

用于自由电子激光器的双绕螺线波荡器

褚成 陆载通 施瑞根 张立芬 胡煜
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

研制了用于喇曼自由电子激光器的双绕螺线波荡器,测试了它的工作特性。用这台波荡器作泵浦源,获得了自由电子激光辐射,并进行了初步的参量研究。

一、引 言

作为喇曼自由电子激光器的泵浦源,近来人们大多采用双绕螺旋波荡器^[1~3]。这种电磁波荡器所产生的右旋偏振波荡场与约束电子束的引导磁场相配合,能够在适当的参数组合下有效地泵浦自由电子,导致大的激光增益及高的电子效率。我们在一台喇曼自由电子激光上^[4]也采用了这种泵浦方式。实验表明,双绕螺旋波荡器不但和铁环波荡器一样可以给出激光输出,而且用它做参量实验更加适宜。

二、双绕螺旋波荡器的主要参数的确定

右旋圆偏振波荡场的两个主要参数是:强度及周期。首先考察强度。在图1所示电流为 I 的双绕螺旋中,磁标势 φ 为(Gauss 单位制)^[5]:

$$\varphi = \varphi_I + \varphi_{-I} = -\frac{16\pi I}{c\lambda_w} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} K'_n(nk_w a) I_n(nk_w r) \sin(\theta - k_w z), \quad (1)$$

式中 I 为流过螺线的电流, λ_w 为波荡器周期, $k_w \equiv 2\pi/\lambda_w$, (r, θ, z) 为圆柱坐标, K_n 及 I_n 为贝塞尔函数的不同类别。由(1)式算出磁场分量为:

$$\begin{cases} B_r = \frac{8Ik_w^2 a}{c} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} K'_n(nk_w a) \cdot nI'_n(nk_w r) \sin n(\theta - k_w z), \\ B_\theta = \frac{8Ik_w a}{cr} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} K'_n(nk_w a) \cdot nI'_n(nk_w r) \cos n(\theta - k_w z), \\ B_z = -k_w r \cdot B_\theta \end{cases} \quad (2)$$

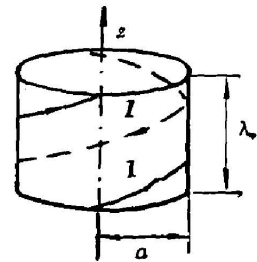


Fig. 1 Schematic of a bifilar helix winding (I is the current, λ_w the pitch, a the radius)

在轴线($r=0$)上,由 Bessel 函数性质易知, $I'_1(0)=1/2$, $I'_3(0)=0$, ...故 B_r , B_θ 的系数仅有第一项($n=1$)不为零,且两者一样,共同合成波荡场, B_z 则显见为 0。

$$\begin{cases} B_r|_{r=0} = B_w \sin(\theta - k_w z), \\ B_\theta|_{r=0} = B_w \cos(\theta - k_w z), \\ B_z|_{r=0} = 0, \end{cases} \quad (3)$$

其中磁场幅度为

$$B_w = \frac{2}{5} k_w I [k_w a k_0(k_w a) + k_1(k_w a)], \quad (4)$$

式中 I 已改为 A , B_w 单位为 Gauss。近轴处 ($k_w r \ll 1$) 我们算出

$$B_r \doteq B_w \sin(\theta - k_w z) + \alpha \cdot B_w \sin 3(\theta - k_w z), \quad (5)$$

$$B_\theta \doteq B_w \cos(\theta - k_w z) + \beta \cdot B_w \cos 3(\theta - k_w z), \quad (6)$$

其中

$$\alpha = 3 \cdot \frac{K'_3(3k_w a)}{K'_1(k_w a)} \cdot \frac{I'_3(3k_w r)}{I'_1(k_w r)} \doteq \frac{r^2}{a^2}, \quad (7)$$

$$\beta = 3 \cdot \frac{K'_2(3k_w a)}{K'_1(k_w a)} \cdot \frac{I'_3(3k_w r)}{I'_1(k_w r)} \doteq \frac{r^2}{a^2}. \quad (8)$$

公式 (3)~(8) 在实际计算中过于繁琐, 所以我们使用 Blewett 等给出的近似公式^[6] 即在 $a/\lambda_w > 0.2$ 时

$$I \doteq 0.246 \cdot \exp(5.68a/\lambda_w) \cdot \lambda_w \cdot B_w, \quad (9)$$

其中电流 I 的单位为 A, 周期 λ_w 单位是 cm, 磁场 B_w 的单位是 Gauss。我们采用圆截面的铜导线绕制波荡器线圈, 尺寸如图 2(a) 所示。此时波荡场强 B_w 为

$$B_w = \frac{8.13}{\pi} \cdot \frac{I}{\lambda_w r^2} \int_{a_1}^{a_2} \sqrt{r^2 - (r + a_1 - a)^2} \exp(-5.68a/\lambda_w) da, \quad (10)$$

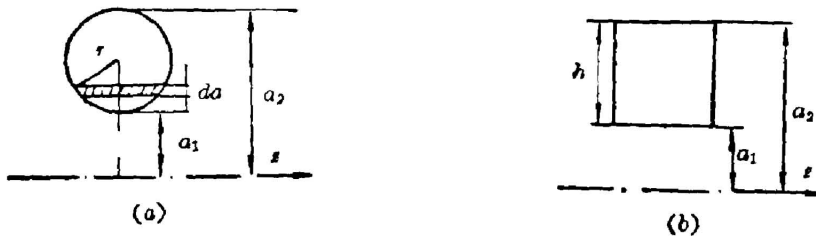


Fig. 2 Schematic of finite-dimension wire used in making bifilar helix winding

(a) circular-section wire; (b) rectangular-section wire

将平直段数据 ($r=0.2$ cm, $a_1=1.5$ cm, $\lambda_w=2.2$ cm) 代入, 数值积分知

$$B_w = 0.0237I. \quad (10)'$$

作为比较, 如采用扁导线,

$$B_w = 0.716 \frac{I}{h} \left[\exp\left(-\frac{5.68}{\lambda_w} a_1\right) - \exp\left(-\frac{5.68}{\lambda_w} a_2\right) \right], \quad (11)$$

如采用相似于我们圆导线的正方导线 (即 r, a_1, λ_w 取同样值), 则

$$B_w = 0.0240I, \quad (11)'$$

可见相差不大 (1.3%)。考虑到绕制的便利, 决定采用圆截面导线。考虑由两层绕制, 此时 $B_w = 0.0321I$; 如用三层, 则 $B_w = 0.035I$, 可见超过三层以后增加层次意义不大。线圈由一台典型的冲击电流发生器供电, 理论计算表明, 峰值电流 $I_m \doteq 12.7u_0$ (u_0 为充电电压); 到

达峰值的时间为 0.5 msec。所以,波荡场强 B_w 与充电电压 u_0 理论关系式为

$$B_w(\text{Gauss}) = 0.4u_0(\text{V}). \quad (12)$$

要求 B_w 最大为 1 KG, 所需充电电压为 2.5 kV, 这是可以满足的。

接着考虑波荡磁周期 λ_w 。由于我们使用的强流电子脉冲加速器电压偏低(0.5 MeV), 参数选择的要求是很严格的。我们一方面希望将激光辐射波长控制在毫米波段($<1\text{cm}$), 同时又需要保证电子束被波荡场泵浦时获得足够大的横向速度, 从而有高于阈值的增益($\beta_{\perp} \approx 0.2$, 相应于 Jackson 等人器件^[1]的最佳增益区域)。从泵浦偏移的负能静电束模与电磁波色散曲线相交引起的自由电子激光振荡的原理考虑, 并考虑到有限尺寸波导管色散曲线的影响, 我们导出激光辐射频率 ω 为

$$\omega = \gamma_z^2 \left(k_w v_z - \frac{\omega_p}{\gamma_z} \right) \left[1 \pm \left\{ \beta_z^2 - \frac{\beta_z^2 \omega_{c0}}{\left[\frac{\omega_p}{\gamma_z} - k_w v_z \right]^2 \cdot \gamma_z^2} \right\}^{1/2} \right], \quad (13)$$

其中 $\gamma_z = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_z^2}}$, $\beta_z = \frac{v_z}{c}$, v_z 为电子轴向速度, c 为光速; $k_w = 2\pi/\lambda_w$, λ_w 为波荡场周期; $\omega_p = \sqrt{4\pi n e^2 / \gamma_z m}$ 为电子束在以 v_z 速度运动坐标系中的等离子体频率, n 为电子束密度, m 为电子束质量, e 为电子电荷; ω_{c0} 为波导管截止频率。将(13)式与由稳定轨道理论给出的电子横向运动速度 v_{\perp} 公式耦合求解(一组超越方程):

$$v_{\perp} = \frac{\Omega_w v_z}{(\Omega_0 - \gamma_z v_z k_w)}, \quad (14)$$

式中 $\Omega_w = eB_w/mc$, 为电子回旋频率; $\Omega_0 = \frac{eB_0}{mc}$, B_0 为引导磁场。

我们得出典型工作条件下关于 λ_w 对激光耦合频率 f_{TE} 及电子横向速度(从而对增益)的影响的一组数据(图 3)。图 3 表明, 激光振荡波长并不总随波荡场波长减小而减小。事实上, 在图 3 所示电子束参数条件下, 当 $\lambda_w < 2.25\text{cm}$ 时, 激光波长反而会随 λ_w 减小而增大。这是由于此时工作点逐步逼近磁回旋共振奇点造成电子横向速度 β_{\perp} 上升而引起的。为了获得尽可能小的振荡波长, 同时又有足够大的横向速度(从而有足够大的增益), 选取 $\lambda_w = 2.2\text{cm}$ 是恰当的。

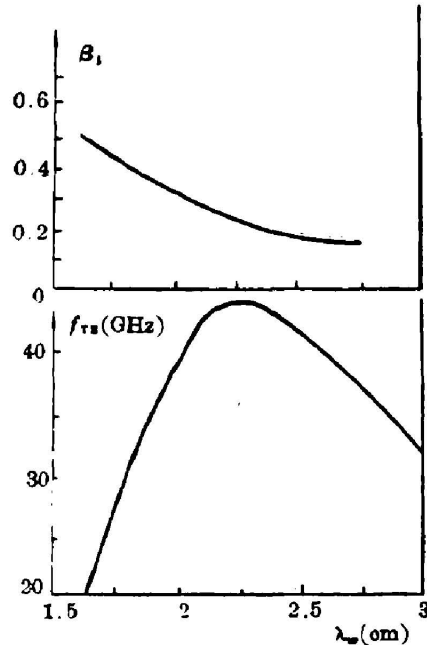


Fig. 3 Calculated relationships between β_{\perp} (transverse velocity of electrons) and wiggler period λ_w , and between f_{TE} (laser frequency of TE_1 mode) and λ_w

Condition: relativistic factor $\gamma=2$; beam current $I=1\text{ kA}$; beam diameter 6 mm; drift tube diameter 20 mm; wiggler amplitude 0.5 KG; guiding field 10 KG

三、实验结果

图 4 是绕制好的双绕螺旋波荡器实物照片。该波荡器周期长 22 mm, 共 26 个周期, 全

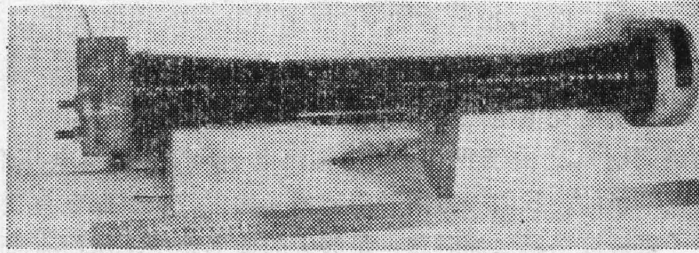
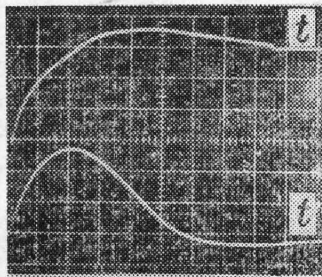


Fig. 4 Photograph of the bifilar helix wiggler

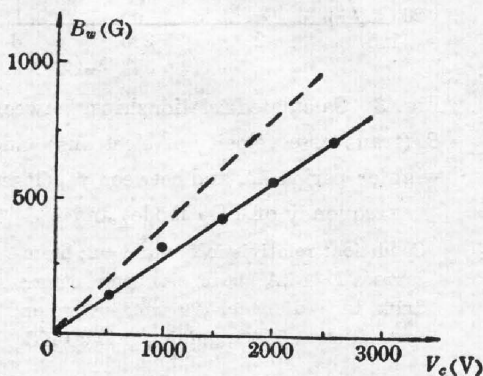
长 572 mm。用三层 $\phi 4$ mm 纱包铜线在尼龙骨架上绕制而成。中间 14 个周期为平直段，铜线离轴线最小半径为 15 mm。为了防止电子束在进入及离开波荡场时受到大的扰动，波荡器出入口处的磁场值应当呈现渐变形式以保证绝热不变性^[7]。我们的办法是在入口段 7 个周期 (154 mm, 图 4 左端) 及出口段 5 个周期 (110 mm, 图 4 右端) 使双绕螺线线性地偏离轴线 (呈喇叭形), 从平直段的 15 mm 增大到出、入口端面处的 28 mm。从 (9) 式易见, 出口处磁场值将随之逐步降为平直段的 0.035 倍。

用感应探测小线圈 (平均直径 2 mm, 325 匝) 沿轴线测得的波荡磁场的微分波形 (dB_w/dt) 示于图 5 (上); 该信号通过一台自装的密勒积分器积分后获得的磁场波形 (B_w) 示于图 5 (下)。在图示场合, 脉冲峰值 576 Gauss, 到达峰值时间 0.4 msec。改变电容器充电电压得到一组数据, 如图 6 所示。由图 6 可见实验数据比理论曲线低 25% 左右, 我们认为这主要是



upper trace: dB_w/dt waveform
lower trace: B_w waveform
condition: capacitor voltage, 2 kV, corresponding
to a peak value of wiggler field of 576 Gauss

Fig. 5 Wavefront of the wiggler field, time scale 0.2 ms/div; voltage scale 0.1 V/cm

Fig. 6 Wiggler field B_w vs. capacitor voltage V

Dash line: calculated from Eq. (12)
Dots: measured value

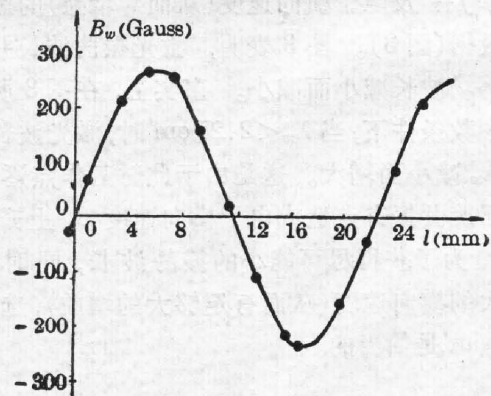


Fig. 7 Measured values of the bifilar-helix wiggler along the axial direction (l)
condition: capacitor voltage 1 kV; probe coil 325 turns with average diameter of 2 mm

由于 ICR 回路元件参数值计算偏差及测试小线圈有限尺寸引起误差所致。

保持测试线圈在波荡场圆坐标中的 θ 角不变, 沿轴线滑动测出波荡场随轴向坐标变化的结果示于图 7。从图 7 可看出, 波荡场确实呈现设计所要求的右旋圆偏振特性, 周期为 22 mm, 正、负峰值相差很小 ($<5\%$)。对平直段整体的测试表明, 磁场值起伏 $<10\%$ 。对出、入口绝热渐变段的测试表明, 磁场值由平直段的定值逐渐减小到端面处近似为 0。

使用这台双绕螺线波荡器配合引导磁场泵浦柱状实心电子束, 在恰当的参数组合条件下获得了自由电子激光输出(相干超辐射放大模式)^[4]。初步实验结果示于图 8。工作参数是: 由测量电子枪二极管电压得知电子束能量 0.5 MeV; 由漂移管末端 Faraday 杯测出电子束流 0.2 kA, 电子束持续时间 60 ns; 由打靶测得电子束在漂移管(1 米长)末端仍很好保持 ϕ 6mm 直径。漂移管内径 ϕ 20 mm; 辐射由增益为 13 dB 的喇叭输出, 由 H 面扇形喇叭接收, 经 3 米长 K_0 波段标准波导管输入屏蔽房测试辐射脉冲的频谱及时谱, 由碳斗量热器测试激光能量。

由图 8 可看出, 只有在波荡场处于 500 Gauss 附近的一个区域(400~650 Gauss), 辐射才较强, 这与美国海军实验室观察到的现象是一致的^[2]。其原因在于: 对于任一引导磁场值, 能够有较大激光增益的范围相应于电子横向速度 β_{\perp} 的一对上下限, 而这又相应于波荡场的一对上下限。

实验测得激光辐射一组典型参数是: 波长约 8 mm (K_0 波段), 脉冲宽度约 20 ns, 能量约 2 mJ, 相应平均功率约 0.1 MW, 效率约 0.1%。这与采用铁环波荡器获得的结果类似^[4]。这一结果与国外近期类似的器件相比, 还有相当大的差距(约 2 个数量级), 将在进一步的参量最优化实验中加以提高。

本工作是在王之江教授的指导下进行的; 本所电学车间王芸芳、潘华同志协助绕制了线圈; 施津川、冯炳芳同志参加了部分实验工作, 长春光学精密机械学院 85 届毕业生阎予民同学做了大量准备工作, 作者表示衷心感谢。

参 考 文 献

- [1] R. H. Jackson *et al.*; *IEEE J. Q. E.*, 1983, **QE-19**, No. 3 (Mar), 346.
- [2] S. H. Gold *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1984, **52**, No. 14 (Apr), 1218.
- [3] S. H. Gold *et al.*; *Phys. Fluids*, 1984, **27**, No. 3 (Mar), 746.
- [4] 褚成等;《中国科学》, 待发表.
- [5] H. Poritskys; *J. Appl. Phys.*, 1959, **30**, No. 11 (Nov), 1828.
- [6] J. P. Blewett, R. Chasman; *J. Appl. Phys.*, 1977, **48**, No. 7 (Jul), 2692.
- [7] J. D. Jackson, «Classical Electrodynamics», (John Wiley), 1976.

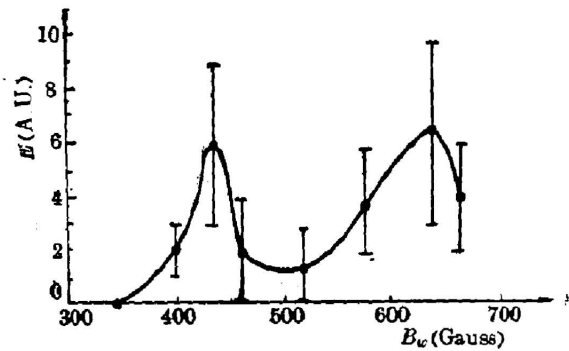


Fig. 8 Output laser energy vs. wiggler field B_w , for solid cylindrical e-beam pumped by the bifilar-helix wiggler
the guiding field: 10 KG

A bifilar-helix wiggler used in a free-electron laser

CHU CHENG, LU ZAITONG, SHI RUIGEN, ZHANG LIGEN AND HU YU

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

(Received 24 October 1985; revised 16 December 1985)

Abstract

We have developed a bifilar helix wiggler used in a Raman free-electron-laser, and have measured its operating characteristics. By using this wiggler as a pump source, we have obtained free-electron laser radiation and carried out preliminary parametric studies.