

中国激光

大连先进光源驱动激光纵向平顶整形及其束流动力学模拟分析

高清华^{1,2}, 李馨萌^{2,3}, 张百超⁴, 杨栋元², 余永^{4,5}, 张未卿², 贺志刚^{2*}, 俞盛锐^{1**}, 吴国荣^{2***}, 杨学明^{2,5}¹浙江师范大学杭州高等研究院, 浙江 杭州 311231;²中国科学院大连化学物理研究所分子反应动力学国家重点实验室, 辽宁 大连 116023;³中国科学院大学, 北京 100049;⁴深圳综合粒子设施研究院, 广东 深圳 518107;⁵南方科技大学理学院化学系与先进光源科学中心, 广东 深圳 518055

摘要 驱动激光纵向整形是一种通过降低电子束发射度从而提升自由电子激光亮度的有效方法。目前处于预研阶段的大连先进光源(DALS)是最高重复频率为1 MHz的自由电子激光用户装置,其驱动激光采用掺镱光纤激光器的四倍频输出波长为257.5 nm的紫外光。通过脉冲堆积的方法对驱动激光实施纵向整形,获得了顶部宽度约42 ps,上升沿下降沿均约为2 ps的纵向平顶分布。基于正在建设中的DALS注入器,在不同驱动激光分布条件下进行了束流动力学模拟,结果表明相对于高斯分布的驱动激光,实验测得的平顶分布能够将电子束发射度降低20%。该结果有力支撑了DALS高亮度注入器的建设,也为未来提升DALS的出光亮度开拓了更大空间。

关键词 激光技术; 自由电子激光; 大连先进光源; 驱动激光; 脉冲整形; 发射度

中图分类号 TN24

文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL240576

1 引言

驱动激光是自由电子激光装置的关键组成部分,其通过光电效应激发光阴极表面产生电子束团^[1-3]。自由电子激光是以相对论性电子作为工作物质,输出波长覆盖从太赫兹到硬X射线的大科学装置^[4-7],因为具有短脉冲、高亮度等特点,在物理、化学、材料等众多领域中都得到了广泛应用^[8-9]。自由电子激光的亮度很大程度上取决于电子束品质,而衡量电子束品质最重要的参数是发射度。发射度用以度量电子束团在位置和动量相空间中所占据的体积,发射度越小,电子束的品质越高,能够在辐射放大过程中更快实现自由电子激光饱和输出,进而提升亮度。发射度的重要来源是空间电荷效应,其大小决定于电子束团的三维空间分布。Kim^[10]对此的研究表明,圆柱体均匀分布要比高斯分布带来的发射度更小。光阴极表面产生的初始电子束团空间分布几乎完全由驱动激光的分布状态决定。目前用于驱动激光的激光器直接产生或者通过非线性过程产生的激光脉冲在横向和纵向上的分布通常都是高斯分布,因此为获得发射度更低的电子束团需要对驱动激光进行整形。

世界上正在运行的自由电子激光装置普遍基于常温微波加速技术,运行重复频率在几十到上百赫兹。基于超导射频加速技术、重复频率高达兆赫兹的连续波自由电子激光装置逐渐成为最前沿的光源装置,它可以提供前所未有的平均亮度和峰值亮度^[11-13]。近期提出建设的大连先进光源(Dalian advanced light source, DALS)输出波段在极紫外区间,是聚焦化学物理研究的连续波自由电子激光装置。光源研制团队正在建设基于超导注入器的先进电子束测试平台以验证DALS中的各项关键技术及测试电子束流参数。平台采用碲化铯作为光阴极材料,所需要的光阴极驱动激光需要处于紫外波段。基于束流动力学的要求,驱动激光的脉冲宽度需要介于20~60 ps之间。

驱动激光要获得圆柱体均匀分布需要在横向和纵向两个维度实施整形。硬边光阑切趾结合像传递能够实现横向近似平顶分布,因为具有实施简单、可靠性高等特点而被广泛应用于横向整形^[3],也是所提方法采用的技术。要获得纵向平顶的脉冲,目前人们已经提出多种技术,包括利用空间光调制器^[14]或者声光调制器(AOM)^[15]对光谱进行调制以实现脉冲整形,难点在

收稿日期: 2024-02-05; 修回日期: 2024-03-03; 录用日期: 2024-03-27; 网络首发日期: 2024-04-11

基金项目: 国家重点研发计划(2018YFE0203000)、中国科学院科研仪器设备研制项目资助(GJJSTD20220001)、国家自然科学基金委基础科学中心项目“动态化学前沿研究”(22288201)、大连市项目“大连先进光源(预研)”

通信作者: *zghe@dicp.ac.cn; **sryu@zjnu.cn; ***wugr@dicp.ac.cn

于这些器件往往适用于红外波段,整形之后的激光通过非线性效应转换到紫外光之后会发生形变,同时器件损伤阈值较低会无法承受大功率激光。另外一种常用的整形方法是脉冲堆积,通过在时域上堆叠激光脉冲的方式获得所需的脉冲分布^[16-19],但该技术用于高重复频率紫外光实现数十皮秒堆积鲜有报道。美国 LCLS-II 近期提出了一种色散控制非线性整形技术获得数十皮秒分布的近似平顶脉冲^[20],最终实验获得的整形脉冲顶部依然存在明显的强度变化^[21]。

本文报道了大连先进光源驱动激光的纵向整形技术,首先利用光栅对引入二阶色散将波长为 257.5 nm 的脉冲展宽到皮秒量级,进而使用干涉仪将展宽之后的脉冲分成 4 个间隔为 10 ps 的子脉冲,最后用 3 块双折射晶体将每一个子脉冲分成 8 个等间隔脉冲序列,这些脉冲序列相互叠加,最终获得宽度大于 40 ps 的平顶脉冲。束流动力学模拟结果表明,所获得的平顶脉冲能够得到更好的电子束发射度。

2 实验方法

大连先进光源驱动激光系统主要包括激光器、四

倍频单元(FHG)、脉冲整形与测量,以及远距离传输光路等结构,其中脉冲整形和测量光路如图 1 所示,激光器为掺镱飞秒光纤激光器(型号为 Amplitude, Tangerine),重复频率为 1 MHz,输出波长为 1030 nm,脉冲宽度为 267 fs,单脉冲能量最高可达 50 μ J。采用半波片结合偏振片的方式将激光器输出的红外激光脉冲分成两束,能量较低的一束用于互相关测量光路,另一束则通过四倍频单元将波长转换为 257.5 nm,四倍频单元包含用于二倍频和四倍频的两块偏硼酸钡(BBO)晶体,分别将波长为 1030 nm 的光倍频到 515 nm,再进一步将光从 515 nm 倍频到 257.5 nm。二倍频晶体厚度为 2.5 mm,四倍频晶体厚度为 0.5 mm。四倍频单元产生的波长为 257.5 nm 的光斑直径约为 1.5 mm($1/e^2$),整形之前需要经过一个由透镜组成的扩束器以降低光强,从而减少高功率紫外光对光学元件产生的损伤,延长元器件寿命,扩束后的光斑直径为 13.5 mm。脉冲整形光路主要由 1 对光栅、2 组迈克尔逊干涉仪以及 3 块厚度依次减小的 α -BBO 晶体组成。整形之后的脉冲可以通过基于光学互相关的测量光路获得光强的纵向分布。

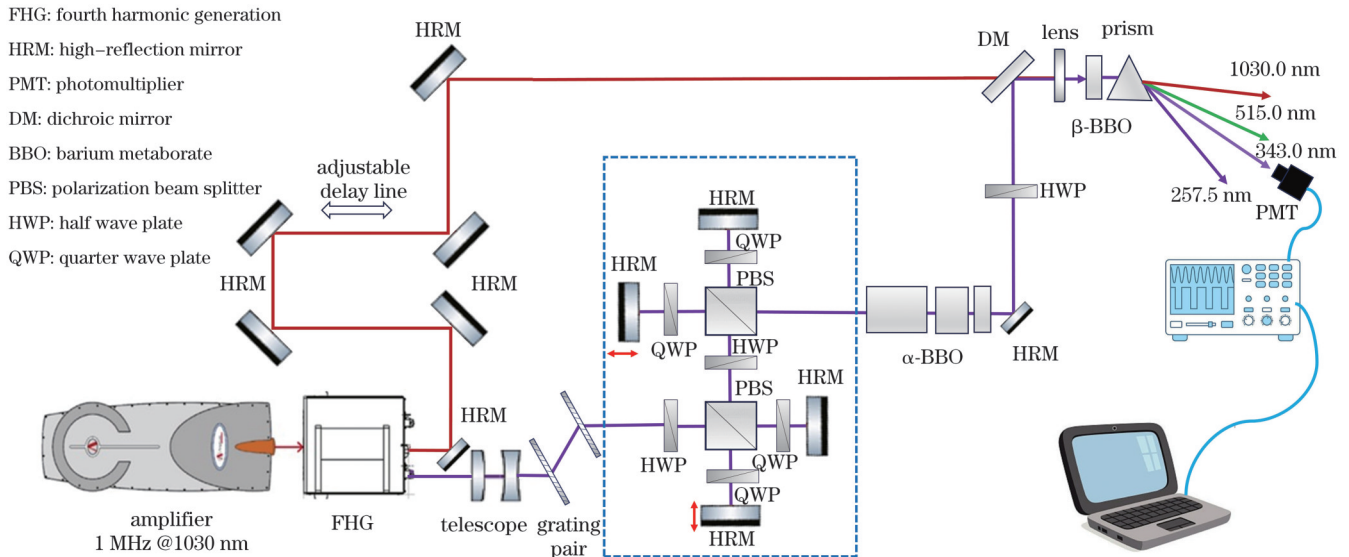


图 1 脉冲整形以及测量光路布局

Fig. 1 Layout of pulse shaping and measurement optical path

2.1 脉冲整形原理

如图 1 所示,激光器输出的波长为 1030.0 nm 的基频光经四倍频后转换为波长为 257.5 nm 的紫外激光,基于晶体厚度和基频光的参数,包括光斑直径、脉冲宽度、单脉冲能量等,通过 SNLO 软件模拟得到紫外光脉冲半峰全宽 (FWHM) 约为 209 fs,呈高斯分布^[22]。如果直接采用脉冲堆积的方法将四倍频产生的紫外光脉冲整形为 40 ps 左右的平顶分布,需要的子脉冲数量在 200 左右,脉冲需分光 7 到 8 次,此时透射式光学元件导致的能量损失会很显著。本文首先采用光栅对引入二阶色散的方式将紫外光脉冲从 209 fs 展宽到

1.5 ps,之后再对展宽的脉冲进行分光,产生多个等间隔子脉冲并堆积呈平顶分布。分光采用干涉仪和双折射晶体两种方式进行。和使用双折射晶体相比,单个脉冲经过干涉仪产生的两个子脉冲之间可以有更长的时间间隔。因此已展宽的脉冲先经过两个干涉仪,分成 4 个间隔约为 10 ps 的子脉冲,之后再通过 3 块双折射晶体进一步将每个子脉冲分成 8 份,最终 32 个脉冲强度相互叠加形成脉冲宽度约为 40 ps、呈平顶分布的紫外光脉冲。

在整形过程中,紫外光首先经过一对光栅,通过引入适当二阶色散将脉冲展宽为 1.5 ps^[23]。光栅对的入

射和出射光脉冲宽度以及要引入的二阶色散量需满足的关系式为

$$\tau_p = \sqrt{\tau_i^2 + \left(4 \ln 2 \frac{D}{\tau_i}\right)^2}, \quad (1)$$

式中: τ_p 为展宽后的皮秒脉冲宽度; τ_i 为初始的飞秒脉冲宽度; D 为需要引入的二阶色散量。据此计算得到, 为了将 209 fs 的脉冲展宽到 1.5 ps, 需要引入大约 -112479 fs^2 的色散量。给定参数下的光栅对能够引入的二阶色散大小为

$$D = \frac{-\lambda^3 b}{2\pi c^2 d^2 \cos^2(\gamma - \theta)}, \quad (2)$$

式中: $\lambda = 257.5 \text{ nm}$ 为激光波长; b 为光束在两块光栅之间的光程; c 为光速; $d = 1/3846 \text{ mm}$ 为所用光栅的刻线距离; γ 为入射角; θ 为入射角与反射光之间的夹角; $\gamma - \theta$ 为衍射角, 目前所采用的入射角和 -1 级衍射角大小相等, 均为 30° 。将以上数据代入式(2), 得到 b 应为 188 mm。目前实验光路中光束在光栅间的光程约为 190 mm。

本文所采用的展宽方法是单次通过光栅对, 而通常利用光栅对引入负色散展宽或压缩脉冲的方法都是两次通过光栅对, 受衍射效应导致的角色散影响, 单次通过光栅对的光斑在垂直于刻线的方向上会发生一定展宽, 经过计算, 在上述的光栅布局下, 光斑会展宽 1.1 mm, 和 13.5 mm 的光斑直径相比, 这个数值非常小, 同时经过纵向整形之后的脉冲会进一步经过小孔光阑切去光斑外缘部分以进行横向整形, 所以单次通过光栅对不会对电子束流品质造成明显影响。

展宽到 1.5 ps 的高斯型脉冲依次通过两个迈克尔逊干涉仪后, 会分为强度一致、间隔相等的 4 个脉冲, 脉冲间距为 10 ps 左右。本文所用的迈克尔逊干涉仪如图 1 虚线框所示^[24-26]。在干涉仪中, 经过光栅对展宽, 偏振方向为水平的紫外激光脉冲先经过一个半波片, 偏振方向绕光传播方向旋转 45° , 之后经过偏振分

束立方(PBS)分为 s 和 p 偏振的两束脉冲, 分别进入互相垂直的两条光路。两束脉冲均经过光轴与其偏振方向夹角为 45° 的 $1/4$ 波片, 变为圆偏振光, 被零度反射镜反射后再次经过 $1/4$ 波片, 偏振方向与分束后的初始方向相比旋转了 90° , 最终进入同一块分束立方实现光路重合。将其中一条垂直光路上的零度反射镜置于一个高精度手动位移台上, 从而可以精确调节两条光路的光程差以改变合束后两个脉冲的时间间隔。于是通过调节波片角度以及位移台位置, 可以实现单个脉冲在经过图 1 虚框中的两个迈克尔逊干涉仪后, 分为大小相同, 时间间隔为 10 ps 左右的 4 个子脉冲。

脉冲整形的最后一步是使用双折射晶体对时间间隔为 10 ps 左右的 4 个脉冲各自进行分光堆叠, 最终获得近似平顶分布的激光脉冲。针对 257.5 nm 的入射光波长, 在实验时选择了紫外波段功率损耗较小的 α -BBO 晶体作为堆积用双折射晶体。使用双折射晶体进行脉冲堆积的原理是, 双折射晶体的光轴平行于晶体表面, 与入射脉冲的偏振方向存在一个夹角, 单个脉冲经过晶体时会被分为两个子脉冲, 分别对应于寻常光(o光)和非寻常光(e光), 偏振方向相互垂直^[27], 光强比例由入射光偏振方向和晶体光轴的夹角决定。两个子脉冲透过晶体后在空间上依然重合, 但会产生一个时间间隔 Δt ^[28-29], 如图 2 所示。其中 Δt 的表达式为

$$\Delta t = l \left(\frac{1}{v_{o,g}} - \frac{1}{v_{e,g}} \right), \quad (3)$$

式中: l 为晶体厚度; $v_{o,g}$ 和 $v_{e,g}$ 分别是 o 光和 e 光的群速度, 其中 $v_{o,g} = c/n_{o,g}$, $v_{e,g} = c/n_{e,g}$, $n_{o,g}$ 和 $n_{e,g}$ 是对应的群速度折射率。

按照这一原理, 单个脉冲通过数片厚度依次减半的 α -BBO 晶体之后, 会形成一个时间上等间隔的脉冲序列。其中奇数脉冲的偏振方向相同, 偶数脉冲的偏振方向也相同, 但奇偶脉冲的偏振方向互相垂直。脉冲序列光强叠加在时间上近似呈平顶分布^[30-31]。

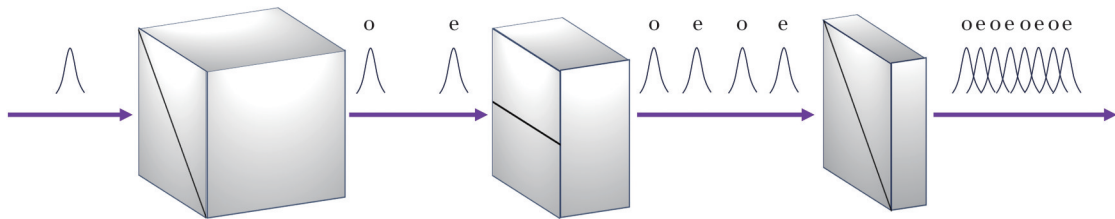


图 2 利用双折射晶体产生脉冲序列的原理图

Fig. 2 Schematic diagram of generating pulse train using birefringent crystals

如图 2 所示, 使用 3 块 α -BBO 晶体将单个脉冲分为 8 个子脉冲。为了确定晶体厚度, 需要求解 257.5 nm 波长的寻常光和非寻常光的折射率以及群速度延迟等参数。利用 Sellmeier 方程可以得到这些参数, 具体可表示为

$$n(\lambda) = \sqrt{a_1 + a_2(\lambda^2 + a_3)^{-1} + a_4\lambda^2}, \quad (4)$$

式中: $n(\lambda)$ 是在波长 λ 下的折射率; a_1, a_2, a_3, a_4 都是晶体本身固有的常数, 其对应于 o 光和 e 光的数值, 如表 1 所示。

表 1 α -BBO 晶体的 a_1 、 a_2 、 a_3 、 a_4
Table 1 α -BBO crystals a_1 , a_2 , a_3 , a_4

| Constant | o | e |
|----------|----------|----------|
| a_1 | 2.74710 | 2.37153 |
| a_2 | 0.01878 | 0.01224 |
| a_3 | -0.01822 | -0.01667 |
| a_4 | -0.01354 | -0.01516 |

群速度折射率 n_g 表达式为

$$n_g = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \quad (5)$$

通过式(4)和(5),可以算出在 257.5 nm 的条件下 $n_o = 1.7717$, $n_e = 1.6181$; $n_{o,g} = 2.0782$, $n_{e,g} = 1.8236$ 。

将以上数值代入式(3)中,得出要将 1.5 ps 的高斯型脉冲整形为 10 ps 的平顶脉冲所需的三块 α -BBO 晶体厚度分别为 6.733、3.366、1.683 mm。最终高斯型脉冲经过两个迈克尔逊干涉仪产生 4 个脉冲后再经过 3 块 α -BBO 晶体,每一个脉冲都会被整形为 8 个脉冲堆积而成的宽度为 10 ps 的脉冲序列,4 个脉冲序列相接最终组成一个长度为 40 ps 的平顶脉冲。

2.2 脉冲光强纵向分布测量

本文使用光学互相关产生差频信号结合扫描时间延迟来测量整形过程中和整形完成后的脉冲强度纵向分布。放大器输出的基频红外激光脉宽约为 267.0 fs,而紫外光脉冲在整形过程中展宽产生的脉冲宽度即有 1.5 ps,整形后的平顶分布宽度在 40.0 ps 左右,所以二者的互相关扫描结果可以直接反映紫外激光脉冲纵向分布的真实情况。如图 1 所示,用于测量的 1030.0 nm 基频红外激光通过安装在电动平移台上的两块 45° 反射镜进行两束脉冲之间时间延迟的连续调节,从而获得紫外光脉冲在不同时间纵向位置上的光强大小。经过电动延迟平台的 1030.0 nm 基频红外激光与 257.5 nm 的紫外激光通过二向色镜(DM)共线合束后,经过透镜缩小光斑以提升光强,然后进入 β -BBO 晶体通过非线性差频过程产生 343.0 nm 波长的光,晶体厚度为 0.1 mm,差频光强正比于待测紫外光在时间重合位置的光强。使用紫外熔融石英三棱镜在空间上分离不同波长的光,分离后 343.0 nm 光进入光电倍增管(PMT)进行光强探测,产生的信号接入示波器,示波器数据通过计算机进行采集,之后进一步扫描延迟时间,从而得到紫外激光的脉冲纵向分布。

在测量时,经过整形的紫外激光脉冲是由偏振方向相互垂直的两组脉冲序列组成,而 1030.0 nm 基频红外激光为水平偏振,只能测量其中一个偏振方向的信号。因此本文在紫外激光光路上安装一块半波片,当其中一个偏振方向的脉冲序列扫描测量完成之后,将半波片绕传播方向旋转 45°,继续扫描测量另外一个偏振方向的脉冲序列,最后将两个偏振

方向的测量结果相加就得到了脉冲整形后的整体光强纵向分布。

3 结果与讨论

通过互相关光路测量的脉冲整形结果如图 3 所示。其中图 3(a)是四倍频产生的紫外激光脉冲经过光程约为 190 mm 的光栅对之后的光强纵向分布,可以看到该脉冲的 FWHM 被展宽到了 1.5 ps,和计算模拟结果一致;图 3(b)是激光脉冲经过一个迈克尔逊干涉仪后的光强纵向分布,该脉冲被分成两个时间间隔约为 22 ps、光强几乎相等的子脉冲;图 3(c)是激光脉冲经过两个迈克尔逊干涉仪后的光强纵向分布,该脉冲被分成 4 个时间间隔约为 11 ps、光强几乎相等的子脉冲;图 3(d)是激光脉冲经过 3 块 α -BBO 晶体的光强纵向分布,也是最终的测量结果。该平顶脉冲的上升沿和下降沿分别为 2.0 ps 和 1.9 ps,中间平顶部分在 42 ps 左右,平顶区域光强抖动均方根值(RMS)为 5.7%。从结果中可以清楚地分辨出 32 个子脉冲所对应的尖峰,每个峰的高度并不完全相等,这种差异很大程度上来源于相邻同向偏振激光之间的互相干涉。进一步的束流动力学模拟结果表明,和理想的平顶分布相比,尽管实际获得的脉冲顶部存在强度变化,但由此对发射度造成的影响有限,详见下文束流动力学模拟部分。

使用光谱仪(海洋光学,型号:HR4000)测量了整形前后的紫外激光光谱,结果如图 4 所示。其中,图 4(a)是脉冲整形光路前的紫外激光光谱,图 4(b)是脉冲整形光路后的紫外激光光谱。可以看出脉冲整形光路没有造成光谱的变化,这意味着激光在经过这些光学元件的过程中没有出现能导致光谱发生显著变化的非线性效应。

使用激光光束分析仪(Ophir-Spiricon,型号:SP920G)测量了激光的光束轮廓,结果如图 5 所示。其中,图 5(a)是脉冲整形光路前的光束轮廓,图 5(b)是脉冲整形光路后的光束轮廓。由于脉冲整形后的光斑经过了较多的光学元件,对光束强度的空间分布造成了一定影响。但其中央区域的光束轮廓仍与整形前的测量结果相似,在边缘区域光强发生突变是因为在整形前为了尽可能减小紫外光对光学元件的损耗,对激光进行了扩束,受限光学元件通光孔径,扩束后的激光在整形过程中边缘被挡住。纵向整形之后的脉冲会立刻采用光阑切趾的方法对其进行横向整形,只保留 50% 的光强,因此纵向整形过程中出现这种遮挡光束边缘的情况不会对系统造成影响。

本文还测量了脉冲整形光路对激光的传输效率。通过控制激光器的声光调制器改变四倍频输出的紫外激光功率,由 0.1 W 开始逐步提高,并记录脉冲整形光路前后的激光功率。在测量范围内,脉冲

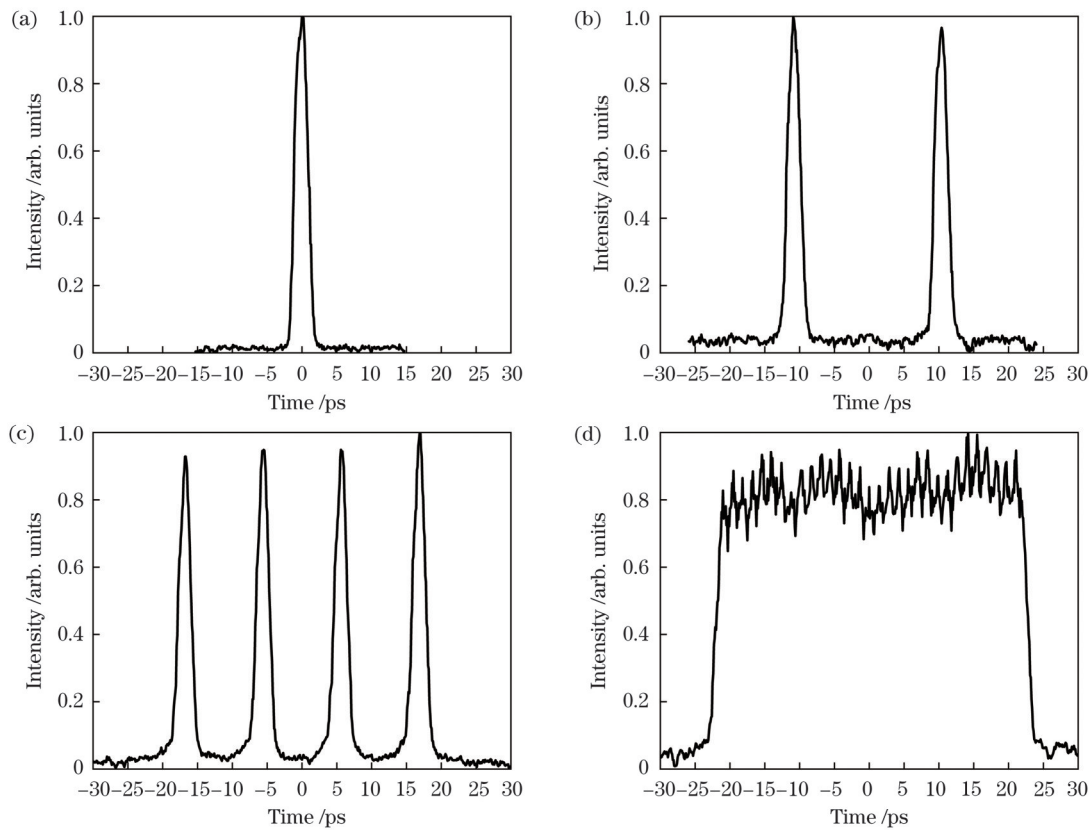


图3 紫外激光脉冲经过不同元件的脉冲整形结果。(a)光栅对;(b)一个迈克尔逊干涉仪;(c)两个迈克尔逊干涉仪;(d)3块 α -BBO晶体

Fig. 3 Results of pulse shaping of ultraviolet laser pulse passing through different components. (a) Grating pair; (b) a Michelson interferometer; (c) two Michelson interferometers; (d) three α -BBO crystals

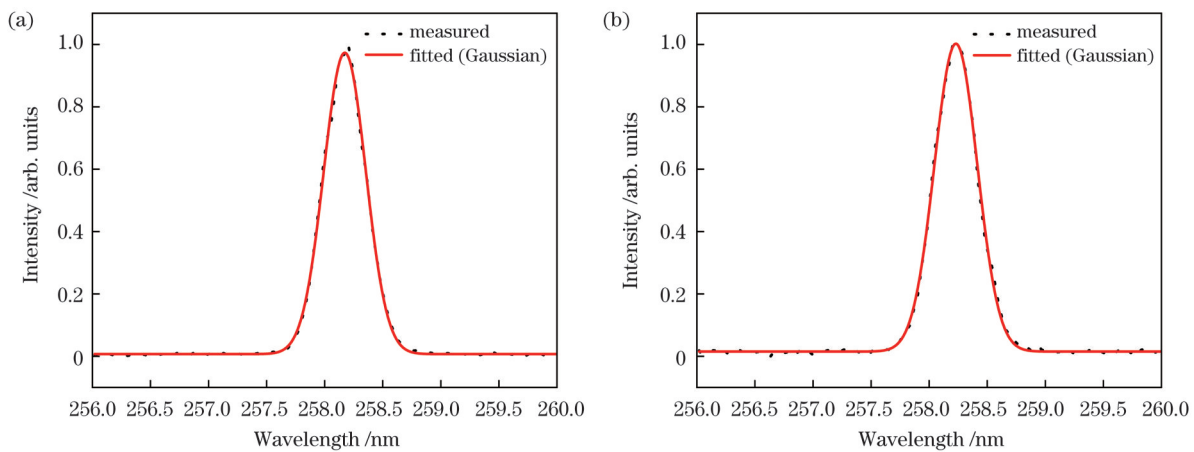


图4 紫外激光光谱。(a)脉冲整形前;(b)脉冲整形后

Fig. 4 Ultraviolet laser spectrums. (a) Before pulse shaping; (b) after pulse shaping

整形光路的输入功率与输出功率之间呈线性关系,如图6所示,其中拟合得到脉冲整形光路的传输效率在45%以上。当入射功率达到1.225 W时,输出功率为0.565 W,满足电子枪对驱动激光的能量要求。

为了进一步地评估实验中激光脉冲堆积的性能,对上述脉冲堆积激光产生的电子束流进行了束流动力学模拟分析。DALIS注入器束线布局如图7所示。初始电子束流在加速电压为300 kV的直流高压电子枪

(DC-gun)中产生,其阴极为可替换的碲化铯材料,热发射度为1 mm-mrad/mm^[32]。为了补偿低能情况下空间电荷力引起的束流发射度增长,束线中布局了3个螺线管磁铁(SOL-1/2/3)用于聚焦束流横向尺寸。此外,束线中还包括1个射频微波常温聚束器(buncher)和2个超导连续波低温模组(CM 00/01),其中前者用于压缩束团长度,后者用于将束流的最终能量加速到100 MeV。

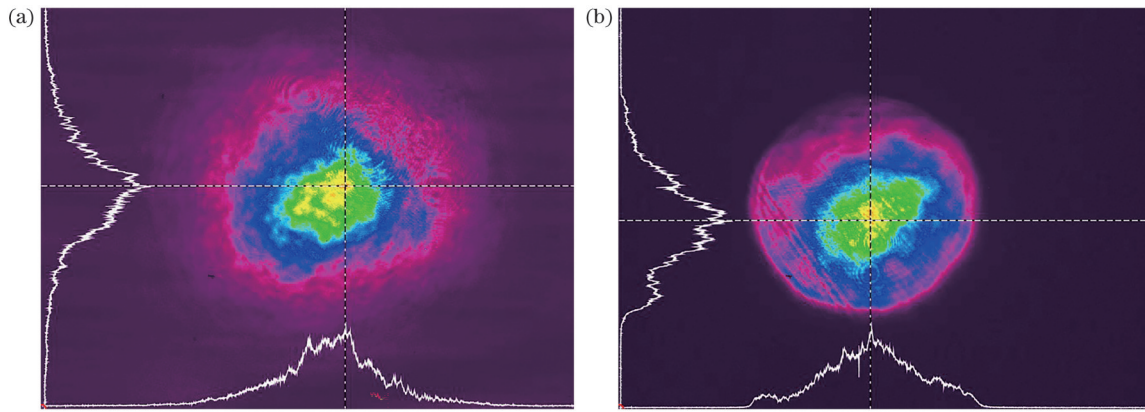


图 5 光束轮廓。(a)脉冲整形前;(b)脉冲整形后

Fig. 5 Laser beam profiles. (a) Before pulse shaping; (b) after pulse shaping

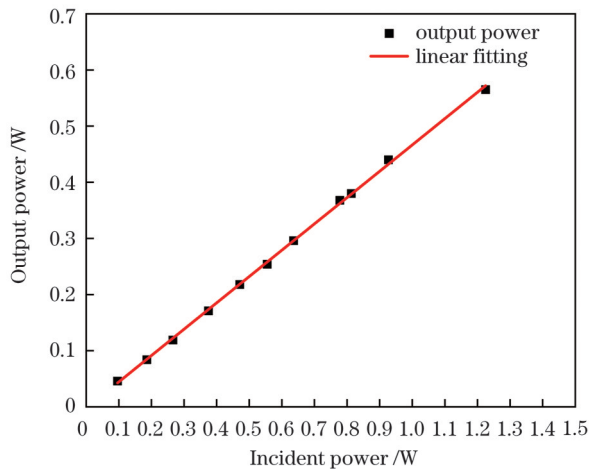


图 6 脉冲整形光路的传输效率

Fig. 6 Transmission efficiency of pulse shaping optical path

在基于 DALS 注入器开展的束流动力学模拟分析中生成了 4 种初始电子束流分布,分别对应实测的两种激光分布以及对应相同脉冲宽度的理想平顶和理想高斯分布,其中实测的高斯分布是直接利用光栅对将四倍频产生的百飞秒量级脉冲激光展宽到底宽为 50 ps。上述激光分布如图 8(a)所示,包括实测及对应理想的平顶分布和高斯分布,这 4 种分布的底宽均约为 50 ps,其中平顶分布和高斯分布的 RMS

时间宽度分别为 13 ps 和 8 ps,相关参数如表 2 所示。使用 Generator 程序生成初始电子束时^[33],4 种激光均采用 RMS 横向尺寸为 0.38 mm 的 1- σ 高斯切趾二维分布。

在束流动力学模拟中,采用基于 Astra 程序的多目标遗传算法,优化得到注入器出口的束团长度和束流归一化发射度组成的帕累托前沿 (Pareto front)^[33-34]。优化变量包括图 7 中各束流元件的纵向位置、电磁场幅度和相位等,约束变量为注入器出口束流的束团长度 (>1 mm)、高阶能散 (<4 keV) 和流强分布均匀性 ($C_e < 0.8$)^[35-36] 等。最终,经过每代个体数为 255 的 100 代迭代优化后,得到 4 种激光分布对应的帕累托前沿如图 8(b)所示,相应能取得的束流最小极限发射度参见表 2。从表 2 可以看出,无论是实测的还是理想的激光分布,平顶分布对应的束流动力学结果都要优于高斯分布的对应结果,前者相对于后者的束流最小极限发射度减小了约 20%。对于同种类型激光分布,实测分布和理想分布对应的束流最小极限发射度基本相同,相差小于 5%。上述结果说明,本文实验中取得的激光脉冲堆积及高斯纵向展宽已经达到了与理想激光接近的效果,并且前者产生的平顶分布表现出了更为优异的性能,其将被应用到正在建设中的 DALS 注入器中。

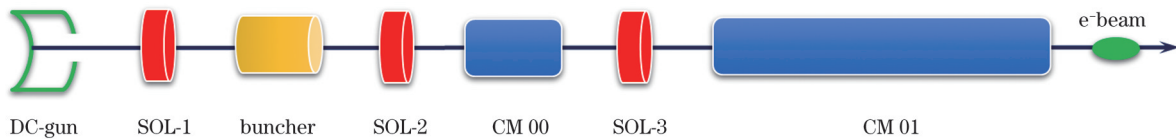


图 7 DALS 注入器物理布局

Fig. 7 Physical layout of DALS injector

上述考虑了束团电荷量典型值为 100 pC 的情况,当 DC 枪加速电压为 300 kV 时,DALS 注入器还可以在更低电荷量条件下工作(更高电荷量时需提高 DC 枪加速电压)。针对激光理想平顶分布情况,电荷量为 20 pC 时优化注入器相关束流元件参数,

能取得的束流最小发射度约为 0.2 mm-mrad。按电荷量与束流发射度呈线性关系情况考虑^[37],结合束团电荷量典型值为 100 pC 的情况,图 9 给出了 DALS 注入器在不同电荷量下的束流最小发射度线性关系曲线。

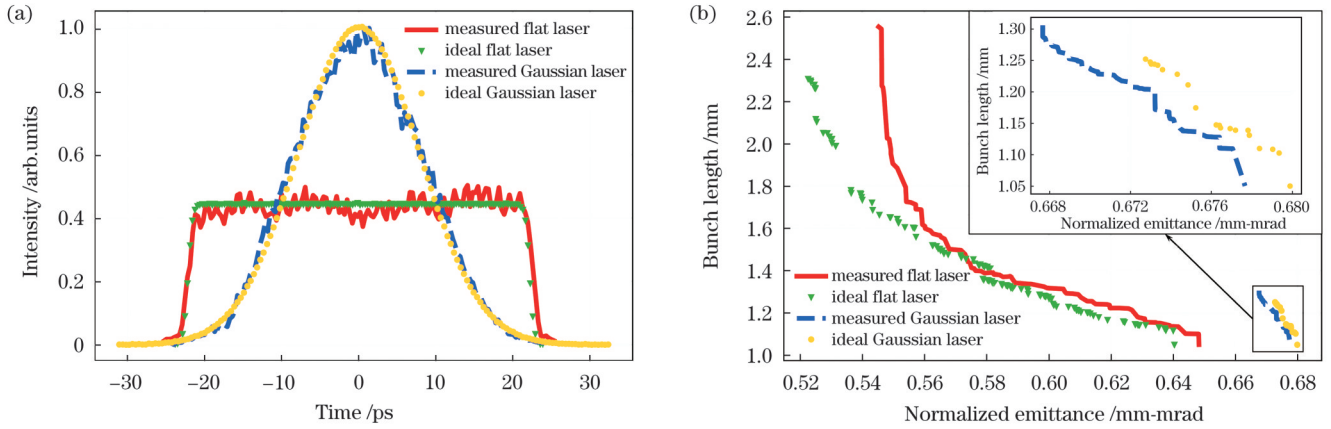


图 8 不同纵向激光分布及对应的束流动力学结果。(a)实测和理想的平顶分布或高斯分布;(b)DALIS注入器出口的束流归一化发射度和束团长度组成的帕累托前沿

Fig. 8 Optimized results of electron beam dynamics for lasers with different longitudinal distributions. (a) Measured and ideal flat-top or Gaussian distributions; (b) corresponding electron beam Pareto fronts of normalized emittance and bunch length at exit of DALIS injector

表 2 激光主要参数及对应能取得的束流最小极限发射度

Table 2 Main laser parameters and corresponding minimum emittance limits of electron beam dynamics

| Parameter | Measured flat laser | Ideal flat laser | Measured Gaussian laser | Ideal Gaussian laser |
|---------------------------------------|---------------------|------------------|-------------------------|----------------------|
| Laser time duration (RMS) /ps | 13 | 13 | 8 | 8 |
| Laser trans. size (RMS) /mm | 0.38 | 0.38 | 0.38 | 0.38 |
| Emittance of electron beam /(mm·mrad) | 0.545 | 0.523 | 0.668 | 0.673 |

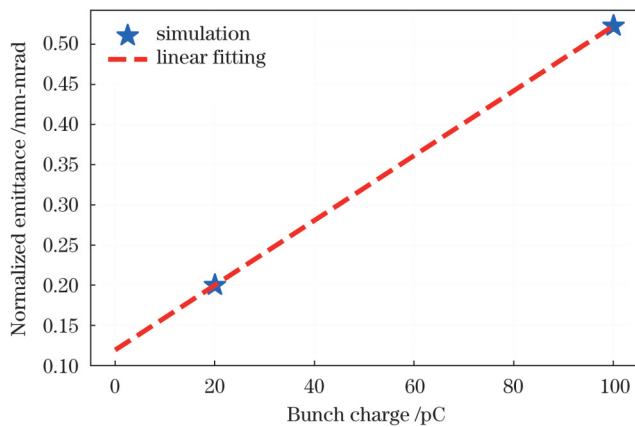


图 9 激光理想平顶分布下 300 kV 直流枪的 DALIS 注入器电荷量与束流归一化发射度线性关系曲线

Fig. 9 Linear relationship curve between the charge of DALIS injector and the normalized emittance of the beam for a 300 kV DC gun with an ideal flat-top laser distribution

4 结 论

报道了大连先进光源驱动激光纵向平顶整形的结果,同时通过束流动力学模拟验证了驱动激光纵向分布对电子束发射度的影响。采用脉冲堆积的方法,首先基于平顶脉冲的需求计算得到光学元件的参数和布局,然后进行整形实验,最后利用光学互相关的方法对整形后的紫外激光脉冲光强纵向分布进行了测量。实

验结果表明利用光栅对、迈克尔逊干涉仪以及双折射晶体组合的方法,可以实现将飞秒高斯脉冲整形为宽度大于 40 ps,上升沿下降沿约为 2 ps 的平顶脉冲,在入射光功率逐步提高的过程中,脉冲平顶整形光路的传输效率一直维持在 45% 以上,工作状态稳定,没有出现明显的双光子吸收等非线性效应。进一步的束流动力学模拟结果表明,在底宽接近的情况下,相较于高斯分布的脉冲,实验获得的平顶脉冲可以将发射度降低 20%,明显提升了束流品质,为大连先进光源注入器的建设提供了直接支持,该结果也意味着本文所采用的整形方法可以广泛应用于光阴极电子注入器驱动激光系统的研制搭建。

致谢 清华大学田其立博士提供了使用干涉仪分光的资料信息,在此致谢!

参 考 文 献

- [1] Winkelmann L, Schulz B, Mohr C, et al. Compact photo-injector and laser-heater drive laser for the European X-ray free electron laser facility[C]//2018 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), May 13-18, 2018, San Jose, CA, USA. New York: IEEE Press, 2018.
- [2] Stephan F, Boulware C H, Krasilnikov M, et al. Detailed characterization of electron sources yielding first demonstration of European X-ray Free-Electron Laser beam quality[J]. Physical Review Accelerators and Beams, 2010, 13(2): 020704.
- [3] Gilevich S, Alverson S, Carbajo S, et al. The LCLS-II photo-

- injector drive laser system[C]//Conference on Lasers and Electro-Optics, May 10-15, 2020, Washington, DC. Washington, DC: Optica Publishing Group, 2020: SW3E.3.
- [4] 余永, 李钦明, 杨家岳, 等. 大连极紫外相干光源[J]. 中国激光, 2019, 46(1): 0100005.
Yu Y, Li Q M, Yang J Y, et al. Dalian extreme ultraviolet coherent light source[J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(1): 0100005.
- [5] Huang Z R, Kim K J. Review of X-ray free-electron laser theory [J]. Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams, 2007, 10(3): 034801.
- [6] 周奎, 李鹏, 胥汉勋, 等. 中国工程物理研究院红外太赫兹自由电子激光装置总体设计[J]. 中国激光, 2023, 50(17): 1718001.
Zhou K, Li P, Xu H X, et al. General design of infrared terahertz free-electron laser facility of Chinese academy of engineering physics[J]. Chinese Journal of Lasers, 2023, 50(17): 1718001.
- [7] 高琛, 鲍骏, 周银贵, 等. 合肥红外自由电子激光光束线的设计与性能[J]. 中国激光, 2024, 51(11): 1118001.
Gao C, Bao J, Zhou Y G, et al. Design and performance of Hefei infrared free-electron laser facility[J]. Chinese Journal of Lasers, 2024, 51(11): 1118001.
- [8] Yang J Y, Dong W R, Jiang L, et al. Scientific research at Dalian coherent light source[J]. Scientia Sinica Chimica, 2023, 53(11): 2103-2116.
- [9] Seddon E A, Clarke J A, Dunning D J, et al. Short-wavelength free-electron laser sources and science: a review[J]. Reports on Progress in Physics, 2017, 80(11): 115901.
- [10] Kim K J. Rf and space-charge effects in laser-driven rf electron guns [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1989, 275(2): 201-218.
- [11] Decking W, Abeghyan S, Abramian P, et al. A MHz-repetition-rate hard X-ray free-electron laser driven by a superconducting linear accelerator[J]. Nature Photonics, 2020, 14: 391-397.
- [12] Galayda JN. The LCLS-II: a high power upgrade to the LCLS [EB/OL]. (2018-05-03) [2024-03-03]. <https://www.osti.gov/servlets/purl/1604347>.
- [13] Zhang B C, Li X S, Liu Q, et al. High repetition-rate photoinjector laser system for S3FEL[J]. Frontiers in Physics, 2023, 11: 1181862.
- [14] Mironov S Y, Andrianov A V, Gacheva E I, et al. Spatio-temporal shaping of photocathode laser pulses for linear electron accelerators[J]. Physics-Uspekhi, 2017, 60(10): 1039-1050.
- [15] Li Y L, Chemerisov S, Lewellen J. Laser pulse shaping for generating uniform three-dimensional ellipsoidal electron beams[J]. Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams, 2009, 12(2): 020702.
- [16] Liu F M, Huang S L, Si S Y, et al. Generation of picosecond pulses with variable temporal profiles and linear polarization by coherent pulse stacking in a birefringent crystal shaper[J]. Optics Express, 2019, 27(2): 1467-1478.
- [17] Yan L X, Hua J F, Du Y C, et al. UV pulse trains by α -BBO crystal stacking for the production of THz-rap-rate electron bunches [J]. Journal of Plasma Physics, 2012, 78(4): 429-431.
- [18] He Z G, Xu Y F, Li W W, et al. Generation of quasiequally spaced ultrashort microbunches in a photocathode rf gun[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2015, 775: 77-83.
- [19] 吴梦楠, 李晓炜, 向志昆, 等. 飞秒激光时空整形电子动态调控加工微光学元件[J]. 中国激光, 2022, 49(10): 1002501.
Wu M N, Li X W, Xiang Z K, et al. Machining of micro-optical elements using electrons dynamics controlled temporally/spatially shaped femtosecond laser[J]. Chinese Journal of Lasers, 2022, 49(10): 1002501.
- [20] Lemons R, Neveu N, Duris J, et al. Temporal shaping of narrow-band picosecond pulses via noncolinear sum-frequency mixing of dispersion-controlled pulses[J]. Physical Review Accelerators and Beams, 2022, 25(1): 013401.
- [21] Zhang H, Gilevich S, Miahnahri A, et al. The LCLS-II photoinjector laser infrastructure[EB/OL]. (2023-07-22)[2024-01-02]. <http://arxiv.org/abs/2307.12030v1>. <http://arxiv.org/abs/2307.12030v1>
- [22] Smith A. SNLO[EB/OL]. (2015-02-25)[2024-03-03]. <https://as-photonics.com/products/snlo>.
- [23] 张志刚. 飞秒激光技术[M]. 北京: 科学出版社, 2011: 46-48.
Zhang Z G. Femtosecond laser technology[M]. Beijing: Science Press, 2011: 46-48.
- [24] Park Y, Azana J. Optical pulse shaping technique based on a simple interferometry setup[C]//LEOS 2006-19th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society, October 29-November 2, 2006, Montreal, QC, Canada. New York: IEEE Press, 2006: 274-275.
- [25] Park Y, Asghari M H, Ahn T J, et al. Transform-limited picosecond pulse shaping based on temporal coherence synthesization[J]. Optics Express, 2007, 15(15): 9584-9599.
- [26] 刘文凤, 孙明营, 石逸群, 等. 时域整形皮秒激光双脉冲烧蚀玻璃表面特性[J]. 中国激光, 2023, 50(12): 1202201.
Liu W F, Sun M Y, Shi Y Q, et al. Picosecond laser ablation of glass surface by dual-pulse temporal shaping[J]. Chinese Journal of Lasers, 2023, 50(12): 1202201.
- [27] 李成, 汪文星, 李伟伟, 等. 光阴极微波电子枪驱动激光整形与传输系统[J]. 强激光与粒子束, 2021, 33(9): 094002.
Li C, Wang W X, Li W W, et al. Drive laser shaping and transport system for photocathode RF gun[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2021, 33(9): 094002.
- [28] Will I. Generation of flat-top picosecond pulses by means of a two-stage birefringent filter[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2008, 594(2): 119-125.
- [29] Will I, Klemz G. Generation of flat-top picosecond pulses by coherent pulse stacking in a multicrystal birefringent filter[J]. Optics Express, 2008, 16(19): 14922-14937.
- [30] Sharma A K, Tsang T, Rao T. Theoretical and experimental study of passive spatiotemporal shaping of picosecond laser pulses [J]. Physical Review Special Topics, 2009, 12(3): 033501.
- [31] Zhou S A, Ouzounov D, Li H, et al. Efficient temporal shaping of ultrashort pulses with birefringent crystals[J]. Applied Optics, 2007, 46(35): 8488-8492.
- [32] Miltchev V, Baehr J, Grabosch H J, et al. Measurements of thermal emittance for cesium telluride photocathodes at PITZ[C]//27th International Conference on Free Electron Lasers, August 21-26, 2005, Stanford, California, USA. [S. l.: s. n.], 2005: C0508213.
- [33] Floetmann K. A space charge tracking algorithm[EB/OL]. (2017-03-28) [2024-03-03]. https://www.desy.de/~mpyflo/Astra_manual/.
- [34] Murata T, Ishibuchi H. MOGA: multi-objective genetic algorithms [C]//Proceedings of 1995 IEEE International Conference on Evolutionary Computation, November 29-December 1, 1995, Perth, WA, Australia. New York: IEEE Press, 1995: 289-295.
- [35] Chen H, Zheng L M, Gao B, et al. Beam dynamics optimization of very-high-frequency gun photoinjector[J]. Nuclear Science and Techniques, 2022, 33(9): 116.
- [36] Yu Y, Li Q M, Yang J Y, et al. The X-band linear compression system in dalian coherent light source[C]//39th International Free Electron Laser Conference (FEL2019), August 26-30, 2019, Hamburg, Germany. [S.l.: s.n.], 2019: 625-628.
- [37] Hartman S C, Barov N, Park S, et al. Emittance measurements of the 4.5 MeV UCLA RF photoinjector[C] //Proceedings of International Conference on Particle Accelerators, May 17-20, 1993, Washington, DC, USA. New York: IEEE Press, 2002: 561-563.

Photoinjector-Laser Longitudinal Flat-Top Shaping of Dalian Advanced Light Source and Corresponding Beam Dynamics Simulation

Gao Qinghua^{1,2}, Li Xinmeng^{2,3}, Zhang Baichao⁴, Yang Dongyuan², Yu Yong^{4,5}, Zhang Weiqing²,
He Zhigang^{2*}, Yu Shengrui^{1**}, Wu Guorong^{2***}, Yang Xueming^{2,5}

¹Hangzhou Institute of Advanced Studies, Zhejiang Normal University, Hangzhou 311231, Zhejiang, China;

²State Key Laboratory of Molecular Reaction Dynamics, Dalian Institute of Chemical Physics, Chinese Academy of Sciences, Dalian 116023, Liaoning, China;

³University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

⁴Institute of Advanced Science Facilities, Shenzhen, 518107, Guangdong, China;

⁵Department of Chemistry and Center for Advanced Light Source, College of Science, Southern University of Science and Technology, Shenzhen 518055, Guangdong, China

Abstract

Objective Photoinjector lasers, which stimulate the photocathode surfaces for electron-bunch generation via the photoelectric effect, are crucial components of free-electron laser (FEL) facilities. The Dalian advanced light source (DALs), which is a newly proposed light source operating in the extreme ultraviolet spectrum, is a continuous-wave FEL with a maximum repetition rate of 1 MHz and is designed for chemical physics research. To achieve the optimal brightness of the DALs, one must ensure that the electron bunches exhibit a sufficiently low emittance. An effective method for reducing emittance is by shaping the photoinjector laser three dimensionally, both transversely and longitudinally. This study specifically addresses longitudinal shaping. Current longitudinal shaping techniques include manipulating the light spectrum using devices such as spatial light modulators or acousto-optic modulators, or employing pulse stacking in the time domain. However, the direct adaptation of these techniques to our system poses significant challenges. In this study, based on the fundamental principles of pulse stacking, we utilize a grating pair, two interferometers, and a sequence of birefringent crystals to generate flat-top pulses with durations exceeding 40 ps. Results of electron-beam dynamics simulations show that the generated flat-top pulse significantly improved the emittance of electron beams, thus demonstrating its potential for optimizing the performance of FELs.

Methods We directed infrared laser pulses generated by a Yb-doped fiber amplifier into a fourth-harmonic generator to generate ultraviolet laser pulses with a repetition rate of 1 MHz, a wavelength of 257.5 nm, and a pulse duration of approximately 200 fs. Subsequently, the ultraviolet light was stretched to 1.5 ps by passing it through a grating pair, which introduced the appropriate second-order dispersion. The stretched single pulse was segmented into four equally spaced sub-pulses using two interferometers. Finally, three birefringent crystals were used to further segregate the light, which resulted in overlapping pulse sequences that formed a pulse with a relatively flat top. The shaping results were measured using optical cross-correlation by mixing the shaped ultraviolet laser pulses with fundamental infrared pulses emitted from the amplifier. The intensity distribution was obtained by varying the temporal delay between two light paths. To evaluate the pulse-shaping performance, electron-beam dynamics simulations were conducted using a DALs injector. The simulations yielded four initial electron-beam distributions: two based on actual laser measurements and two theoretical distributions (ideal flat top and Gaussian), with almost identical pulse base widths. In the simulations, a multi-objective genetic algorithm based on the electromagnetic simulation code ASTRA was used, which optimized for a Pareto front comprising the bunch length and normalized emittance at the injector exit. The results were compared and evaluated.

Results and Discussions The temporal distributions of the ultraviolet laser pulses generated by the fourth-harmonic generator after undergoing stretching, interferometer splitting, and birefringent crystal manipulation are presented in Fig. 3. The post-stretching pulse duration is approximately 1.5 ps, which is consistent with the calculated value. After passing through the two interferometers, the interval between the four sub-pulses is approximately 11 ps, with almost equal light intensities. The final flat-top distribution achieved through three α -BBO crystals exhibits rising and falling edges of 2.0 ps and 1.9 ps, respectively, with the middle flat-top region spanning approximately 42 ps. The intensity fluctuation in the flat-top region is 5.7% (Root mean square, RMS). The spectrum remained unchanged after shaping. Because of the aperture limitations of the optical components, the intensity at the edges of the shaped light spot is truncated. However, considering the subsequent transverse shaping through aperture truncation, this does not significantly affect the final results. The overall transmission efficiency of the shaping process is approximately 45%, and the obtained energy satisfies the requirements of an electron gun. The beam-dynamics simulation results show that regardless of whether the laser distributions are measured or ideal, the Pareto front for the flat distribution consistently performs better than that for the Gaussian distribution, with the minimum emittance improved by approximately 20%. For each distribution type (flat or Gaussian), the

minimum emittances of the measured and ideal lasers are almost identical, with a variance of less than 5%. These results indicate that lasers with flat temporal distributions, instead of Gaussian distributions, are significantly better for DALIS injectors.

Conclusions This study demonstrates the longitudinal flat-top pulse shaping of the photoinjector laser for the DALIS and validates the effect of the longitudinal distribution of the photoinjector laser on electron-beam emittance via electron-beam dynamics simulations. Specifically, we employ the pulse-stacking method, where we initially calculate the parameters and design the layout of the optical components based on the requirements for a flat-top pulse. Subsequently, we conduct shaping experiments. The experimental results show that the appropriate combination of gratings, interferometers, and birefringent crystals can effectively transform femtosecond Gaussian pulses into flat-top pulses with durations exceeding 40 ps. While the incident power is increased gradually, the transmission efficiency of the pulse-shaping optical path remained consistently above 45%, thus exhibiting stable operational performance without significant nonlinear effects such as two-photon absorption. The electron-beam dynamics simulations indicate that, under almost identical base durations, the experimentally obtained flat-top pulses can reduce the emittance by 20% compared with Gaussian pulses, thus significantly improving the beam quality. This provides substantial support for the construction of a DALIS injector with improved performance. Additionally, the results suggest that the shaping method employed in this study can be broadly applied to the development and construction of photoinjector-driven laser systems.

Key words laser technique; free electron laser; Dalian Advanced Light Source; photoinjector laser; pulse shaping; emittance