

远红外自由电子激光器和 螺旋电流扭轨磁体*

严祖祺 阮可妃 吴 焱

(上海科技大学物理系, 上海 201800)

摘 要 报道了作者近年来在美国斯坦福大学直接参与合作研制的 $100\ \mu\text{m}\sim 1000\ \mu\text{m}$ 可调谐远红外自由电子激光器概况, 以及研制过程中所运用的独创的新技术。文中对它的主要部件扭轨(Wiggler)磁体的新型设计和磁场特性进行了深入的研究。

关键词 自由电子激光, 扭轨磁体, 电子枪和电子束线系统, 远红外激光。

1 引 言

研制远红外($20\ \mu\text{m}\sim 1000\ \mu\text{m}$)波段的自由电子激光器在应用上是很有价值的。例如在生物遗传物质 DNA 的光谱研究^[1], 在半导体热电子弛豫过程, 在相干声子激发, 电子-声子、电子-电子瞬态耦合光谱等研究领域, 确实需要远红外可调谐激光。但是在这一波段几乎找不到其它可调谐、高功率的激光源或强光源。另一方面, 对自由电子激光器来说所发射的激光波长越长, 所需要的电子束的能量越低; 所要求的电子束品质也相对不很苛刻^[2]。于是研制远红外-自由电子激光器的技术难度和所耗资金也相对低些, 使它成为高功率、可调谐的远红外激光源的最佳候选者。世界上第一台远红外自由电子激光器是由美国加州大学 Santa Barbara 分校于 1982 年研制成功的^[3]; 目前它仍在运转并应用于固体物理领域的研究工作。1991 年美国斯坦福大学 Pantell 教授等, 运用他们近年来发明的新技术, 开始着手研制新一代的远红外自由电子激光器。这台自由电子激光器的特征是体积小、功率高、可调谐的范围大。本文报道了作者近年来(1991~1993)在斯坦福大学直接参与合作研制的这台远红外自由电子激光器的概况, 以及研制过程中所运用的独创的新技术。文中还对它的主要部件扭轨磁体的新型设计和磁场特性进行了深入的研究。

2 远红外自由电子激光器的基本结构和工作原理

远红外自由电子激光器的基本结构如图 1 所示。它由电子束线系统、超导螺旋扭轨磁体和远红外光腔等主要部件组成。其发射波长为 $100\ \mu\text{m}\sim 1000\ \mu\text{m}$ 的可连续调谐的超短脉冲激光; 激光的微脉冲宽度是 10 ps, 间隔是 350 ps, 峰值功率是 330 kW; 激光的宏脉冲宽度是 3

* 本课题得到上海市教育局的资助。

收稿日期: 1994 年 11 月 14 日; 收到修改稿日期: 1994 年 12 月 22 日

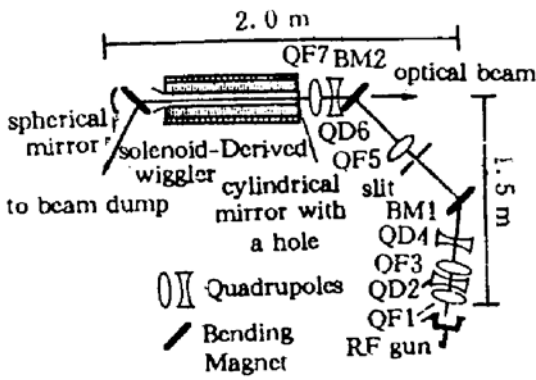


Fig. 1 The layout of FIR-FEL

μs、间隔是 0.1 sec。激光器的总线度是 1.5 m×2.0 m，属小型台式的自由电子激光器。

图 1 所示的电子束线系统，由微波腔电子枪 G、磁四极聚焦透镜组(QF, QD)、偏转磁铁 BM、和能量选择狭缝等组成。它为自由电子激光器提供能量单色性好、空间发射度小、且能量可以调节的电子束。

超导螺旋扭轨磁体由超导螺旋管和内含波导腔的周期排布磁极构成的扭轨磁体内芯组成。扭轨磁体内芯可以从超导螺线管中自由装卸，其作用是偏折螺旋管的轴向磁场 B，在波导腔中形成沿轴作周期变化的横向扭轨磁场。这种扭轨磁场能使在场中传输的电子束作扭摆变速运动，并发射光波。

远红外光腔是由反射腔镜和扭轨磁体内部的波导腔组成。带孔的铜质圆柱反射镜紧贴在扭轨磁体的电子束进口端，球面反射铜镜按置在扭轨磁体的后面。远红外光腔的作用是让相继发射的光波多次相干迭加形成激光。

3 微波电子枪的基本结构和主要参数

斯坦福大学的远红外自由电子激光器采用的电子枪是该校 Wiedemann 教授设计的微波腔电子枪^[4]。它由热离子阴极和特殊结构的微波腔组成，其结构如图 2 所示。图中的阴极是高性能的浸钨泡罩阴极，它所发射的电流密度可高达 140 A/cm²，这里所启用的电子束峰值电流是 10 A，相当于所启用的电流密度是 13 A/cm²。图中的微波腔是由紧靠阴极的半驻波腔，相继的全驻波腔和边道耦合腔共同组成。微波腔电子枪全长 7.8 cm，共振于微波源所提供的微波频率 2856 MHz。半腔和全腔的作用是利用输入的微波电场来加速和集束腔内传输的阴极电子构成脉冲型的电子束。边导耦合腔的作用是用来调整半腔和全腔中的输入微波的位相关系，使电子束在半腔和全腔中传输时都处于加速状态。

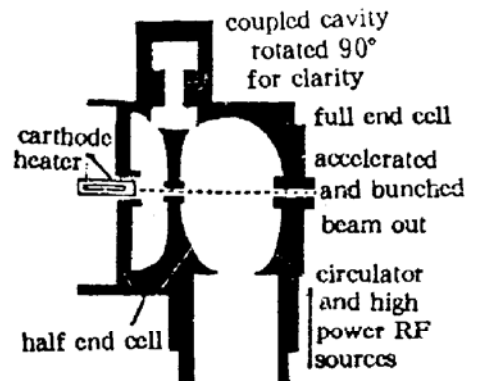


Fig. 2 Cross-sectional view of the microwave cavity gun

微波腔电子枪中的微波电场由微波速调管产生，并通过波导和 5 dB 耦合器输入微波腔的。电子枪发射的电子束的能量与电流值和微波的输入功率密切相关。在斯坦福大学的远红外自由电子激光器中，选用微波输入功率为 5.4 MW 时，微波腔电子枪所发射的电子束的峰值电流选为 10 A，微脉冲宽度是 10 ps；它的能量可以在 1 MeV~3.3 MeV 范围中连续调节，这相当于输出激光的连续可调范围是 160 μm~1000 μm。

4 电子束传输系统及其主要参数

如图 1 所示，远红外自由电子激光器的电子束传输系统是由磁四极透镜组、能量选择狭缝和偏转磁铁组等构成。电子束传输系统能使电子枪发射的电子束按照选定的路径，以最佳的方位角和位置，进入扭轨磁场，并使电子枪发射的电子束在能量单色性、空间发射度等方

面的性能得到改善。

偏转磁铁 BM_1 、 BM_2 是用来控制电子束的传输方向,使其按预定的路径进入扭轨磁体; BM_3 是让电子束偏转出光腔进入电子收集堆。

磁四极透镜组 QF_1 - QD_4 是用来聚焦电子枪射出的电子束;其中 QF 型是使电子束在 x 方向聚焦, QD 型是使电子束在 y 方向聚焦。通常 QF 和 QD 是成对使用,让电子束的截面在两个相互正交方向都得到聚焦。

能量选择狭缝的缝宽为 3 mm,放置在 BM_1 和 BM_2 之间的恰当位置。电子束经过 QF_1 - QD_4 聚焦和 BM_1 偏转后,在此恰当位置上电子束在 x 方向色散最大,在 y 方向则位于束腰状态。电子束经能量狭缝过滤后,其中 90% 以上的电子的能散度 $(\Delta E/E) < 0.8\%$ 。磁四极透镜 QF_5 紧靠在能量选择狭缝之后,它让电子束 x 方向再聚焦,使电子束在 BM_2 处的束截面收缩在很小尺度内。 QD_6 、 QF_7 按置在扭轨磁体之前,除了聚焦电子束外,还控制电子束以特定的方位角和位置进入扭轨磁场。电子束线的传输轨迹是用瞬时充氮萤光显示装置和照相电视来监视,并通过调节 BM 和 QF 、 QD 的线圈电流来控制的。远红外-自由电子激光器经过电子束传输系统进入扭轨磁体的电子束质量指标是,能散度 $\Delta E/E \leq 0.8\%$,非归一化的空间发射度 $\epsilon < 2\pi$ mm-mrad,并且无二级象差。

5 超导螺旋扭轨磁体

产生空间周期变化的横向磁场的扭轨磁体通常是由永磁材料装配而成的混合扭轨磁体。斯坦福大学所采用的是由他们自己发明和设计的超导螺旋扭轨磁体^[5],它的基本结构如图 3 所示。图中的通电螺旋管是用低温超导材料绕制而成,并按置在极低温的液氮的环境 ($< 4.2^\circ\text{K}$) 下工作。超导螺旋管所提供的轴向磁场 B_0 和横向扭轨磁场 B_w ,可以通过改变超导线圈中电流来调整。超导电流是利用电源电压和串接的可变室温电阻值来调整的;当线圈中的电流值达到所要求的额定值后,启动超导短路片切断电源和室温电阻,使超导线圈在相当长的时间中维持额定电流值。

图中所示的内含波导腔的扭轨磁体组合芯由 1010 磁钢(软磁)和铝块周期性地交迭而成。组合芯中有上下两层磁极周期排布结构,上层中磁极的中心位置恰好对应于下层中铝块的中心位置,两层之间是 2 mm 宽的波导腔。在此波导腔中存在由螺旋管引起的轴向磁场 B_z ,也存在着由周期排布磁极偏折磁感线产生的横向扭轨磁场 B_w 。电子束通过波导腔时,在沿轴周期交变的横向扭轨磁场作用下产生扭摆变速运动,并发射光波。鉴于所发射的光波在远红外波段,为了减少远红外光波在腔壁的能量损耗,波导腔的内表面都镀铜。

在远红外自由电子激光器中的超导扭轨磁体总长 1 m,截面直径为 70 cm,均匀的扭轨磁场区为 50 cm。超导螺旋管所提供的轴向磁场 $B_0 = 0.96$ T,在波导腔轴线上所形成的横向扭轨磁场的振幅 $B_w = 1.14$ T,扭轨磁场的周期 $\lambda_w = 1$ cm,扭轨磁体结构参数 $f = (\lambda_w - a)/\lambda_w = 0.4$,其中 a 为磁极在 z 方向的宽度。由下述的扭轨磁体的磁场计算和分析可以知道,在波

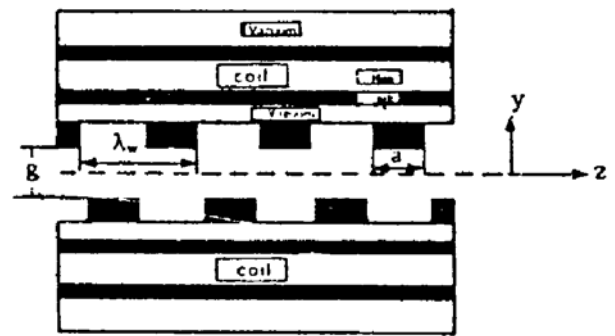


Fig. 3 The super conducting solenoid wiggler

导腔轴线上($y = 0$), 扭轨磁场 $B_x(z)$ 是随 z 作周期性正弦变化的。

6 扭轨磁场的计算

图 4 所示的扭轨磁体结构中, 电子束途经的波导腔中既无电流, 又无磁极, 所以腔内磁场可用拉普拉斯方程来计算。对于远红外自由电子激光器中的扭轨磁体, 磁极在 x 方向伸展的长度约为 60 mm, 而在 y 方向相对磁极的间距 $g = 2$ mm, 在 z 方向则是按照周期 $\lambda_w = 10$ mm 作周期性排布。于是 x 方向的磁感应强度变化可忽略, 在 B_z 和 B_y 方面可以用二维拉普拉斯方程来处理。

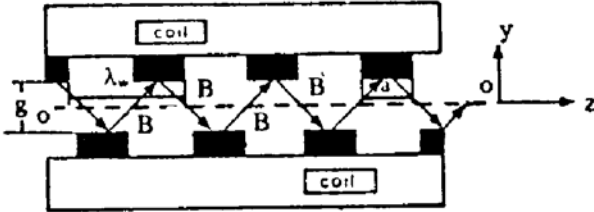


Fig. 4 The magnetic field analytic sketch in the waveguide cavity of solenoid wiggler

$$\frac{\partial^2 B_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 B_z}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

通常磁极的磁导率 μ 是很大的, 如果在非饱和状态下工作时, 可以认为 $\mu \rightarrow \infty$ 。此时在磁极表面处的磁感应强度 B 垂直于表面的, 其切向分量 $B_z = 0$ 。据此并运用安培环路定律求得磁场 B_z 在波导腔界面上的边界条件^[6]

$$\begin{cases} B_z = 0, & (y = \pm g/2, \text{在磁极表面}) \\ B_z = B_0/f, & (y = \pm g/2, \text{在非磁极表面}) \end{cases} \quad (2)$$

在自由电子激光器中, 超导螺旋管所提供的轴向磁场 B_0 较大(1.0 T~2.0 T), 磁极处于近饱和状态下工作。此时磁极的 μ 值较小, 磁极表面上的切向分量 $B_z \neq 0$; 边界条件需要更改, 而拉普拉斯方程形式不变。经计算, 当 μ 值为有限值时 B_z 在波导腔界面上的边界条件是

$$\begin{aligned} B_z &= B_0/\mu[f + (1-f)/\mu] & (y = \pm (g/2), z \text{ 在磁极面上}) \\ B_z &= B_0/[f + (1-f)/\mu] & (y = \pm (g/2), z \text{ 在非磁极面上}) \end{aligned} \quad (3)$$

运用磁极周期排布特性, 可求得方程(1)的一般解

$$B_z(z, y) = B_0 + \sum_{n=\text{odd}} C_n \sinh\left(\frac{2n\pi}{\lambda_w} y\right) \cos\left(\frac{2n\pi}{\lambda_w} z\right) + \sum_{n=\text{even}} D_n \cosh\left(\frac{2n\pi}{\lambda_w} y\right) \cos\left(\frac{2n\pi}{\lambda_w} z\right) \quad (4)$$

$$B_x(y, z) = B_y(y, z) = \sum_{n=\text{odd}} C_n \cosh\left(\frac{2n\pi}{\lambda_w} y\right) \sin\left(\frac{2n\pi}{\lambda_w} z\right) + \sum_{n=\text{even}} D_n \sinh\left(\frac{2n\pi}{\lambda_w} y\right) \sin\left(\frac{2n\pi}{\lambda_w} z\right) \quad (5)$$

式中的系数 C_n 、 D_n 和边界条件密切相关。对于 $\mu \rightarrow \infty$ 的理想情况, 经推算得到

$$\begin{cases} C_n = 2B_0 \sin(nf\pi)/[nf\pi \sinh(n\pi g/\lambda_w)] & (n = \text{odd}) \\ C_n = 0 & (n = \text{even}) \end{cases} \quad (6)$$

$$\begin{cases} D_n = -2B_0 \sin(nf\pi)/[nf\pi \cosh(n\pi g/\lambda_w)] & (n = \text{even}) \\ D_n = 0 & (n = \text{odd}) \end{cases} \quad (7)$$

对于 μ 为有限值情况, 经推算得到

$$\begin{cases} C_n = 2B_0(1 - 1/\mu) \sin(nf\pi)/[n\pi(f + (1/\mu)(1-f) \sinh(n\pi g/\lambda_w))] & (n = \text{odd}) \\ C_n = 0 & (n = \text{even}) \end{cases} \quad (8)$$

$$\begin{cases} D_n = -2B_0(1 - 1/\mu) \sin(nf\pi)/[n\pi(f + (1/\mu)(1-f) \cosh(n\pi g/\lambda_w))] & (n = \text{even}) \\ D_n = 0 & (n = \text{odd}) \end{cases} \quad (9)$$

比较(6)~(9)式可知各级调谐项幅值和第一级幅值之比与磁极的磁导率从无关, 它们的比值如下

$$\begin{cases} C_n/C_1 = \sin(nf\pi) \sinh(\pi g/\lambda_w) / [n \sin(f\pi) \sinh(n\pi g/\lambda_w)] & (n = \text{odd}) \\ D_n/C_1 = -\sin(nf\pi) \sinh(\pi g/\lambda_w) / [n \sin(f\pi) \cosh(n\pi g/\lambda_w)] & (n = \text{even}) \end{cases} \quad (10)$$

由所研制的扭轨磁体的设计参数, $g = 2 \times 10^{-3} \text{ m}$, $f = 0.4$, $\lambda_w = 10^{-2} \text{ m}$ 。可算得 C_n/C_1 和 D_n/C_1 之值: 如表 1 所列

Table 1.

n (odd)	1	3	5	7	9
C_n/C_1	1.000	-0.04285	-0.00004	0.00147	-0.00052
n (even)	2	4	6	8	10
D_n/C_1	-0.10931	0.02702	-0.00515	0.00068	0.00000

由表 1 可知, 高阶调谐项的振幅系数远小于一阶调谐项的振幅系数, 即

$$C_n \ll C_1 (n = 3, 5, 7, 9), \quad D_n \ll C_1 (n = 2, 4, 6, 8, 10)$$

所以扭轨磁体的波导腔内的扭轨磁场 $B_w(y, z)$ 可以近似为

$$\begin{aligned} B_w(y, z) &= C_1 \cosh(2\pi y/\lambda_w) \sin(2\pi z/\lambda_w) \\ &= \frac{2B_0 \sin(f\pi)}{\sinh(\pi g/\lambda_w)} \cdot \frac{1 - 1/\mu}{\pi[f + (1/\mu)(1 - f)]} \cosh\left(\frac{2\pi}{\lambda_w} y\right) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_w} z\right) \end{aligned} \quad (11)$$

7 扭轨磁场的特性分析

由(11)式可知, 波导腔内横向扭轨磁场 $B_w(y, z)$ 是 z 的正弦函数, 在 y 方向则是 y 的双曲余弦函数。其振幅值 B_w , 除了和螺旋管磁场 B_0 有关外, 还和扭轨磁芯的设计参数 f , g/λ_w , 从等因子密切相关。如果选取设计参数 $g = 2 \text{ mm}$, $\lambda_w = 10 \text{ mm}$, 那么由计算机模拟可绘出 B_w/B_0 随扭轨磁体结构参数 $f = (\lambda_w - a)/\lambda_w$ 、磁导率 μ 变化的关系曲线。图 5 显示了波导腔轴线上 ($y = 0$), 在 $\mu = 2.5, 10, \infty$ 三种不同磁导率情况下 $B_w/B_0 \sim f$ 的关系曲线。图 5(a) 显示了在磁极非饱和状态下 ($\mu \rightarrow \infty$), B_w/B_0 随着 f 的增加而单调减少。说明磁极越宽, 相邻磁极间距越小时, 所产生的扭轨磁场的振幅越大。图 5(b), 图 5(c) 分别显示了磁极近饱和状态下 ($\mu = 10, 2.5$), $B_w/B_0 \sim f$ 的关系曲线。在远红外自由电子激光器中, 超导螺旋电流产生的磁感应强度 B_0 很强, 磁极处于近饱和状态下工作; 它的 $B_w/B_0 \sim f$ 曲线与图 5(b)、图 5(c) 相似, 都有极值。为了提高 B_w/B_0 之值。在设计扭轨磁芯时要计算好磁极宽度 a 和间距 $(\lambda_w - a)$ 之间的比例关系, 让 f 选定在极值位置。对于这里讨论的远红外自由电子激光器的扭轨磁体所要求的 B_0 和 1010 磁钢的饱和特性, 可以定出极值的位置是 $f = 0.4$ 。

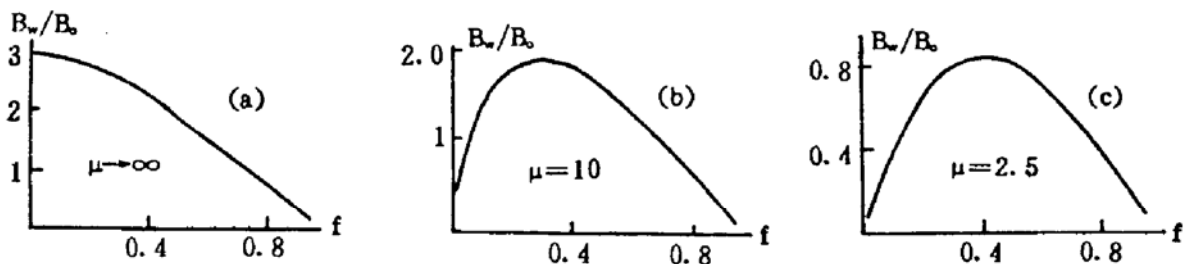


Fig. 5 B_w/B_0 versus f (at the axis of waveguide cavity) ($g/\lambda_w = 0.2$, $y = 0$)

当扭轨磁体结构参数 $f = 0.4$ 选定后, 在腔轴 ($y = 0$) 上 $B_w/B_0 \sim g/\lambda_w$ 的变化曲线如图 6

所示。由图 6 可以看到, g/λ_w 确是影响 B_w/B_0 值的一个重要参数。当 g/λ_w 减少时, B_w/B_0 会迅速上升。当腔宽 g 很窄时, B_w/B_0 会大于 1; 当腔宽 g 增加时, B_w/B_0 会小于 1。在斯坦福大学的远红外自由电子激光器中的 $g/\lambda_w = 0.2$, ($g = 2$ mm), 当 $B_0 = 0.96$ T 时, $B_w = 1.14$ T。但在该校正在研制的高效率 10 μm 自由电子激光器中, 腔宽 $g = 8$ mm, $g/\lambda_w = 0.31$, 当 $B_0 = 1.5$ T 时, $B_w = 0.37$ T。

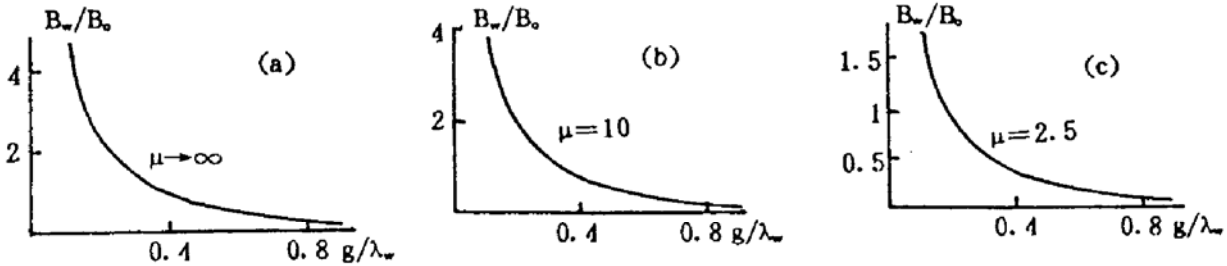


Fig. 6 B_w/B_0 versus g/λ_w (at the axis of waveguide cavity) ($f = 0.4$, $y = 0$)

当 $f = 0.4$, $g/\lambda_w = 0.2$ 选定后, 图 7 则显示了 $B_w(y)/B_0 \sim y$ 的关系曲线(对应于不同的 μ 值)。由图可知, 在腔轴($y = 0$)处 $B_w(y)/B_0$ 处于极小值; 随着 $|y|$ 的增加, $B_w(y)/B_0$ 相应增加直到腔的界面为止。

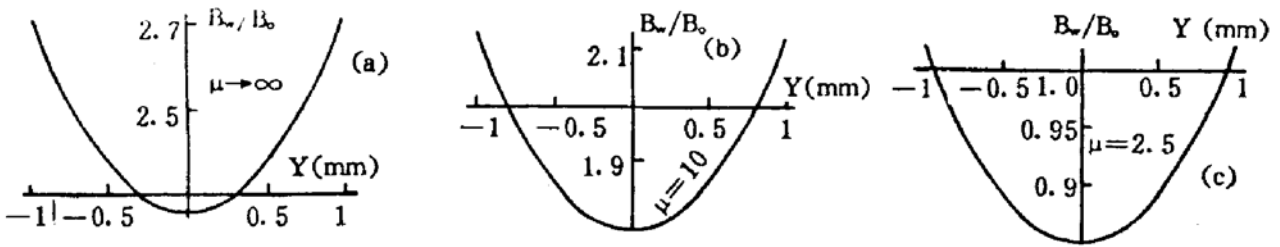


Fig. 7 $B_w(y)/B_0$ versus y (at the nonaxis area of waveguide cavity) ($g/\lambda_w = 0.2$, $f = 0.4$)

磁极的磁导率 μ 直接影响 B_w/B_0 之值, 图 5、图 6、图 7 都显示了 B_w/B_0 随 μ 的增加而增大的规律。

8 螺旋电流扭轨磁体的主要特征

相对于通常采用的由永磁材料制成的混合扭轨磁体, 新型的螺旋电流扭轨磁体具备若干优良的特征:

1) 螺旋电流扭轨磁体除了产生横向扭轨磁场 B_w 外, 还存在平行腔轴的纵向磁场 B_z 。这种纵向磁场能使电子束沿轴聚焦, 让电子束集中在近轴附近作扭摆运动, 为制备狭腔、强场的扭轨磁体提供方便。

2) 扭轨磁场的大小可以通过螺旋管中的电流值来调节, 为自由电子激光器提供了附加的调频机制。在本文报道的远红外自由电子激光器所输出的远红外激光, 在 100 $\mu\text{m} \sim 160$ μm 波段就是通过调节扭轨磁场的大小来调频的。

3) 磁极排列简单, 相邻磁极漏磁少, 为制作较短周期的扭轨磁体提供方便。

4) 磁极制备和排列上的工艺误差, 对于电子束在扭轨波导腔中的运动轨迹的影响远小于混合扭轨中相应的影响。这样螺旋电流扭轨磁芯的制备比混合扭轨要容易得多。

尽管超导螺旋扭轨磁体有不少优点, 但其造价比混合扭轨磁体要高得多。因此混合扭轨磁体在不少自由电子激光器中继续被采用。

自由电子激光器中光腔的作用是让扭轨磁场中扭摆传播的电子束相继发射光波，经多次相干迭加形成的强激光向外输出。在远红外自由电子激光器中，所发射的是远红外激光，其光腔是由铜质反射镜和扭轨磁体中的镀铜波导腔组成，光腔设计的主要思想是：提高光腔的增益，减少远红外光波在光腔内部的损耗，改善激光功率对外输出措施。波导腔内表面镀铜，采用铜质反射腔镜都是为了减少远红外光波在光腔中的损耗。为了让电子束直接射入扭轨磁体，也为了便于远红外激光的输出，在扭轨磁体的电子束入口端是紧贴着带有小孔的圆柱形反射镜，光腔另一侧按置着位置可以调节的球面反射镜。适当选择球面反射镜的位置、圆柱反射镜和球面反射镜的曲率半径及小孔的直径，能得到光腔的高增益。

作者感谢美国斯坦福大学的 Pantell 教授及其合作研究者，为本文提供了实验研究和数学模拟方面的宝贵资料。

参 考 文 献

- [1] A. Wittlin, L. Genzel, F. Kremer *et al.*, Far-infrared spectroscopy on oriented films of dry and hydrated DNA. *Phys Rev.*, 1986, **A34**(1): 493~500
- [2] C. A. Brau, *Free-Electron Lasers*. New York, London, Academic Press. Inc. 1990: 23
- [3] C. A. Brau, *Free-Electron Lasers*. New York, London, Academic Press Inc. 1990: 39
- [4] E. Tanabe, H. Wiedemann *et al.*, *A 2-MeV Microwave Thermionix Gun*. Stanford SLAC. Publication. 1989: 5054
- [5] A. H. Ho, R. H. Pantell, A solenoid-derived wiggler. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1991, **QE-27**(12): 2650~2655
- [6] 严祖祺, A pulsed current solenoid wiggler. *光学学报*, 1993, **13**(10): 986~992

Far-Infrared Free-Electron Lasers(FIR-FEL) and Solenoid Current Wiggler

Yan Zuqi* Ruan Kefei Wu Yan

(Department of Physics, Shanghai University of Science & Technology, Shanghai 201800)

(Received 14 November 1994; revised 22 December 1994)

Abstract This paper presents the research survey and the novel technique about the building of $100\ \mu\text{m} \sim 1000\ \mu\text{m}$ FIR-FEL at Stanford University (U. S. A). The new design of solenoid wiggler and the magnetic field character in the waveguide cavity of solenoid wiggler are analysed in detail.

Key words free-electron lasers(FEL), wiggler field, far-infrared lasers(FIR), electron gun, electron beam system.

* visiting scholar at Stanford University and coworker of FEL research group in 1991-1993.