第19卷 第4期 中 国 激 光 Vol. 19 No.4
1992年4月 CHINESE JOURNAL OF LASERS April, 1992

变周期 wiggler 自由电子激光器

雷仕湛

(中国科学院上海光机所, 201800)

提要: 分析了由于相对论电子在 wiggler 内传播过程中, 相对论因子γ不断地减小, 引起辐射频率移动, 致使激光器的增益下降。提出采用空间周期随电子传播方向变化的 wiggler, 可维持辐射频率不变, 从而提高激光增益。文中给出空间周期可采用的变化规律。

关键词: 自由电子激光器, 摆动器, 增益

Free-electron laser with changeable periodic wiggler

Lei Shizhang

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinca, Shanghai)

Abstract: This paper analyses the gain change of free-electron laser caused by the radiation frequency shift as the relativistic factor γ gradunally decreases while the relativistic electrons propagate in the wiggler. Using a wiggler whose spatial periodic changes along the propagation direction to keep the radiation frequency constant, we can increase the laser gain. The possible change law of spatial periodic is given.

Key words: FEL, wiggler, gain

一、引 言

和以束缚电子能级发射激光的激光器不同, 自由电子激光器的辐射能量是由相对论电子的动能转换过来的。因而, 相对论电子沿辐射传播方向的相对论因子也就随之而降低。同时, 这种激光器的辐射频率是由 wiggler 的空间周期和振幅, 以及相对论因子来决定。因而, 在激光器的工作过程中, 辐射频率不是一个常数, 而是向低频方向连续移动, 等效地, 也即使激光增益频带展宽。根据激光器原理, 很显然, 这将引起激光增益下降。采用空间周期变化的 wiggler, 可以维持激光器在工作过程中的辐射频率基本上不变动, 从而也就可以使激光器获得比较高的增益。

二、γ因子变化对增益的影响

自由电子激光器的辐射波长 λ_r 由下式给出[1]:

收稿日期: 1990年7月18日; 修改稿收到日期: 1990年8月21日。

$$\lambda_r=\frac{\lambda_w}{2\gamma^2}\left(1+\frac{K^2}{2}\right) \tag{1}$$

式中 γ 为相对论因子，$\gamma=(1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}}$，其中 $\beta=v/c$，v 是相对论电子的运动速度，c 是光速，$K=|e|B_0\lambda_w/(2\pi cm)$，$e$ 为电子电荷，m 为电子质量，B_0 为 wiggler 的磁场振幅，λ_w 为 wiggler 的磁场空间周期。在激光器工作过程中，随着激光器不断地输出能量，相对论电子的相对论因子 γ 也不断地减小，结果也就使辐射波长红移，这等效地使激光器的增益频率带宽 $\Delta\omega$ 增大。根据激光器理论，激光增益会因此而被降低。自由电子激光器的激光增益 G 为[2]

$$G=\frac{4e^4B_0\rho^2\lambda_w^2}{(\Delta\omega\gamma_B mc)^3}\left(1-\cos\Delta\omega t-\frac{\Delta\omega t}{2}\sin\Delta\omega t\right) \tag{2}$$

式中 ρ 为相对论电子束中的电子密度；$\gamma_B mc^2$ 为电子初始能量，γ_B 由下式给出：

$$\gamma_B^2=\gamma_0^2\left(1+\frac{e^2B_0^2\lambda_w^2}{m^2c^4 4\pi}\right)$$

式中 γ_0 是相对论电子束进入 wiggler 时的相对论因子；$\Delta\omega$ 是共振频率位移量，$\Delta\omega=\beta_0\omega_r-(1-\beta_0)\omega_w$，$\beta_0=v_0/c$，$v_0$ 是相对论电子进入 wiggler 时的运动速度；$\omega_w=2\pi c/\lambda_w$，$\omega_r=2\pi c/\lambda_r$。在激光器运转过程中，相对论因子 γ 减小，辐射频率 ω_r 相应地发生变化量 $\delta\omega_r$，共振频率位移 $\Delta\omega$ 也相应地发生变化量 $\delta(\Delta\omega)$。由此引起激光增益的变化量为 ΔG：

$$\Delta G=\frac{dG}{d\xi}\delta\xi \tag{3}$$

这里 $\xi=\Delta\omega$。利用(2)式可以求得

$$\frac{\Delta G}{G}=-\left[3-\frac{\Delta\omega t(\sin\Delta\omega t-\Delta\omega t\cos\Delta\omega t)}{1-\cos\Delta\omega t-\frac{\Delta\omega t}{2}\sin\Delta\omega t}\right]\frac{\delta\xi}{\xi} \tag{4}$$

当 $\Delta\omega t=1.3802$ 时增益 G 达到极大值 $G_{\max}$，由(4)式可以求得

$$\frac{\Delta G}{G_{\max}}=40\frac{\delta\xi}{\xi} \tag{5}$$

利用自由电子激光器共振发射频率 ω_r 与相对论因子 γ 的关系，再用 γ 的变化量代换频率变化量，(5)式又可以写成

$$\frac{\Delta G}{G_{\max}}=-80\left|\frac{\delta\gamma}{\gamma_0}\right| \tag{6}$$

假定自由电子激光器工作过程中相对论因子 γ 的相对变化量 $\delta\gamma/\gamma=0.01$（典型工作条件），那么，激光器的增益比在理想工作状态时降低了 80%。为了提高激光器的增益，使获得更高的能量输出，办法之一就是保证激光器在工作过程中激光共振频率 ω_r 保持恒定值。实现这个要求的做法之一是使用磁场振幅作锥形变化的 wiggler[3]。但这种结构的 wiggler 会同时使相对论电子束发生较大的空间发散，也会引入一些副作用。这里提出使用空间周期变化的 wiggler 来实现共振辐射频率 ω_r 保持恒定。

三、变周期 λ_w 的形式

从共振辐射频率 ω_r 与相对论因子 γ 和 wiggler 的空间周期 λ_w 的关系可以看到，如果让 wiggler 的空间周期 λ_w 与相对论因子 γ 同步减小，那么就可以维持 ω_r 为恒量。由(1)式可以

写出激光辐射频率 ω_r:

$$\omega_r=\frac{4\pi c\gamma^2}{\lambda_w\left(1+\frac{b}{2}\lambda_w^2\right)} \tag{7}$$

式中 $b=B_0e/(2\pi mc)$。假定相对论因子 γ 和空间周期 λ_w 分别发生变化量 dr 和 $d\lambda_w$, 那么,辐射频率 ω_r 将发生变化量 $\delta\omega_r$:

$$\delta\omega_r=\frac{\partial\omega_r}{\partial\gamma}d\gamma+\frac{\partial\omega_r}{\partial\lambda_w}d\lambda_w \tag{8}$$

相应地,共振频率位移出现变化量 $\delta\xi=-\delta\omega_r$。要求 ω_r 保持恒定, 即要求 $\delta\omega_r=0$, 由(8)式可以得到在这种情况下, γ 与 λ_w 的变化关系:

$$\frac{2d\gamma}{\gamma}=\frac{1+\frac{3}{2}b\lambda_w^2}{\lambda_w\left(1+\frac{b}{2}\lambda_w^2\right)}d\lambda_w \tag{9}$$

对(9)式积分后得

$$2\ln\left(\frac{\gamma(z)}{\gamma(0)}\right)=\ln\left(\frac{\lambda_w(z)}{\lambda_w(0)}\right)+\frac{1}{4}\ln\left(1+\frac{b}{2}\lambda_w^2(0)\right)-\frac{1}{4}\ln\left(1+\frac{b}{2}\lambda_w^2(z)\right) \tag{10}$$

在通常的条件下, $\frac{\gamma(0)-\gamma(z)}{\gamma(z)}=0.01$, $b\lambda_w^2(0)$和$b\lambda_w^2(z)$为 $10^{-2}\sim10^{-1}$, 所以, (10)式进一步可以简化成

$$2\left[\frac{\gamma(z)-\gamma(0)}{\gamma(0)}\right]=\frac{\lambda_w(z)-\lambda_w(0)}{\lambda_w(0)}+\frac{b}{8}[\lambda_w^2(0)-\lambda_w^2(z)] \tag{11}$$

(11)式便是 λ_w 与 γ 同步变化的关系。 式中 $\lambda_w(0)$ 和 $\lambda_w(z)$ 分别为电子束在 wiggler 入口处和在 z 处的空间周期; $\gamma(0)$ 和 $\gamma(z)$ 分别为在 wiggler 入口处和 z 处的相对论因子。

假定相对论电子束的电子密度为 ρ, 激光束的截面和相对论电子束的截面相同为 S, 激光器输出功率密度为 P, 相对论电子束与激光束相互作用长度为 L, 以及根据自由电子激光器输出功率是由相对论电子的动能转换过来的关系, 最后可以求得空间周期 $\lambda_w(z)$ 随 z 的变化关系:

$$\lambda_w(z)=\lambda_w(0)\left[1+\frac{2Pz}{\left(1-\frac{b}{4}\lambda_w^2(0)\right)Lmc^2\rho}\right] \tag{12}$$

与参考文献[4]设想的变参数 wiggler 形式相同, 两者相比较可以定出[4]中的参数 α:

$$\alpha=\frac{2P}{\left(1-\frac{b}{4}\lambda_w^2(0)\right)Lmc^2\rho}$$

参 考 文 献

1 D. A. G. Deacon, L. R. Elias *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **38**(16), 892(1977)

2 N. B. Colson, Physics of Quant. Electr., **5**, 157, Addison Wesley Publishing Company, INC, **1978**

3 H. Doechmer, M. Z. Caponi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **48**(3), 141(1982)

4 秦克琪, 陈建文 *et al.*, 中国激光, **14**(3), 129(1987)