

γ 射线激光器粒子数方程、输出、阈值和泵浦源

中国科技大学 李福利

1. 利用慢中子的辐射俘获激发核时,若激光上、下能级粒子数密度分别为 N_u 和 N_l , 寿命分别为 τ_u 和 τ_l , 则粒子数方程为

$$\frac{dN_u}{dt} = N_0 \sigma_{n\gamma} I_p - \frac{N_u}{\tau_u} \quad (1)$$

$$\frac{dN_l}{dt} = \frac{N_u}{\tau_u} - \frac{N_l}{\tau_l} \quad (2)$$

其中 N_0 是工作核的密度, I_p 是泵浦中子通量密度, $\sigma_{n\gamma}$ 是 $(n\gamma)$ 反应截面。若 $I_p = I_0 e^{-t/\tau_p}$, 则

$$N_u(t) = \frac{N_0 \sigma_{n\gamma} I_0}{\left(\frac{1}{\tau_u} - \frac{1}{\tau_p}\right)} [e^{-t/\tau_p} - e^{-t/\tau_u}] \quad (3)$$

$$N = N_u(t) - N_l(t) = \left[\frac{1}{\tau_u} - \frac{1}{\tau_p}\right]^{-1} N_0 \sigma_{n\gamma} I_0 \left\{ \left[\frac{\tau_u}{\tau_l} - \frac{\tau_u}{\tau_p}\right]^{-1} (e^{-t/\tau_l} - e^{-t/\tau_p}) + \left[\frac{\tau_u}{\tau_l} - 1\right]^{-1} (e^{-t/\tau_u} - e^{-t/\tau_l}) + (e^{-t/\tau_p} - e^{-t/\tau_u}) \right\} \quad (4)$$

若末能级是空的, 即 $\tau_l \rightarrow 0$, 则 $N(t)$ 由(3)式给出。反转粒子数达到极大值的时刻 t_m 和 N 的极大值 N_m 分别是

$$t_m = \frac{1}{\left(\frac{1}{\tau_p} - \frac{1}{\tau_u}\right)} \ln(\tau_u/\tau_p) \quad (5)$$

$$N_m = N_0 \sigma_{n\gamma} I_0 \tau_p x \frac{1}{(1-x)}, \quad (x = \tau_u/\tau_p), \quad (6)$$

若中子脉冲为矩形, 则

$$N(t) = N_0 \sigma_{n\gamma} I_0 \tau_u [1 - e^{-t/\tau_u}] \quad (7)$$

对于稳态的情况, 则

$$N = N_0 \sigma_{n\gamma} I_0 \tau_u \quad (8)$$

2. γ 射线激光器的输出光子流密度

一长度为 l 、截面为 S 的细杆状放射性物质, 其自身吸收系数为 μ , 由熟知的辐射公式可求出沿轴向距杆中点 H 厘米处辐射光子流密度

$$J_0 = \frac{N_u S}{H^2 \tau_u} \frac{1}{\mu} (1 - e^{-\mu l}) \quad (9)$$

在粒子数反转时则出现放大的自发辐射(ASE), 即负吸收, 我们将 $-G = -(N\sigma_s - \mu)$ 代替(9)式之 μ , 则得到 ASE 型 γ 射线激光器输出光子流密度

$$J = \frac{N_u S}{H^2 \tau_u} \frac{1}{(N\sigma_s - \mu)} [e^{(N\sigma_s - \mu)l} - 1] \quad (10)$$

3. 阈值及影响阈值的因素

稳态的有腔的 γ 射线激光器阈值条件是

$$I_0 \tau_u = \frac{\sigma_s}{\sigma_{n\gamma} \sigma_s} \quad (11)$$

其中 σ_s 是光电效应的截面。

ASE 型 γ 射线激光器阈值条件要求 $J/J_0 \approx 10^{10}$, 对典型情况 $\mu = 2$ 厘米⁻¹, $l = 1$ 厘米, 光子自由程为 0.5 厘米, 则阈值条件要求 $(\sigma_s N - \mu) \approx 25.5$ 厘米⁻¹, 即

$$N\sigma_s/\mu \approx 14 \quad (12)$$

为降低阈值,可用双泵二步激发,二个泵之间的最佳延时由(5)式给出。对于利用非穆斯堡尔能级的方案,将核外电子剥离可大大减小光电损耗。此外,因 N_0 随时间迅速衰减可使阈值升高。

4. 泵浦中子源

裂变反应的一代中子寿命为 $t_n = (N_0\sigma'v)^{-1}$,对于 U^{235} 或 Pu^{239} 的裂变, $t_n \approx 6.6 \times 10^{-9}$ 秒,中子脉冲宽度约 10^{-8} 秒。在距1千吨当量裂变物质中心(1~10米)处, $I \approx (10^{28} - 10^{24})$ 中子/厘米²·秒。当冲击波到达之前, γ 激光材料可先发射 γ 激光。

用超强激光压缩裂变材料,若核密度提高 10^2 倍,临界质量可降低到一毫克, $t_n \approx 10^{-10}$ 秒。在距中心100微米处,一毫克 U^{235} 裂变产生的中子通量密度可高达 10^{32} 中子/厘米²·秒。

激光核聚变产生的中子通量可达 10^{35} 中子/厘米²·秒。

若用中子增强装置,用较少的核物质即能达到 γ 激光阈值的要求。

为发展波长更短的 γ 射线激光器,可考虑用“介原子”(μ-Mesonic Atoms),但需要强的介子流。

X 射线激光器的共焦圆谐振腔

长春光机学院 沈柯

当将晶体片经过一定的切制和弹性弯曲时,可以得到晶面曲率半径为 $2R$ 、晶体表面的曲率半径为 R 的凹面反射镜,当X射线以布喇格角入射时,对于反射的X射线存在着一个半径为 R 的聚焦圆。如果我们将两个曲率半径相同的这样的凹面镜,相对地放在同一个焦圆上,则可构成X射线激光器的谐振腔。它的稳定性是显而易见的。如以Ge的(220)面作凹面镜,对于Cu的 $K\alpha_1$ 谱线, $\theta = 22^\circ 38'$,反射率 $r_1 = 95\%$,另一端借助 Borrmann 效应取输出,设反射率 $r_2 = 50\%$,腔长 $L = 30$ 厘米,则这种腔的基本参数为:品质因数 $Q \sim 3.7 \times 10^{10}$,腔内X光光子寿命 $t \sim 2 \times 10^{-9}$ 秒,腔的频宽 $\Delta\nu \sim 8 \times 10^7$ 赫,相邻的纵模间隔 $\delta\nu \sim 5 \times 10^8$ 赫。同环行腔相比,这些基本参数都有所提高,且元件少,结构简单。

晶体凹面镜的曲率半径大小,也就是共焦圆谐振腔的腔长尺寸,主要取决于晶体的弹性系数,一般而言,不能作的很小。但是,例如对于原子核能级,存在着相当多的位于X射线频率范围的核跃迁,它们的高能级寿命都远远大于原子内壳层电子的荧光寿命。所以,对于使用同质异能素作为X射线激光器的工作物质场合,有可能使用这里提出的腔长较大的腔。

X 射线和 γ 射线量子变频器

长春光机学院 沈柯

本文提出将X射线直接变换为 γ 射线(或将波长较长的 γ 射线变换为波长较短的 γ 射线)的量子变频器方案。考虑具有1,2,3分光能级的系统,其中能级2是同质异能素的长寿命能级,能级2→能级3为允许跃迁,波长位于X射线波段,能级3→能级1的跃迁给出 γ 射线荧光。对于气态工作物质情形,可预先制备处于长寿命能级2的同质异能素,因而无需从能级1→能级2的泵浦激发。当有 $\nu_{32} = (E_3 - E_2)/h$ 的X射线输入此系统时,可直接得到 $\nu_{31} = (E_3 - E_1)/h$ 的 γ 荧光。同红外固体量子计数器作了比较,发现:(1)不存在红外固体量子计数器中能级2的长寿命与从能级1→能级2的强吸收而导致的矛盾的要求;(2)理想的红外量子计数器应该是五能级系统,而这里则简化为三能级系统;(3)不存在如何区分泵浦频率和输出的频率问题;(4) γ 荧光的产生虽然包括基态1在内,但由于原子核的反冲效应而不发生再吸收;(5)工作粒子不