式可知对应的激光光强  $I = 5.61 \times 10^{11} \text{ W/m}^2 = 5.61 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$ , 因此计算的取值是接近实际情况的. 这里必须指出文中的理论模型未考虑原子自发辐射, 但如果只考虑小于原子自发辐射寿命时间内的原子变化情况, 理论模型还是成立的, 本文计算时间都取为  $2\pi \text{ ns}$ 。

本文所考虑的“二能级原子”实际上可以指所有具有一对可发生跃迁的精细能级的原子, 以  $^{157} \text{Gd}$  原

子的  $17795.267\text{cm}^{-1}({}^9\text{D}_3) \leftrightarrow 532.977\text{cm}^{-1}({}^9\text{D}_4)$  的能级跃迁为例进行计算是考虑到:钆元素具有七种天然同位素,是 AVLIS 方法的最佳适用对象; ${}^{157}\text{Gd}$  具有超精细结构,而且该能级跃迁的跃迁频率在可见光的范围内,容易用实验对理论进行验证.

由文中的简化理论模型出发,作者计算了考虑原子超精细结构时原子处于不同能级的概率在各种情况下的变化,得出二能级原子在激光作用下发生跃迁振荡存在一个最佳激光频率值,在此激光作用下原子能最大限度跃迁到高能态上,即原子处在高

能态的平均概率最大.考虑超精细结构与不考虑超精细结构的最佳激光频率位置基本相同,考虑超精细结构后对激光单色性的要求可降低.拉比频率不同时所对应的最佳激光频率的位置不同.在单一激光频率作用时,当激光光强大于某一特定值时,激光光强大小对原子处于上下能级的平均概率影响不大,也就是说,一味增大激光光强对激光分离同位素没有意义.依照本文所建立的简化模型,可以根据所需原子处于上能级的平均概率值求出所需的最小激光光强.

- [ 1 ] Haynam C *et al* 1993 *SPIE* **1859** 24
- [ 2 ] Demtröder W 1982 *Laser Spectroscopy—Basic Concepts and Instrumentation* (Springer-Verlag) p 32 [ Translation in Chinese ] 戴姆特瑞德 W 1989 激光光谱学——基本概念和仪器手段(北京:科学出版社)第 32 页 ]
- [ 3 ] Yang F J 1985 *Atomic Physics* 2nd ed( Beijing :China Education Press ) p 512 [ in Chinese ] 杨福家 1985 原子物理学 第二版(北京:教育出版社)第 512 页 ]
- [ 4 ] Li G W *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1256 [ in Chinese ] 黎光武等 2000 物理学报 **49** 1256 ]
- [ 5 ] Chen Z J *et al* 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 2038 [ in Chinese ] 陈志骏等 1999 物理学报 **48** 2038 ]
- [ 6 ] Niki H *et al* 1986 *Optics Communications* **70** 16
- [ 7 ] Chen Z X 1994 *Modern Quantum Mechanics Lecture*( Beijing : Atomic Energy Press ) p 183 [ in Chinese ] 陈中轩 1994 现代量子力学教程(北京:原子能出版社)第 183 页 ]
- [ 8 ] Demtröder W 1982 *Laser Spectroscopy—Basic Concepts and Instrumentation*( Springer-Verlag ) p 21 [ Translation in Chinese ] 戴姆特瑞德 W 1989 激光光谱学——基本概念和仪器手段(北京:科学出版社)第 21 页 ]
- [ 9 ] Akihiko Nishimura *et al* 1994 *Optics Communications* **110** 561

## Coherent dynamics of a single two-level atom in laser field : hyperfine structure case \*

Zhao Lu-Ming Wang Li-Jun

( Department of Physical Engineering , Tsinghua University , Beijing 100084 , China )

( Received 9 September 2001 ; revised manuscript received 3 November 2001 )

### Abstract

The influence of the atomic hyperfine structure on the dynamics of a single two-level atom in laser field has been studied in this paper. A simplified model was built up. With this model, some calculations were carried out. We draw a conclusion that there exists an optimal laser frequency when the maximal average probability on the upper energy level is required. The laser intensity has little influence on the probability that the atom stays on a certain energy level.

**Keywords** : hyperfine structure , AVLIS , two-level atom , gadolinium

**PACC** : 3130G , 3270F , 3280 , 2842H

\* Project supported by the Special Funds for National Ninth Five-Year Science and Technology Program of CHINA ( Grant No.96-A18-01-02 ).