

# 自由电子激光器中的 Cerenkov 辐射

赵东焕

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海)

**摘要**——本文分析了相对论电子束经过介质系统摆动器磁场时形成的自由电子激光器中的 Cerenkov 辐射场。研究了自由电子激光中的 Cerenkov 辐射的工作条件及物理参量之间关系。

**关键词**——Cerenkov 辐射, 推迟势, 自由电子激光。

## 1. 引 言

自七十年代以来, 自由电子激光器的理论研究和实验工作已经取得了不少成果<sup>[1~9]</sup>, 但多数研究的自由电子激光器是在真空条件下相对论电子能量转换成相干辐射能的装置。对于在介质系统(或慢波结构系统)下相对论电子产生的相干辐射和 Cerenkov 辐射的研究报道很少见到。近几年来, Walsh<sup>[10~11]</sup>等学者研究了相对论电子束产生的 Cerenkov 辐射, 这对进一步研究 Cerenkov 型自由电子激光器提供了重要帮助。

本文研究相对论电子束经过介质系统的摆动器磁场形成相干辐射和 Cerenkov 辐射。利用推迟势公式分析了自由电子激光中的 Cerenkov 辐射场表达式, 讨论了各物理参量之间的关系。

## 2. Cerenkov 辐射场分析

假定相对论电子束是一个包含静周期摆动器磁场的各向同性均匀介质系统(或慢波结构), 而且相对论电子束的纵向速度  $v_z > u$ ;  $u$  为介质中光波相速,  $u = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$ ; 式中,  $\epsilon$ 、 $\mu$  分别为介质的介电系数和导磁分数;  $c$  是真空中光速。根据两种不同机理的辐射可在同一种实验装置中发生的观点<sup>[12, 13]</sup>, 相对论电子在系统中可同时发生自由电子激光的相干辐射和 Cerenkov 辐射。其 Cerenkov 辐射场可由下列公式解得

$$\begin{cases} \varphi_0(x, y, z, t) = \frac{1}{\varepsilon} \iiint \frac{\rho_f(x', y', z', t - \frac{r}{u})}{r} d\tau' \\ \mathbf{A}_c(x, y, z, t) = \frac{\mu}{c} \iiint \frac{\mathbf{j}_f(x', y', z', t - \frac{r}{u})}{r} d\tau' \end{cases} \quad (1)$$

式(1)中,  $x', y', z'$  为  $t' = t - \frac{r}{u}$  时刻相对论电子的位置坐标;  $r$  是  $(x', y', z')$  到  $(x, y, z)$  坐标之间径向的距离;  $\rho_f$  和  $\mathbf{j}_f$  分别为相对论电子的电荷密度和电流密度.  $\varphi_0$  和  $\mathbf{A}_c$  分别为

Cerenkov 辐射场的电磁标量和矢势.

由于  $V_s > u$ , 则相对论电子在行径不同位置时, 处在  $t$  时刻的辐射电磁场存在着二次波峰的交点(见图1)假定图中  $P$  点是相对论电子分别在  $Q_1$  和  $Q_2$  处辐射波的相交点;  $\Sigma_1$  和  $\Sigma_2$  分别是  $Q_1$  和  $Q_2$  位置在  $t$  时刻辐射波峰球面;  $V_1$  和  $V_2$  分别为在  $P$  点相应此两球面所扫过区域的体积, 则从电子运动方向观察,  $P$  点可看成自  $\Sigma_1$  波峰球面外穿入球内, 也可看成自  $\Sigma_2$  球面内穿出球外. 相应的电磁势为这两项作用之和. 所以有

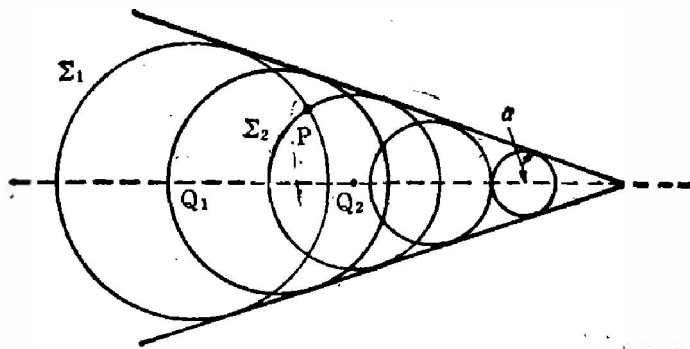


图1 Cerenkov 辐射波峰

Fig. 1 The wave peak of Cerenkov radiation.

相应的电磁势为这两项作用之和. 所以有

$$\begin{cases} \varphi_c = \varphi_1 + \varphi_2; \\ \mathbf{A}_c = \mathbf{A}_1 + \mathbf{A}_2; \end{cases} \quad (2)$$

式(2)中,

$$\begin{cases} \varphi_i = \frac{1}{\varepsilon} \iiint_{V_i} \frac{\rho_f(x', y', z', t - \frac{r}{u})}{r} d\tau' \\ \mathbf{A}_i = \frac{\mu}{c} \iiint_{V_i} \frac{\mathbf{j}_f(x', y', z', t - \frac{r}{u})}{r} d\tau' \end{cases} \quad (i=1, 2); \quad (3)$$

式(3)可利用推迟势公式解得<sup>[14]</sup>:

$$\begin{cases} \varphi_i = (-1)^i \frac{q}{\varepsilon r_i^* \left(1 - \frac{v_r^*}{u}\right)} \\ \mathbf{A}_i = (-1)^i \frac{\mu q \mathbf{v}_s}{c r_i^* \left(1 - \frac{v_r^*}{u}\right)} \end{cases} \quad (i=1, 2); \quad (4)$$

式(4)中, 带\*量均代表  $t'$  时刻的量. 由矢量运算可得

$$\mathbf{r} = -\left(\mathbf{r}_1^* - \frac{r_1^*}{u} \mathbf{v}_s\right) = \left(\mathbf{r}_2^* - \frac{r_2^*}{u} \mathbf{v}_s\right); \quad (5)$$

$$r = \sqrt{r_1^2 \left(1 - \frac{v_s^2}{u^2}\right) + r_2^2}; \quad (6)$$

式(6)中,  $r_{\perp}$  和  $r_{\parallel}$  分别为  $r$  垂直于  $z$  轴(运动方向)和平行于  $z$  轴的分量. 由式(2)、(4)、(5)、(6)得

$$\begin{cases} \varphi_0 = \frac{2q}{\epsilon \sqrt{r_{\perp}^2 \left(1 - \frac{v_z^2}{u^2}\right) + r_{\parallel}^2}}; \\ A_0 = \frac{2\mu_0 q v_z}{c \sqrt{r_{\perp}^2 \left(1 - \frac{v_z^2}{u^2}\right) + r_{\parallel}^2}}; \end{cases} \quad (7)$$

由式(7)得相应的 Cerenkov 辐射场为

$$\begin{cases} E_c = \frac{2q \left(1 - \frac{v_z^2}{u^2}\right) r}{\epsilon \left[ r_{\perp}^2 \left(1 - \frac{v_z^2}{u^2}\right) + r_{\parallel}^2 \right]^{\frac{3}{2}}}; \\ B_c = \frac{2q \left(1 - \frac{v_z^2}{u^2}\right) v_z r}{\epsilon u \left[ r_{\perp}^2 \left(1 - \frac{v_z^2}{u^2}\right) + r_{\parallel}^2 \right]^{\frac{3}{2}}}. \end{cases} \quad (8)$$

式(8)表明, Cerenkov 辐射场的方向与  $r$  运动轨迹方向有关, 如果在介质系统中相对论电子未受外力作用, 则相对论电子沿  $z$  轴作直线运动, 此时存在的 Cerenkov 辐射电磁波区域呈锥状(见图 1). 电子在锥形的顶上, 整个锥体连同相对论电子一起沿  $z$  轴方向移动. 在自由电子激光器中, 介质系统中的相对论电子运动将受到摆动器磁场的作用, 相对论电子沿  $z$  轴作螺旋形旋转运动. 由此可见, 自由电子激光器中形成的 Cerenkov 辐射电磁波区域呈螺丝壳状(见图 2), 整个螺旋锥体与相对论电子沿  $z$  轴作旋转运动, 可见, 自由电子激光器中的 Cerenkov 辐射与一般的 Cerenko 辐射有较大的区别.

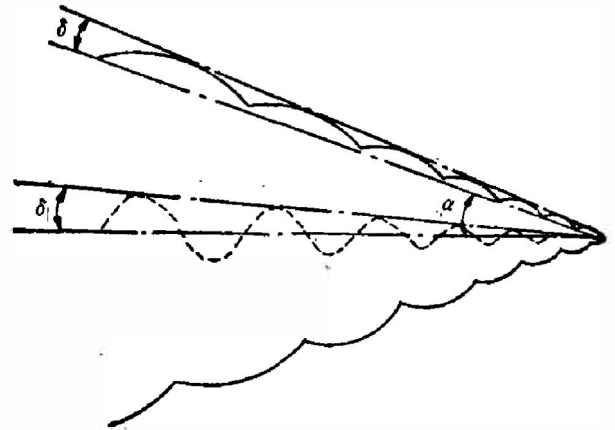


图 2 自由电子激光器中 Cerenkov 辐射波峰示意图(虚线表示电子束运动方向)

Fig. 2 Schematic of wave peak of Cerenkov radiation in FEL.

### 3. 自由电子激光器中 Cerenkov 辐射的工作条件

由于自由电子激光器中相对论电子的运动轨道是复杂的, 因此, 自由电子激光中形成 Cerenkov 辐射的工作条件也是复杂的, 它不仅要满足一般的自由电子激光受激辐射的相位匹配关系<sup>[5]</sup>; 而且还要满足一般的 Cerenkov 辐射中电子速度大于介质中光速的关系. 以下我们用单粒子模型建立的洛仑兹力方程来研究自由电子激光器中 Cerenkov 辐射的工作条件.

设相对论电子通过的摆动器磁场为螺旋磁场,

$$\mathbf{B}_w = B_0 (\cos k_0 z \hat{e}_x + \sin k_0 z \hat{e}_y); \quad (9)$$

式(9)中  $B_0$  为摆动器磁场的振幅;  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  为周期长度; 自由电子激光器中的相干辐射场和 Cerenkov 辐射场分别表示为

$$\begin{cases} \mathbf{E}_r = E_{r0} [\cos(k_r z - \omega_r t + \psi_r) \hat{e}_x - \sin(k_r z - \omega_r t + \psi_r) \hat{e}_y]; \\ \mathbf{B}_r = \frac{E_{r0}}{u} [\sin(k_r z - \omega_r t + \psi_r) \hat{e}_r + \cos(k_r z - \omega_r t + \psi_r) \hat{e}_y]; \end{cases} \quad (10)$$

$$\begin{cases} \mathbf{E}_c = E_{c0} [\cos(k_c z - \omega_c t + \psi_c) \hat{e}_x - \sin(k_c z - \omega_c t + \psi_c) \hat{e}_y]; \\ \mathbf{B}_c = \frac{E_{c0}}{u} [\sin(k_c z - \omega_c t + \psi_c) \hat{e}_x + \cos(k_c z - \omega_c t + \psi_c) \hat{e}_y]; \end{cases} \quad (11)$$

式(10~11)中,  $E_{r0}$  为相干辐射场电场振幅;  $k_r$  为相应的辐射场波矢;  $k_r = 2\pi/\lambda_r$ ;  $\lambda_r$  为波长;  $\psi_r$  是相干辐射场初相位.

$$E_{c0} = \frac{2|e|\left(1 - \frac{v_z^2}{u^2}\right)r}{\epsilon \left[ r_{\perp}^2 \left(1 - \frac{v_z^2}{u^2}\right) + r_{\parallel}^2 \right]^{3/2}}$$

是 Cerenkov 辐射场电场振幅; 其中  $e$  为电子电荷,  $v_z$  是入射相对论电子纵向速度;  $u$  是介质中波速;  $r$  为矢径  $\mathbf{r}$  的模量;  $k_c$  和  $\psi_c$  分别为 Cerenkov 辐射场波矢和初相位.  $k_c = 2\pi/\lambda_c$ ;  $\lambda_c$  为相应辐射波长;  $\omega_c$  为相应辐射频率.

相对论电子在介值系统中运动规律, 仍可由洛伦兹力方程来表示<sup>[16]</sup>, 即

$$\frac{d}{dt}(\gamma\boldsymbol{\beta}) = -\frac{|e|\hbar}{m_0 c} (\mathbf{E} + c\boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B}); \quad (12)$$

式(12)中,  $\gamma$  为相对论因子;  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ ;  $\boldsymbol{\beta} = \frac{\mathbf{v}}{c}$ ,  $\mathbf{v}$  是相对论电子运动速度;  $m_0$  是电子静止质量,  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_r + \mathbf{E}_c$ ;  $\mathbf{B} = \mathbf{B}_w + \mathbf{B}_r + \mathbf{B}_c$ . 式(12)的直角坐标三个分量方程为

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(\gamma\beta_x) = & -\frac{|e|\hbar}{m_0 c} \left[ E_{r0} \cos \xi_r + E_{c0} \cos \xi_c \right. \\ & \left. - c\beta_x \left( B_0 \sin k_0 z + \frac{E_{r0}}{u} \cos \xi_r + \frac{E_{c0}}{u} \cos \xi_c \right) \right]; \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(\gamma\beta_y) = & -\frac{|e|\hbar}{m_0 c} \left[ -E_{r0} \sin \xi_r - E_{c0} \sin \xi_c \right. \\ & \left. + c\beta_y \left( B_0 \cos k_0 z + \frac{E_{r0}}{u} \sin \xi_r + \frac{E_{c0}}{u} \sin \xi_c \right) \right]; \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(\gamma\beta_z) = & -\frac{|e|\hbar}{m_0 c} \left[ c\beta_z \left( B_0 \sin k_0 z + \frac{E_{r0}}{u} \cos \xi_r + \frac{E_{c0}}{u} \cos \xi_c \right) \right. \\ & \left. - c\beta_y \left( B_0 \cos k_0 z + \frac{E_{r0}}{u} \sin \xi_r + \frac{E_{c0}}{u} \sin \xi_c \right) \right]; \end{aligned} \quad (15)$$

式(13~15)中,

$$\xi_r = k_r z - \omega_r t + \psi_r; \quad \xi_c = k_c z - \omega_c t + \psi_c;$$

$k_r = \frac{\omega_r}{u}$ ,  $k_c = \frac{\omega_c}{u}$ . 由式(13)、(14)我们得:

$$\beta_x = \frac{2\Omega_r u}{c\omega_r} \sin \xi_{rs} + \frac{2\Omega_c u}{c\omega_c} \sin \xi_{cs} - \frac{\Omega_0 u}{c\omega_0} \cos k_0 z_s; \quad (16)$$

$$\beta_y = \frac{2\Omega_r u}{c\omega_r} \cos \xi_{rs} + \frac{2\Omega_c u}{c\omega_c} \cos \xi_{cs} - \frac{\Omega_0 u}{c\omega_0} \sin k_0 z_s; \quad (17)$$

式(16~17)中,

$$\Omega_r = \frac{|e| E_{r0}}{\gamma_s m_0 u}; \quad \Omega_c = \frac{|e| E_{c0}}{\gamma_s m_0 u}; \quad \Omega_0 = \frac{|e| B_0}{\gamma_s m_0}$$

$\omega_0 = k_0 u$ ;  $\gamma_s$  为电子与波相互作用前的相对论因子.

$$\xi_{rs} = k_r z_s - \omega_r t + \psi_r;$$

$$\xi_{cs} = k_c z_s - \omega_c t + \psi_c;$$

$$z_s = z_0 + v_z^0 t;$$

$v_z^0$  是相对论电子纵向初速度. 把式(16)、(17)代入式(15)可得:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(\gamma_s \beta_s) = & \frac{\gamma_s \Omega_r \Omega_0 u}{c} \left( \frac{2}{\omega_r} + \frac{1}{\omega_0} \right) \cos(\Delta\omega_{or} t + \theta_r) \\ & + \frac{\gamma_s \Omega_r \Omega_0 u}{c} \left( \frac{2}{\omega_c} + \frac{1}{\omega_0} \right) \cos(\Delta\omega_{oc} t + \theta_c) \\ & + \frac{\gamma_s \Omega_r \Omega_0 u}{c} \left( \frac{1}{\omega_c} - \frac{1}{\omega_r} \right) \sin(\Delta\omega_{rc} t + \theta_{rc}); \end{aligned} \quad (18)$$

式(18)中,

$$\begin{cases} \Delta\omega_{or} = (k_r + k_0) v_z^0 - \omega_r, & \theta_r = (k_r + k_0) z_0 + \psi_r; \\ \Delta\omega_{oc} = (k_c + k_0) v_z^0 - \omega_c, & \theta_c = (k_c + k_0) z_0 + \psi_c; \\ \Delta\omega_{rc} = (k_r - k_c) v_z^0 - (\omega_r - \omega_c), & \theta_{rc} = (k_r - k_c) z_0 + \psi_r - \psi_c. \end{cases} \quad (19)$$

由式(18)对  $t$  积分得:

$$\begin{aligned} v_s = & \frac{\Omega_r \Omega_0 u}{\Delta\omega_{or}} \left( \frac{2}{\omega_r} + \frac{1}{\omega_0} \right) [\sin(\Delta\omega_{or} t + \theta_r) - \sin\theta_r] \\ & + \frac{\Omega_c \Omega_0 u}{\Delta\omega_{oc}} \left( \frac{2}{\omega_c} + \frac{1}{\omega_0} \right) [\sin(\Delta\omega_{oc} t + \theta_c) - \sin\theta_c] \\ & + \frac{2\Omega_r \Omega_c u}{\Delta\omega_{rc}} \left( \frac{1}{\omega_r} - \frac{1}{\omega_c} \right) [\cos(\Delta\omega_{rc} t + \theta_{rc}) - \cos\theta_{rc}]. \end{aligned} \quad (20)$$

考虑一种稳定的工作情况, 即自由电子激光器中相干辐射和 Cerenkov 辐射达到同步状态( $\omega_r \doteq \omega_c$ ), 则式(20)右边的第三项可忽略不计; 由此可得, 自由电子激光中的 Cerenkov 辐射的工作条件为

$$\begin{aligned} \frac{e^2 B_0}{\gamma_s^2 m_0^2} \left[ \frac{E_{r0}}{\Delta\omega_{or}} \left( \frac{2}{\omega_r} + \frac{1}{\omega_0} \right) (\sin(\Delta\omega_{or} t + \theta_r) - \sin\theta_r) \right. \\ \left. + \frac{E_{c0}}{\Delta\omega_{oc}} \left( \frac{2}{\omega_c} + \frac{1}{\omega_0} \right) (\sin(\Delta\omega_{oc} t + \theta_c) - \sin\theta_c) \right] > u; \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} n > \frac{\gamma_s m_0^2}{e^2 B_0} \left\{ \frac{E_{r0}}{\Delta\omega_{or}} \left( \frac{2}{\omega_r} + \frac{1}{\omega_0} \right) [\sin(\Delta\omega_{or} t + \theta_r) - \sin\theta_r] \right. \\ \left. + \frac{E_{c0}}{\Delta\omega_{oc}} \left( \frac{2}{\omega_c} + \frac{1}{\omega_0} \right) [\sin(\Delta\omega_{oc} t + \theta_c) - \sin\theta_c] \right\}; \end{aligned} \quad (22)$$

式(21~22)中,  $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ ; 由式(21)~(22)可获得以下结果:

(1) 自由电子激光器中 Cerenkov 辐射与相干辐射一样, 它的工作条件与辐射场的初相位有密切的关系, 即只有当 Cerenkov 辐射场初相位处于匹配条件下才能有效地产生 Cerenkov 辐射, 这与自由电子激光器的相干辐射的相位匹配条件<sup>[5]</sup>有类似关系.

(2) 在相位匹配条件下, 介质系数的选择与相对论电子的能量因子和 Wiggler 磁场强度有关, 即  $n$  数量级的选择与  $\gamma_s$  因子的平方成正比; 而与磁场强度( $B_0$ )成反比.

#### 4. 锥体张角

由图(1)可知, 相对论电子的 Čerenkov 辐射波区域呈锥形, 锥的张角( $2\alpha$ )由下式决定

$$\sin \alpha = \frac{u}{v_s} = \frac{c}{nv_s}. \quad (23)$$

在自由电子激光器中, 由于相对论电子受磁场的作用, 电子运动速度可分解成横向分量和纵向分量, 则形成的 Čerenkov 辐射波区域为旋转锥体形状(见图 2), 且锥体张角为  $2\alpha_1(t)$ , 满足

$$\alpha_1(t) = \alpha(t) + \delta(t); \quad (24)$$

其中,

$$\begin{cases} \sin \alpha(t) = \frac{u}{v_s(t)}; \\ \sin \delta(t) = \frac{v_{\perp}(t)}{v_s(t)}; \end{cases} \quad (25)$$

式(25)中,  $v_s(t)$  由式(20)决定, 而  $v_{\perp}(t)$  可由式(16、17)解得:

$$\begin{aligned} v_{\perp}(t) = u & \left[ \left( \frac{2\Omega_r}{\omega_r} \right)^2 + \left( \frac{2\Omega_c}{\omega_c} \right)^2 + \left( \frac{\Omega_0}{\omega_0} \right)^2 \right. \\ & - \frac{4\Omega_r\Omega_c}{\omega_r\omega_c} \sin(\Delta\omega_{0r}t + \theta_r) - \frac{4\Omega_c\Omega_0}{\omega_c\omega_0} \sin(\Delta\omega_{0c}t + \theta_c) \\ & \left. + \frac{8\Omega_r\Omega_c}{\omega_r\omega_c} \cos(\Delta\omega_{rc}t + \theta_{r,c}) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (26) \end{aligned}$$

在上述同步稳态情况下( $\omega_r \doteq \omega_0$ ), 可得

$$\begin{cases} \sin \delta = \frac{\left[ \left( \frac{2\Omega_r}{\omega_r} \right)^2 + \left( \frac{2\Omega_c}{\omega_c} \right)^2 + \left( \frac{\Omega_0}{\omega_0} \right)^2 - \frac{4\Omega_r\Omega_c}{\omega_r\omega_c} \sin(\Delta\omega_{0r}t + \theta_r) - \frac{4\Omega_c\Omega_0}{\omega_c\omega_0} \sin(\Delta\omega_{0c}t + \theta_c) + \frac{8\Omega_r\Omega_c}{\omega_r\omega_c} \cos(\psi_r - \psi_c) \right]^{\frac{1}{2}}}{\Omega_0 \left\{ \frac{\Omega_r}{\Delta\omega_{0r}} \left( \frac{2}{\omega_r} + \frac{1}{\omega_0} \right) [\sin(\Delta\omega_{0r}t + \theta_r) - \sin \theta_r] + \frac{\Omega_c}{\Delta\omega_{0c}} \left( \frac{2}{\omega_c} + \frac{1}{\omega_0} \right) [\sin(\Delta\omega_{0c}t + \theta_c) - \sin \theta_c] \right\}^{-1}}; \\ \sin \alpha = 1/\Omega_0 \left\{ \frac{\Omega_r}{\Delta\omega_{0r}} \left( \frac{2}{\omega_r} + \frac{1}{\omega_0} \right) [\sin(\Delta\omega_{0r}t + \theta_r) - \sin \theta_r] + \frac{\Omega_c}{\Delta\omega_{0c}} \left( \frac{2}{\omega_c} + \frac{1}{\omega_0} \right) [\sin(\Delta\omega_{0c}t + \theta_c) - \sin \theta_c] \right\} \end{cases} \quad (27)$$

应当指出: 这里讨论的锥体张角关系必须首先满足 Čerenkov 辐射的基本条件, 即首先要式(21)成立。

#### 5. 结 束 语

本文分析了具有相干辐射和 Čerenkov 辐射的自由电子激光器, 自由电子激光器中的 Čerenkov 辐射特点是:

(1) 与相干辐射一样, 必须具有辐射相位匹配关系。Čerenkov 辐射的工作条件表明: 它与介质参量, 相对论电子的能量以及 Wiggler 磁场强度有密切的关系。

(2) 自由电子激光器的 Čerenkov 辐射与一般的 Čerenkov 辐射的基本物理特性是相同的, 但所反映的物理现象有着明显的差别。

虽然自由电子激光器的 Čerenkov 辐射的工作条件比较复杂, 但是这种 Čerenkov 型自由电子激光器是综合利用相对论电子的横向动能和纵向动能转换成光辐射能的装置, 原则上讲它是一种高效率转换的自由电子激光器。而且这种 Čerenkov 型自由电子激光器的增益, 经分析有明显提高。

### 参 考 文 献

- [1] Madey J. M. J., *J. Appl. Phys.*, **42**(1971), 5: 1906 .
- [2] Sukhatme V. P. and Wolf P. A., *J. Appl. Phys.*, **4**(1973), 5: 2331.
- [3] Colson W. B., *Phys. Lett.*, **59A**(1976), 3: 187.
- [4] Hopf F. A., Meystre P., Scully M. O. and Louisell W. H., *Opt. Commun.*, **18**(1976), 4: 413.
- [5] Kwan T., Dawson J. M. and Lin T., *Phys. of Fluids*, **20**(1977), 4: 581.
- [6] Kroll N. M et al., *J. Quan. Elec.*, **QE-17**(1981), 8: 1436.
- [7] Stenholm S. and Bambini A., *J. Quan. Elec.*, **QE-17**(1981), 8: 1303.
- [8] Mayer G., *Opt. Commun.*, **20**(1977). 2: 200.
- [9] Yariv A. and Shih C., *Opt. Commun.*, **24**(1978), 2: 233.
- [10] Wolsh J. E. et al., *Phys. Fluids*, **20**(1977), 4: 709.
- [11] Wolsh J. E. et al., *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **MTT-25**(1977), 6: 561.
- [12] Schneider S. and Spitzer R., *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **MTT-25**(1977), 6: 551.
- [13] 赫光生等, 中国激光, **13**(1986), 2: 71.
- [14] 曹昌祺, 电动力学, 北京: 人民教育出版社, 1962, 227~233.
- [15] 雷仕湛, 陈建文, 赵东焕, 中国激光, **10**(1983), 5: 257.
- [16] 蔡圣善, 朱耘, 经典电动力学, 上海: 复旦大学出版社, 1985, 476.

## CERENKOV RADIATION IN FEL

ZHAO DONGHUAN

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

### ABSTRACT

The Cerenkov radiation field in FEL produced by the relativistic electron beam through a wiggler magnetic field in a medium system is analysed. The working conditions and the relation between physical parameters of Cerenkov radiation in FEL are studied.