

注入信号对自由电子激光的影响

方洪烈 G. T. Moore¹⁾ M. O. Scully²⁾

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

1983年11月17日收到

提 要

本文中讨论了一个注入信号对自由电子激光的影响,找到了自由电子激光脉冲破裂的原因,和抑制脉冲破裂的方法.

自由电子激光器以它独特的优点引起了人们极大的兴趣,特别是它不需要任何激活介质,从而避免了通常激光器中由激活介质所带来的效应,例如介质吸收、破坏、自聚焦等等.有希望获得更高功率的高质量光束.然而事情并不象预期的那么理想.随着自由电子激光实验和理论的深入,人们很快发现,当脉冲功率达到一定值之后,经过自由电子激光放大器的脉冲会发生破裂.实验发现一个形状良好的单脉冲经放大后破裂为若干小尖峰^[1].这显然是人们所不希望的.因此研究脉冲破裂的原因、脉冲破裂与各种工作参量的关系,寻求抑制脉冲破裂的有效方法等是保证光束高质量放大的关键问题.

这里我们报道一个用外信号注入自由电子环形激光器(见图1(a))来改变脉冲行为的

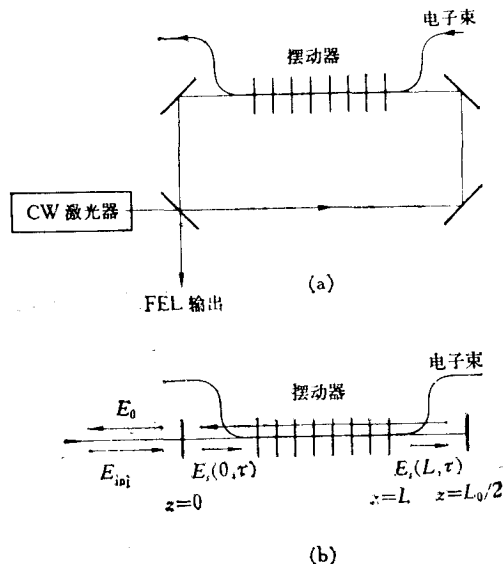


图1 具有注入信号的环形自由电子激光器

1) 2) 永久地址: Institute for Modern Optics, Phys. Dept. Univ. of NM, Albuquerque, New Mexico, U. S. A.

研究结果. 自由电子激光器是脉冲操作的, 外注入信号的频率接近于自由电子激光的频率. 我们希望通过一个外信号来改善脉冲的破裂.

一、注入信号的边界条件

对于自由电子激光来说, 一个外注入信号的存在不改变它的动力学方程^[2], 只改变了求解此方程的边界条件. 为了简化边界条件的求得, 让我们想象一个如图 1(a) 所示的环形腔蜕化为一个一维的系统, 如图 1(b) 所示. 为了简便计, 忽略了镜子的衍射和吸收. 同样我们也假定腔内的激光场和摆动器均为圆偏振的. 这样我们所要处理的仅是一个复标量场. 事实上这个场的电分量与圆偏振基矢 $\hat{e}_-$ 相关. 图 1(b) 中的输出镜位于坐标原点, 另一面镜子位于 $z = L_0/2$ 的位置, 而且它是全反射的, 因此镜面上的电场等于零. L_0 为环形腔的总长度.

输出镜左边的注入信号场具有如下形式:

$$E_{\text{inj}} = E_i \exp[-i\omega_i(t - z/c)], \quad (1)$$

其中 E_i 为常数. 输出镜左边的场为

$$\begin{aligned} E_L(z, t) = \int dk \{ & C_1(k) [\exp(ik(z - ct)) \\ & + R_1(k) \exp(-ik(z + ct))] \\ & + C_2(k) T_2(k) \exp[-ik(z + ct)] \}. \end{aligned} \quad (2)$$

而输出镜右边和摆动器左边的场为

$$\begin{aligned} E_R(z, t) = \int dk \{ & C_1(k) T_1(k) \exp(ik(z - ct)) \\ & + C_2(k) [\exp(-ik(z + ct)) \\ & + R_2(k) \exp(ik(z - ct))] \}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 R_1, T_1, R_2, T_2 分别为左边和右边入射波的反射系数和透射系数. 我们感兴趣的是那些波 (k), 其频率接近于由入射电子能量和多普勒上转换条件确定的共振频率 $\omega_s = ck_s$. 显然反射系数和透射系数依赖于镜子的结构. 而且反射相位还灵敏地依赖于镜子的位置. 它们具有如下关系:

$$\begin{aligned} |R_1|^2 + |T_1|^2 &= 1, \quad |R_2|^2 + |T_2|^2 = 1, \\ T_1 &= T_2, \quad R_1 = -R_2^* T_1 / T_2^*. \end{aligned} \quad (4)$$

比较方程(1)和(2)可得

$$C_1(k) = E_i \delta(k - \omega_i/c). \quad (5)$$

如果我们将输出的激光场写为 $E_0(z, t) \exp[-ik_i(z + ct)]$, 那么从(2)和(5)式可得

$$\begin{aligned} E_0(z, t) = & E_i R_1(k_i) \exp[i\nu_i(t + z/c)] \\ & + \int dk C_2(k) T_2(k) \exp[-i(k - k_i)(z + ct)], \end{aligned} \quad (6)$$

其中

$$k_i = \omega_i/c, \quad \nu_i = \omega_s - \omega_i.$$

如果我们将腔内向右方传播的场写为 $E_s(z, t)\exp(i\omega_s\tau)$, 其中 $\tau = t - z/c$, 那么 E_s 便是出现在动力学方程中的场量^[2]. 在输出镜与摆动器之间的场 E_s 不依赖于坐标 z . 从 (3) 和 (5) 式可得

$$E_s(0, \tau) = E_i T_1(k_i) \exp(i\nu_i \tau) + \int dk C_2(k) R_2(k) \exp[-ic(k - k_i)\tau]. \quad (7)$$

这里我们指出, 在摆动器右边场的慢变振幅写为 $E_s(L, \tau)$ 时, 在摆动器右边与右反射镜左边的总场为

$$E_s(L, \tau) \exp(-i\omega_s \tau) + \int dk C_2(k) \exp[-ik(z + ct)]. \quad (8)$$

因为右端反射镜面上的场必须为零, 即当 $z = L_0/2$ 时总场为零, 故有

$$E_s(L, \tau) = -\exp(i\omega_s \tau) \int dk C_2(k) \exp[-ik(c\tau + L_0)]. \quad (9)$$

对上式做傅里叶变换得

$$C_2(k) = -(c/2\pi) \exp(ikL_0) \int d\tau' E_s(L, \tau') \cdot \exp[i(c\tau - \omega_s)\tau']. \quad (10)$$

将(10)式代入(7)式得

$$E_s(0, \tau) = E_i T_1(k_i) \exp(i\nu_i \tau) - (c/2\pi) \int dk \cdot \exp(ikL_0) R_2(k) \int d\tau' E_s(L, \tau') \exp[i(\omega_s - ck)(\tau - \tau')]. \quad (11)$$

如果反射系数 R_2 是常数, 上式对 k 的积分便可给出 $\delta(\tau - \tau' - L_0/c)$.

下面我们假定电子束脉冲序列以周期 t_c 进入摆动器, 且 t_c 十分接近光在腔内运行一周的时间 L_0/c . 我们定义一个延迟时间

$$\delta t = t_c - L_0/c. \quad (12)$$

虽然由于注入信号使得腔内始终存在一个弱场, 但有意义的只是与电子脉冲重合的那部分以及其附近的激光辐射场. 我们将第 n 次通过摆动器的激光场振幅 $E_s^{(n)}$ 写成如下形式:

$$E_s(z, nt_c + \tau) = E_s^{(n)}(z, t) \exp(i\nu_i nt_c). \quad (13)$$

上式中的相位因子 $\exp(i\nu_i nt_c)$ 的引入是为了方便. 同时假定了光脉冲是位于 $\tau = 0$ 附近的. 由(11), (12)和(13)式可得

$$\begin{aligned} E_s^{(n+1)}(0, \tau - \delta t) \exp(i\nu_i \delta t) &= E_s(0, (n+1)t_c + \tau - \delta t) \exp[i\nu_i(\delta t - (n+1)t_c)] \\ &= E_i T_1(k_i) \exp(i\nu_i \tau) - (c/2\pi) \exp[i\nu_i(\delta t - (n+1)t_c)] \int dk \exp(ikL_0) R_2(k) \int d\tau' E_s(L, \tau') \\ &\quad \cdot \exp\{[i(\omega_s - ck)][(n+1)t_c + \tau - \delta t - \tau']\}. \end{aligned} \quad (14)$$

对上式做积分变量代换 $\tau'' = \tau' - nt_c$, 同时利用(13)式, 我们可得

$$E_s^{(n+1)}(0, \tau - \delta t) \exp(i\nu_i \delta t) = E_i T_1(k_i) \exp(i\nu_i \tau)$$

$$\begin{aligned}
 & - (c/2\pi) \exp(ik_i L_0) \int dk \int d\tau'' R_2(k) E_i^{(n)}(L, \tau'') \\
 & \cdot \exp[i(\omega_s - ck)(\tau - \tau'')].
 \end{aligned} \quad (15)$$

如果 R_2 是常数, 上面的积分可完成并给出

$$\begin{aligned}
 & E_i^{(n+1)}(0, \tau - \delta t) \exp(iv_i \delta t) \\
 & = E_i T \exp(iv_i \tau) + R E_i^{(n)}(L, \tau),
 \end{aligned} \quad (16)$$

其中

$$T = T_1(k_i), \quad R = -\exp(ik_i L_0) R_2(k_i). \quad (17)$$

有了关系式(16)我们可以进一步考虑自由电子激光的输出. 将(10)式代入(16)式, 并做积分变量代换 τ'' (同前)便可以求得

$$\begin{aligned}
 E_0(z, t) = & E_i R_1(k_i) \exp[iv_i(t + z/c)] \\
 & - (c/2\pi) \exp[(ik_i L_0) + iv_i(nt_c + L_0/c)] \int dk T_2(k) \\
 & \cdot \int d\tau'' E_i^{(n)}(L, \tau'') \exp[i(\omega_s - ck)(t + z/c \\
 & - L_0/c - \tau'' - nt_c)]
 \end{aligned} \quad (18)$$

如果我们按下式定义一个 $E_0^{(n)}(\tau)$:

$$\begin{aligned}
 E_0(z, t) = & -\exp[ik_i L_0 + iv_i(nt_c + L_0/c)] \\
 & \cdot T_2(k_i) E_0^{(n)}(t + z/c - L_0/c - nt_c) / T_2^*(k_i),
 \end{aligned} \quad (19)$$

对于 T_2 为常数的情形便得

$$E_0^{(n)}(\tau) = -R^* E_i \exp(iv_i \tau) + T^* E_i^{(n)}(L, \tau). \quad (20)$$

到此我们已可以用计算机来研究这个问题了.

二、计算结果

本计算工作是用美国洛斯·阿拉莫斯国家实验室的电子计算机完成的. 计算结果表明:

1. 脉冲破裂的存在

一个高斯型光脉冲与一个高斯电子束脉冲同时进入摆动器, 光脉冲便获得放大. 当光脉冲在环形腔内返回到初始位置时, 第二个相同的电子脉冲也来到相同的位置, 再一次“同时”进入摆动器. 反复这一过程光脉冲便可多次放大.

当电子束电流不大时(弱泵浦情况), 此高斯型光脉冲会变形为另一个形状不变的稳态脉冲. 此结果已在另文中讨论过.

电子束电流大时, 情况便不同了. 图2中a给出了一个理想的高斯脉冲经过150次放大之后的情况. 它表明此脉冲已严重的破裂. 同时我们看到此脉冲的光谱也由一个理想的高斯型光谱结构变形为多峰结构. 其中特别值得注意的是图中频率为 ω_q 的次峰的出现. 这一点表明 ω_q 频率的增益较高(相对邻近频率而言). 计算表明 ω_q 的位置刚好是自由电子激光小信号增益曲线的次增益峰^[3]的位置.

2. 脉冲破裂的原因

图 2 中 *c* 示出了此脉冲通过放大器 50 次的情况。它表明仍然是“一个”脉冲, 而光谱成分偏离高斯分布的情况也并不严重。比较图 2 中 *a* 和 *c* 我们可以猜到 ω_q 成分的增强可能是脉冲破裂的主要原因。为此, 我们在第 50 次通过的同时注入一个适当强度的 (其幅度为高斯脉冲初始幅度的 10%) 频率为 ω_q 的外信号。在此情况下脉冲只要在摆动器内通过一次便严重地破裂了, 见图 2 中 *d*。比较图 2 中 *a* 和 *d* 还可以发现脉冲破裂后所形成的尖峰具有相同的重复频率。这一点进一步说明此脉冲破裂的原因就是由于 ω_q 成分的增强。图 2 中 *a* 和 *d* 的差别在于 ω_q 成分的幅度不同, *a* 的低, *d* 的高; ω_q 成分增强的原因不同, *a* 是多次放大的结果, *d* 是注入的; 破裂的速度不同, *a* 是通过了 100 次, 而 *d* 只通过了一次。因此它们破裂的情况也并不完全相同。

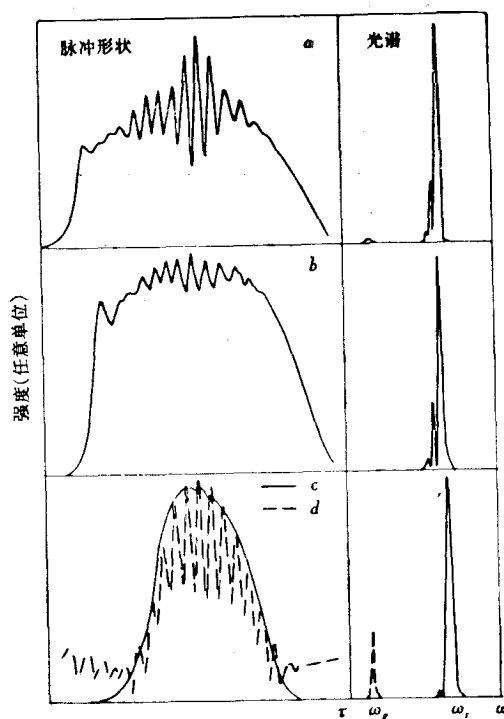


图 2 脉冲破裂的原因

3. 脉冲破裂与 Q 值的关系

图 2 中 *a* 和 *b* 给出了镜面反射率不同相同脉冲的破裂情况。图中所示的结果除镜面反射率不同之外, 其他条件完全相同, 但破裂的程度很不相同。我们发现, 反射率高的情况, 破裂的严重, 反射率低的破裂得轻些。同时我们还发现光谱成分中 ω_q 的分量在高反射率时幅度高, 反射率低时幅度低。

这样一个结果是十分自然的。因为 ω_q 刚好位于自由电子激光增益曲线的次峰区域内, 所能给出的增益不高。腔的 Q 值对它来说无疑是灵敏的。高 Q 值时振荡强, 因此光谱结构中 ω_q 成分的幅度高, 破裂严重些。相反地, 低 Q 值时振荡弱, 光谱结构中 ω_q 成分的幅度自然低, 因此破裂也自然轻一些。

所有上面这些结果均表明频率为 ω_q 成份的增强是引起脉冲破裂的根本原因。因此, 只要能够完全抑制频率为 ω_q 成份的“过高”的增益, 便可以有效地抑制脉冲破裂。为了获得足够的增益, 同时又抑制 ω_q 成份的过分增强, 我们可以用一个这样的反射镜, 即它在增益主峰区域的反射率是高的或我们所需要的值。而在次增益峰区域的反射率是低的。用这样的方法, 计算表明脉冲破裂已基本消除^[4]。此时脉冲的形状并不十分理想。为了改善脉冲的形状, 可采用光栅或 Fabry-Perot 标准具等光谱元件来构成腔。这样的腔可望完全抑制脉冲破裂又保持一个好的脉冲形状。这一工作正在进行中。

4. 注入信号的作用

一般说来一个任意的注入信号只能使一个完整的单脉冲破裂得更快、更严重。但是适当控制注入信号的幅度、频率和相位能使得脉冲破裂情况得到不同程度的改善。图 3(a)给出了一个较短的入射脉冲,在一定的泵浦条件下通过摆动器 200 次后的破裂情况。其光谱仍为双峰结构,此双峰的高度可以相比拟,而且相邻很近。对于这种情况可知其两峰仍处在主增益区域内。我们注入一个频率为 ω_i 处于两峰之间的信号(见图 3(a))。这个注入信号可将两峰的频率锁定在 ω_i 的附近。从而形成一个近似高斯型的单峰光谱结构(见图 3(b)),因而脉冲也保持着一个近高斯型的单峰结构,使得脉冲破裂得到显著改善,见图 3(b)。此时的注入功率大约为腔内功率的万分之一。

对于图 2 所示的长脉冲来说,上述锁定的方法是行不通的。这是因为频率为 ω_q 成分位于次峰区,在主次峰区之间尚有一个吸收区。另外 ω_s 与 ω_q 相距甚远,不可能用一个注入信号将它们锁在一起。对于这样的脉冲不可能找到一个注入信号使它保持单峰脉冲结构。

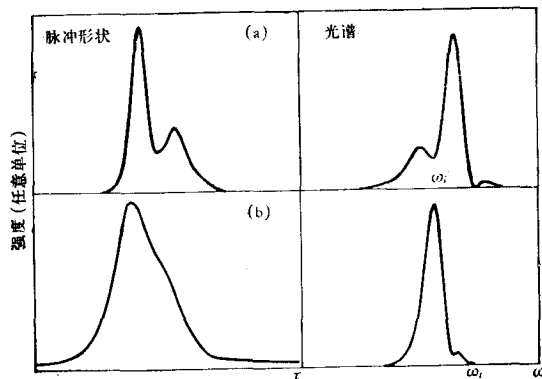


图 3 频率锁定时脉冲破裂的改善

(a) 无注入信号时; (b) 有注入信号时

虽然我们可以注入一个频率为 ω_q 的信号,并控制它的相位与腔内场的相位相反形成一个“负反馈”。但这样做只能使脉冲破裂得到轻微改善,而不能完全消除。

三、结 论

计算结果已经清楚地表明了脉冲破裂的物理原因是放大过程中某些光谱成分的过分增强。即光谱的破裂引起脉冲的破裂。光谱破裂是频率增益不均匀所致。由于不同频率的增益不同,放大后其光谱结构必然改变。因而产生脉冲变形以至破裂。基于这样一种原因,在腔内采用光谱元件如光谱反射镜、光栅以及 Fabry-Perot 标准具等以保持光谱结构不变是抑制脉冲破裂的有效方法。

这样一个结果与通常激光振荡器中形成无规尖峰结构的起因是类同的。

参 考 文 献

- [1] J. N. Eckstein *et al.*, Free Electron Generators of Coherent Radiation, Physics of Quantum Electronics, vol. 8, Addison-Wesley Publishing Co., Inc., Massachusetts, (1982), 49.
- [2] G. T. Moore, M. O. Scully, *Phys. Rev.*, A21(1980), 2000.
- [3] F. A. Hopf, *et al.*, *Opt. Comm.*, 18(1976), 413.
- [4] H. Al-Abawi *et al.*, A title of Optical Instabilities and Coherence in the Free-Electron-Laser, reported in the Conference on FEL held in France, (1982).

THE EFFECT OF AN INJECTION SIGNAL ON THE
FREE-ELECTRON-LASER

FANG HONG-LIE* G. T. MOORE** M. O. SCULLY**

ABSTRACT

In this paper, the effects of an injection signal on the Free-Electron-Laser are investigated. And the reason of and the method for suppressing the break-up of the optical pulses in a Free-Electron-Laser are found.

* Permanent address: Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica.

** Permanent address: Institute for Modern Optics, Dept. of Phys. and Astronomy, Univ. of New Mexico, Albuquerque, NM 87131, USA.