

原子核与激光的相互作用(一)

——激光引起的同质异能态衰变和 γ Laser

霍裕昆 潘正瑛

(复旦大学物理二系, 上海)

摘 要

用参量化的方法推导了激光引起的原子核同质异能态共振跃迁的几率, 并考虑了激光频率宽度的效应. 进而研究了基于以下概念发展 γ 激光器的可能性: 即用强的可见光激光将长寿命的同质异能素转换到能量上近似兼并的短寿命同质异能素, 并使后者达到粒子数反转. 在分析了同质异能态的粒子占有数随时间变化的基础上, 数值计算了这一途径所需要的激光强度.

一、引 言

发展短波长激光器, 特别是 γ 射线激光器, 一直是人们关注的研究领域. 在过去的卅年中, 曾提出了大量的建议与方案^[1]. 一个共同的想法是: γ 激光器要基于原子核同质异能态的衰变, 并应用穆斯堡尔 (Mössbauer) 效应. 迄今发展 γ 激光器的研究仍处于概念研究的理论探索阶段, 所遇到的主要困难可概括如下: 长寿命的同质异能素(通常指半衰期 T 为数小时或更长)虽然在原则上可以通过现有的技术制备, 例如采用中子辐射俘获反应来形成, 并用放射化学方法来分离、提纯, 从而达到粒子数反转条件, 但是由于固体内部的杂散场等各种因素导致了谱线的非均匀展宽, 大大地减小了受激放大倍数; 对于短寿命的同质异能素 ($T < 10^{-4}$ 秒), 其优点是没有上述的非均匀谱线展宽现象, 因而有较高的受激放大倍数和无反冲共振吸收系数; 缺点是由于寿命过短, 所需的泵功率过高, 来不及制备. 一个重要的因素是, 所需的泵功率是与射线能量的四次幂成正比. 其中, 除了光子能量本身这一因素外, 自发辐射跃迁的竞争导致了另外的三次幂因子, 这可以从爱因斯坦关系清楚地看出:

$$A_{21}/B_{21} = 8\pi h/\lambda^3, \quad (1)$$

式中, A_{21} 和 B_{21} 分别是自发辐射和受激发射系数, λ 是光子波长. 已提出了许多设想与途径以克服这些困难^[4-6], 其中的一种方案要点如下: 设存在一对同质异能态, 如图 1 所示的能级 1 和 2, 它们的能量差 E_{21} 仅为数电子伏特, 但寿命却极其不同 ($T_1 \gg T_2$). 图

本课题系上海自然科学基金资助项目.
本文 1988 年 3 月 19 日收到.

中, T_i 表示 i 能级的寿命, λ_i 为其衰变几率, E_i 是激发能, Γ_i 是能级的总衰变宽度 $\lambda_i = \frac{\Gamma_i}{\hbar}$, b 代表所有从能级 1 或 2 可以跃迁到的低激发态. 首先用常规的方法制备同质异能素 1, 然后突然用光子能量接近 E_2 的强激光照射, 引起从状态 1 到 2 的共振跃迁, 当跃迁几率 $W_{12}^{(L)}$ 足够大, 就可能在能级 2 上形成粒子数反转, 这时若其它的一些条件也同时适当地具备, 就可能发射 γ 激光. 这一方案的物理构思很巧妙, 在很短的时间间隔 ($\Delta t < T_2$) 内所提供的能量是 E_{12} 而不是 E_2 ($E_2 \gg E_{12}$), 但需要首先采用合理的参数对其是否现实进行理论上的分析, 并对实验条件提出具体的要求.

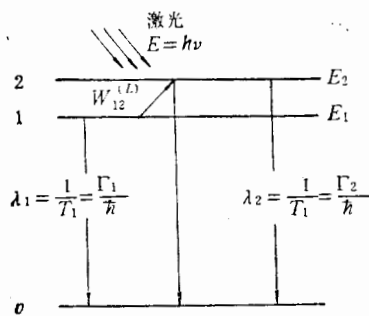


图 1 模型能级结构
同质异能态 1 和 2 的寿命 $T_1 \gg T_2$ 能量
间距 $E_{21} = E_2 - E_1 \sim E$

在第二节中, 将首先用参量化方法推导跃迁几率 $W_{12}^{(L)}$ 的公式. 由于通常的强激光的线宽约为 10MHz, 远较同质异能态的辐射宽度为大, 后者小于 10kHz, 因此需要讨论激光线宽对跃迁几率的影响. 在以上研究的基础上, 将进而讨论在激光照射下同质异能态跃迁的时间特性, 并采用典型的参数估算为了形成粒子数反转所需要的激光强度. 在这一计算中, 最关键的参量是能级 2 和 1 之间的自发跃迁分辐射宽度 Γ_{21} , 其本质就是跃迁矩阵元的计算, 它强烈地依赖于跃迁的多极性以及波函数的选择, 给计算结果带来很大的不确定性, 在第三节中将简短地讨论与此有关的问题, 并给出本文的物理结论.

二、激光引起的同质异能态跃迁

1. 跃迁几率

能量为 E , 通量为 F 的单色激光引起的 $1 \rightarrow 2$ 态(见图 1)跃迁几率可以写作

$$W_{12}^{(L)} = A \frac{\lambda_{21}^3 \Gamma_{21}}{(E - E_{21})^2 + \Gamma^2/4} F, \quad (2)$$

式中, 能量分母描写跃迁的共振特性, $\lambda_{21} = hc/E_{21}$ 是对应 E_{21} 的光子波长, $\lambda_{21}^3 \Gamma_{21}$ 正比于跃迁矩阵元的平方, 不再包含终态光子能级密度因子, 后者正比于 E_{21}^3 , 它仅在自发跃迁问题中才需要考虑. $\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2$, A 是待定参量. 在理想的谐振条件下 ($E = E_{21}$), 从(1)式得到

$$W_{12}^{(L)}(E = E_{21}) = 4A \frac{\lambda_{21}^3 \Gamma_{21}}{\Gamma^2} F, \quad (3)$$

同时, 受激的跃迁几率还可以写作

$$W_{12}^{(L)}(E = E_{21}) = B_{12} \rho(\nu_{21}), \quad (4)$$

B_{12} 是感应的激发系数, $\nu_{21} = \frac{E_{21}}{h}$, $\rho(\nu)$ 是谱能量密度 (Spectral energy density). 将爱因斯坦给出的另外两个恒等式, 即(1)式和

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21} \quad (5)$$

的卅
同质
于概
指半
俘获
固体
于短
有较
, 来
除了
爱因

(1)
想与
| 1 所
图

代入(4)式,(5)式中 $g_i = 2J_i + 1$, J_i 是能级自旋,得到

$$W_{12}^{(L)}(E = E_{21}) = \frac{g_2}{g_1} A_{21} \frac{\lambda_{21}^3}{8\pi\hbar} \rho(\nu_{21}), \quad (6)$$

比较(3),(6)二式得到

$$A = \frac{g_2}{g_1} \frac{\Gamma}{8\pi\lambda}, \quad (7)$$

则波长为 λ 的激光引起的跃迁几率是

$$W_{12}^{(L)} = \frac{g_2}{g_1} \frac{\lambda_{21}^3}{8\pi\lambda} \frac{\Gamma\Gamma_{21}}{(E - E_{21})^2 + \Gamma^2/4} F. \quad (8)$$

2. 激光线宽的效应

设线宽为 Γ_L , 中心能量为 E_L 的激光的能谱分布可以用归一化的罗仑茨函数描写

$$R_L(E) = \frac{\Gamma_L/2\pi}{(E - E_L)^2 + \Gamma_L^2/4}, \quad (9)$$

则等效的受激跃迁几率是

$$\begin{aligned} \bar{W}_{12}^{(L)} &= \int W_{12}^{(L)}(E) R_L(E) dE \\ &= \frac{g_2}{g_1} \frac{\pi}{2} \frac{\lambda_{21}^3}{\hbar} \frac{\Gamma_{21}(\Gamma_L + \Gamma)}{(E_{21} - E_L)^2 + (\Gamma_L + \Gamma)^2/4} F. \end{aligned} \quad (10)$$

在理想的谐振条件下, $E_L = E_{21}$, 并顾及 $\Gamma_L \gg \Gamma$, 则

$$\bar{W}_{12}^{(L)}(E_L = E_{21}) = \frac{g_2}{g_1} \frac{2\pi\lambda_{21}^3}{\hbar} \frac{\Gamma_{21}}{\Gamma_L} F, \quad (11)$$

此时,跃迁几率将比假定所有激光能量都集中在很窄的 Breit-Wigner 能级宽度 Γ 内减少 Γ_L/Γ 倍. 在远离谐振的情况下, 即 $|E_L - E_{21}| \gg \Gamma_L \gg \Gamma$ (注意 10MHz 的线宽对应 $\Gamma_L \sim 10^{-8}\text{eV}$), 则由(10)式得到

$$\bar{W}_{12}^{(L)} = \frac{g_2}{g_1} \frac{\pi}{2} \frac{\lambda_{21}^3}{\hbar} \frac{\Gamma_{21}\Gamma_L}{(E_L - E_{21})^2} F, \quad (12)$$

此时,激光线宽的效应是增加跃迁几率.

3. 同质异能态跃迁的时间特性

考虑到激光引起的跃迁过程, 能级 1 和 2 的粒子数占有几率 (设分别为 $N_1(t)$ 和 $N_2(t)$) 可以用以下方程组描写

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN_1(t)}{dt} &= -(\lambda_1 + W_{12}^{(L)})N_1(t) + (\Gamma_{21}/\hbar + W_{21}^{(L)})N_2(t), \\ \frac{dN_2(t)}{dt} &= -(\lambda_2 + W_{21}^{(L)})N_2(t) + W_{12}^{(L)}N_1(t). \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

式中 $W_{21}^{(L)} = \frac{g_1}{g_2} W_{12}^{(L)}$ 是能级 2→1 的感应跃迁几率. 方程(13)的初始条件是

$$N_1(0) = 1, \quad N_2(0) = 0. \quad (14)$$

由前面的讨论可以知道 $\lambda_2 \gg \lambda_1$, $\lambda_2 \gg \Gamma_{21}/\hbar$. 在弱激光场条件下, 即 $\lambda_2 \gg W_{12}^{(L)}$, 方程(13)和(14)的解是

$$\left. \begin{aligned} (6) \quad N_1(t) &= e^{-(\lambda_1 + W_{12}^{(L)})t} + \frac{(W_{21}^{(L)} + \Gamma_{21}/\hbar)W_{12}^{(L)}}{\lambda_2^2} e^{-\lambda_2 t}, \\ (7) \quad N_2(t) &= \frac{W_{12}^{(L)}}{\lambda_2} (e^{-(\lambda_1 + W_{12}^{(L)})t} - e^{-\lambda_2 t}), \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

由(15)式可见, 方程

$$(8) \quad W_{12}^{(L)} = \lambda_1, \quad (16)$$

定出的激光强度可以被看作是通过激光引起的两步过程明显地改变长寿命同质异能态寿命的阈值.

以下讨论强激光场情形, 即 $W_{12}^{(L)} \sim W_{21}^{(L)} \sim \lambda_2 \gg \lambda_1 \sim \Gamma_{21}/\hbar$. 令 $W_{21}^{(L)} = g_1 W$, $W_{12}^{(L)} = g_2 W$, $R = W/\lambda_2$, 则方程(13)和(14)的解是

$$(9) \quad \left. \begin{aligned} N_1(t) &= D_1 e^{\omega_1 t} + B_1 e^{\omega_2 t}, \\ N_2(t) &= D_2 e^{\omega_1 t} + B_2 e^{\omega_2 t}, \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

式中,

$$(10) \quad \omega_1 = \frac{1}{2} \{-[1 + R(g_1 + g_2)] + C\} \lambda_2,$$

$$\omega_2 = \frac{1}{2} \{-[1 + R(g_1 + g_2)] - C\} \lambda_2,$$

$$(11) \quad D_1 = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{1 + R(g_1 - g_2)}{C} \right],$$

$$B_1 = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{1 + R(g_1 - g_2)}{C} \right],$$

$$D_2 = -B_2 = \frac{g_2 R}{C},$$

$$(12) \quad C = \sqrt{[1 + (g_1 - g_2)R]^2 + 4g_1 g_2 R^2}. \quad (18)$$

图 2 给出当 $g_1 = g_2 = 1$, R 取某些确定的数值时, N_2 随时间的变化. 显然, 由方程

$$W = \lambda_2, \quad (19)$$

所确定的激光强度可以看作是使能级 2 达到粒子数反转的阈值.

4. 阈值的数量级估计

我们用以下一组典型的参数计算由方程(16)和(19)所确定的阈值. 设 $T_1 = 10^4$ 秒, 对应长寿命同质异能态; $T_2 = 10^{-5}$ 秒, 这相当于穆斯堡尔效应的上限时间; $E_L = E_{21} = 1\text{eV}$; $g_1 = g_2 = 1$, $\Gamma_L/\Gamma = 10^3$. 计算跃迁几率时, 最困难确定的量是 Γ_{21} , 我们用 $E1$ 跃迁的 Weisskopf 单位^[7]作为其计算的上限值

$$\Gamma_{21}/\hbar \text{ (秒}^{-1}\text{)} = 1.0 \times 10^{14} A^{2/3} E_{21}^3 \text{ (MeV)}.$$

令 $A \sim 100$, 得到 $\Gamma_{21}^{(E1)} = 1.0 \times 10^{-17} \text{eV}$.

表 1 列出了分别利用 (8) 式和 (10) 式计算 (16) 和 (19) 式的结果. 激光阈值等价地以

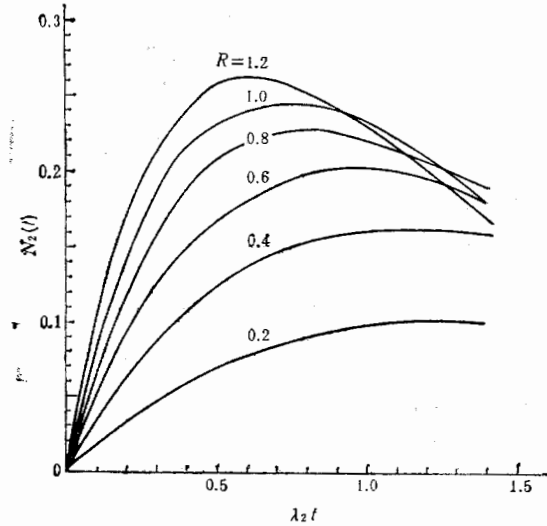


图2 在各种激光强度下 ($R = W/\lambda_2$), 能级2(见图1)的粒子数占有几率随时间的变化

表1 激光强度的阈值

	未考虑激光线宽((8)式)	考虑了激光线宽((10)式)
改变长寿命同质异能态寿命的阈值((16)式)	2.0×10^3 (W/cm ²) 1.2×10^4 (V/cm)	2.0×10^8 (W/cm ²) 4.0×10^9 (V/cm)
在短寿命同质异能态上达到粒子数反转的阈值((19)式)	2.0×10^{14} (W/cm ²) 4.0×10^8 (V/cm)	2.0×10^{17} (W/cm ²) 1.2×10^{10} (V/cm)

通量 (W/cm²) 和电场强度 (V/cm) 给出。

三、讨 论

以上的计算表明,对于这种基于长、短寿命同质异能态转换的发展 γ 激光器的建议,相对于当前的科技水平(所要求的激光强度)是一个非常困难的任务:

1. 在实际存在的众多核素中,还从来没有发现两个能级能够满足这一方案所依据的两能级结构模型的要求(能量上近似兼并,寿命相差极大)。

2. 用 $E1$ 跃迁的 Weisskopf 单位计算 Γ_{21} 可以看作给出了一个估算的上限。实际上,当两个能级的寿命相差很大时,其自旋往往也相差甚多,因而跃迁的多极性将比 $E1$ 秩高, Γ_{21} 值将更为小。例如,能量相距为 1eV 的两能级之间的 $M1$ 和 $E2$ 跃迁的 Weisskopf 单位分别是^[7]

$$\Gamma_{21}^{(M1)} = 3.0 \times 10^{13} E_{21}^3(\text{MeV}) \hbar = 1.2 \times 10^{-19} \text{eV},$$

$$\Gamma_{21}^{(E2)} = 7.3 \times 10^7 A^{4/3} E_{21}^5(\text{MeV}) \hbar = 1.3 \times 10^{-34} \text{eV}.$$

3. $E1$ 跃迁中的禁戒因子^[8]。实验指出,由于电偶极巨共振吸收了大部份的跃迁强

度, $E1$ 跃迁的平均禁戒因子(相对 Weisskopf 单位)对于同位旋允许跃迁是 10^{-3} , 同位旋禁戒跃迁为 10^{-5} . 这一因素将进一步增高表 1 所列的阈值.

4. 即令从表 1 所列的数值来看, 所要求的激光强度过高, 并且可能破坏靶材料.

参 考 文 献

- [1] G. C. Baldwin and J. C. Solem, *Rev. of Modern Phys.*, **53**(1981), 687.
- [2] E. V. Baklanov and V. P. Chebotaev, *JETP Lett.*, **21**(1975), 131.
- [3] L. A. Rivlin, *Sov. J. of Quantum Electron.*, **7**(1977), 380; **8**(1977), 1412.
- [4] B. Arad, S. Eliezer and Y. Paiss, *Phys. Lett.*, **74A**(1979), 395.
- [5] W. Becker et al., *Phys. Lett.*, **106A**(1984), 441; **131B**(1983), 16.
- [6] Y. K. Ho, F. C. Khanna and M. A. Lone, *Nucl. Phys.*, **A440**(1985), 189.
- [7] R. D. Lawson, *Theory of Nucl. Shell Model*, Clarendon Press, Oxford, 1980.
- [8] P. M. Endt, *Atomic Data and Nucl. Data Tables*, **23**(1979), 3; **23**(1979), 547; **26**(1981), 47.

INTERACTIONS OF NUCLEI AND LASER (1) — LASER INDUCED ISOMERIC TRANSITIONS AND GAMMA LASER

HUO YUKUN PAN ZHENGYING

(Nuclear Science Department, Fudan University, Shanghai)

ABSTRACT

Laser induced nuclear transitions between isomeric states were calculated by a parametrization approach. The effect of laser linewidth were taken into account. Based on the calculated transition probabilities, laser stimulated conversion from long to short lifetime states was studied. The possibility of changing the lifetime of the long-lived isomers and developing gamma-ray laser is discussed. Numerical evaluations show that the laser intensity required to develop gamma-ray laser in this approach is higher than that available at nowadays technology.

议,

据的

实际

$E1$

Wei-

王强