

# 未被捕获电子对电磁波泵自由电子 激光边带不稳定性的影响\*

蒙林 刘盛纲

电子科技大学高能电子学研究所, 成都 610054

1993年8月11日收到

用单粒子理论分析了未被有质动力势阱捕获的电子对电磁波泵自由电子激光边带不稳定性的影响。采用与文献[1]相同的方法, 导出了色散方程, 并进行了详细的分析和讨论。结果表明, 未被捕获电子对边带不稳定性具有较大的影响。

PACC: 4255T;4260

## 一、引言

作为高功率高效率的相干辐射源, 自由电子激光(FEL)已受到世界各国学者的高度重视, 并进行了大量的理论分析和实验研究。然而在FEL中存在一种重要的非线性效应, 即边带不稳定性。它一般出现于光场足够强, 如在接近和到达饱和时, 电子在由光场和Wiggler场组成的有质动力势阱中作简谐振荡。这是一种不稳定的运动, 当存在某种电磁噪声时, 可以增长到很大的幅度, 从而产生边带辐射, 其频率在主频的附近。边带不稳定性的出现, 使光场受到强烈的调制, 频带展宽, 严重地影响FEL的相干性和电子效率的提高。

迄今为止, 人们已对FEL边带不稳定性进行了较详细的研究<sup>[1-6]</sup>, 包括单粒子理论、动力学理论和数值模拟, 并取得了相当多的成果。然而未被有质动力势阱捕获的电子对FEL边带不稳定性的影响则研究得较少, 只有Davidson等人<sup>[7]</sup>研究了静磁Wiggler FEL的情况, 而对电磁波泵自由电子激光(EM-FEL), 则尚未涉及。本文采用单粒子理论研究了EM-FEL在主频电磁波为常振幅缓变相移的情况下, 未被有质动力势阱捕获的电子对EM-FEL边带不稳定性的影响, 推出了色散方程, 并进行了详细的讨论。结果表明, 未被捕获电子对边带不稳定性具有较大的影响。

## 二、理论模型及基本方程

考虑一维的情况, 假设电子注是稀薄的, 因而空间电荷效应可忽略不计, Wiggler场

\* 国家高技术资金资助的课题。

与光场的形式分别如下:

$$\mathbf{A}_w(\mathbf{x}, t) = -(mc^2/e)a_w[\cos(k_0 z + \omega_0 t)\mathbf{e}_z + \sin(k_0 z + \omega_0 t)\mathbf{e}_y], \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_l(\mathbf{x}, t) = (mc^2/e)d_l(z, t)\{ & \cos[k_l z - \omega_l t + \delta_l(z, t)]\mathbf{e}_x \\ & - \sin[k_l z - \omega_l t + \delta_l(z, t)]\mathbf{e}_y\}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中  $-e$  和  $m$  分别为电子的电荷和静止质量,  $c$  为真空光速,  $(\omega_0, k_0, a_w)$  和  $(\omega_l, k_l, d_l)$  分别为 Wiggler 场和光场的频率、波数和无量纲幅值,  $\delta_l(z, t)$  为光场的相移。

为了分析简单,我们在以速度  $v_p$  运动的有质动力势坐标系(物理量用'表示)中进行分析,由洛伦兹变换,有

$$\begin{aligned} z' &= \gamma_p(z - v_p t), \\ t' &= \gamma_p(t - v_p z/c^2), \\ \gamma' &= \gamma_p(\gamma - v_p p_x/mc^2), \end{aligned} \quad (3)$$

其中  $v_p = (\omega_l - \omega_0)/(k_l + k_0)$ ,  $\gamma_p = (1 - v_p^2/c^2)^{-1/2}$ 。

在有质动力势空间中,缓变光场振幅  $d_l(z', t')$  与相移  $\delta'_l(z', t')$  分别可描述为<sup>[1]</sup>

$$2\omega'_l \left( \frac{\partial}{\partial t'} + \frac{k'_l c^2}{\omega'_l} \frac{\partial}{\partial z'} \right) d_l = \frac{4\pi e^2 a_w}{m} \frac{1}{L'} \left\langle \sum_j \frac{\sin(\theta'_j + \delta'_j)}{\gamma'_j} \right\rangle, \quad (4)$$

$$2\omega'_l d_l \left( \frac{\partial}{\partial t'} + \frac{k'_l c^2}{\omega'_l} \frac{\partial}{\partial z'} \right) \delta'_l = \frac{4\pi e^2 a_w}{m} \frac{1}{L'} \left\langle \sum_j \frac{\cos(\theta'_j + \delta'_j)}{\gamma'_j} \right\rangle, \quad (5)$$

其中主频电磁波满足以下色散关系:

$$\frac{\omega'_l{}^2}{c^2} = k'_l{}^2 + \frac{4\pi e^2}{mc^2} \frac{1}{L'} \left\langle \sum_j \frac{1}{\gamma'_j} \right\rangle. \quad (6)$$

在以上各式中,  $\frac{1}{L'} \left\langle \sum_j \dots \right\rangle$  表示统计平均值,  $L' = 2\pi/k'_p$  为电子在有质动力势空间中运

动的基本周期长度,  $k'_p = 2\gamma_p \left(1 + \frac{v_p}{c}\right) \omega_0/c$ 。

电子的轨道方程和能量方程分别如下<sup>[1]</sup>:

$$\frac{d^2 \theta'_j}{dt'^2} + \frac{c^2 a_w k'_p{}^2}{\gamma'^2} \text{Im}[d_l \exp(i\theta'_j + i\delta'_j)] = 0, \quad (7)$$

$$\frac{d\gamma'_j}{dt'} = 0, \quad (8)$$

式中  $\theta'_j = k'_p z'_j(t')$ 。

(4),(5),(7),(8)式即为描述 EM-FEL 演化的一组完备非线性方程组。

不难看出,在有质动力势空间中,在忽略高阶小量的情况下,电子的能量是守恒的。

由文献[1]可知,在主频电磁波振幅  $d_l^0 = \text{const}$  的情况下,当电子的能量满足

$$\gamma'_j > \hat{\gamma}'_+ = [1 + (a_w + d_l^0)^2]^{1/2} \quad (9)$$

时,电子仅受到有质动力势阱的调制,但并不作周期性的振荡运动。而当电子能量满足

$$\hat{\gamma}'_+ > \gamma'_j > \hat{\gamma}'_- = [1 + (a_w - d_l^0)^2]^{1/2} \quad (10)$$

时,电子被有质动力势阱捕获,并作周期性的振荡运动。

在此,我们假设在所研究的 EM-FEL 中,不仅存在被捕获的电子,同时还存在未被

捕获的电子,以此讨论未被捕获电子对边带不稳定性的影响。

### 三、非线性方程组的线性化

为研究未被捕获电子对边带不稳定性的影响,假设

1. 所有被捕获的电子均落入势阱的底部附近,即有

$$\gamma_i = \hat{\gamma}'_T \approx \hat{\gamma}'_- = [1 + (a_w - d_i^0)^2]^{1/2} \approx (1 + a_w^2)^{1/2}, \quad (11)$$

且有  $\theta_i' + \delta_i' \approx 2n\pi (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$ , 这部分电子密度为  $\hat{n}_T' = \hat{n}_T / \gamma_p$ .

2. 所有未被捕获电子的能量为单能量分布,  $\gamma_i' = \hat{\gamma}'_u > \hat{\gamma}'_+$ , 且  $\hat{\gamma}'_u \gg \hat{\gamma}'_+$ , 从而有质动力势对未被捕获电子的调制相当弱,满足以下条件:

$$\gamma_u'^2 - \hat{\gamma}'_+^2 \gg 4a_w d_i^0, \quad (12)$$

其平均密度为  $\hat{n}_u' = \hat{n}_u / \gamma_p$ .

3. 主频电磁波为常振幅缓变相移, 即  $d_i^0 = \text{const}$ , 相移满足  $\partial \delta_i^0 / \partial t' = 0$ , 即与时间  $t'$  无关, 而仅是  $z'$  的缓变函数。

在以上假设下, 方程(4)和(5)化为

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial t'} + \frac{c^2 k_i'}{\omega_i'} \frac{\partial}{\partial z'} \right) \hat{a}_i &= \varepsilon_T' c k_p' d_i^0 \sin(\theta_T' + \delta_i') \\ &+ \varepsilon_u' c k_p' d_i^0 \langle \sin(\theta_u' + \delta_i') \rangle_u, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \hat{a}_i \left( \frac{\partial}{\partial t'} + \frac{c^2 k_i'}{\omega_i'} \frac{\partial}{\partial z'} \right) \delta_i' &= \varepsilon_T' c k_p' d_i^0 \cos(\theta_T' + \delta_i') \\ &+ \varepsilon_u' c k_p' d_i^0 \langle \cos(\theta_u' + \delta_i') \rangle_u, \end{aligned} \quad (14)$$

而电子轨道方程(7)则化为

$$\frac{d^2 \theta_T'}{dt'^2} + \hat{\omega}_{BT}^2 \frac{d_i}{d_i^0} \sin(\theta_T' + \delta_i') = 0, \quad (15)$$

$$\frac{d^2 \theta_u'}{dt'^2} + \hat{\omega}_{Bu}^2 \frac{d_i}{d_i^0} \sin(\theta_u' + \delta_i') = 0, \quad (16)$$

其中下标  $T, u$  分别表示与被捕获和未被捕获电子相关的物理量,

$$\langle \dots \rangle_u = \int_0^{2\pi} \frac{d\theta_u'}{2\pi} \dots$$

表示统计平均值, 且有

$$\begin{aligned} \hat{\omega}_{BT}^2 &= c^2 k_p'^2 a_w d_i^0 / \hat{\gamma}'_-^2, \\ \hat{\omega}_{Bu}^2 &= c^2 k_p'^2 a_w d_i^0 / \hat{\gamma}'_u^2, \\ \varepsilon_T' &= \Gamma_T (\Gamma_T \omega_0 \gamma_p / \omega_{BT})^2 \quad \text{小量}, \\ \varepsilon_u' &= \Gamma_u (\Gamma_u \omega_0 \gamma_p / \omega_{Bu})^2 \quad \text{小量}, \\ \Gamma_T &= a_w^2 \hat{\omega}_{BT}^2 / (\gamma_p^2 \hat{\gamma}'_- \omega_0^2), \\ \Gamma_u &= a_w^2 \hat{\omega}_{Bu}^2 / (\gamma_p^2 \hat{\gamma}'_u \omega_0^2). \end{aligned} \quad (17)$$

设所有的物理量均为平衡态加上微扰量

$$\hat{a}_i = \hat{a}_i^0 + \delta \hat{a}_i,$$

$$\begin{aligned}
\delta'_i &= \delta_i^0 + \delta'_i, \\
\theta'_T &= \theta_T^0 + \delta\theta'_T, \\
\theta'_u &= \theta_u^0 + \delta\theta'_u,
\end{aligned} \tag{18}$$

对于落入势阱底部附近的电子, 有  $\theta'_T + \delta'_i \approx 2n\pi (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$ , 不失普遍性, 可取

$$\theta'_T + \delta'_i \approx 0. \tag{19}$$

对于速度为  $\beta'_u c$  的未被捕获电子, 设  $\theta'_u = \theta_u^0(0) + \beta'_u c k'_p t'$ , 且有

$$\delta\theta'_u = (\delta\phi'_R + i\delta\phi'_i) \exp(i\theta_u^0 + i\delta_i^0) + (\delta\phi'_R + i\delta\phi'_i)^* \exp(-i\theta_u^0 - i\delta_i^0), \tag{20}$$

其中  $\delta\phi'_R, \delta\phi'_i$  为缓变函数。

把(18)式代入(13)至(16)各式, 进行线性化, 经过复杂的推导, 即得零级(平衡态)方程组为

$$\langle \sin(\theta'_u + \delta_i^0) \rangle_u = 0 = \langle \cos(\theta'_u + \delta_i^0) \rangle_u, \tag{21}$$

$$\theta'_T + \delta_i^0 = 0, \tag{22}$$

$$\frac{\partial}{\partial t'} a_i^0 = 0 = -\frac{\partial}{\partial z'} a_i^0, \tag{23}$$

$$\frac{\partial}{\partial t'} \delta_i^0 = 0, \tag{24}$$

$$\frac{\partial}{\partial z'} \delta'_i = \varepsilon'_T k'_p \tag{25}$$

及线性化方程组

$$\frac{d^2}{dt'^2} \delta\theta'_T + \omega_{BT}^2 (\delta\theta'_T + \delta'_i) = 0, \tag{26}$$

$$\left( \frac{d^2}{dt'^2} + 2i\beta'_u c k'_p \frac{d}{dt'} - \beta'^2_u c^2 k'^2_p \right) (\delta\phi'_R + i\delta\phi'_i) = -\frac{1}{2i} \omega_{Bu}^2 (\delta\hat{A}_i + i\delta'_i), \tag{27}$$

$$\left( \frac{d^2}{dt'^2} - 2i\beta'_u c k'_p \frac{d}{dt'} - \beta'^2_u c^2 k'^2_p \right) (\delta\phi'_R - i\delta\phi'_i) = \frac{1}{2i} \omega_{Bu}^2 (\delta\hat{A}_i - i\delta'_i), \tag{28}$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t'} + \frac{c^2 k'_i}{\omega'_i} \frac{\partial}{\partial z'} \right) \delta\hat{A}_i = \varepsilon'_T c k'_p (\delta\theta'_T + \delta'_i) + \varepsilon'_u c k'_p \delta\phi'_R, \tag{29}$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t'} + \frac{c^2 k'_i}{\omega'_i} \frac{\partial}{\partial z'} \right) \delta'_i = -\varepsilon'_T c k'_p \delta\hat{A}_i + \varepsilon'_u c k'_p \delta\phi'_i, \tag{30}$$

其中  $\delta\hat{A}_i = \delta a_i / a_i^0$ .

由(26)至(30)式即组成一组完备的线性方程组, 可以用于研究 EM-FEL 主频电磁波为常振幅缓变相移时的边带不稳定性, 包括未被捕获电子对边带不稳定性的影响。

#### 四、色散方程及分析

设所有的扰动量均正比于因子  $\exp[-i(\Delta\omega')t' + i(\Delta k')z']$ , 其中  $\text{Im}(\Delta\omega') > 0$  对应于产生不稳定性, 则由方程组(26)至(30), 可以推出以下色散方程:

$$\begin{aligned}
1 - \frac{\hat{\omega}_{BT}^2}{(\Delta\omega')^2} - \frac{\varepsilon'_T c^2 k_p'^2}{(\Delta\omega' - c\Delta k')^2} &= \frac{1}{2} \varepsilon'_u c k_p' \hat{\omega}_{Bu}^2 \\
&\times \frac{[(\Delta\omega')^2 - \hat{\omega}_{BT}^2]}{(\Delta\omega')^2 (\Delta\omega' - c\Delta k')^2 [(\Delta\omega')^2 - \beta_u'^2 c^2 k_p'^2]} \\
&\times \left\{ \frac{1}{2} \varepsilon'_u c k_p' \hat{\omega}_{Bu}^2 + 4\Delta\omega' (\Delta\omega' - c\Delta k') \beta_u' c k_p' \right. \\
&\left. + \varepsilon'_T c k_p' [(\Delta\omega')^2 + \beta_u'^2 c^2 k_p'^2] \left( 1 + \frac{(\Delta\omega')^2}{(\Delta\omega')^2 - \hat{\omega}_{BT}^2} \right) \right\}. \quad (31)
\end{aligned}$$

此色散方程在形式上与 Davidson 等人<sup>[9]</sup>在讨论静磁 Wiggler FEL 的情况时所得的一样, 但其中的参量有区别, 正是由 Wiggler 场的区别而引起的。

对于(31)式, 现作如下讨论:

1. 无未被捕获电子的情况 ( $\hat{n}_u = 0$ )

在这种情况下, 所有电子均落入有质动力势阱的底部附近, 存在条件  $\hat{n}_u = 0, \varepsilon'_u = 0$ . 此时方程(31)可化为

$$1 - \frac{\hat{\omega}_{BT}^2}{(\Delta\omega')^2} - \frac{\varepsilon'_T c^2 k_p'^2}{(\Delta\omega' - c\Delta k')^2} = 0. \quad (32)$$

此即主频电磁波为常振幅缓变相移 EM-FEL 边带不稳定性的色散方程, 详细讨论见文献[1].

2. 无被捕获电子的情况 ( $\hat{n}_T = 0$ )

在这种情况下, 没有落入有质动力势阱中的电子, 所有电子仅受到有质动力势的调制, 存在条件  $\hat{n}_T = 0, \varepsilon'_T = 0$ , 此时方程(31)可化为

$$(\Delta\omega' - c\Delta k')(\Delta\omega' - \beta_u'^2 c^2 k_p'^2) = a_u^2 \hat{\omega}_{Bu}^2 c^2 k_p'^2 / 4\hat{\gamma}_u'^2 \omega_0'. \quad (33)$$

此方程的一个重要特点是与平衡态主频电磁波的幅值无关。

3. 未被捕获电子对边带不稳定性的影响由(31)式等号右边给出, 是对被捕获电子所引起的边带不稳定性的修正。

## 五、数值计算及讨论

采用文献[9]的方法, 把(31)式转换到实验室坐标系中加以讨论, 利用

$$\begin{aligned}
\Delta\omega' &= \gamma_p (\Delta\omega - v_p \Delta k), \\
\Delta k' &= \gamma_p [\Delta k - (v_p/c^2) \Delta\omega],
\end{aligned} \quad (34)$$

为了便于讨论, 设电子的总密度为  $\hat{n}_b$ , 则有  $\hat{n}_b = \hat{n}_u + \hat{n}_T$ , 分别定义未被捕获和被捕获电子成分为  $f_u = \hat{n}_u/\hat{n}_b, f_T = 1 - f_u$ , 并令无量纲参量  $\Delta\tilde{\omega} = (\Delta\omega - v_p \Delta k)/\Gamma_0 \omega_0, \Delta\tilde{k} = c(\Delta\omega - v_p \Delta k)/\Gamma_b \omega_0, \tilde{\omega}_{BT} = (\hat{\omega}_{BT}/\gamma_p)/\Gamma_b \omega_0, \tilde{\beta}_u = \beta_u' \omega_0/\Gamma_b \omega_0$ , 其中  $\Gamma_b^3 = (\hat{n}_b/\hat{n}_T)\Gamma_T^3$ , 则在实验室坐标系中, (31)式可化成以下的等效形式:

$$\begin{aligned}
1 - \frac{\tilde{\omega}_{BT}^2}{(\Delta\tilde{\omega})^2} - \frac{4(1-f_u)^2/\tilde{\omega}_{BT}^2}{(\Delta\tilde{\omega} - \Delta\tilde{k})^2} &= \frac{f_u [(\Delta\tilde{\omega})^2 - \tilde{\omega}_{BT}^2]}{(\Delta\tilde{\omega})^2 (\Delta\tilde{\omega} - \Delta\tilde{k})^2 [(\Delta\tilde{\omega})^2 - \tilde{\beta}_u^2]} \\
&\times \left\{ f_u + 4(\Delta\tilde{\omega})(\Delta\tilde{\omega} - \Delta\tilde{k})\tilde{\beta}_u + \frac{2(1-f_u)}{\tilde{\omega}_{BT}} \right\}
\end{aligned}$$

$$\times [(\Delta\tilde{Q})^2 + \tilde{\beta}_u^2] \left( 1 + \frac{(\Delta\tilde{Q})^2}{(\Delta\tilde{Q})^2 - \tilde{Q}_{BT}^2} \right) \}. \quad (35)$$

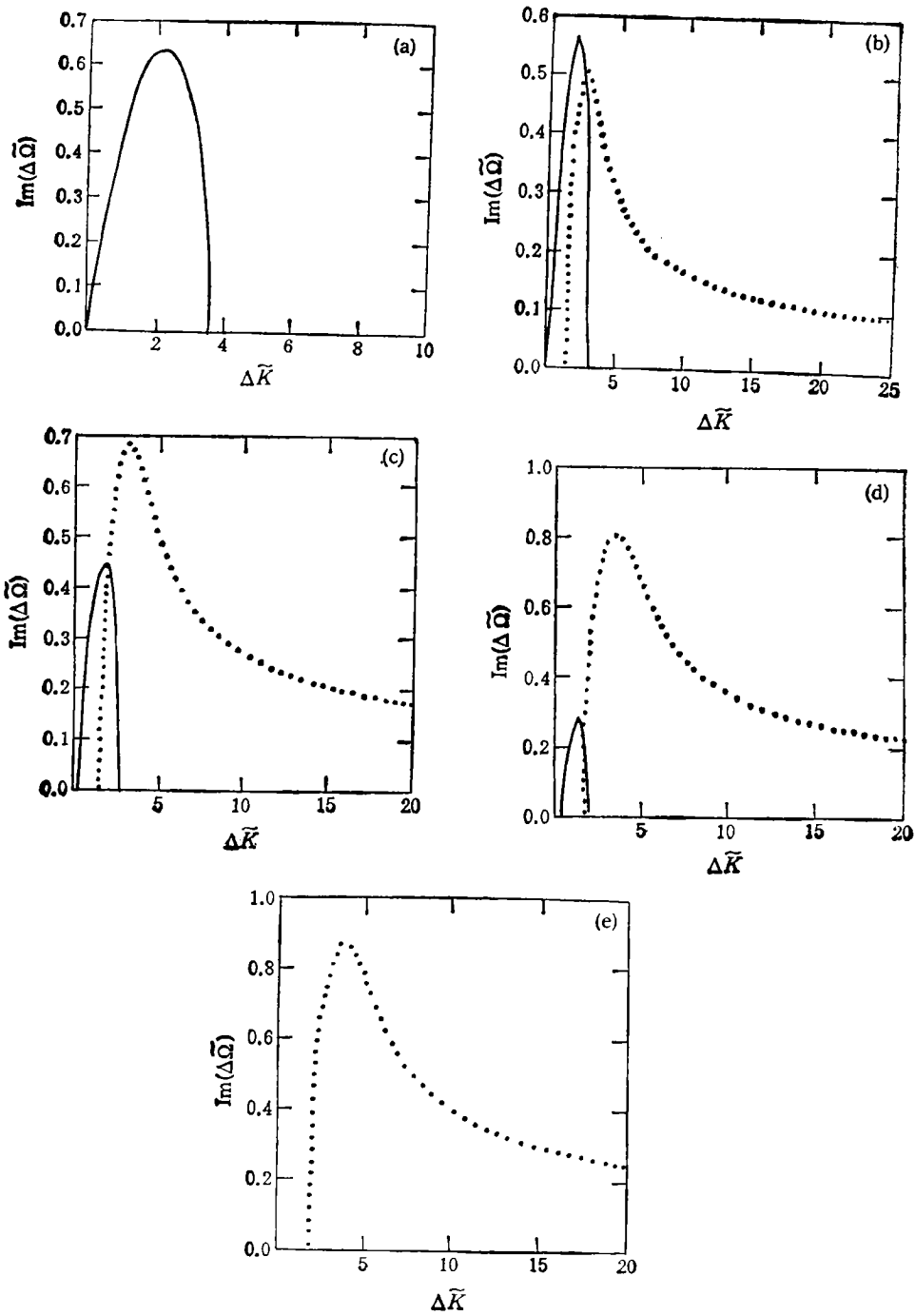


图1 无量纲线性增长率  $\text{Im}(\Delta\tilde{Q})$  随  $\Delta\tilde{K}$  的变化曲线  $\tilde{Q}_{BT} = 2^{1/2}, \tilde{\beta}_u = 3 \times 2^{1/2}$ ; (a)  $f_u = 0$ , (b)  $f_u = 0.2$ , (c)  $f_u = 0.5$ , (d)  $f_u = 0.8$ , (e)  $f_u = 1$ ; 实线和点线分别表示被捕获和未被捕获电子引起的不稳定性,下同

利用此色散方程进行数值计算,可以求得边带不稳定性的无量纲线性增长率  $\text{Im}(\Delta\tilde{\Omega})$  与频率  $\text{Re}(\Delta\tilde{\Omega}), \Delta\tilde{K}$  关于  $\tilde{Q}_{BT}, f_u$  和  $\tilde{\beta}_u$  的关系曲线。结果如图 1 和图 2 所示,其中  $\tilde{Q}_{BT}$  的物理意义为无量纲泵浦强度。

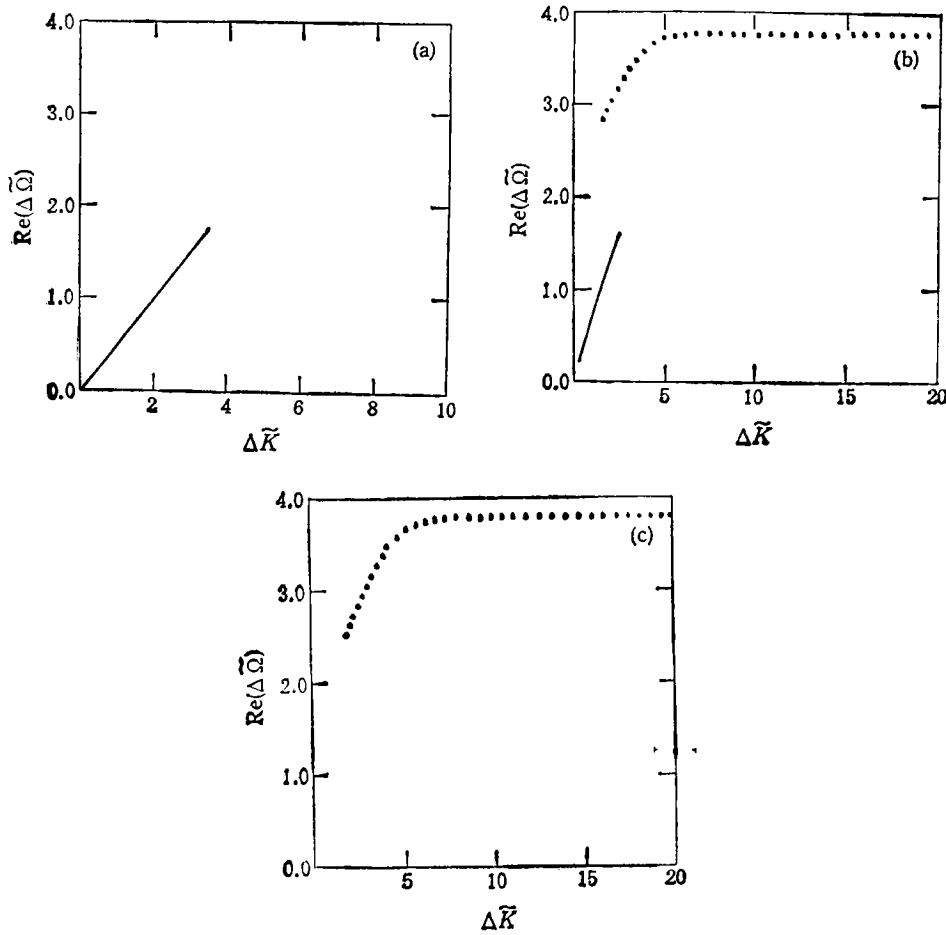


图 2 无量纲边带频率  $\text{Re}(\Delta\tilde{\Omega})$  随  $\Delta\tilde{K}$  的变化曲线  
 $\tilde{Q}_{BT} = 2^{1/3}, \tilde{\beta}_u = 3 \times 2^{1/3}$ ; (a)  $f_u = 0$ , (b)  $f_u = 0.5$ , (c)  $f_u = 1$

方程(35)具有以下的对称关系:

$$\begin{aligned} \text{Re}\Delta\tilde{\Omega}(-\Delta\tilde{K}) &= -\text{Re}\Delta\tilde{\Omega}(\Delta\tilde{K}), \\ \text{Im}\Delta\tilde{\Omega}(-\Delta\tilde{K}) &= \text{Im}\Delta\tilde{\Omega}(\Delta\tilde{K}). \end{aligned} \quad (36)$$

显然,上下边带不稳定性均存在,且与主频的间隔相同,而且线性增长率相等。为方便计,在图 1 和图 2 中,仅示出  $\Delta\tilde{K} > 0$  的一支曲线,另一支可通过(36)式而得到。

图 1 示出当  $\tilde{Q}_{BT} = 2^{1/3}$  时未被捕获电子成分从  $f_u = 0$  到  $f_u = 1$ , 线性增长率随  $\Delta\tilde{K}$  的变化情况。比较图 1(a)~(e) 不难看出,随着未被捕获电子成分的提高 ( $f_u$  增大),由被捕获电子引起的边带不稳定性的线性增长率和带宽都在逐渐下降。当  $f_u = 1$  时,由于没有被捕获电子,被捕获电子引起的边带不稳定性完全消失,其物理意义是很明

显的。此时仅存在未被捕获电子受到有质动力势的调制而产生的不稳定性。

由图 1 还可以看出,两种成分产生的不稳定性的性质随  $f_w$  的变化特性各不相同,但最大线性增长率却变化不大。当  $f_w \geq 0.2$  时,未被捕获电子已对边带不稳定性产生较大的影响。

图 2 体现了在不同的  $f_w$  下,  $\text{Re}(\Delta\tilde{\Omega})$  随  $\Delta\tilde{K}$  的变化情况。显然,随着  $\Delta\tilde{K}$  的增大,边带的频率单调增长。未被捕获电子在相同的  $\Delta\tilde{K}$  下,产生的不稳定性频率比被捕获电子引起的边频要高一些。当  $\Delta\tilde{K} \geq 5$  时,这部分电子引起的不稳定性频率基本上趋于恒定值。

进一步的计算表明,随着泵浦强度  $\tilde{Q}_{BT}$  的降低,边带不稳定性的带宽明显地展宽,未被捕获电子成分所产生的不稳定性随着  $f_w$  的变化,其最大线性增长率出现于不同的  $\Delta\tilde{K}$  值上。但在各种不同的条件下,总的最大线性增长率却变化不大。

- [1] 蒙林、刘盛纲,电子科技大学学报,22(1993),159.
- [2] N. M. Kroll and M. N. Rosenbluth, in *Physics of Quantum Electronics* (Addison-Wesley, Reading, MA), 7(1980), 147.
- [3] R. C. Davidson and J. S. Wurtele, *Phys. Fluids*, 30(1987), 557.
- [4] R. C. Davidson, *Phys. Fluids*, 29(1986), 2689.
- [5] W. M. Sharp and S. S. Yu, *Phys. Fluids*, B2(1990), 581.
- [6] R. W. Warren, B. E. Newnam and J. C. Goldstein, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-21(1985), 882.
- [7] V. K. Tripathi and C. S. Liu, *Phys. Fluids*, 31(1988), 3799.
- [8] A. Bhattacharjee, S. Y. Cai, S. P. Chang, J. W. Dodd and T. C. Marshall, *Nuclear Instruments and Methodes in Physics Research*, A285(1989), 158.
- [9] R. C. Davidson and J. S. Wurtele, *Phys. Fluids*, 30(1987), 2825.
- [10] 蒙林,相对论电子学中非线性效应的研究,电子科技大学博士学位论文,1993年4月.



# INFLUENCE OF UNTRAPPED ELECTRONS ON THE SIDE- BAND INSTABILITY OF ELECTROMAGNETIC WIGGLER FREE ELECTRON LASER

MENG LIN    LIU SHENG-GANG

*High Energy Electronics Institute, University of Electronic Science and  
Technology of China, Chengdu 610054*

(Received 11 August 1993)

## ABSTRACT

Influence of untrapped electrons on the sideband instability of electromagnetic Wiggler free electron laser (EM-FEL) is analyzed in detail with single-particle theory. The dispersion equation is derived by applying the method in Ref. [1], and detailed discussions are carried out, some conclusions are drawn.

**PACC:** 4255T; 4260