



·粒子束及加速器技术·

光学渡越辐射理论及其在直线感应加速器 脉冲电子束诊断中的应用*

王 远, 江孝国, 陈思富, 石金水, 李 劲, 杨国君

(中国工程物理研究院 流体物理研究所, 四川 绵阳 621999)

摘 要: 匀速运动的带电粒子在穿过具有不同介电常数的两种媒质界面时要产生所谓光学渡越辐射。该辐射在粒子的入射平面上呈偏振行为;从辐射强度的角分布可以确定入射粒子的能量。在入射到双膜系统的情况下,由于干涉的发生,在第二膜前表面的强度角分布有振荡行为。利用这些现象,可对脉冲电子束包络半径、束电流密度的横向分布,束能量以及横向散角进行测量,依照这一原理在各 LIA 加速器上进行的脉冲电子束参数测量,获得的有效数据极大地提高了加速器的调试效率。

关键词: 直线感应加速器; 光学渡越辐射; 角分布

中图分类号: TL53; TB86; O463.1

文献标志码: A

doi: 10.11884/HPLPB202032.190430

Theory of optical-transition radiation and its application to pulsed electron beam diagnoses on linear induction electron accelerator

Wang Yuan, Jiang Xiaoguo, Chen Sifu, Shi Jinshui, Li Jin, Yang Guojun

(Institute of Fluid Physics, CAEP, P. O. Box 919-106, Mianyang 621900, China)

Abstract: The so called optical-transition radiation(OTR) occurs when the charged particles with constant speed pass through interface of two media with different dielectric coefficient. The radiation shows polarization behavior while the charged particle arrives at the incidence plane, the energy of the incidence particle can be determined according to the OTR angle distribution patterns. The OTR angle distribution oscillates at the second foil's surface due to the interference while the electron beam is entering a double foil system. Thus parameters of the pulse electron beam can be measured by using these phenomena. The parameters include electron beam envelope radius, transversal distribution of electron beam current density, electron beam energy, and electron beam's transverse divergence. This theory is used to measure parameters of pulsed electron beam on a series of Dragon linear induction electron accelerators(LIAs) and obtain valid time-resolved results. This measurement ability has improved greatly the debugging efficiency of the Dragon LIAs.

Key words: linear induction electron accelerator; optical-transition radiation; beam angle distributing

早在大半个世纪前,科学家就预言光学渡越辐射(OTR)的存在^[1]。后来 Garibyan 从理论上预言了该辐射光子的总产额正比于入射电子的能量^[2-3],于是引起了对这种辐射及其应用的研究。1975 年, Wartski^[4]首先证明了可以利用光学渡越辐射的干涉现象(下称 OTRI)来测量电子束能量和角发散。即从测量的 OTRI 的条纹位置确定束能量,而从干涉条纹的能见度确定电子束横向散角。后来,洛斯阿拉莫斯实验室报道了利用 OTR 在自由电子激光实验中测量电子束的发射度^[5-7]。

所谓 OTR,就是带电粒子或带电粒子束通过介电常数不同的两种媒质界面而匀速运动时产生的辐射;当然在其介电常数不均匀的一种媒质中,匀速运动的带电粒子也会产生 OTR。实际上,匀速运动的带电粒子周围的电磁场在介电常数不同的媒质界面附近随着电子的运动要从一种平衡形态渡越到另一种形态;电磁场从一种平衡到另一种平衡的空间区域称为构造区域,有时也称为相干区域。在构造区域内因粒子的电磁场形态要发生渡越变化从

* 收稿日期:2019-11-08; 修订日期:2020-02-20

基金项目:国家自然科学基金项目(11375162, 10675104)

作者简介:王 远(1965—),男,研究员,主要从事强流加速器电子束参数时间分辨测量研究;ideawy@163.com。

而带电粒子要产生辐射,这就是光学渡越辐射。辐射的中心频率(或波长)由媒质所决定。例如电子在穿过真空与铝的界面时,辐射的中心波长为 0.453 μm ,而对真空与 Kapton 的界面,辐射的波长为 0.604 μm 。OTR 与轫致辐射不同,轫致辐射光不是偏振光,而 OTR 光是偏振光。OTR 与切伦科夫辐射也不同,切伦科夫辐射是在一种介质 ($n > 1$) 中当粒子速度大于光速 (c/n) 时才发生;并且两种辐射角分布也是不同的^[8]。值得注意的是,如果选择对电子透明的媒质作为 OTR 的媒质,那么就可以利用 OTR 原理对电子束参数进行测量。

本文旨在推述光学渡越辐射的解析原理理论以及证明 OTR 对电子束参数测量的诊断原理;结合实验中对各神龙系列直线感应加速器的脉冲电子束的参数测量,分别获得各 LIA 的电子束参数的有效数据^[9]。

1 理 论

单个带电粒子从媒质到真空垂直入射而穿过界面时所产生的渡越辐射强度(前发射)公式为^[2]

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2\beta^2 \sin^2\theta \cos^2\theta}{\pi^2 c 1 - \beta^2 \cos^2\theta} \left| \frac{(\varepsilon - 1)[1 - \beta^2 - \beta(\varepsilon - \sin^2\theta)^{1/2}]}{[\varepsilon \cos\theta + (\varepsilon - \sin^2\theta)^{1/2}][1 - \beta(\varepsilon - \sin^2\theta)^{1/2}]} \right|^2 \quad (1)$$

式中: e 为粒子电量; ε 为媒质介电常数; β 为粒子速度(以 c 为单位); θ 为相对于 β 的夹角。在 $|\varepsilon| > 1$ 的媒质中,当 $\beta \rightarrow 1$ 的情况下,OTR 强度角分布表现出高方向性 ($\theta \ll \pi/2$),公式(1)可简化为

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2\beta^2 \sin^2\theta}{4\pi^2 c (1 - \beta \cos\theta)^2} \quad (2)$$

而对于从真空到媒质的后发射,其 OTR 强度角分布(在 $\beta \rightarrow 1$ 的情况下)公式为

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = F(e^2\beta^2/4\pi^2 c) \frac{\sin^2\theta}{(1 - \beta \cos\theta)^2} \quad (3)$$

式中的角度 θ 是相对于电子反射速度方向的夹角,而 F 是光从真空到媒质反射的非涅尔因子, $F = [(\varepsilon^{1/2} - 1) / (\varepsilon^{1/2} + 1)]^2$ 。

在斜入射情况下,前发射与后发射的 OTR 强度角分布仍由公式(2)与(3)给出,只是 F 应修正为

$$F(\omega, \theta, \psi) = \left| \frac{[\varepsilon - \sin^2(\psi + \theta)]^{1/2} - \varepsilon \cos(\psi + \theta)}{[\varepsilon - \sin^2(\psi + \theta)]^{1/2} + \varepsilon \cos(\psi + \theta)} \right|^2 \quad (4)$$

式中: ψ 为电子入射角;在 $\beta \rightarrow 1$ (高相对论情况)下,可以认为非涅尔因子与 θ 无关。

光学渡越辐射的上述公式仅在离界面的较远处的波区才是正确的,在构造区(或相干区,有时也称辐射区)内就不适用。对于真空范围,构造区的宽度为^[3]

$$Z_r = \frac{c}{\omega [\beta/(1 - \beta \cos\theta)]^{(1-\beta)} \lambda / [\pi(\gamma^2 + \theta^2)]} \quad (5)$$

其中 λ 和 ω 分别是 OTR 的中心波长和圆频率,而 $\gamma^2 = 1 - \beta^2$;对于媒质,其构造区的宽度

$$Z_m = \beta\lambda / \left| 1 - \beta(\varepsilon - \sin^2\theta)^{1/2} \right| \quad (6)$$

在双膜系统中,电子斜入射时由第一片膜的后表面所产生的前发射 OTR 经过一段真空路径后,入射到第二片膜上;第二片膜既对第一片膜的前发射 OTR 起反射作用(即反射镜),同时又因电子入射而产生后发射 OTR。由于这两支 OTR 均由同一带电粒子所产生,只要膜材料相同,那么它们是相干的,因而要形成 OTRI(辐射的干涉)。设电子在两膜之间真空的飞行距离为 L ,那么在第二片膜后面这两支 OTR 的相位差就为

$$\Phi = [2\pi L(1 - \beta \cos\theta)] / \lambda\beta = L/Z_r \quad (7)$$

式中: L 是电子入射角 ψ 的函数。

由于同一电子束不同电子的入射角是不同的,不同电子产生的两支 OTR 的相位差就不同,因此干涉情况就不同。从电子束的 OTRI 现象,可以反映出电子束横向散角的情况。

如果第一片膜是光的透射膜,那么 OTRI 现象就更复杂。这时第一片膜的前界面产生的向前 OTR 在后表面上经折射之后,也要飞行到第二片膜的前表面,并在反射之后形成在该表面上参与干涉效应的第三支 OTR。它与第一膜后表面的相位差 ϕ 与膜介质的构造区宽度 Z_m 相关^[5]

$$\Phi' = L/Z_m \quad (8)$$

为了避免混淆,前表面指的是电子的入射表面;而前发射则是指向着电子运动方向上的辐射。

$$I_1 = |1 - \exp(-i\Phi) - \delta \exp[-i(\Phi + \Phi')]|^2 \quad (9)$$

其中 δ 为第一膜介质中的光学衰减因子。在金属膜情况下,上述第三支 OTR 不存在,因而干涉因子为

$$I_2 = |1 - \exp(-i\Phi)|^2 \quad (10)$$

因此,电子在双膜系统中从第二片膜前表面上的渡越辐射强度是由单膜情况的公式(2)乘以菲涅尔因子(4)、再乘以相应的干涉因子 I_1 或 I_2 而简单地求得。在 $\beta \rightarrow 1$ 时的金属膜情况下的结果为

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = F(\psi, \omega)(e^2\beta^2/4\pi^2c) \frac{\sin^2\theta}{(1-\beta\cos\theta)^2} |1 - e^{-i\Phi}|^2 \quad (11)$$

由于高度方向性($\theta \ll \pi/2$),上式简化为

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = F(\psi, \omega)(e^2L^2/4c\lambda^2)\theta^2 \text{sinc}^2(\rho\pi) \quad (12)$$

其中 $\text{sinc}(x) \equiv x^{-1} \sin(x)$ 是条纹对比函数,而 ρ 为条纹的干涉阶次

$$\rho = L(\gamma^{-2} + \theta^2)/2\lambda \approx L/2\pi Z_r = \Phi/2\pi \quad (13)$$

在干涉花样中心($\theta = 0$), ρ 取最小值 ρ_0 ,即

$$\rho_0 = L/2\pi\gamma^2 \quad (14)$$

ρ_0 一般不是整数。分析式(12)可知, ρ 为整数时强度取极小值,相应的发射角为

$$\theta_m = [2\lambda(\rho - \rho_0)/L]^{1/2} \quad (15)$$

而 ρ 为半奇数时强度取极大值,相应的发射角为

$$\theta_M = [2\lambda(\rho - \rho_0)/L]^{1/2} \quad (16)$$

2 分析与束参数诊断

首先分析单膜 OTR 强度角分布公式。从一阶导数(对 θ)为零,可求出 $\theta_1 = 0, \theta_2 = \gamma^{-1}, \theta_3 \rightarrow \infty$ (数学上)是极值点;再将这些角度值代入二阶导数,可知单膜 OTR 强度角分布有如下特点:

- (1) $\theta = 0$ 处的光学渡越辐射强度为零;
- (2) $\theta = \theta_M = \pm\gamma^{-1}$ 时,OTR 强度为最大值;
- (3)OTR 最大强度($\theta = \theta_M$)与 γ^2 成正比。

图 1 给出了单膜 OTR 角分布花样示意图,作为比较也给出了切伦科夫辐射的角分布花样;图 2 给出了 OTR 辐射强度角分布花样及其入射粒子的洛伦兹因子之间的关系。

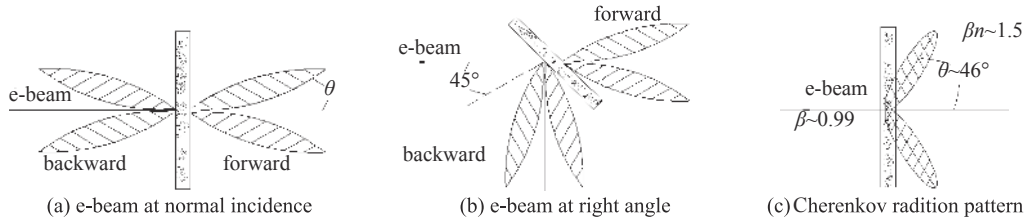


Fig. 1 Optical-transition radiation patterns, single foil

图 1 光学渡越辐射(OTR)与切伦科夫的角分布花样草图

显然从电子束的单膜 OTR,我们可以确定电子束的能量($\gamma = \theta_M^{-1}$)。电子束包络半径(由膜表面的发光区的尺寸确定之)和束流横向分布(由发光区的强度分布确定)。只不过 OTR 强度角分布是直接将该分布的光线经一片凸透镜后在它的焦平面上测量,而其他的参量将是 OTR 经过一反射镜(或膜)反射后再进入另一凸透镜,而在其像平面上进行测量。测量示意图见图 3。

为了分析双膜 OTRI 强度角分布(干涉条纹)的公式。我们先定义条纹的半高宽(FWHM) $\Delta\theta$,显然,在电子束为零发射度时, $\Delta\theta$ 为最窄。而对于具有发射度的电子束,相应条纹的半高宽就要大一些。根据公式(12),可知

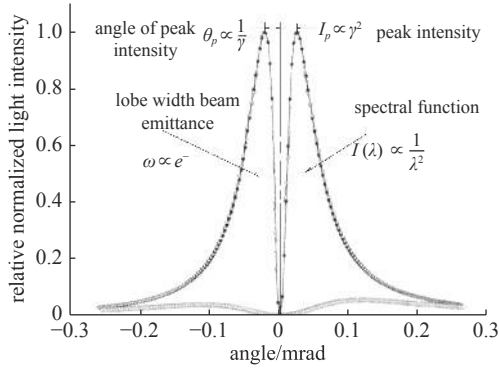


Fig. 2 Schematic of the OTR angular-distribution pattern

图 2 OTR 强度角分布

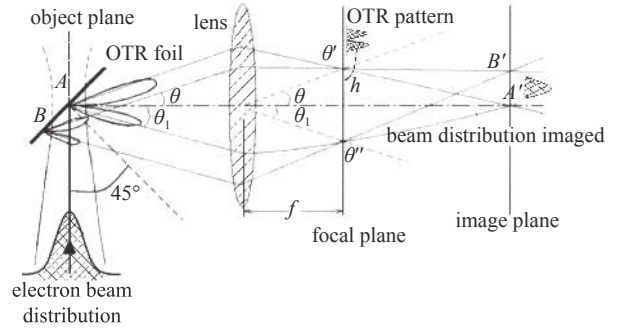


Fig. 3 Schematic of the focus-at-the-object (beam spot) and focus-at-infinity (angular distribution) techniques

图 3 电子束参数 OTR 法测量示意图

$\Delta\theta$ 完全由条纹对比函数 $\sin(\rho\pi)$ 定,为了使结果精度尽可能的高,选取强度角分布中最高强度的条纹来分析而求出 $\Delta\theta$ 。设最高纹峰值强度的角度为 θ_M ,那么由 $\theta \ll \theta_M$ 以及相应的条纹阶次 ρ_M 为半奇数,我们可以求得

$$\Delta\theta = \lambda/2L\theta_M \quad (17)$$

其中 λ 为 OTR 中心波长,而 L 是电子在两片膜间真空中沿轴飞行距离

$$L = d/\cos\psi \quad (18)$$

式中: ψ 为电子束入射角;而 d 为双膜的膜间距离。如果限定双膜系统定位于束线上的电子束腰附近,那么束的平均散角 σ 就由腰上的最大散角所决定。对于具有发射度的电子束,具有最大散角的电子入射角显然为 $\psi + \sigma$ 。对于这些电子

$$L = L_M = d/\cos(\psi + \sigma) \quad (19)$$

根据公式(17)和(19)两式,立刻可得

$$\sigma = \arccos(2d\theta_m\Delta\theta/2\lambda) - \psi \quad (20)$$

此公式就是利用电子束的双膜 OTRI 原理测量电子束平均横向散角的依据。

需要注意的是,在求得式(20)的过程中一使用一些近似:电子束的 σ 值不能太大,以至于不会对 OTRI 的干涉条纹的相对位置产生明显的影响;同时,要求取峰值强度的发射角 $\theta_M(\sim \gamma^{-1})$,要远大于电子束的平均横向散角 σ 所引起的 $\Delta\theta$ 之值。如果这些条件不满足那么就必须将单个电子的强度分布(即公式中以 $\theta - \sigma$ 代替 θ)对相空间的电子束分布 $f(\alpha)$ 进行卷积积分来求出。由这一积分模拟给出了 OTRI 强度角分布,将此分布与实验测得的角分布加以比较,然后调整 $f(\alpha)$ 的参量 α ,使得两者相符合,从而求得实验中的 α 值。其模拟积分公式为

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d^2W(\theta_x - \alpha_x)}{d\omega d\Omega} f(\alpha_x) d\alpha_x \quad (21)$$

式中: $d^2W/d\omega d\Omega$ 是电子束的 OTRI 强度角分布,它是束平均散角 α_x 的函数;而 $f(\alpha_x)$ 是以 α_x 为参量的归一化电子分布函数(它以 α_x 为自变量)。在非圆形束情况下,式(21)可分别用于二维情况。

有了公式(20)和(21),我们就可以通过实验测量电子束 OTRI 强度角分布花样,来确定电子束的有关参数。测量示意图类似于单模情况的图 3。其中在焦平面上所测得的 OTRI 强度角分布用来确定束的平均横向散角;同时,从最高强度分布的角度 θ_M 可以确定束能量。值得注意的是,为了使双膜情况的 θ_M 与单膜情况的 θ_M 符合,在实验设计时应该考虑到使中心干涉条纹阶次 ρ_0 尽可能接近于四分之一的奇数。理由很简单,单模时在 $\theta_M = \gamma^{-1}$ 处取峰值,在双膜情况下,在 $\rho = k + 0.5$ 处取峰值(k 为整数);为了使双膜的最高峰值与单模峰值相一致,那么单膜峰值对应于双膜的干涉条纹阶次 $\rho = 2\rho_0$,于是 $\rho_0 = 0.5(k_0 + 0.5)$ 。只有在这种情况下,才可以从双膜的最高峰值角度 θ_M 来确定电子束的能量。如果 ρ_0 的设计值与上面所论述的不一致,那么就不能简单地从峰值条纹角度 θ_M 来确定 γ 的大小。这时正确的确定法应该是求出 $2\rho_0$ 值,利用它与 $1/2(k_0^m + 0.5)$ 之差以及两峰值条纹之间角度差值求出真正的 γ 值来。

3 束参数的典型时间分辨测量实验研究

中国工程物理研究院流体物理研究所在过去近 30 年里已研制成功 10 MeV 和 12 MeV 及 20 MeV 等束流强度

达到 2 kA、脉冲时间小于 100 ns 的强流脉冲电子束直线感应加速器(LIA)^[10-12]。上述 LIA 均是单脉冲型的,每次出束只有一个脉冲电子束。近来为了提高我国精密物理实验及核禁试后实验室的研究水平,最近又成功研制了一台同轴三脉冲强流电子束直线感应加速器^[13],它一次可以产生三个强流脉冲电子束,束流强度大于 2 kA,脉冲时间小于 100 ns,最小的脉冲间的时间间隔约 500 ns。随着 LIA 加速器的建设不断提升,其束参数的测量要求及难度也大幅提升,我们也同时不断地开展新的具有高的时间分辨能力的束参数测量系统研制工作^[14],达到可以进行三个电子束脉冲分辨测量的同时还能够针对某一个电子束脉冲进行脉冲内的多个时间分辨测量的水平。

针对 10 MeV 和 12 MeV LIA 及 20 MeV LIA 等不同 LIA 加速器的注入器出口、注入器内阴阳极杆、加速器中段以及加速器出口漂移段等部位电子束参数的测量,结合测量电子束参数的发射度、束包络、能量、电子束横向发散角以及电子束束斑等特点,基于光学渡越原理我们设计不同的物理装置以满足电子束测量要求。图 4 是一个典型的 LIA 加速器时间分辨电子束参数测量的实验布局,图 5 是 20 MeV LIA 加速器出口处电子束参数时间分辨测量系统的现场布局图。

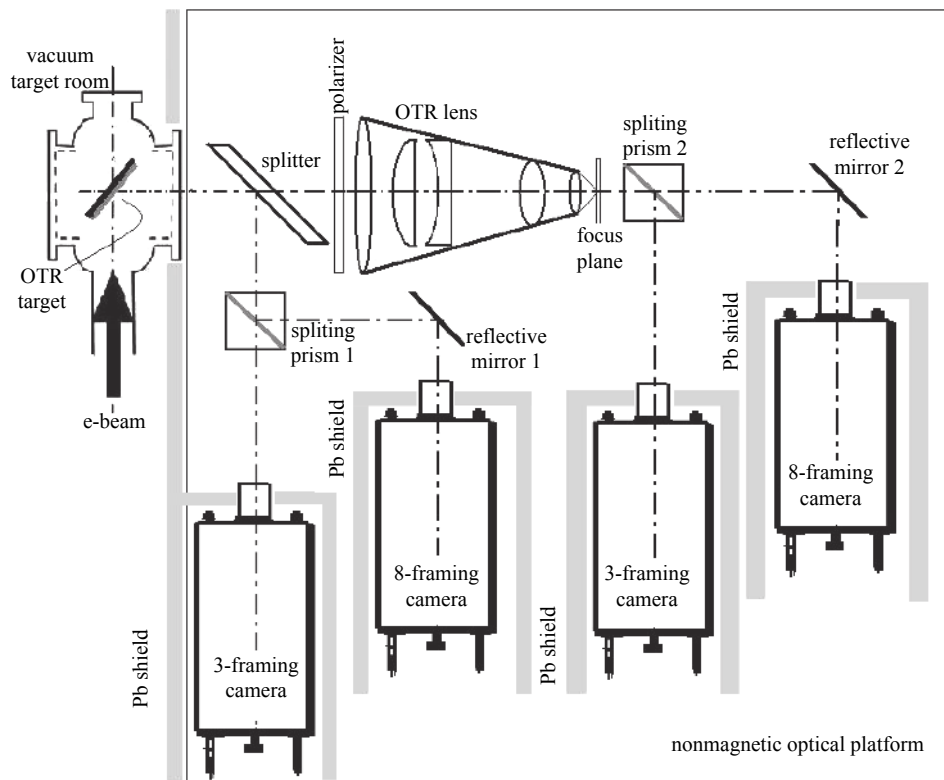


Fig. 4 Time-resolved beam parameter measurement system for a series of Dragon LIAs

图 4 典型的 LIA 加速器时间分辨的束参数测量实验

在 20 MeV LIA 加速器出口处某一个电子束脉冲进行脉冲内的多个时间分辨 OTR 的测量,结果如图 6 所示,通过调整时间分辨系统的触发延迟时间可以获得不同时间段的电子束情况,此图中显示的是电子束的一个脉冲从开始到结束连续的脉冲发散分布图发展过程^[15]。

图 7 是基于光学渡越辐射原理的转换靶(OTR foil)在加速器电子束在注入器阳极杆内一系列的磁场配置对电子束性状的影响效果示意,通过这个过程测量,基本了解注入器配置磁场的作用效果,并为电子束包络无损通过注入器传输的磁场调试奠定了一个基础。该调试实验也可观察到各种原因造成的热阴极多脉冲电子束发射的一些差异,并为改善这种差异提供了实时可视化的测量手段^[16]。

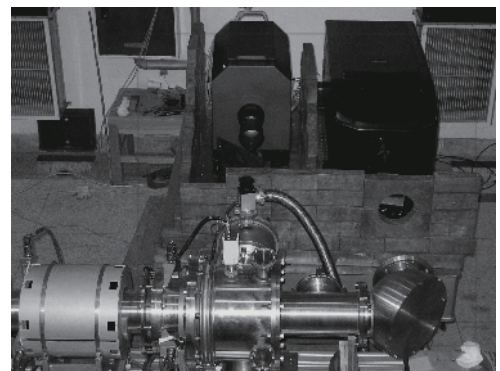


Fig. 5 Fieldwork layout of time-resolved beam parameter measurement system for Dragon II LIA

图 5 20 MeV LIA 出口处束参数时间分辨测量系统现场布局图

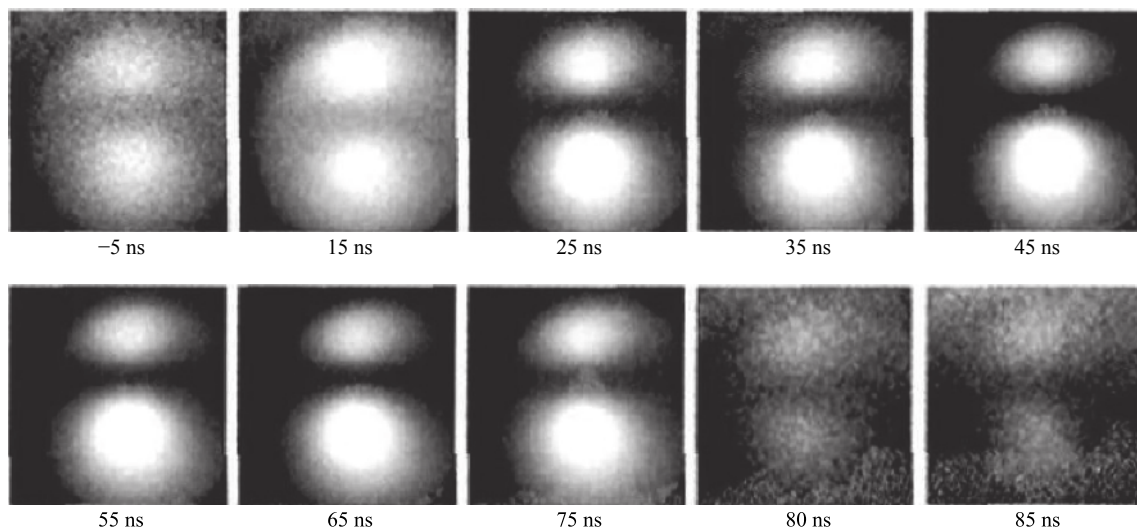


Fig. 6 Beam divergence image in sequence captured by the system
图 6 20 MeV LIA 出口处电子束电子束脉冲发散典型测量结果

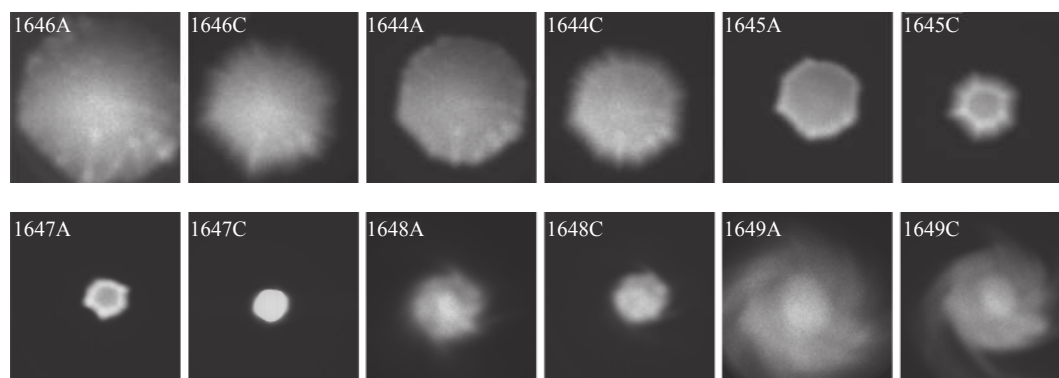
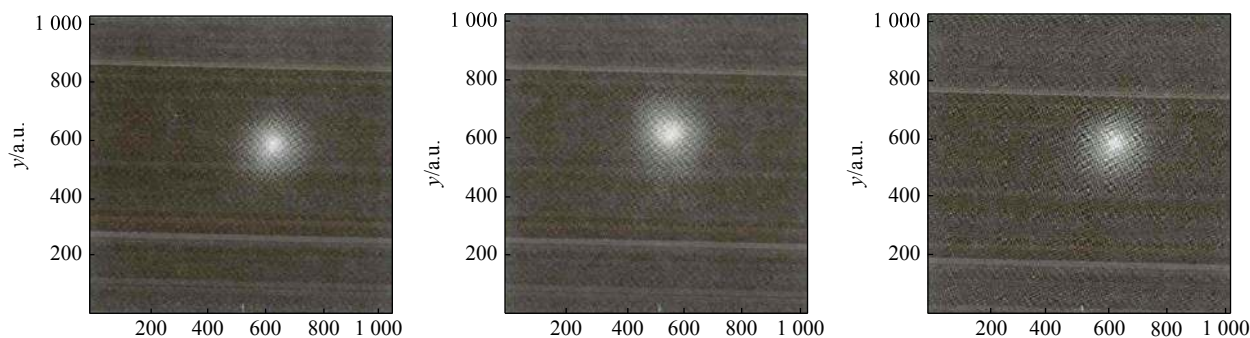


Fig. 7 Typical measurement series results of electron beam envelope from congregation to divergence in the injector
图 7 20 MeV LIA 注入器内电子束包络汇聚与发散过程的分布图测量结果

基于光学渡越辐射原理的电子束发射度测量系统,在加速器出口测量了束流的发射度,获取的结果图像如图 8 所示。对 A 脉冲发散角图像进行拟合,图 9 是电子束分布的数据拟合结果,得到发散角 3.9 mrad,据 A 脉冲束斑图像可得到其束等效半高全宽(FWHM)为 12.8 mm,于是可求得此发实验 A 脉冲束流的归一化发射度为 $2\ 300\ \pi\text{mm}\cdot\text{mrad}$ 。同理,可求得 B, C 脉冲发射度分别为 $2\ 206\ \pi\text{mm}\cdot\text{mrad}$, $2\ 310\ \pi\text{mm}\cdot\text{mrad}$ 。

4 结 论

基于电子束参数的光学渡越 OTR 测量原理,针对 10 MeV 和 12 MeV LIA 及 20 MeV LIA 调试、检测以及加速器性能提升研究的需要,通过我们研制的多种具有高时间分辨能力的电子束束参数光学诊断测量系统,在神龙系列加速器的注入器出口、注入器内阴阳极杆、加速器中段、加速器出口漂移段等全系统上对脉冲电子束的参数(发射度、束包络、能量、电子束横向发散角、电子束束斑等)进行的测量,极大地满足了观察电子束细节的要求,



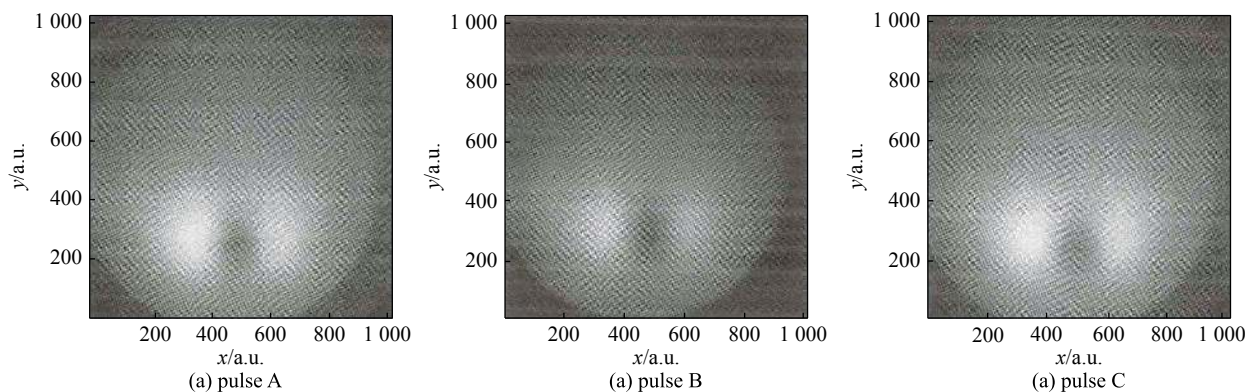


Fig. 8 Profile images and corresponding OTR angle distribution patterns of triple-pulse beam from shot 4555#

图 8 20 MeV LIA 4555 发实验三脉冲电子束束斑及发散角图像

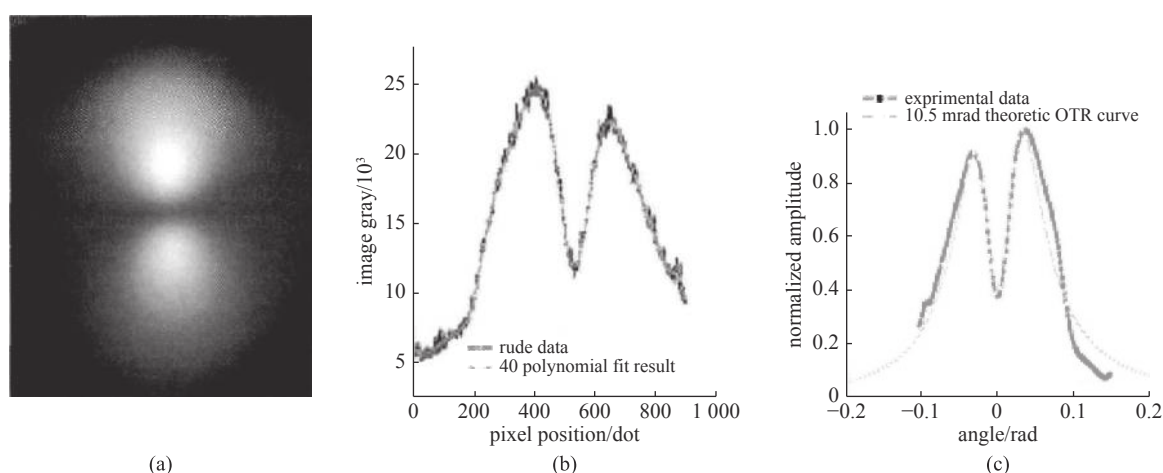


Fig. 9 Beam divergence image and fit result

图 9 电子束分布花样的数值拟合结果

而灵活的控制方式又满足了一次实验要求达到的多种研究目的;电子束束参数光学诊断测量系统的研制达到了直观诊断的目的,为解决 LIA 调试工作中存在的诸多问题提供了翔实的实验数据及直观的图像数据,特别是在多脉冲 LIA 的多脉冲发射特性研究中获得成功应用。同时电子束参数的测量,对于高功率电子束技术、自由电子激光技术以及闪光照相技术的研究、应用和发展等都具有实际意义。

致谢 感谢中国工程物理研究院流体物理研究所加速器物理与应用研究室加速器运行组及调试工作人员在实验工作中给予的大力支持和所付出的辛勤工作。

参考文献:

- [1] Benford J, Swegle J A, Schamioglu E. High power microwaves[M]. 3rd ed. London: Taylor & Francis Group, 2015.
- [2] Walter J W, Lynn C F, Dickens J C, et al. Operation of a sealed-tube-vircator high-power-microwave source[J]. *IEEE Trans Plasma Science*, 2012, 40(6): 1618-1621.
- [3] Mesyats G A. Cathode phenomena in a vacuum discharge: The breakdown, the spark and the arc[M]. Moscow: Nauka, 2000.
- [4] Nunally W C. High-power microwave generation using optically activated semiconductor switches[J]. *IEEE Trans Electron Devices*, 1990, 37(12): 2439-2448.
- [5] Krasik Y E, Yarmolich D, Gleizer J Z, et al. Pulsed plasma electron sources[J]. *Physics of Plasmas*, 2009, 16(5): 7103.
- [6] Shiffler D, Haworth M, Cartwright K, et al. Review of cold cathode research at the Air Force Research Laboratory[J]. *IEEE Trans Plasma Science*, 2008, 36(3): 718-728.
- [7] Levine J S, Harteneck B D. Repetitively pulsed relativistic klystron amplifier[J]. *Applied Physics Letter*, 1994, 65: 2133-2135.
- [8] 米勒 R B. 强流带电粒子束物理导论[M]. 北京: 原子能出版社, 1990. (Miller R B. Introduction to intense charged-particle beam physics[M]. Beijing: Atomic Energy Press, 1990)
- [9] Wang Yuan, Jiang Xiaoguo, Yang Guojun, et al. Time-resolved energy spectrum measurement of a linear induction accelerator with the magnetic analyzer[J]. *Chinese Physics C*, 2015, 39: 017004.
- [10] 戴光森, 刘承俊, 丁伯南, 等. 10 MeV LIA 加速电压、电子束流测试[J]. *强激光与粒子束*, 1996, 8(5): 187-192. (Dai Guangsen, Liu Chengjun, Ding Bonan,

- et al. Voltage pulse and electron beam current measurement on the 10 MeV LIA[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 1996, 8(5): 187-192)
- [11] 石金水, 丁伯南, 邓建军, 等. 12 MeV直线感应电子加速器[J]. *强激光与粒子束*, 1997, 9(4): 599-604. (Shi Jinshui, Ding Bonan, Deng Jianjun, et al. 12 MeV linear induction electron accelerator[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 1997, 9(4): 599-604)
- [12] 丁伯南, 邓建军, 王华岑, 等. “神龙一号”直线感应电子加速器[J]. *高能物理与核物理*, 2005, 29(6): 604-610. (Ding Bonan, Deng Jianjun, Wang Huacen, et al. Dragon I linear induction electron accelerator[J]. *High Energy Physics and Nuclear Physics*, 2005, 29(6): 604-610)
- [13] 石金水, 邓建军, 章林文, 等. 神龙二号加速器及其关键技术[J]. *强激光与粒子束*, 2016, 28: 010201. (Shi Jinshui, Deng Jianjun, Zhang Linwen, et al. Dragon-II accelerator and its key technology[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2016, 28: 010201)
- [14] 江孝国, 王远, 杨国君, 等. 时间分辨的强流脉冲电子束参数的光学测量诊断系统研制[J]. *强激光与粒子束*, 2013, 25(11): 2780-2784. (Jiang Xiaoguo, Wang Yuan, Yang Guojun, et al. Development of time-resolved optical measurement and diagnostic system for parameters of high current and pulsed electron beam[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2013, 25(11): 2780-2784)
- [15] Jiang Xiaoguo, Wang Yuan, Zhang Kaizhi, et al. Instantaneous electron beam emittance measurement system based on the optical transition radiation principle[J]. *Chinese Physics C*, 2014, 38: 017002.
- [16] Jiang Xiaoguo, Wang Yuan, Yang Zhiyong, et al. Time-resolved measurement technique for pulsed electron beam envelope basing on framing and streaking principle[J]. *Chinese Physics C*, 2016, 40: 017003.

《强激光与粒子束》“全固态激光技术”专辑征稿启事

自1960年第一台激光器问世以来,我国的激光科学技术随之迅速发展,独立自主的在激光器有关理论、实验研究、应用领域开展了广泛而深入的研究,取得了辉煌的成就。全固态激光器集中了传统固体激光器和半导体激光器的优势于一身,具有体积小、重量轻、效率高、性能稳定、可靠性好、寿命长、易操作、运转灵便(连续/重复率/长/短脉冲)、易智能化、无污染等优点,成为目前最具潜力的新一代激光源之一,且是目前我国在国际上为数不多的从材料源头直到激光系统集成拥有整体优势的高技术领域之一,具备了在部分领域加速发展的良好基础。值此激光器问世60周年之际,为纪念第一台激光器发明60周年,同时集中展示我国60年来在此领域取得重大成果与科研进展,促进学术交流,推动相关领域向纵深发展,《强激光与粒子束》编辑部邀请本刊副主编唐淳研究员作为专辑主编,决定于2020年出版“全固态激光技术”专辑,现公开征集相关领域的高水平研究论文及综述。

01 征稿范围

- (1) 高功率固体激光技术
- (2) 高功率光纤激光技术
- (3) 高功率半导体激光技术

02 投稿要求

- (1) 投稿可选择网上投稿(www.hplpb.com.cn),投稿时文章题名前加“全固态激光技术”专辑;也可电子邮件投稿,邮件主题注明“全固态激光技术”专辑,投稿邮箱:liuyn862010@163.com。
- (2) 论文体例格式请参照《强》刊网站投稿指南。
- (3) 投稿时请附论文投稿保密审查证明(保密审查证明要求为纸质原件)。
- (4) 未尽事宜请联系编辑部刘玉娜编辑或专辑主编。

03 重要日期

征稿截止日期: 2020年6月30日
计划出版日期: 2020年9月15日

04 联系方式

责任编辑:
刘玉娜/《强激光与粒子束》编辑部
0816-2485753, liuyn862010@163.com。
专辑主编:
唐 淳/中国工程物理研究院应用电子学研究所
tangchun@vip.sina.com。

05 专辑主编简介

唐 淳,浙江大学光学博士,研究员,博士生导师,中国工程物理研究院应用电子学研究所副所长。国家光辐射安全和激光设备标准化技术委员会委员,中国光学工程学会常务理事,中国光学学会理事,欧洲高功率激光系统与应用学术委员会国际顾问委员,中国工程物理研究院高能激光科学与技术重点实验室常务副主任。长期从事高能全固态激光及半导体激光器技术研究,先后主持承担国家级重大重点项目20余项,获部委级科技进步奖一、二等奖二十余项,获中国科协“求是杰出青年实用工程奖”,享受国务院政府特殊津贴,发表学术论文90余篇,授权专利15项。

《强激光与粒子束》编辑部
2020年4月15日