

远红外自由电子激光器中 超短光脉冲的产生

胡素兴 傅恩生

(中国科学院上海光机所, 上海 201800)

提要 探讨了射频型远红外波导自由电子激光器(FIR-FEL)中产生超短光脉冲的可能性。由于短电子束辐射出与其长度相当的光脉冲,因此提出了选择适当的电子束起始相速度来确保正增益和光脉冲折射率沿相对滑移方向单调增加,这样当光脉冲渡越折射率渐变的“增益介质”——电子束团时,光脉冲前后沿将向中心相向移动而使其径向宽度被压缩。则可能获得远红外波段的高功率超短光脉冲。

关键词 自由电子激光器,脉冲压缩,波导

1 引 言

众所周知,远红外波导自由电子激光器(FIR-FEL)正日益开拓着自由电子激光器(FEL)研究与应用的新领域^[1]。FIR-FEL 装置通常采用射频型直线加速器(RF-Linac)来产生一系列射频调制的电子束微脉冲串。微脉冲串长度仅有皮秒量级,这些会聚的微脉冲串摇摆地穿过 Wiggler 磁场将产生与电子束长度相当的皮秒光脉冲^[2,3]。远红外波段的超短光脉冲有许多重要的应用,诸如用于研究超快化学反应动力学、选键化学以及超快弛豫等非线性过程^[4]。

本文将探索在 FIR-FEL 中利用束波滑移来压缩皮秒脉冲的可能性以及实现压缩的条件。文章结构作如下安排:先说明适当的波导间隙是脉冲压缩和 FEL 高效率运行的必要条件;再详细探讨短光脉冲渡越电子束时受到压缩的机理。在 FEL 振荡器中,为维持压缩过程,一个最佳腔长失谐是必须的。最后,指出脉冲压缩并不能提高超短光脉冲的饱和功率。

2 光脉冲压缩的最佳波导间隙

在远红外波段,较长的辐射波长和很短的电子束使得短脉冲效应特别严重^[5]。束波之间的滑移阻碍了远红外自由电子激光器的发展,因而在大多数的 FIR-FEL 中常使用波导来减少束波之间的滑移^[6]。假设在波导自由电子激光器的 Wiggler 入口处,束波很好地交迭,则在 Wiggler 出口处束波之间的滑移距离定义为

$$\Delta = (\beta_g - \beta_z)N\lambda_w/\beta_g \quad (1)$$

这里 $\beta_g = kc/\omega$, $\beta_z \approx [1 - (1 + K^2)/\gamma^2]^{1/2}$ 分别是光脉冲和电子束在波导中的相对论群速, γ 是电子束的相对论洛仑兹因子, K 是波荡器的无维磁场参量, $K = eB_0\lambda_w/2\sqrt{2}\pi mc^2$, B_0, N, λ_w 分别是 Wiggler 磁场峰值、周期数及周期长度。

在本文中,为讨论方便,不妨假设电子束是单能的;在波导自由电子激光器中仅讨论高谐振频率支;另外,在矩形金属波导中,由于横场特性及低损耗,假设 TE_{01} 模被优先激发。波导中辐射波与电子束的色散关系 $k_{z1}^2 = \omega^2/c^2 - \pi^2/b^2$ 如图 1 所示。这里 b 是矩形波导 y 方向的间隙。当电子束与高频支辐射场谐振时,滑移距离 Δ 可简化为

$$\Delta = \delta N\lambda_w \tag{2}$$

其中 λ_w 是辐射波长,对 TE_{01} 模波导效应参数 δ 为

$$\delta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma_z^2} - \frac{\pi^2}{\beta_z^2 \gamma_z^2 k_w^2 b^2}} \tag{3}$$

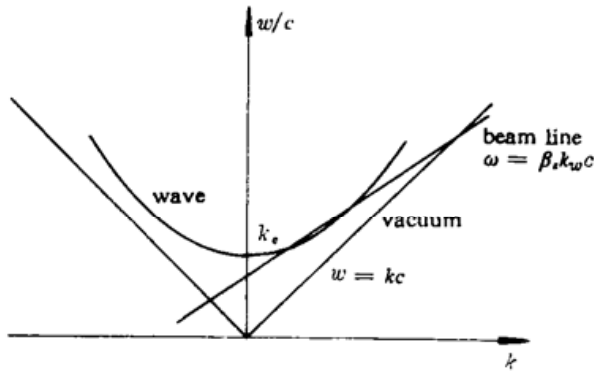


Fig. 1 The dispersion relation of waveguide free electron laser on the plane $\{w/c, k\}$. k_c is the cut-off wavenumber of the waveguide

这里 γ_z 是电子束的径向洛仑兹因子, $k_w = 2\pi/\lambda_w$ 是 Wiggler 波数。由此可见,减小波导间隙 b 能够减少束波之间的滑移距离 Δ 。当下面条件(4)式满足时,滑移距离正好等于电子束微脉冲长度 l_b ,换句话说,如果在 Wiggler 入口处光脉冲交迭于电子脉冲尾部,那么在相互作用过程中,脉冲将历经束中所有的电子,在 Wiggler 出口处正好越过电子束。

$$b = \frac{N\lambda_w\pi}{\beta_z k_w} \cdot \frac{1}{\sqrt{N^2\lambda_w^2\gamma_z^2 - N^2\lambda_w^2 - \gamma_z^2 l_b^2}} \tag{4}$$

这一条件对压缩光脉冲和使 FEL 高效率运行是

必要的。

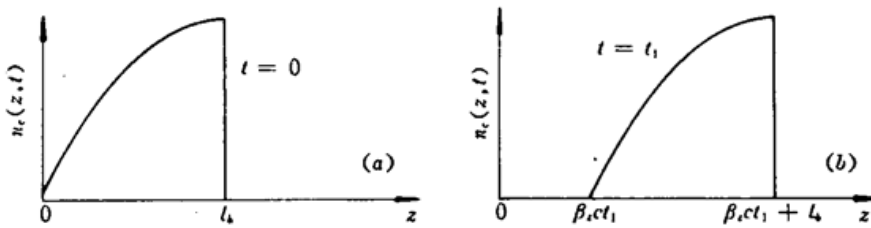


Fig. 2 The half-parabolic density configuration of the electron bunch, its duration is about several picoseconds, and l_b is the electron bunch length

3 超短光脉冲的压缩机理

为探索超短光脉冲的压缩机理,假设电子束密度具有半抛物线形状,如图 2 所示,也即

$$\begin{cases} n_e(z, t) = n_0[1 - (z - \beta_z ct - l_b)^2/l_b^2] & \beta_z ct < z < \beta_z ct + l_b \\ n_e(z, t) = 0 & \text{else} \end{cases} \tag{5}$$

为了洞悉相互作用过程,我们变换光脉冲中心的绝对位置坐标 $z = \beta_z ct$ 为相对滑移坐标 z' , $z' = z - \beta_z ct$ 。这种变换引起坐标偏微分运算的变化,也即 $\partial/\partial z = (1 - \beta_z/\beta_g)\partial/\partial z'$ 。这样,电子束密度可重写为

$$\begin{cases} n_e(z') = n_0[1 - (z' - l_b)^2/l_b^2] & 0 < z' < l_b \\ n_e(z') = 0 & \text{else} \end{cases} \quad (6)$$

开始时,假设光脉冲与电子束尾部在 Wiggler 入口处交迭。因为适当的波导间隙 b 减少滑移距离正好等于电子束脉冲长度 l_b ,所以在相互作用过程中,相对滑移坐标 z' 从 0 变化到 l_b 。同时,描述电子束穿过整个 Wiggler 的归一化时间变量 $\tau = \beta_z ct/L = z'/l_b$ 将从 0 变到 1。

在低电流密度和小信号情况下,波导的存在并没有改变束波相互作用机理,它仅限制了光脉冲的群速。光场的位相随相互作用时间的演化仍可近似地保持如下形式^[9]

$$\phi(v_0, z') = j(z') \left\{ \frac{2\sin(v_0 z'/l_b) - (v_0 z'/l_b)[1 + \cos(v_0 z'/l_b)]}{v_0^3} \right\} + \dots \quad (7)$$

其中对于 TE₀₁ 模, $v_0 = [(k_{01} + k_w)\beta_z - \omega/c]$ 。 L 是电子束的起始相速度,它可以通过调节 Wiggler 周期来选择。无维电流密度 $j(z') = 8N[e\pi KL(J_0(\xi) - J_1(\xi))]^2 n_e(z')/\gamma^3 mc^2$, $L = N\lambda_w$ 是 Wiggler 的总长度。 J_0, J_1 是第一类贝塞尔函数,其参量 $\xi = K^2/2(1 + K^2)$ 。

在相互作用过程中,光波从电子束吸取能量而增益或者把自己的能量传给电子束而衰减。本文引入一“等效折射率”来描述光脉冲在“增益介质”——电子束中的传播,根据参考文献[8],等效折射率可按下式计算

$$n(v_0, z') = 1 + \frac{c}{\omega} \cdot \frac{\partial \phi(v_0, z')}{\partial z} = 1 + \frac{(\beta_g - \beta_z)c}{\beta_g \omega} \times \frac{\partial \phi(v_0, z')}{\partial z'} \quad (8)$$

在波导 FEL 中, ω/c 不再等于 k 。将(7)式代入上式,我们得到等效折射率 $n(v_0, z')$,它是电子束的起始相速度 v_0 ,相对滑移坐标 z' 的函数。

$$n(v_0, z') = 1 + A \cdot [f(v', z')\sin v'z' + v'z'^2 \cos v'z' + z_g(v', z')] \quad (9)$$

其中 $v' = v_0/l_b$

$$A = \frac{8N\{e\pi KL[j_0(\xi) - J_1(\xi)]\}^2 \cdot n_0}{mc\omega\gamma^3 v_0^3 l_b^2} \cdot \frac{\beta_g - \beta_z}{\beta_g}$$

$$f(v', z') = 4l_b - 4z' + 2l_b v'^2 z'^2 - v'^2 z'^3$$

$$z_g(v', z') = 3v'z'^2 - 4l_b v'z'$$

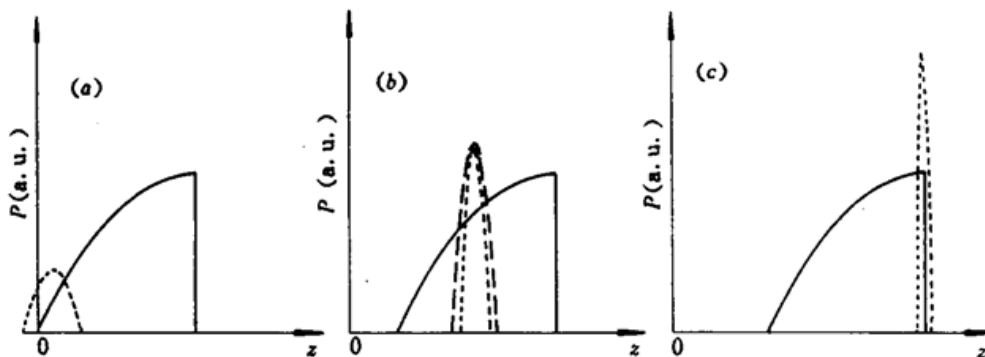


Fig. 3 The procedure of compression of the optical pulse in a waveguide free electron laser. Dotted curve represents the optical pulse; Solid curve is the density configuration of the electron pulse.

(a) the beginning case; (b) in the Wiggler center case, the dashed curve covering the optical pulse (indicated by the dotted curve) is the case of without compression; (c) in the Wiggler exit case, the longitudinal length of the optical pulse is shortened

为了压缩光脉冲的径向长度,折射率 $n(v_0, z')$ 必须沿 z' 单调递增。这要求当 z' 从 0 变到 l_b

的过程中, v_0 满足 $\partial n(v_0, z')/\partial z' > 0$ 。单调递增的折射率表明: 脉冲前沿处的折射率 $n(v_0, z' + \Delta z')$ 大于后沿处的折射率 $n(v_0, z' - \Delta z')$ 。换句话说, 当我们处在光脉冲的中心时, 将看到前沿与高电流密度的“新鲜”电子束相互作用而受到很大的增益阻滞。而后沿正好相反, 它所遭遇的是低电流密度和已被吸能的电子束, 因此低的增益使得后沿更快地向前移动。这样, 前后沿表现出向光脉冲中心相互“吸引”的趋势。因此当光脉冲滑过密度单调增加的电子束时, 其径向长度将缩短。图 3 表明了这一压缩过程。

作为一个例子, 假设电子束长度 $l_b = 1 \text{ mm}$, Wiggler 周期 $\lambda_w = 4 \text{ cm}$, 周期数 $N = 20$, 无维 Wiggler 场参量 $K = 1.0$, 电子束能量因子 $\gamma = 10.0$, 计算出辐射波长为 $758 \mu\text{m}$ 。为使滑移距离正好等于电子束长度, 波导间隙 b 应为 2.86 mm 。为保证正的增益和折射率沿滑移距离 z' 单调递增, 电子束的起始相速度条件为 $0 < v_0 < 1.2$ 。这可以通过调节 Wiggler 周期来满足这一要求。

4 最佳腔长失谐及结论

从方程式(9)中, 我们很清楚地看到光脉冲在电子束中传播的折射率 $n(v_0, z') > 1$, 这意味着光脉冲以略低于波导中脉冲群速 $\beta_g c$ 的速度传播。这一滞后通常被称为激光“lethargy”效应。在 FEL 振荡器中, 光脉冲被腔镜反射后又回到 Wiggler 入口处与下一个电子束微脉冲相互作用。为使光脉冲继续交迭于新的电子束微脉冲尾部, 就需要适当的腔长失谐来补偿这一滞后效应。

在以前的文献中, 许多研究者都讨论过这个问题。但都是定性的或直接用计算机模拟来确定腔长失谐。本文用下面的积分式定量地给出最佳腔长失谐:

$$\Delta L_c = \frac{\beta_g}{\beta_g - \beta_z} \int_0^{l_b} \left[\frac{1}{n(v_0, z')} - 1 \right] dz' \quad (10)$$

按上式计算便能精确地得到在 FEL 振荡器中, 为维持光脉冲压缩过程所必需的最佳腔长失谐。

至此, 我们已探索了远红外自由电子激光器中产生超短光脉冲的可能性。首先, 用射频调制的皮秒量级短电子束微脉冲产生与电子束长度相当的短光脉冲。合适的波导间隙被用来限制束波之间出现的“短脉冲滑移效应”。然后选择适当的电子束起始相速度来保证束波相互作用为正增益以及光脉冲在“增益介质”——电子束中的折射率 $n(v_0, z')$ 沿相对滑移位置 z' 单调增加, 这样当光脉冲渡越电子束长度时, 其前后沿的折射率差异将导致它们相互靠拢, 于是光脉冲的径向长度缩短。另外, 为维持压缩过程的继续, 一个最佳腔长失谐 ΔL_c 是必要的。

最后值得注意的是, 当光脉冲被压缩时, 脉冲功率迅速提高。但饱和发生时, 脉冲前后沿均维持在与损耗相当的增益水平上, 因此它们均以相同的速度穿过电子束。这样, 压缩过程停止。因而脉冲压缩并不能提高饱和功率, 它只是使 FEL 很快饱和运行并获得高功率的超短光脉冲。

另外文中半抛物线形电子束密度的假设并不是必须的。我们同样可以选择高斯形、洛仑兹形或余弦形电子束密度。只要我们改变波导间隙 b 控制光脉冲滑移不超过电子束密度单调递增的地方, 光脉冲的压缩仍是可能的。只是这时 FEL 效率会降低, 因为电子束脉冲的后半部分没有与光脉冲相互作用而被浪费。

参 考 文 献

- 1 Y. C. Huang, J. Schmerge, J. Haris *et al.*. Compact far-IR FEL design. *Nucl. Instr. & Meth. Phys. Res.*, 1992, **A318**: 765
- 2 A. Doria, R. Batolini, G. P. Gallerano *et al.*. Coherent emission and gain from bunched electron beam. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1993, **QE-29**: 1428
- 3 F. Ciocci, R. Bartolini, G. Dattoli. Compact FEL activity at the ENEA-Frascati research center. *Nucl. Instr. & Meth. Phys. Res.*, 1992, **A318**: 165
- 4 M. C. Nuss. Recombination of hot electrons and ionized donors in semiconductors. *Ultrafast Phenomena*, VI. New York; Springer, 1988. 215
- 5 R. J. Bakker, D. A. Jaroszynski, A. F. G. Van der Meer *et al.*. Short-pulse effects in a free electron laser. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1994, **QE-30**: 1635
- 6 S. K. Ride, R. H. Pantell, J. Feinstein. Reducing slip in a far infrared free electrons laser using a parallel plane waveguide. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, **57**: 1283
- 7 Hu Suxing, Fu Ensheng. Compression mechanism of picosecond-optical pulse in far infrared waveguide FEL. *Appl. Phys. Lett.*, 1995 (accepted for publication)
- 8 P. Sprangle, C. M. Tang. Three-dimensional nonlinear theory of the free electron laser. *Appl. Phys. Lett.*, 1981, **39**(9): 677

Possible Generation of the Ultrashort Optical Pulse in Far-infrared Free Electron Laser

Hu Suxing Fu Ensheng

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

Abstract In this paper, we investigate the possibility of generating the ultrashort optical pulse in far-infrared free electron laser driven by a radio-frequency linear accelerator (RF-Linac). The short electron pulse emits the optical pulse the length of which is correspondent with the length of the electron pulse. We present an equivalent refractivity to describe the propagation of the optical pulse. When a moderate original phase velocity of the electron pulse is chosen to ensure that the gain be positive and the equivalent refractivity monotonously increase along the relative slip distance, the leading and trailing edges will relatively move toward the center of the optical pulse during interaction. Thus, the high-power and ultrashort optical pulse in the far-infrared region would be generated.

Key words free electron laser, pulse compression, waveguide