

由厚靶韧致辐射确定喇曼自由电子激光器电子束的分布

陆载通 褚成 施瑞根 张立芬 施津川

(中国科学院上海光机所)

提要: 本文采用测量电子轰击厚靶所产生的韧致辐射的方法来确定喇曼自由电子激光器中电子束的运动和分布规律。介绍了基本原理。给出了在激光器运转时所测得的电子束在二极管和漂移管内的运动规律和分布情况。实验结果和理论预言基本相符。

Measurement of electron beam distribution in Raman FELs

Lu Zaitong, Chu Cheng, Shi Ruigen, Zhang Lifen, Shi Jinchuan

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

Abstract: Bremsstrahlung from anode of thick targets was measured to determine the e-beam movement and distribution in our Raman free-electron laser. The principle of the method and the measurement results of electron distribution in the diode and drift tube of the Raman free electron laser are presented. The experimental results are in accordance with the theoretical prediction.

一、引言

毫米波自由电子激光器理论^[1~3]指出, 在轴向引导磁场和圆偏振的波荡磁场的共同作用下, 作为自由电子激光器工作物质的电子具有两类稳定的螺旋平衡轨道。在低磁场下($B_0 < B_c$)展现了电子横向速度随磁场增加而单调上升。在高磁场下($B_0 > B_c$) β_{\perp} 随磁场增加而减小。而在临界磁场附近, $\Omega_0 \sim \gamma \cdot K_w v_z$, 此时 β_{\perp} 迅速上升, 达到回旋共振条件, 电子轨道呈不稳定状态。为了获得喇曼自由电子激光器总体运转时在磁场叠加作用下电子束的运动规律, 我们通过测量电子束轰击不锈钢厚靶所产生的韧致辐射剂量间接

得到了电子束运动的有关信息。

二、基本原理

当快电子与靶相互作用受到靶的阻滞时会产生具有连续谱的伦琴射线, 在一定的能量范围内, 其连续谱能量分布遵循由 H. Kullenkampff 给出的理论关系^[4]:

$$I_{\nu} \cdot d\nu = J \cdot A (\nu_0 - \nu) Z d\nu \quad (1)$$

式中 J 是管电流; Z 是阳极靶的原子序数; ν_0 是辐射谱的频率边界, 一般对应于入射电子初始最大能量; I_{ν} 为单位频率间隔给出的连续谱强度; A 为常数。

上述关系我们也可改写成能量形式, 即

收稿日期: 1987年3月11日。

$$I_B \cdot dE = J \cdot B \cdot Z (E_0 - E) dE \quad (2)$$

式中的符号 E_0 代表入射电子的初始能量, B 为一常数。 I_B 是单位能量间隔的连续谱强度。

伦琴辐射的总强度 I 可从上式积分求得

$$I = \int_0^{E_0} B \cdot J \cdot Z (E_0 - E) dE = \frac{BJZ}{2} E_0^2 \quad (3)$$

由此可见, 除特征 X 射线外, X 射线强度与激发电子的能量平方成正比。

在实际情况下所研究的伦琴射线不可能被全部吸收到测量设备中来, 这主要是由厚靶材料的过滤、测量探头的不完全吸收等因素造成。因此测量所得的实际辐射强度 I_M 由下式表达

$$I_M = I \cdot e^{-\mu \Delta} \cdot \gamma(E) \quad (4)$$

式中 $\gamma(E)$ 是射线探头的吸收系数; μ 是射线在靶材中的线性衰减因子; $\Delta = d - \frac{R_M}{2}$, d 是靶厚, R_M 为初始能量 E_0 的电子在阳极靶中的最大射程。由 (3)、(4) 易得:

$$J = \frac{I_M}{\int_0^{E_0} B \cdot Z (E_0 - E) \cdot e^{-\mu \Delta} \gamma(E) \cdot dE} \quad (5)$$

这与 М.И.Иванов 等^[5] 给出的结果基本一致, 说明在特定的电子能量 E_0 下可以通过伦琴射线的强度大小定量确定束电流。

三、实验及结果

喇曼自由电子激光器总体实验示意图见图 1。图中也给出了测量电子轰击靶产生的伦琴射线用的热释光剂量片排布及测量传输束电流分布的 X 射线针孔成像装置。由圆弧过渡面成型的 $\phi 16$ mm 阴极头及锥形带孔阳极组成的二极管所发射的电子束通过无箔二极管 $\phi 6$ mm 阳极中心孔射入漂移管内, 受到了脉冲轴向引导磁场和双绕螺旋电磁波荡磁场的共同作用。

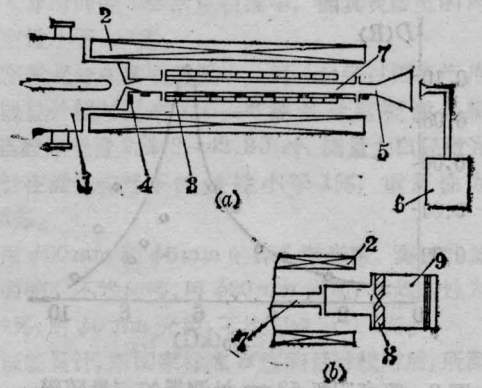


图 1 喇曼自由电子激光器总体实验示意图和热释光 X 射线剂量片排布 (a) 及 X 射线针孔成像装置示意图 (b)

1—二极管真空室; 2—引导磁场线圈; 3—铁磁波动器; 4—热释光剂量片; 5—输出喇叭; 6—微波测试系统; 7—漂移管; 8—针孔; 9—暗盒

为了测量 X 射线剂量, 沿漂移管外壁及在漂移管终端紧贴着许多 5×5 mm² 的 LiF 热释光剂量方片。在轴向磁场均匀区每隔 10 cm 放置一块, 而在磁场的出入口端, 方片排布更紧密以便更好地反映电子束变化的程度。作为电子束轰击的阻滞靶的管壁采用 1.5 mm 厚的 1Cr18Ni9Ti, 而在束传输的终端采用了 5 mm 厚的同样材料的平板。图 2 给出了在轴向引导磁场和横向铁磁波荡磁场的共同作用下, X 射线剂量沿漂移管管壁的轴向分布随引导磁场的变化曲线。图 3 是在距阳极 53 cm 处放置剂量探测片, 改变引导

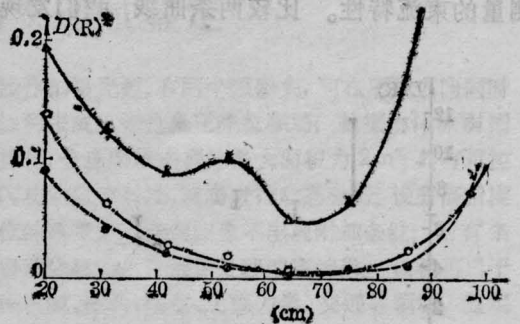


图 2 X 射线呈沿漂移管的轴向分布条件: 引导磁场与横向磁场共同作用
△—引导磁场, $B_0=6.4$ kG; ●— $B_0=2.56$ kG;
○— $B_0=10.2$ kG

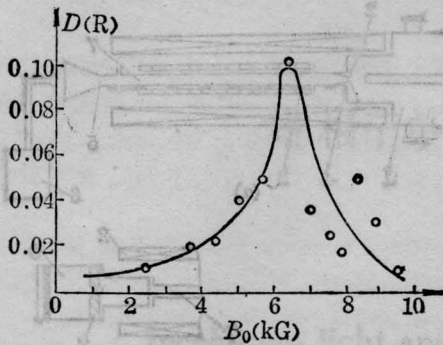


图3 距离阳极 53 cm 处测得的剂量随磁场的变化特性

磁场的大小所得到的剂量特性。在磁场值 6.5 kG 附近出现了剂量峰值,这与图 2 中在该磁场值下测得的分布曲线中出现异常凸起是一致的。

为研究强流二极管发射的束特性以及在磁场作用下漂移管内传输的束特性,我们用 LiF 热释光剂量片测量了轴向磁场单独作用下,电子束在阳极板(图 4)和漂移管入口端管壁上(图 5)产生的 X 射线剂量随轴向磁场强度变化的特性。两图都在低磁场下出现剂量上升的趋向。这可以简单解释为束半径随磁场减小而增大使得大量电子被管壁所吸收的结果。

在漂移管内传输的束电流在终端靶上产生的伦琴射线剂量随轴向磁场的变化特性示于图 6。图中同时列出了用法拉弟杯直接测量的束流特性。比较两条曲线,我们发现

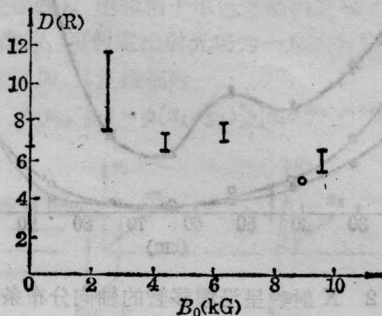


图4 偏离阳极板中心 1.4 cm 处 X 射线的剂量特性

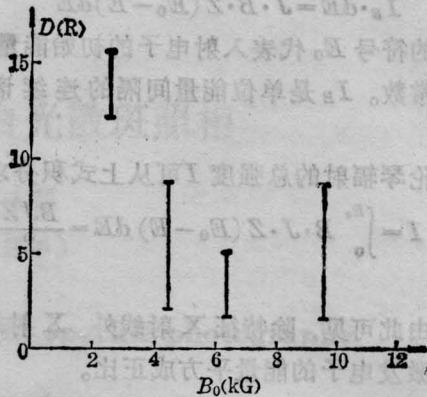


图5 漂移管入口端处的剂量特性

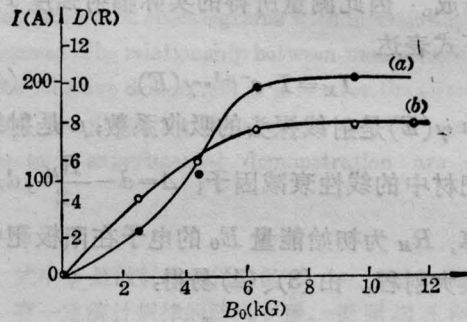
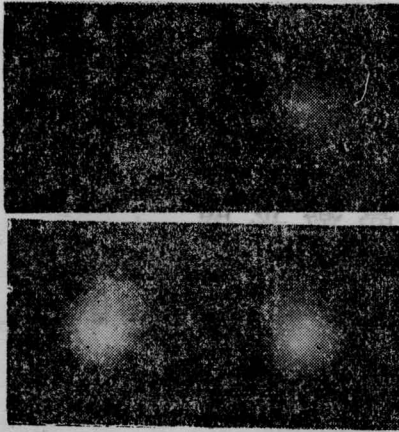


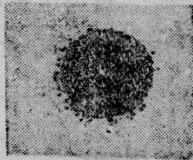
图6 传输 1m 远的电子束与磁场的关系

(a) — 电子束产生的 X 射线剂量;
(b) — 电子束电流的直接法拉弟杯测量

它们都在 7 kG 附近出现束流(或伦琴射线剂量)的饱和趋势。传输束电流在靶面上的分布可以通过测量伦琴射线在靶面上的分布近似得到。用 X 射线针孔照相装置拍摄了 X 射线在靶面上分布的照片。针孔用 $100 \times 100 \times 30 \text{ mm}^3$ 的铅块做成,小孔直径 $\phi 0.5 \text{ mm}$,显示板采用通常的 X 光胶卷。选择针孔相机的参数时应考虑尽可能减小像差。图 7 给出了在轴向磁场为 9.6 kG、6.4 kG、4.5 kG 和 2.6 kG 时的针孔成像照片。与电子束直接在酸敏片上成像照片相比,用针孔成像的方法可在束流强区显示细微的结构。这一点在酸敏片上做不到,因为所显示的束流强度已超过了酸敏片的破坏阈。



(a) X射线针孔照相照片



(b) 直接酸敏片成像照片 (B_0 —引导磁场值)

图7 经过 1m 长漂移管传输的电子束成像

四、讨论和结论

(1) 图2中剂量沿漂移管管壁分布曲线有一个明显的特点,当磁场值为6.4kG时,无论在哪个位置点,其测得的剂量值明显地高于其它磁场值下测得的剂量值。在特定的位置点改变磁场测得的剂量变化曲线(图3),也在6.4kG附近同样出现一个峰点。这说明在该磁场值附近电子具有较大的横向速度 v_{\perp} (或 β_{\perp}),以致大量电子轰击漂移管壁产生较强的韧致辐射输出。这一实验结果与 β_{\perp} 的理论曲线相比较,发现两者吻合得很好。 β_{\perp} 的理论曲线上 $B_0=6.6\text{kG}$ 是电子回旋共振点。电子运动轨道呈现不稳定状态。

(2) 从轴向磁场单独作用下,电子束在阳极、漂移管入口端和漂移管终端所产生的

X射线剂量分布曲线(图4~6)中可见,在低磁场下电子束在阳极、漂移管管壁的损耗较大,因而通过漂移管传输的束电流就明显减小。超过临界磁场值后,情况则相反,传输束电流也趋于饱和。由电子束轰击靶所产生的X光针孔照片系列也获得了类似的结果。当引导磁场 B_0 值在7kG以上时,X光针孔照片显示出几乎同样黑度和同样形状的圆形靶像。随磁场值的减小,照片中靶像的圆直径显著缩小,黑度降低。这充分说明在弱磁场下,电子束在传输过程中,大量电子被发散而不能达到漂移管终端。从图4到图6可看出,随轴向磁场 B_0 的减少,回旋运动电子的Larmor半径 r_L 增加,因此它们与处于地电位的漂移管管壁的碰撞几率增多,导致被漂移管所吸收的电子数明显增多。从现象上来看,由于轴向磁场的减小,电子束受磁场的约束力减弱,以致于越来越多的电子轰击漂移管管壁后产生辐射剂量的明显上升,结果使经漂移管传输到终端的束流减小。

(3) 由韧致辐射强度来确定电子束有关参量是一种非接触测量方法。它具有在不破坏总体工作条件下测量自由电子激光器工作物质的有关参量的优点。因而可以作为我们实验工作中日常监测的手段。

参 考 文 献

- 1 Freund H P et al. *Phys. Fluids*, 1982; **25**: 736
- 2 Jackson R H et al. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1983; **QE-19**: 346
- 3 褚成 et al. *中国科学(A辑)*, 1986; **29**: 992
- 4 Атлицев К. К. *Дозиметрия ионизирующих излучений*, ТИИТЛ, Москва, 1957
- 5 Иванов М И et al. *Атомная энергия*, 1978; **45**(4): 280