第7卷 第4期
1987年4月

光 学 学 报
ACTA OPTICA SINICA

Vol. 7, No. 4
April, 1987

工作在可见和紫外波段的自由电子激光器

傅恩生 凌根深 王之江
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

Madey 指出用直线加速器，限制了电子束束流密度，使得自由电子激光器可能达到的短波长极限为 $1\,\mu m$ 左右。本文提出利用自由电子激光器的高次谐波运转，用直线加速器可望获得可见和紫外波段的短波长激光。实现自由电子激光器高次谐波运转的关键是建立高 K 值的 Wiggler 磁场。

关键词：自由电子激光器，直线加速器，高次谐波。

一、引 言

自由电子激光器是八十年代激光领域中的一支独秀[1]，当前人们非常关心自由电子激光器向短波长发展的问题。Madey 指出用直线加速器的自由电子激光器可能达到的短波长极限为 $1\,\mu m$ 左右[2]。

本文从理论上分析了相对论性电子通过 Wiggler 磁场的自发辐射谱和高次谐波的增益特性，讨论了自由电子激光器高次谐波运转条件以及利用高次谐波获得可见和紫外波段自由电子激光的可能性。

二、电子的运动方程

设沿 y 方向取向的线偏振周期磁场的场强

$$\boldsymbol{B}_w = B_0 \sin k_0 z \boldsymbol{e}_y, \tag{1}$$

式中 B_0 为磁场的振幅，波数 $k_0=(2\pi/\lambda_w)$，λ_w 是磁场的周期长度。线偏振的激光场，电场矢量和磁场矢量可表示为

$$\left.\begin{aligned} &\boldsymbol{E}_s = E_s \cos\psi_s \boldsymbol{e}_x, \quad \boldsymbol{B}_s = B_s \cos\psi_s \boldsymbol{e}_y, \\ &\psi_s = f k_s z - f\omega_s t + \phi, \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

式中 ψ_s 为光场的位相，f 为谐波级次，$k_s=(2\pi/\lambda_s)$，λ_s 是激光波长，$\omega_s=ck_s$ 是激光场的角频率，c 是光速，ϕ 为初位相。

电子在场中的运动状态由劳伦兹方程确定

$$\frac{d(m\gamma\boldsymbol{v})}{dt} = -e\left(\boldsymbol{E}_s + \frac{\boldsymbol{v}}{c}\times\boldsymbol{B}\right), \tag{3}$$

式中 $\boldsymbol{B}=\boldsymbol{B}_w+\boldsymbol{B}_s$。将(1)、(2)代入(3)式，得

收稿日期：1986年2月17日；收到修改稿日期：1986年8月24日

$$\left.\begin{aligned}\frac{dv_x}{dt}&=-\frac{e}{mr}\left(E_s\cos\psi_s-B_0\frac{v_z}{c}\sin k_0z\right),\\\frac{dv_y}{dt}&=0,\\\frac{dv_z}{dt}&=-\frac{e}{mrc}B_0v_x\sin k_0z_{\circ}\end{aligned}\right\}\tag{4}$$

式中假定了γ为常数，并忽略了B_s的影响。因$v_z=c$，于是得到电子的速度分量

$$\left.\begin{aligned}v_x&\doteq-\frac{cK}{\gamma}\cos k_0z,\\v_z&=v_{0z}-\frac{cK^2}{4\gamma^2}\cos 2k_0z,\end{aligned}\right\}\tag{5}$$

式中$K=(eB_0/mc^2k_0)$为偏离系数，是Wiggler磁场的一个重要参数。由(5)式积分得到电子的坐标函数

$$z(t)=v_{0z}t-\frac{K^2}{8\gamma^2k_0}\sin 2k_0z,\tag{6}$$

正是电子在z方向的这种微小振动，才导致了自由电子激光器的谐波产生[3]。

三、单电子的自发辐射谱

本文讨论的是康普顿散射型自由电子激光器，因而忽略了电子之间的相互作用，可以用单电子模型来描述其中的物理过程。单电子在单位立体角单位频率间隔辐射的能量为*[2]

$$\frac{dW}{d\Omega\,d(f\omega_s)}=\frac{e^2f^2\omega_s^2}{4\pi^2c}|Q|^2,\tag{7}$$

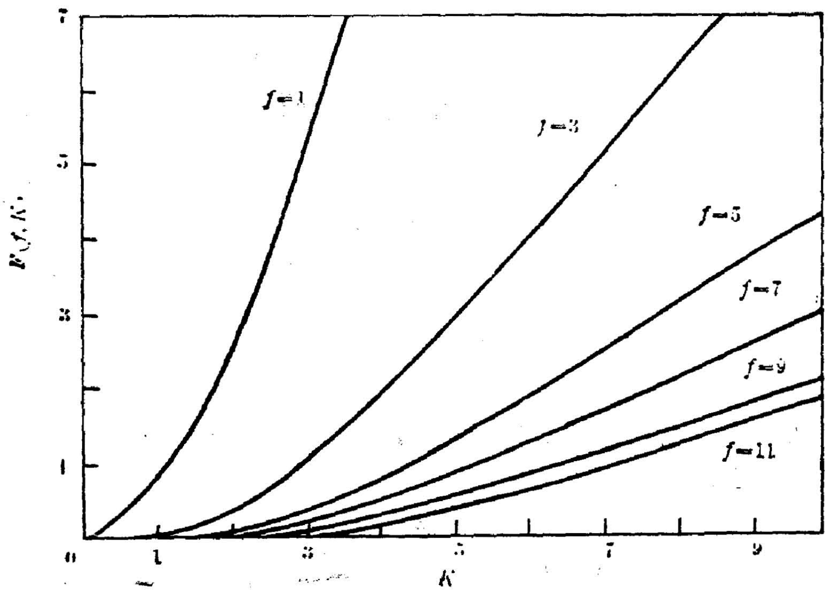

Fig. 1 Coupling coefficient between electron and optical field $F(f, K)$ versus K value

* 观测方向与轴向方向z平行。

$$Q=\int_0^L \beta_\perp(z)\exp\left\{i\frac{f\omega_s}{c}\int_0^z[1-\beta_\parallel(z')]dz'\right\}dz。\tag{8}$$

式中 $\beta_\perp=(v_\perp/c)$, $\beta_\parallel=(v_\parallel/c)$, Q 称之为复数振幅。经复杂计算求出复振幅积分值 Q, 将(9)式代入(7)式就得到单电子在单位频率间隔内单位立体角中的自发辐射能量

$$|Q|^2=\frac{N^2K^2\lambda_w^2}{4\gamma}[J_{(f-1)/2}(f\xi)-J_{(f+1)/2}(f\xi)]^2\left[\frac{\sin 2\pi Nf\delta}{2\pi Nf\delta}\right]^2,\tag{9}$$

$$\frac{dW}{d\Omega d(f\omega_s)}=\frac{e^2f^2\omega_s^2N^2\lambda_w^2}{16\pi^2c\gamma^2}F(f,K)\left[\frac{\sin 2\pi Nf\delta}{2\pi Nf\delta}\right]^2,\tag{10}$$

$$F(f,K)=K^2[J_{(f-1)/2}(f\xi)-J_{(f+1)/2}(f\xi)]^2,\tag{11}$$

式中 $F(f, K)$ 被定义为电子和辐射场的耦合系数,可见，单位频率间隔单位立体角内单电子的自发辐射能量与 $F(f, K)$ 成正比；对于一定的谐波级次 f, $F(f, K)$ 仅与 Wiggler 磁场的偏离系数 K 有关。$F(f, K)$ 与 K 值的关系如图1所示。当 $K<1$ 时，$F(f, K)$ 很小,因此谐波辐射很弱；当 $K\gg1$ 时,$F(f, K)$ 迅速增大，说明选择合适的 K 值可以获得较强的谐波辐射。

四、自由电子激光器的增益

假设电子束损失的能量全部转换为辐射,则由增益定义得

$$G=\frac{n_e(mc^2\gamma)c}{(cE_s^2/4\pi)}\langle\delta\rangle,\tag{12}$$

根据 Madey 定理[5]

$$\langle\delta\rangle=\frac{1}{2\gamma}\frac{\partial}{\partial\gamma}\langle(\Delta\gamma)^2\rangle=-\frac{k_s^2a_s^2}{2\gamma}\frac{\partial}{\partial\gamma}|Q|^2。\tag{13}$$

故

$$G=-\frac{4\pi n_e e^2}{2mc^2}\frac{\partial}{\partial\gamma}|Q|^2。\tag{14}$$

将(9)代入(14)式,得

$$G=\frac{\pi f\omega_p^2N^3\lambda_w^2}{c^2\gamma^3}F(f,K)\frac{2-2\cos x-x\sin x}{x^3},\tag{15}$$

其中 $x=4\pi Nf\delta$。当 $x=2.6$ 时,可得极大值增益

$$\left.\begin{aligned}G_{max}(f,K)&=0.424\frac{f\omega_p^2N^3\lambda_w^2}{c^2\gamma^3}F(f,K),\\ \omega_p^2&=\frac{4\pi n_e e^2}{m},\end{aligned}\right\}\tag{16}$$

其中 ω_p 是等离子体频率,n_e 是电子密度,m 是电子质量,e 是电子电荷,N 是 Wiggler 磁场的周期数,$N=(L/\lambda_w)$, L 是 Wiggler 磁场长度。

各级谐波的增益与谐波级次 f 成正比,与耦合系数 $F(f, K)$ 成正比。图2表示谐波增益与基波增益之比随 K 值的变化曲线。由此可知，当 $K<3$ 时归一化的谐波增益与 K 值成正比,当 $K>4$ 时,归一化的谐波增益达到饱和；谐波级次越高,达到饱和所需要的 K 值越大。当 $K=3$ 时,三次谐波的增益可达到基波的 60%。

在近共振条件下

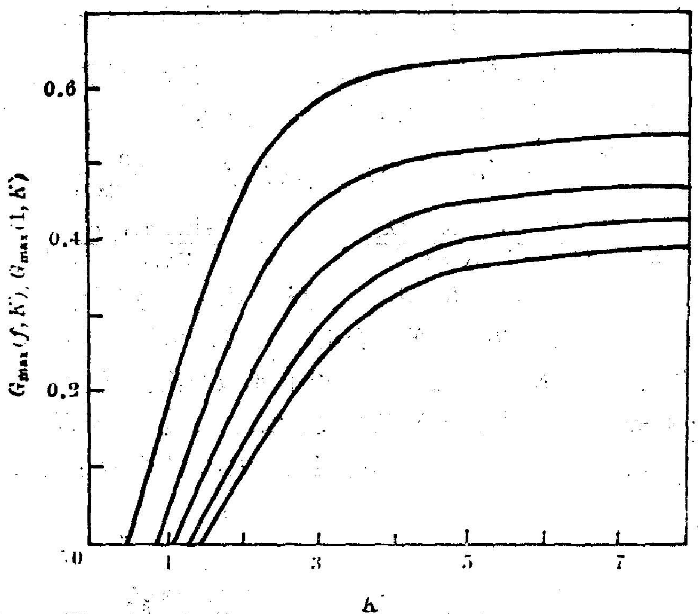

Fig. 2 The normalized gain $G_{max}(f, K)/G_{max}(1, K)$ versus K value

$$\gamma^2 \simeq \frac{\lambda_w}{2\lambda_s}[1+(1/2)K^2], \tag{17}$$

将(17)式代入到(16)式，得到

$$G_{max}(f, K)=1.199\frac{f\omega_p^2 N^3 \lambda_w^{1/2}\lambda_s^{3/2}}{c^2[1+(1/2)K^2]^{3/2}}F(f, K) \tag{18}$$

从(18)式显见短波长的激光(λ_s小)增益低。图3为$K=3$时不同的激光波长λ_s，其增益$G_{max}(f, K)/\omega_p^2 N^3$与谐波级次$f$的关系。为了提高短波长激光增益，可以增大$\omega_p^2$，但它受到Lawson-Penner判据的约束[6]。Lawson-Penner判据指出，直线加速器的峰值电流i_p，满足于

$$i_p=10^4\gamma^2 s^2,$$

其中i_p的单位取[A]，s^2是x向和y向电子束发射度之积，单位取[cm² rad²]。因此，由(18)式确定的ω_p^2为6.6×10^{21} (sec)$^{-2}$，如果用0.53 μm做基波(相应的$\gamma=534$)，当$N=50$时，其增益G_{max}(5300Å)$=39\%$；若用1.06 μm做基波，仍取$N=50$，它的基波增益$G_{max}(1.06\ \mu m)=115\%$，它的三次谐波(3500Å)增益为66%。因此，用较长的基波做电

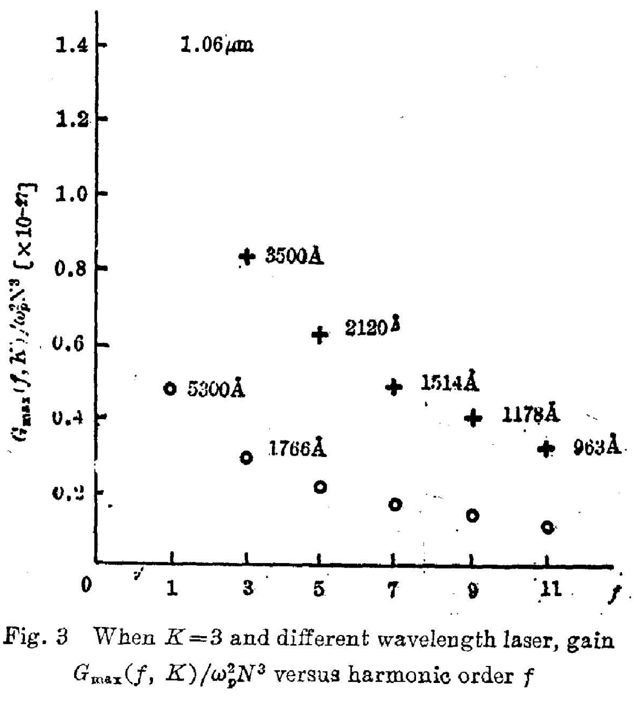

Fig. 3 When $K=3$ and different wavelength laser, gain $G_{max}(f, K)/\omega_p^2 N^3$ versus harmonic order f

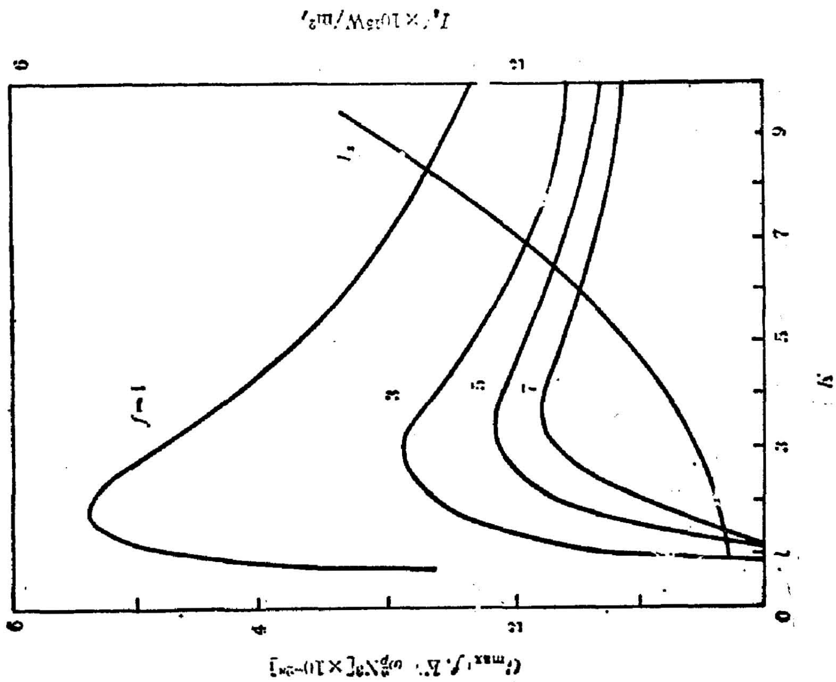

Fig. 4 When fundamental is 5300Å, the gains of various harmonic versus K value. The curve shows injected laser power when gain gets maximum

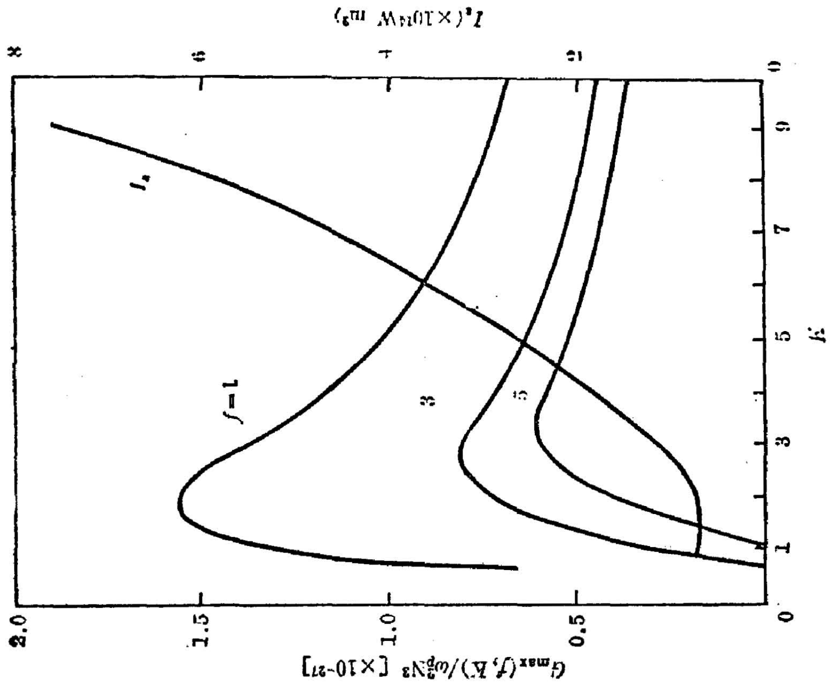

Fig. 5 When the fundamental is 1.06μm, the gains of various harmonics versus K value. The curve shows injected power when the gain gets maximum

子束聚束，它的谐波增益往往比用短波做基波时的增益高。

前面提到，获得极大值增益时 $x=2.6$，相应所需要的入射激光功率

$$\left.\begin{aligned} I_s&=\frac{1}{2z_0}\left(\frac{mc^2}{e}\right)^2(a_sk_s)^2,\\ a_sk_s&=\frac{k_0(\Delta\gamma)^2}{K\{\cos\psi_r-[(\pi/2)-\psi_r]\sin\psi_r\}},\quad \Delta\gamma=\gamma\delta,\end{aligned}\right\} \tag{19}$$

式中 z_0 是真空阻抗，其值为 $377\,\Omega$。图 4 和图 5 示出获得极大值增益所需要的初始激光功率。

五、结　语

根据上述分析，如果希望用直线加速器（能量范围 30～200 MeV）获得可见光和紫外波段的自由电子激光，则应采取以下途径：

1．用自由电子激光的高次谐波输出，这就突破了 $1\,\mu$m 的短波下限；

2．为了得到高增益的谐波输出，应选择 Wiggler 磁场的偏离系数 $K>3$；

3．选用 $1.06\,\mu$m 做基波。目前的激光技术，在 $10.6\,\mu$m，$1.06\,\mu$m 和 $0.53\,\mu$m 都能获得足够强的激光功率，但用 $10.6\,\mu$m 做基波，即使用 11 次谐波也达不到可见区，用 $0.53\,\mu$m 做基波，要求的电子束能量就超过了通常直线加速器的能量范围，即使有高能直线加速器可供使用，其基波本身的增益也仅有 39%，谐波增益就更低了。用 $1.06\,\mu$m 做基波，它的三次谐波（3500 Å）和五次谐波（2120 Å）都有相当高的增益（G_{max}(3500 Å) = 66%，G_{max}(2120 Å) = 50%）因此用 $1.06\,\mu$m 做基波，获得可见区和紫外波段的自由电子激光谐波输出是可能的。

当然，要获得短波长的自由电子激光，并不限于使用直线加速器，更合适的是使用高能电子储存环。

参　考　文　献

[1] L. R. Elias, W. B. Colson; *IEEE J. Quantum Eletcron.*, 1983, **QE-19**, No. 3 (Mar), 271.
[2] J. M. J. Madey; Bendonr Free Electron Laser Conf., (1983), *Journal De Physique Colloque Cl* (Supplement) No. 2, 1983, **44**, Cl-169.
[3] W. B. Colson; *IEEE J. Quantum Electron.*, 1981, **QE-17**, No. 8 (Aug), 1471.
[4] J. D. Jackson; «Classical Electrodynamics», (J. Wiley Inc. New York 1976).
[5] C. C. Shih, M. Z. Caponi; *Phys. Rev.* (*A*), 1982, **A26**, No. 1, (Jal), 438～450.
[6] A. Renieri; *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1979, **26**, No. 3 (Jun), 3827～3829.

Free electron laser in the visible or UV region

FU ENSHENG, LING GENSHEN AND WANG ZHIJIANG
(*Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica*)

(Received 17 February 1986; revised 24 August 1986)

Abstract

Madey pointed out that the limit of short wavelength of free electron laser with a linear accelerator is about $1\mu m$ because of available current limit. We suggest in this paper that using higher harmonic operation of a linear accelerator, a visible or ultraviolet short wavelength free electron laser is perspective.

Key Words: free electron laser; linear: accelerator; higher harmonic.

第四届激光物理讨论会在桂林市召开

由中国光学学会资助，中国科学院上海光机所和华东师范大学共同负责筹备的第四届激光物理讨论会于1986年12月15日至19日在桂林市召开。全国24所高等院校和3所研究所的将近50名专家、学者参加了会议。会议还特邀了美国加利福尼亚大学伯克莱分校物理系沈元壤教授参加会议。

会议大致分三个阶段进行。第一阶段由21名代表畅谈了自第三届激光物理讨论会至今两年左右的时间内各单位在激光物理研究方面所取得的新成绩，以及今后的发展方向。同时还介绍了各自的选题背景和人力、设备等方面的情况。每一位代表的报告内容既概括又突出重点。沈元壤教授也在会上作了精采的有启发性的工作报告。代表们普遍感到与会各单位的工作比前两年有进步，开始有了各自的特色，重复性工作大大减少。

第二阶段是通过质询的形式，本着实事求是的精神，代表们坦率、诚恳地对各单位的工作进行评价和讨论。在和谐的气氛中，开诚布公、畅所欲言，不仅交流了学术思想，而且针对各单位的不同情况提出一些有益的建议和望希。对原来基础较好的单位，希望他们做到选题新型又要有重点地把工作做深做透。对一些新成立的单位，代表们更是设身处地提建设性的建议，殷切地望希他们充分利用自身的有利条件，多做工作，少走弯路，尽快形成自己的特色。

第三阶段，代表们对一些大家共同关心的问题，例如：如何结合各单位的特长来选课题，如何加强相互之间的合作、协作，如何做好各学科之间的交叉，如何搞好基础理论工作以及研究生的培养等问题进行了广泛的讨论。沈元壤教授还根据我国具体情况，对怎样进一步开设激光物理方面的研究课题，提出了有益的、有启发性的意见。

与会代表一致认为本届激光物理讨论会的形式既不同于一般的学术报告会，又不同于通常的规划讨论会，它只作为民间的学术交流，效果更好，希望下一次继续进行。并热情邀请沈元壤教授再次参加下一届讨论会。会议建议第五届激光物理讨论会由华侨大学和中国科学院福州物质结构研究所负责，复旦大学协助筹备，于1988年举行。

（张珊珊）