

# 激光驱动飞秒电子束消色差传输束线设计

朱军高<sup>1</sup> 卢海洋<sup>3</sup> 赵媛<sup>3</sup> 赖美福<sup>3</sup> 古永力<sup>3</sup> 徐世祥<sup>2</sup> 温猛<sup>4</sup> 周沧涛<sup>3</sup>

1(深圳大学应用技术学院 深圳 518060)

2(深圳市微纳光子信息技术重点实验室,教育部/广东省共建光电子器件和系统重点实验室,  
深圳大学物理与光电工程学院 深圳 518060)

3(深圳技术大学 工程物理学院 先进材料测试技术研究中心,深圳市超强激光与  
先进材料技术重点实验室 深圳 518118)

4(湖北大学 物理与电子科学学院 武汉 430062)

**摘要** 激光等离子体加速输出的电子束具有 fs 量级脉冲长度的优异品质。由于强激光场的存在,直接应用存在一定困难,更多应用场景需要把电子束传输到应用端。能散导致电子束在传输中产生能量啁啾,需要通过束流光学设计抑制脉冲长度的增长。通过对电子束在消色差束线中传输的研究,探索了消色差和非消色差传输中脉冲长度压缩的差异,以及消色差束线中偏转角度、偏转半径对不同能量电子束脉冲长度压缩的影响。针对消色差传输中仅有某个能量电子束得到最优压缩的局限,利用四极透镜磁场梯度的调节使电子束的传输适度偏离消色差,改变对能量啁啾的影响,实现在固定尺寸束线中不同能量电子束的压缩。

**关键词** 激光加速, 电子束传输, 电子束应用, 超快

**中图分类号** TL501, O434.12

**DOI:** 10.11889/j.0253-3219.2023.hjs.46.020201

## Study of achromatic beamline design for laser-driven femtosecond electron beams

ZHU Jungao<sup>1</sup> LU Haiyang<sup>3</sup> ZHAO Yuan<sup>3</sup> LAI Meifu<sup>3</sup> GU Yongli<sup>3</sup>

XU Shixiang<sup>2</sup> WEN Meng<sup>4</sup> ZHOU Cangtao<sup>3</sup>

1(College of Applied Sciences, Shenzhen University, Shenzhen 518060, China)

2(Shenzhen Key Lab of Micro-Nano Photonic Information Technology, Key Laboratory of Optoelectronic Devices and Systems of Ministry of Education and Guangdong Province, College of Physics and Optoelectronic Engineering, Shenzhen University, Shenzhen 518060, China)

3(Shenzhen Key Laboratory of Ultraintense Laser and Advanced Material Technology, Center for Advanced Material Diagnostic Technology, College of Engineering Physics, Shenzhen Technology University, Shenzhen 518118, China)

4(Department of Physics, Hubei University, Wuhan 430062, China)

**Abstract** [Background] The electron beams produced by laser plasma acceleration have excellent quality for pulse lengths of the order of fs. Due to the existence of a strong laser field, there are difficulties in direct applications, and more applications need to transmit the electron beams to the application terminal. The energy spread leads to the

深圳市基础研究项目(No.SZWD2021007、No.JCYJ20200109105606426)、国家自然科学基金(No.92050203)、湖北省自然科学基金计划项目(No.2020CFB711)、等离子体物理重点实验室资助

第一作者: 朱军高, 男, 1986 年出生, 2017 年于北京大学获博士学位, 研究领域为激光加速器束流传输与应用

通信作者: 卢海洋, E-mail: luhaiyang@sztu.edu.cn; 徐世祥, E-mail: shxxu@szu.edu.cn; 周沧涛, E-mail: zcangtao@sztu.edu.cn

收稿日期: 2022-06-10, 修回日期: 2022-08-16

Supported by Shenzhen Basic Research Project (No.SZWD2021007, No.JCYJ20200109105606426), National Natural Science Foundation of China (No.92050203), Hubei Provincial Natural Science Foundation Program (No.2020CFB711), Key Laboratory of Plasma Physics

First author: ZHU Jungao, male, born in 1986, graduated from Peking University with a doctoral degree in 2017, focusing on laser accelerators beam transport and applications

Corresponding author: LU Haiyang, E-mail: luhaiyang@sztu.edu.cn; XU Shixiang, E-mail: shxxu@szu.edu.cn; ZHOU Cangtao, E-mail: zcangtao@sztu.edu.cn

Received date: 2022-06-10, revised date: 2022-08-16

generation of energy chirp of the electron beam in the transmission. **[Purpose]** This study aims to explore the design of the beam optics to compress the pulse length and keep it on the fs scale. **[Methods]** An achromatic beamline consisting of bending magnets and quadrupole magnets was designed to compress the pulse length of electron beams. Critical parameters of an achromatic beamline were given by a derived formula. Transformation matrix was employed to investigate the differences of the pulse lengths in achromatic transmission and non-achromatic transmission. The pulse lengths of electron beams with different energies were scanned with different deflection angles (0.3 rad, 0.6 rad, 0.9 rad) and deflection radii (0.15 m, 0.25 m, 0.35 m) to study the influence of beamline parameters. Finally, the magnetic field gradients of the quadrupole lens were adjusted to realize the compression of electron beams with different energies in a beamline. **[Results]** Comparing to non-achromatic transmission, the pulse lengths of electrons with the same energy and different initial divergence angles can be compressed effectively in the achromatic beamline. The larger the deflection angle or the deflection radius, the longer the pulse duration of the electron beam with higher energy (>25 MeV). By adjusting the magnetic field gradients of the quadrupole lens, the pulse lengths can be reduced from more than 100 fs to around 20 fs at higher energies. **[Conclusions]** Using a fixed-size achromatic beamline, combined with magnetic field strength adjustment, the pulse lengths of electron beams with different energies can be kept on the order of fs after transmission.

**Key words** Laser acceleration, Electron beam transmission, Electron beam application, Ultrafast

得益于飞秒激光脉冲技术的发展以及电子的超短波长,超快电子衍射(Ultrafast Electron Diffraction, UED)技术同时具备高时间分辨特性和高空间分辨特性,是研究物质瞬态结构变化以及超快结构动力学的有效手段,能够直接观测原子运动,对原子尺度的超快物理规律探测有重要意义<sup>[1]</sup>。该技术已被广泛应用于固体物理、生物科学等诸多领域<sup>[2]</sup>,例如研究薄膜材料中的相干声子的产生机制和晶格热运动<sup>[3]</sup>。电子束的品质影响衍射的分辨率,脉冲越短,时间分辨越高。因而获得并保持fs量级的脉冲长度,是实现高品质应用的关键,相关研究已大量开展。清华大学加速实验室在2009年报道了利用射频电子枪产生超短高品质MeV电子束,实现原子级的空间分辨率和约100 fs时间分辨率<sup>[4]</sup>。

电子束通常存在一定能散和散角,在漂浮段传输中,纵向相空间中的能量与时间相关,表现为能量啁啾,脉冲长度在传输中不断增长。为了抑制脉冲长度的增长,一方面可以降低能散,另一方面可以在传输中对电子束进行纵向压缩,相关研究都已大量开展。Fu等<sup>[5]</sup>报道了利用波形结构压缩射频场带来的非线性能量啁啾,显著降低电子束能散<sup>[5]</sup>。Kim等<sup>[6]</sup>利用消色差设计将电子束的脉冲长度压缩到31 fs。He等<sup>[7]</sup>利用空间电荷力产生能量啁啾,再利用4个二极磁铁组成的Chicane以及四极磁铁和六极磁铁,实现脉冲长度的压缩,得到约100 fs、200 pC的电子束。Qi等<sup>[8]</sup>设计了偏转两次的消色差传输设计方案,实现纵向压缩,测得20 fC、0.2%能散度电子束的脉冲长度和时间抖动(Time Jitter)的半高宽(Full Width at Half Maximum, FWHM)分别是29 fs

和22 fs,3 MeV电子衍射分辨率达到50 fs;由于束线的长度固定,电子能量改变时传输时间改变,按照3 MeV设计的束线中,传输2.8 MeV和3.2 MeV时电子束的脉冲长度压缩变差。时间抖动是限制时间分辨率的一个原因。

在过去几十年中,激光尾波场电子加速不断进步。超强激光脉冲驱动相对论等离子体波,产生的尾场的加速梯度达到 $100 \text{ GV} \cdot \text{m}^{-1}$ 量级,能够在毫米或厘米尺度把电子加速到相对论能量。目前激光加速器能够输出数百MeV到GeV能量的电子束,有望成为广泛应用的紧凑加速器。激光尾场加速产生的电子束,具有数百pC的电量<sup>[9]</sup>,脉冲长度在fs量级<sup>[10]</sup>,频次可以达到kHz<sup>[11]</sup>,能散度( $\Delta E/E_0$ 为能散度, $\Delta E$ 为能量差, $E_0$ 为电子束中心能量)和散角较小<sup>[12]</sup>。这些特性使激光驱动电子束的应用前景广阔,如发展紧凑自由电子激光(Free Electron Lasers)。

得益于激光脉冲直接驱动加速,激光尾场加速得到的电子束的时间抖动小得多。尾场加速产生的电子束的能量啁啾,可以通过束流传输元件或通过等离子体作用调控<sup>[13-14]</sup>。Wu等<sup>[15]</sup>报道了电子束与低密度等离子体作用后,能量啁啾降低,能散度从1.28%降低到0.41%(FWHM),理论上预测理想情况下能散度可以降低到0.13%(FWHM)。Tokita等<sup>[16]</sup>在实验上实现激光驱动电子束的纵向压缩;利用两个偏转180°的永磁二极磁铁压缩后,得到能量350 keV、动量散度1%、500 fs的电子束,单发产生了金晶体的衍射图样。He等<sup>[3]</sup>在激光尾场加速器中利用螺线管磁透镜整形电子束分布,获得的100 fs电

子束产生 10 nm 多晶铝箔的衍射图样。Faure 等<sup>[17]</sup>利用常规磁铁元件设计的非消色差束线压缩脉冲长度,将 5 MeV、~10 fs、kHz、1.5 fC 电子束用于 UED 的可行性研究。激光等离子体加速器在实验上已获得 80 MeV、15 pC、1.5 fs 均方根 (Root Mean Square, RMS) 电子束,时间特性优异,但仍然存在一定的能散和散角<sup>[18]</sup>,导致传输中脉冲长度增长。另外由于激光等离子体作用的不稳定性产生的电子束的能量、能散、电量等都有一定的波动<sup>[19]</sup>。而较小的能量波动可能对电子束的脉冲长度产生较大影响<sup>[17]</sup>。因而需要利用束线传输电子束到应用端,在传输中采用非拦截式诊断并控制电子束的能量、能散、电量等,抑制脉冲长度的增长。

从以上研究中可以看到,利用束流传输元件压缩电子束脉冲长度时,消色差设计和非消色差设计都能够在一定程度上使偏转段和非偏转段对能量啁啾的影响抵消,抑制脉冲长度的增长。针对某个能量设计的电磁铁束线中,不考虑空间电荷力的影响时,可以通过磁场梯度的调节,使初始条件相同的其他能量电子束的传输保持相同的包络和路径长度。但由于速度不同,偏转段和非偏转段对能量啁啾的影响不同,因而当包络相同时,只有某个能量的电子束的脉冲长度得到最优压缩。

为了进一步研究消色差传输和非消色差传输在脉冲长度压缩中的差别,以及实现不同能量电子束压缩的方法,我们基于束流传输中常用的电磁四极透镜<sup>[20]</sup>和扇形磁铁<sup>[21]</sup>,开展了飞秒电子束消色差传输束线设计研究,探索了偏转半径、偏转角度对不同能量电子束脉冲长度压缩的影响,研究了在消色差束线中通过使电子束适度偏离消色差传输改变偏转段和非偏转段对能量啁啾的影响,实现不同能量电子束的压缩。为激光加速器产生~10 fs 电子束在多领域的应用提供新的技术途径。

## 1 对比消色差传输与非消色差传输

偏转磁铁-四极透镜-偏转磁铁组合是常用的消色差束线。 $x$  (水平) 方向总传输矩阵  $\mathbf{M}$  中的  $m_{13}$  和  $m_{23}$  要求等于 0, 使电子束的能散项不影响传输后的位置和散角 (文章假设偏转磁铁中束流在  $x$  方向偏转)。即在  $x$  方向, 相同初始位置和散角、不同能量的电子, 传输后的位置和散角仍然相同; 在  $y$  (竖直)

方向不是消色差传输, 色差仍然有影响;  $z$  方向 (纵向) 为电子前进方向。

束线由两个相同的扇形磁铁 (B1 和 B2) 以及三元四极透镜 (Q1、Q2 和 Q3) 组成, 各个元件与漂浮段的长度如表 1 所示。磁铁元件的排列顺序如图 1 (d) 所示。靶点 (电子束源) 与 B1 的距离 D1, B1 与 Q1 的距离 D2, Q3 与 B2 的距离 D5, B2 与束线出口的距离 D6 都是  $d$ ; B1 和 B2 的中心轨道长度为  $l$  (偏转半径与偏转角度的乘积);  $d$  和  $l$  随着 B1 和 B2 的偏转半径和偏转角度改变。D1 与 D2 不是必须相等, 但两者接近时, 可以有效缩短束线总长度。

表 1 束线元件的长度  
Table 1 Length of each element along the beam line

元件 Element	长度 Length / m
靶 Target	0
D1	$d$
B1	$l$
D2	$d$
Q1	0.1
D3	0.1
Q2	0.1
D4	0.1
Q3	0.1
D5	$d$
B2	$l$
D6	$d$

四极磁铁的长度以及间距确定后 (都是 0.1 m), 对于确定的扇形磁铁, 出口处  $x$  方向的电子束尺寸主要决定于  $d$ 。当  $d$  的取值合适时, 即使 Q1 的磁场梯度 G1 以及 Q2 的磁场梯度 G2 (对称性要求 Q3 与 Q1 的磁场梯度相同) 改变较大, 出口处  $x$  方向的尺寸仍然保持较小; G1 和 G2 的改变会影响出口处  $x$  方向的散角。出口处  $y$  方向的尺寸直接受到 G1 和 G2 的影响。在消色差设计中, 通过  $d$  的长度的选择, 以及 G1 和 G2 的设定, 使  $m_{13}$  和  $m_{23}$  接近 0, 同时保证 G1 和 G2 取值使出口处  $y$  方向的尺寸较小。

在  $x$  方向的对称消色差传输中, 如果从入口到束线对称面 (Q2 中心) 的传输矩阵  $\mathbf{A}$  的  $a_{23}$  项为 0, 则总的传输矩阵  $\mathbf{M}$  中  $m_{13}$  和  $m_{23}$  都为 0, 实现  $x$  方向位置和散角消色差。利用偏转磁铁和四极磁铁的传输矩阵, 通过要求  $a_{23} = 0$ , 可以得到满足要求的  $d$  为:

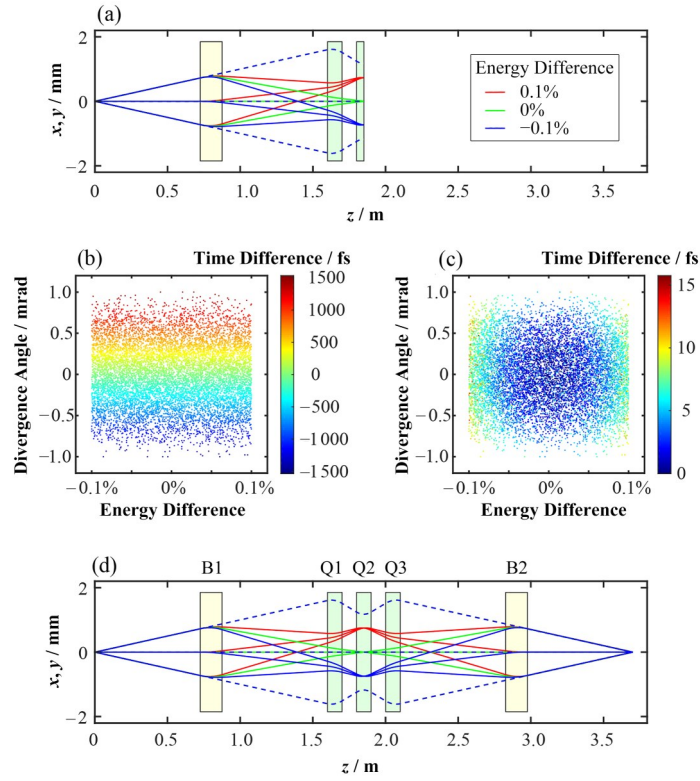


图1 消色差和非消色差传输对电子束脉冲长度的影响比较

(a) 电子束传输到束线对称面的包络, (b) 不同能量差比、 $x$ 方向不同初始散角电子传输到束线对称面时与参考电子的时间差, (c) 不同能量差比、 $x$ 方向不同初始散角电子消色差传输后与参考电子的时间差, (d) 电子束的消色差传输包络

**Fig.1** Comparison of effects of achromatic and non-achromatic transmission on electron beam pulse length

(a) Envelope of the electron beam delivered to the beamline symmetry plane, (b) Time difference between the reference electron and electrons with different energy difference and different initial divergence angles in the  $x$  direction when delivered to the beamline symmetry plane, (c) Time difference between the reference electron and electrons with different energy difference and different initial divergence angles in the  $x$  direction after achromatic transmission, (d) Achromatic transport envelope of electron beam

$$d = \frac{1}{-k_2 \cosh s_1 \sin s_2 + k_1 \sinh s_1 (\cos s_2 - l_1 k_2 \sin s_2)} \times \left\{ \begin{array}{l} \frac{-r_c(1 - \cos \theta) [-k_2 \cosh s_1 \sin s_2 + k_1 \sinh s_1 (\cos s_2 - l_1 k_2 \sin s_2)]}{\sin \theta} \\ \frac{k_2 \sin s_2 \sinh s_1}{k_1} - \cosh s_1 (\cos s_2 - l_1 k_2 \sin s_2) \end{array} \right\} \quad (1)$$

式中:  $r_c$ 为扇形磁铁的偏转半径;  $\theta$ 为偏转角度;  $k_1 = \sqrt{G1/Br}$ ;  $k_2 = \sqrt{G2/Br}$ ;  $Br$ 为电子的磁刚度;  $s_1 = l_q k_1$ ;  $s_2 = l_q k_2 / 2$ ;  $l_q$ 为Q1和Q2的长度, 都是0.1 m,  $l_1 = 0.1$  m为Q1和Q2的间距。  $k_1$ 和 $k_2$ 的选择(即G1和G2的选择)会影响束线出口 $y$ 方向的电子束尺寸以及 $d$ 的长度。

当扇形磁铁的偏转半径为0.25 m、偏转角度为0.6 rad时, 由式(1)计算得到满足消色差要求的 $d$ ; 当 $d$ 的精度取到百 $\mu\text{m}$ , 即 $d = 0.7244$  m时, 从入口到束线对称面的传输矩阵 $A$ 的 $a_{23}$ 项小于 $10^{-5}$ ; 当 $d$ 的精度取到mm, 即 $d = 0.724$  m时,  $a_{23}$ 项小于 $2 \times 10^{-4}$ , 文章中 $d$ 的精度取到mm。 调节G1和G2使出口处 $y$ 方向的尺寸较小, 能量7 MeV、能散度0.2%(包括的能量差

比范围为-0.1%~0.1%, 能量差比为电子能量 $E_1$ 与中心能量 $E_0$ 的差的比值 $(E_1 - E_0)/E_0$ 、散角 $\pm 1$  mrad的电子束传输包络如图1(d)所示, 三种颜色的实(虚)线分别代表能量差比为0.1%、0%、-0.1%的电子在 $x(y)$ 方向的包络; 相同颜色的三条曲线分别代表初始散角为1 mrad、0 mrad、-1 mrad的电子的包络。  $y$ 方向包络重合, 只能看到-0.1%能量差比的包络。 电子束的传输利用传输矩阵计算, 由电子路径长度和速度得到传输时间和脉冲长度, 不考虑空间电荷力的影响。

电子束的初始半径设为20  $\mu\text{m}$ , 横向分布为水袋(Waterbag)分布, 初始能谱为均匀分布, 10 000个电子到达束线出口时相对于参考电子(能量差、初始

位置和散角为0)的时间差与能量差比和 $x$ 方向初始散角的关系如图1(c)所示。电子束的脉冲长度为16 fs(全宽,以下脉冲长度都是全宽)。为了便于讨论,初始脉冲长度设为0。

为了研究消色差传输和非消色差传输中电子束脉冲长度压缩的差别,考察传输到束线对称面(Q2中心)时脉冲长度的压缩情况,包络如图1(a)所示,电子相对于参考电子的时间差与能量差比和 $x$ 方向初始散角的关系如图1(b)所示。脉冲长度达到3 000 fs,从图1中可以看出,主要是 $x$ 方向散角导致脉冲长度的增长,散角的影响远大于能量差比。原因是在偏转磁铁中同一能量、 $x$ 方向不同初始散角的电子的路径长度有较大差异(图1(a)中相同颜色的包络)。而在消色差传输中, $x$ 方向初始散角为正的电子,进入B1时径向位置大于0(半径大于中心轨道半径);经过束线对称面进入B2时,径向位置变为小于0(半径小于中心轨道半径)。因而束线对称面前、后电子的路径长度是长、短互补,使同一能量、 $x$ 方向不同初始散角的电子总的路径长度接近,有效减小了散角对脉冲长度的影响,从对称面处的3 000 fs压缩到16 fs。

从图1可以看到,在Q2中心,不同能量电子束在 $x$ 方向分开,可以在Q2的入口或出口设置狭缝选择能量范围。

## 2 偏转角度的影响

扇形磁铁的偏转角度改变时,消色差传输要求的 $d$ 改变,偏转段和非偏转段对电子束能量啁啾的影响改变,脉冲长度改变。

偏转半径设为0.25 m,偏转角度分别为0.3 rad、0.6 rad、0.9 rad时,由式(1)计算得到满足消色差条件的 $d$ 分别为1.562 m、0.724 m、0.443 m,随着偏转角度的增加 $d$ 和束线总长度减小。在这三种设计中,扫描不同能量电子束传输后的脉冲长度,以0.1 MeV为间隔,扫描范围为1~60 MeV,电子束能散度0.2%,散角 $\pm 1$  mrad,数目10 000个。在扫描中调节电磁铁的磁场参数,使每个能量都是消色差传输。结果如图2所示,纵坐标设置为仅显示1 000 fs范围内的脉冲长度数据。可以看到,脉冲长度最短的电子束能量分别为25.3 MeV、7 MeV、3 MeV,对应脉冲长度分别为25 fs、16 fs、20 fs。随着偏转角度的增加,得到最优压缩的能量降低。能量超过25 MeV后,电子束的脉冲长度随着能量的增加而缓慢增加。偏转角度越大,较高能量(大于25 MeV)电子束的脉冲越长。因而如果要求较高能量的电子束的脉冲尽量短,应该减小偏转角度,由此也带来 $d$ 和

束线长度的增加。

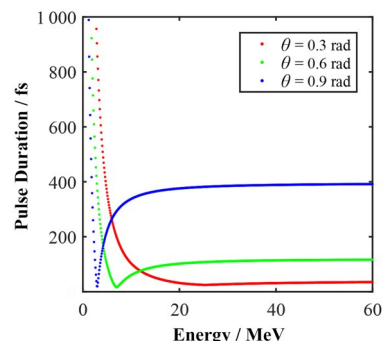


图2 偏转角度分别为0.3 rad、0.6 rad、0.9 rad时不同能量电子束的脉冲长度(彩色见网络版)

Fig.2 Electron beam pulse duration for different energies when the deflection angles are 0.3 rad, 0.6 rad, 0.9 rad, respectively (color online)

## 3 偏转半径的影响

偏转角度固定时,偏转半径的改变对脉冲长度产生影响。偏转角度设为0.6 rad,偏转半径分别为0.15 m、0.25 m、0.35 m时,满足消色差条件的 $d$ 分别为0.413 m、0.724 m、1.044 m。扫描不同能量、能散度0.2%、散角 $\pm 1$  mrad的电子束传输后的脉冲长度,每个能量都是消色差传输,结果如图3所示,纵坐标设置为仅显示300 fs范围内的数据。可以看到,脉冲长度最短的电子束能量分别为7 MeV、7 MeV、6.7 MeV,对应脉冲长度分别为10 fs、16 fs、24 fs。偏转半径增加时,得到最优压缩的能量变化较小,但脉冲长度显著增加。能量超过25 MeV后,脉冲长度随着能量的增加而缓慢增加。偏转半径越大,较高能量电子束的脉冲越长。减小偏转半径可以缩短较高能量电子束的脉冲长度。

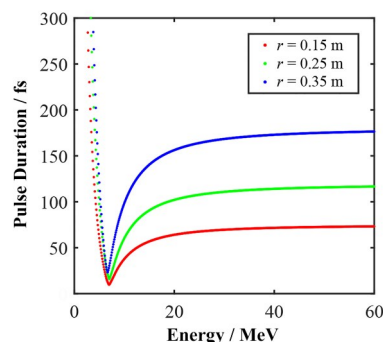


图3 偏转半径分别为0.15 m、0.25 m、0.35 m时不同能量电子束的脉冲长度

Fig.3 Electron beam pulse duration for different energies when the bending radii are 0.15 m, 0.25 m, 0.35 m, respectively

## 4 不同能量电子束的压缩

束线尺寸确定后,可以通过电磁元件的磁场调节使多个能量电子束实现消色差传输。从图4可以看到,在消色差传输中只有某个能量电子束的脉冲长度得到最优压缩,其他能量由于偏转段和非偏转段对能量啁啾的影响不能抵消,导致脉冲长度不能有效压缩。如果需要压缩其他能量的电子束,只能改变消色差设计,但建造好的束线通常不方便改变。

研究发现,通过四极透镜的调节使电子束适度偏离消色差传输,可以改变路径长度,使偏转段和非偏转段对能量啁啾的影响改变。

在消色差束线中,偏转半径设为0.25 m,偏转角

度为0.6 rad, $d = 0.724$  m,其他参数如表1所示。偏转磁铁的磁场强度按照中心能量电子束的偏转要求设置;以 $0.001 \text{ T}\cdot\text{m}^{-1}$ 为间隔扫描四极透镜的磁场梯度G1和G2(G3始终等于G1),确定每个能量电子束对应的G1和G2,使脉冲长度较短,且出口处y方向的尺寸较小。选择的G1和G2不一定使脉冲长度最短;脉冲长度最短时y方向的尺寸可能较大。能散度0.2%、散角 $\pm 1 \text{ mrad}$ 的不同能量电子束扫描结果如图4(a)所示。可以看到,x方向由于消色差设计,当四极透镜磁场梯度改变时,即使电子束的传输偏离消色差设计,在束线出口的尺寸仍然保持在 $\sim 20 \mu\text{m}$ ,接近束线入口(靶点)的尺寸。通过磁场参数的调节,出口处y方向的尺寸也能保持在 $\sim 20 \mu\text{m}$ 。

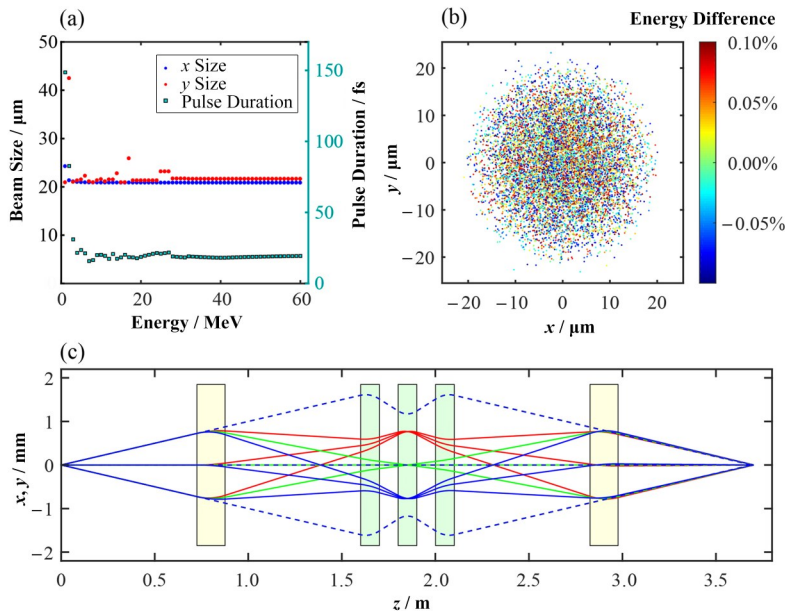


图4 电子束偏离消色差传输压缩脉冲长度  
(a) 电子束传输后的尺寸与脉冲长度,(b) 25 MeV 电子束在束线出口处的分布,(c) 25 MeV 电子束的传输包络

Fig.4 Electron beam deviation from achromatic transmission to compress pulse length  
(a) Sizes and pulse length after electron beam delivery, (b) Distribution of the 25 MeV electron beam at the beamline exit, (c) Transmission envelope of a 25 MeV electron beam

在消色差传输中,相同初始散角、不同能量电子束在B2到出口之间x方向的包络几乎重合,如图1(d)所示。通过四极透镜的调节使电子束的传输适度偏离消色差后,以25 MeV电子束的传输为例,传输包络如图4(c)所示,相同初始散角、不同能量电子束在B2到出口之间x方向的包络不再重合,带来的路径长度的改变使偏转段和非偏转段对能量啁啾的影响改变,25 MeV电子束的脉冲长度从消色差传输时的108 fs变为21 fs。经过四极透镜磁场调节后,各能量的脉冲长度得到有效压缩(图4(a));与图3中偏转半径为0.25 m时各能量消色差传输后的脉冲长度相比,较高能量电子束从超过100 fs压缩到20 fs附近。如果以 $0.0001 \text{ T}\cdot\text{m}^{-1}$ 的精度扫描、优化

四极透镜的磁场梯度,可以使出口处y方向的尺寸和脉冲长度随能量的变化更加平滑。在束线出口电子束的分布如图4(b)所示,分布均匀性较好。

## 5 结语

通过对电子束在偏转磁铁-四极透镜-偏转磁铁消色差束线中传输的研究,探索了消色差传输和非消色差传输中电子束脉冲长度压缩的差别;能量7 MeV、能散度0.2%、散角 $\pm 1 \text{ mrad}$ 的电子束在非消色差传输中,由于偏转磁铁中同一能量、x方向不同初始散角的电子的路径长度有较大差异,导致传输到束线对称面时脉冲长度增长到3 000 fs;消色差传

输中利用对称结构,通过前后路径长度的互补,将脉冲长度压缩到 16 fs,有效减小散角对脉冲长度的影响。束线尺寸确定后,可以通过电磁元件的磁场调节使多个能量电子束实现消色差传输,但只有某个能量的电子束的脉冲长度得到最优压缩。研究了消色差束线中偏转角度和偏转半径对脉冲长度压缩的影响。随着偏转角度的增加,得到最优压缩的能量降低。偏转角度固定,偏转半径增加时,得到最优压缩的能量变化较小,但脉冲长度显著增加。能量超过 25 MeV 后,脉冲长度随着能量的增加而缓慢增加。偏转角度越大、偏转半径越大,较高能量(大于 25 MeV)的电子束的脉冲越长。因而如果要求较高能量的电子束的脉冲尽量短,应该减小偏转角度和偏转半径。研究发现可以通过四极透镜磁场调节使电子束适度偏离消色差传输,改变路径长度,使偏转段和非偏转段对能量啁啾的影响改变,从而改变某个能量电子束的压缩。在保持束线出口  $x$  和  $y$  方向的尺寸在  $\sim 20 \mu\text{m}$  的同时,可以将较高能量电子束消色差传输时的 100 fs 压缩到 20 fs 附近,拓展了固定尺寸消色差束线的应用范围。

**作者贡献声明** 朱军高:提出研究思路,负责粒子跟踪程序编写、数据分析及文章撰写;卢海洋:负责研究方案指导、研究进度监督、研究资金获取及文章最终版本修订;赵媛、赖美福、古永力:负责资料收集及整理、论文讨论和修改;徐世祥、温猛:负责文章审阅及研究经费支持;周沧涛:负责研究项目管理及行政支持、研究过程指导。

## 参考文献

- 1 裴敏洁,齐大龙,齐迎朋,等.超快电子衍射技术及其应用[J].物理学报,2015,64(3):034101. DOI: 10.7498/aps.64.034101.  
PEI Minjie, QI Dalong, QI Yingpeng, *et al.* Ultrafast electron diffraction technique and its applications[J]. Acta Physica Sinica, 2015, 64(3): 034101. DOI: 10.7498/aps.64.034101.
- 2 Sciaini G, Miller R J D. Femtosecond electron diffraction: heralding the era of atomically resolved dynamics[J]. Reports on Progress in Physics, 2011, 74(9): 096101. DOI: 10.1088/0034-4885/74/9/096101.
- 3 梁文锡,朱鹏飞,王瑄,等.用超快电子衍射技术研究 Al 薄膜的超快动力学行为[J].物理学报,2009,58(8): 5546 - 5551.  
LIANG Wenxi, ZHU Pengfei, WANG Xuan, *et al.* Ultrafast dynamics of thin-film aluminum observed by ultrafast electron diffraction[J]. Acta Physica Sinica, 2009, 58(8): 5546 - 5551.
- 4 Li R K, Tang C X, Du Y C, *et al.* Experimental demonstration of high quality MeV ultrafast electron diffraction[J]. Review of Scientific Instruments, 2009, 80(8): 083303. DOI: 10.1063/1.3194047.
- 5 Fu F C, Wang R, Zhu P F, *et al.* Demonstration of nonlinear-energy-spread compensation in relativistic electron bunches with corrugated structures[J]. Physical Review Letters, 2015, 114(11): 114801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.114.114801.
- 6 Kim H W, Vinokurov N A, Baek I H, *et al.* Towards jitter-free ultrafast electron diffraction technology[J]. Nature Photonics, 2020, 14(4): 245 - 249. DOI: 10.1038/s41566-019-0566-4.
- 7 He A, Willeke F, Yu L H, *et al.* Design of low energy bunch compressors with space charge effects[J]. Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams, 2015, 18: 014201. DOI: 10.1103/physrevstab.18.014201.
- 8 Qi F F, Ma Z R, Zhao L R, *et al.* Breaking 50 femtosecond resolution barrier in MeV ultrafast electron diffraction with a double bend achromat compressor[J]. Physical Review Letters, 2020, 124(13): 134803. DOI: 10.1103/PhysRevLett.124.134803.
- 9 Faure J, Glinec Y, Pukhov A, *et al.* A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams[J]. Nature, 2004, 431(7008): 541 - 544. DOI: 10.1038/nature02963.
- 10 Debus A D, Bussmann M, Schramm U, *et al.* Electron bunch length measurements from laser-accelerated electrons using single-shot THz time-domain interferometry[J]. Physical Review Letters, 2010, 104(8): 084802. DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.084802.
- 11 He Z H, Thomas A G R, Beaurepaire B, *et al.* Electron diffraction using ultrafast electron bunches from a laser-Wakefield accelerator at kHz repetition rate[J]. Applied Physics Letters, 2013, 102(6): 064104. DOI: 10.1063/1.4792057.
- 12 Wang X M, Zgadzaj R, Fazel N, *et al.* Quasi-monoenergetic laser-plasma acceleration of electrons to 2 GeV[J]. Nature Communications, 2013, 4(1): 1988. DOI: 10.1038/ncomms2988.
- 13 Antipov S, Baturin S, Jing C, *et al.* Experimental demonstration of energy-chirp compensation by a tunable dielectric-based structure[J]. Physical Review Letters, 2014, 112(11): 114801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.114801.

- 14 Shpakov V, Anania M P, Bellaveglia M, *et al.* Longitudinal phase-space manipulation with beam-driven plasma wakefields[J]. *Physical Review Letters*, 2019, **122** (11): 114801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.114801.
- 15 Wu Y P, Hua J F, Zhou Z, *et al.* Phase space dynamics of a plasma Wakefield dechirper for energy spread reduction [J]. *Physical Review Letters*, 2019, **122**(20): 204804. DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.204804.
- 16 Tokita S, Hashida M, Inoue S, *et al.* Single-shot femtosecond electron diffraction with laser-accelerated electrons: experimental demonstration of electron pulse compression[J]. *Physical Review Letters*, 2010, **105**(21): 215004. DOI: 10.1103/PhysRevLett.105.215004.
- 17 Faure J, van der Geer B, Beaurepaire B, *et al.* Concept of a laser-plasma-based electron source for sub-10-fs electron diffraction[J]. *Physical Review Accelerators and Beams*, 2016, **19**(2): 021302. DOI: 10.1103/physrevaccelbeams.19.021302.
- 18 Lundh O, Lim J, Rechatin C, *et al.* Few femtosecond, few kiloampere electron bunch produced by a laser - plasma accelerator[J]. *Nature Physics*, 2011, **7**(3): 219 - 222. DOI: 10.1038/nphys1872.
- 19 Faure J, Rechatin C, Norlin A, *et al.* Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses[J]. *Nature*, 2006, **444**(7120): 737 - 739. DOI: 10.1038/nature05393.
- 20 Ghaith A, Oumbarek D, Kitégi C, *et al.* Permanent magnet-based quadrupoles for plasma acceleration sources [J]. *Instruments*, 2019, **3**(2): 27. DOI: 10.3390/instruments3020027.
- 21 Zhu J G, Wu M J, Liao Q, *et al.* Experimental demonstration of a laser proton accelerator with accurate beam control through image-relaying transport[J]. *Physical Review Accelerators and Beams*, 2019, **22**(6): 061302. DOI: 10.1103/physrevaccelbeams.22.061302.