物理学报 Acta Physica Sinica



Institute of Physics, CAS

基于时间透镜系统的冲击脉冲产生与特性研究

肖鸿晶 黄超 唐玉龙 徐剑秋

Generation and characteristics of shock optical pulses based on a fiber-loop time-lens system Xiao Hong-Jing Huang Chao Tang Yu-Long Xu Jian-Qiu 引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 68, 154201 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20190246 在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.68.20190246

当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

强时间非局域系统中自相位调制诱导的"脉冲镜像"啁啾

"Inverted-image" frequency chirp induced by self-phase modulation in highly noninstantaneous medium 物理学报. 2015, 64(2): 024214 https://doi.org/10.7498/aps.64.024214

基于石墨烯涂覆空心光纤电光调制特性的研究

Study on the electro-optic modulation properties of graphene-coated hollow optical fiber 物理学报. 2016, 65(4): 047801 https://doi.org/10.7498/aps.65.047801

激光驱动的冲击波自生磁场以及外加磁场的冲击波放大研究

Shock wave amplification by shock wave self-generated magnetic field driven by laser and the external magnetic field 物理学报. 2015, 64(10): 105202 https://doi.org/10.7498/aps.64.105202

基于简单透镜列阵的可调焦激光均匀辐照光学系统研究

Study on a zooming optical system based on simple lens array used for laser uniform irradiation 物理学报. 2015, 64(5): 054201 https://doi.org/10.7498/aps.64.054201

设计脆性材料的冲击塑性 Shock plasticity design of brittle material 物理学报. 2015, 64(18): 188301 https://doi.org/10.7498/aps.64.188301

纳秒激光在铜靶材中诱导冲击波的实验研究

Experimental study of shock waves induced by a nanosecond pulsed laser in copper target 物理学报. 2015, 64(4): 045204 https://doi.org/10.7498/aps.64.045204

基于时间透镜系统的冲击脉冲产生与特性研究*

肖鸿晶1)2) 黄超1)2) 唐玉龙1)2)† 徐剑秋1)2)

1) (上海交通大学物理与天文学院, 激光等离子体教育部重点实验室, 上海 200240)

2) (上海交通大学, IFSA 协同创新中心, 上海 200240)

(2019年2月25日收到; 2019年4月22日收到修改稿)

冲击点火方案具备低点火能量阈值、高增益以及更好的流体力学稳定性等优势,已成为实现惯性约束聚 变点火的核心方案之一. 在冲击点火方案中,高质量的冲击脉冲是实现成功点火的必要条件. 本文基于光纤 环相位调制时间透镜系统,提出一种利用时域非对称相位调制结合频域线性色散补偿的方案产生对脉宽和 峰值功率对比度高精度可控的冲击脉冲,并构建了理论模型,通过数值模拟详细分析了系统关键参数对冲击 脉冲特性的影响.模拟结果显示,通过对斩波函数、相位调制函数、调制深度、调制频率以及啁啾补偿量等参 数的组合优化设计,可以实现对冲击脉冲的脉冲宽度、脉冲上升沿以及冲击脉冲峰值功率对比度等关键性能 指标高精度主动调控. 这种对冲击脉冲峰值功率对比度与冲击脉冲宽度独立主动可调的新型设计思路,不仅 有利于加深对激光脉冲波形操控原理的理解,而且对实验上如何获取高质量的冲击脉冲具有重要参考意义.

关键词:时间透镜,相位调制,冲击点火,冲击脉冲 **PACS**: 42.30.Lr, 91.60.Hg, 42.55.Wd, 28.70.+y

DOI: 10.7498/aps.68.20190246

1 引 言

实现约束核聚变的方式主要有两种:一种是磁 约束^[1],另一种是惯性约束^[2].在激光惯性约束驱 动核聚变(又称点火)的具体方案中,中心点火^[3-5] 和快点火^[6,7] 是已经被广泛研究的两种方案.2007年, Betti 等^[8]提出了一种新型的点火方案——冲击点 火.该方案将压缩与点火分开,利用长脉冲压缩靶 丸,再利用高功率的冲击脉冲点火.冲击点火方案 具有结构设计简单、点火能量阈值低、系统能量增 益较大、流体稳定性较好等特点^[9].因此,该方案一 经提出,便引起了广泛的关注.理论分析^[8,10]以及 美国的 NIF^[11]、OMEGA^[12,13],法国的 LMJ^[14],捷 克的 PLAS^[15]等装置的打靶实验,都成功验证了 冲击点火方案具有高增益优势,是实现成功点火的 有效途径.

高质量的冲击脉冲是利用冲击点火方案实现 聚变点火的关键因素. 袁强等^[16] 通过数值模拟分 析了影响冲击脉冲质量的主要参数有冲击脉冲峰 值功率、冲击脉冲宽度、冲击脉冲上升沿时间. 这 3 个关键参数主要会影响冲击点火中实现点火的 激光功率阈值和靶增益. 冲击点火所需要的激光峰 值功率达到 10 TW 量级, 但随着功率的增加, 靶 增益开始下降, 所以冲击脉冲峰值功率并不是越大 越好; 冲击点火所需要的冲击脉冲宽度需要达到 100 ps 量级, 以提供足够的能量才能实现成功点 火, 但宽度越大意味着更多的点火能量输入, 这样 又会降低靶增益, 所以冲击脉冲宽度需要结合具体 的实验条件进行设计; 冲击脉冲上升沿时间在百皮 秒范围时不会影响点火的效果, 但是如果上升沿时 间过长就会增强激光等离子体的不稳定性^[17,18]. 基

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 61675129, 61275136, 61138006, 11121504) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: yulong@sjtu.edu.cn

^{© 2019} 中国物理学会 Chinese Physical Society

于以上分析,冲击点火脉冲的脉冲宽度、脉冲上升 沿时间、峰值功率对比度是影响成功点火的重要参数指标,因此如何实现高精度可控的冲击脉冲显得 尤为重要.

袁强等^[19] 曾提出利用时域复合技术和空域复 合技术来产生冲击点火激光脉冲. 时域复合技术指 的是在不同的时段施加不一样的调制, 不同的调制 方案达到的效果不同; 空域复合技术指的是将压缩 脉冲与冲击脉冲分开调制, 然后再在耦合点处进行 时域拼接. 上述工作并没有具体描述如何实现高精 度主动可控以及高对比度的冲击脉冲.

本文基于光纤环循环相位调制与光栅对压缩 的时间透镜系统^[20],提出一种新的获取冲击脉冲 的设计方案并对其进行深度研究.利用相位调制器 对脉冲信号进行非对称频谱展宽 (左右两侧均为线 性调制,但调制频率不一样),然后再利用光栅对对 脉冲信号整体进行频域线性啁啾补偿,实现对脉冲 的时域非对称压缩,从而达到控制冲击脉冲宽度、 对比度等参数的目的. 通过建立理论模型和数值模 拟,研究了光纤环时间透镜系统中的相位调制参 数(调制函数、调制频率、调制深度、调制圈数 等) 对频谱信号和光栅对压缩参量对最终输出脉冲 波形的影响,并采用多参量优化方法对各个参数进 行了系统优化. 这种对冲击脉冲的脉宽与峰值功率 对比度独立高精度可控的研究思路以及具体的参 数设计方案,对产生高质量冲击脉冲具有一定的参 考意义.

2 理论分析与模型建立

本文采用了基于光纤环相位调制与光栅对压

缩的时间透镜系统来调控冲击脉冲的光谱和波形. 时间透镜系统,类似于空间透镜给空间光场施加了 一个二次相位 (通过衍射后光斑被放大或缩小),时 间透镜在时域上对光场也同样施加一个二次相位. 因此,对于一个输入激光脉冲,通过时间透镜系统 作用后,光场的频谱会根据所施加的二次相位调制 而展宽,而脉冲宽度会因为系统所施加的色散而展 宽或者压缩,这种时间和空间域上的相似性被称为 时空二元性^[21].

本文采用了如图 1 所示的装置,该装置主要包括三个部分:第一部分是通过强度调制器将连续光 斩波为初始脉冲信号;第二部分是通过光纤环相位 调制系统,在时域上对脉冲进行循环相位调制,从 而实现光场的频谱展宽,避免了为实现较宽频谱展 宽而采用多个相位调制器级联的弊端;第三部分是 利用光栅对提供一个反常色散,类似于色散延迟 线,在频域上对信号进行时间调制,最终实现脉冲 压缩.

如图 1 所示,装置第一部分采用了 1053 nm 波段的单模连续光纤激光器作为种子光,通过强度 调制器 (12 GHz 的任意波形发生器 (AWG) 施加 调制信号)将连续种子光信号斩波为一定时域宽度 和一定频谱宽度的初始超高斯脉冲信号 (受强度调 制器本身的电学特性影响,如果需要斩波的脉冲低 于 10 ps,需要利用两个强度调制器进行错位削 波);第二部分,脉冲经过光纤环相位调制系统,光 纤环内,AWG 施加调制信号精确控制光开关与相 位调制器,放大器的作用主要是补偿激光脉冲经过 光开关与相位调制器的功率损耗,从而能够保证信 号持续不断地获得相位调制;相位调制函数采用分 段二次函数,左右两侧的调制频率不一致并且要保



图 1 时间透镜装置图 (MZ, 马赫-曾德尔调制器; YDFA, 掺镱光纤放大器; AWG, 任意波形发生器; BPF, 带通滤波器; PM, 位相调制器; G1 和 G2, 光栅 1 和光栅 2)

Fig. 1. Schematic setup of the time lens concept (MZ, Mach-Zehnder modulator; YDFA, ytterbium-doped fiber amplifier; AWG, arbitrary waveform generator; BPF, band-pass filter; PM, phase modulator; G1 and G2, grating1 and grating2).

证相位调制函数的时间宽度大于初始斩波输出脉冲的宽度,这是因为由于光纤的正色散,脉冲在光纤环内循环数圈之后,初始脉冲的宽度会增加,如果相位调制函数的时间宽度小于脉冲宽度,那么脉冲将不能完全被相位调制函数调制;由于两侧的调制频率的差异,脉冲经过相位调制后,两侧的频谱展宽量不同,当频谱展宽一定量后,脉冲将从光纤环内输出;第三部分,光纤环输出脉冲经过平行光栅对系统实现压缩,本系统中构造的平行光栅对系统所产生的色散补偿量主要由平行光栅对整体相对于光信号的入射角和光栅对之间的距离决定.本文中,保持激光相对于光栅对的入射角不变,通过改变平行光栅对之间的距离来控制光栅对所提供

的压缩量. 光栅对类似反常色散延迟线, 其作用是 对通过的光脉冲施加反常的群速度时延 (GVD). 因此, 脉冲经过光栅对系统后, 脉冲被压缩. 在相 同的光栅对压缩参数下, 频谱展宽量越大, 脉冲压 缩的程度越大.

初始斩波输出的脉冲信号可以表示如下:

$$E_1 = E_{\text{in}}(0, t)$$
. (1)

脉冲在光纤环内每环绕一圈,光纤的色散、非 线性效应以及相位调制器都要产生作用.因此,脉 冲经过每一圈光纤环后,其谱宽与脉宽都要展宽. 循环一圈之后的脉冲信号将作为下一圈的输入信 号.这一循环的过程可以通过如下的方程组来 描述:

Phase modualtion:
$$E(t) = E_i \exp[i\phi(t)], i = 1 \text{ to } n,$$

Nonlinearity: $E'(z,t) = E(t) \exp\left[i\gamma P_0 |E(t)|^2 z\right],$ (2)
Dispersion: $E_{i+1} = \tilde{F}\left\{\exp\left(\frac{i\beta_2\omega^2}{2}z\right) \cdot F[E'(z,t)]\right\},$

其中, *n* 是光纤环的圈数, *F* 是傅里叶变化, *F* 是傅 里叶逆变换.

脉冲在光纤环内经过多次循环调制直到其频 谱展宽到预先设定好的展宽量,然后从光开关的另 一端口输出进入光栅对压缩系统,从光纤环输出的 激光脉冲可表示为

$$E_{\text{out}} = E_n \left(z, t \right). \tag{3}$$

本文采用如图 1 所示的光栅对构造装置, θ 是入射 角, θ 是衍射角. 光栅对提供的相位延迟由光栅对 的距离 *d* 和光栅对之间的夹角 θ 决定:

$$\Phi(\omega) = \frac{2\omega d}{c} \left[1 - \left(\frac{2\pi c}{\omega \times \Lambda} - \sin\vartheta \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (4)$$

其中Λ是光栅周期.

通常情况下, 二阶色散导致的相位延迟对脉冲的展宽或者压缩起主要作用^[22], 光栅对施加的二 阶色散相位变化表述如下:

$$\frac{\partial^2 \Phi(\omega)}{\partial \omega^2}\Big|_{\omega=w_0} = \Phi_2(\omega_0)$$
$$= -\frac{\lambda_0^3 d}{\pi c^2 \Lambda^2} \left[1 - \left(\frac{\lambda_0}{\Lambda} - \sin\vartheta\right)^2\right]^{-3/2}, \qquad (5)$$

其中 λ_0 是脉冲的中心波长.

因此,脉冲经过光栅对压缩之后的信号可表

述为

$$U_{\rm in}\left(z,t\right) = E_{\rm out}\left(z,t\right),\tag{6a}$$

$$U_{\text{out}}(z,t) = \tilde{F}\left\{\exp\left(\frac{\mathrm{i}\Phi_{2}(\omega-\omega_{0})^{2}}{2}\right) \cdot F\left[U_{in}\left(z,t\right)\right]\right\}.$$
 (6b)

具体数值模拟时,我们采用分步傅里叶算法 (split-step Fourier method),利用 MATLAB 编程 求解非线性薛定谔方程来模拟脉冲的演化,采用控 制变量的方法具体分析各参数对脉冲与频谱演化 的影响.

3 模拟结果与分析

影响时间透镜系统最终输出的冲击脉冲特性 的主要因素有初始斩波脉冲的特性、相位调制函数 的调制频率、调制深度、光栅对压缩量等.本节主 要阐述产生冲击脉冲的具体设计方案以及分析影 响冲击脉冲特性的关键因素.

首先利用强度调制器斩波出脉宽大约 1.06 ns、频谱宽度大约为 0.0045 nm 的超高斯脉冲 (如图 2 所示).

相位调制函数设计图如图 3 所示,设计相位调制函数两侧均为二次函数,保证施加给脉冲的频率

啁啾为线性啁啾. 调制深度设定为 30. 相位调制函数左右两侧的调制频率自适应输入脉冲的脉宽. 在图 2 所示的输入脉冲下, 脉冲左侧调制频率 f₁ 设定约为 1.17 GHz, 右侧调制频率 f₁ 设置约为 1.3 GHz. 脉冲被相位调制的次数越多, 光谱展宽越大, 但是由于右侧调制频率较左侧调制频率更大, 因此两侧的光谱展宽量有差异.





Fig. 2. Spectrum (a) and pulseshape (b) of the seed laser after the intensity modulator.



图 3 相位调制函数图

Fig. 3. Diagram of phase modulation function.

图 4 是经过相位调制器后的频谱信号与输出 脉冲波形. 图 4(a) 表示输出频谱信号. 随着环绕圈 数的增加,频谱宽度不断增加.相位调制函数右侧 对应的是短波信号,即蓝移分量,左侧对应的是长 波信号,即红移分量.在图3所示的相位调制函数 调制下 (右侧调制频率大于左侧调制频率), 短波对 应的频谱展宽量会大于长波对应的频谱展宽量.由 于能量守恒的原因, 所以图 4(a) 频谱图中左侧短 波信号对应的幅值小于右侧长波对应的幅值. 当环 绕圈数达到 55 圈时,光谱会发生细微振荡,这是 因为脉冲宽度也在不断增加,相位调制函数已经不 能够完全调制脉冲(脉冲边缘部分没有被调制),由 于光纤的非线性效应 (自相位调制) 和色散相互作 用导致光谱振荡. 图 4(b) 表示的是输出脉冲信号. 由于光纤的正常色散特性,脉冲经过光纤环内循环 多圈后,脉冲宽度会展宽.由于光纤的色散对称地





图 4 考虑色散与非线性效应时脉冲信号经过光纤环不同圈数相位调制之后的频谱 (a) 与脉冲 (b) 的演化

Fig. 4. Evolution of the spectrum (a) and shape (b) of the pulse after different round trips of phase modulation (before compression) when the dispersion and nonlinear effects of fibers are included. 施加于脉冲频谱两侧, 而宽频谱展宽量的脉冲部分 获得的色散量更大, 使得脉宽展宽更大, 因此经过 光纤色散后输出的脉冲信号的两侧脉宽都展宽, 但 是右侧相对展宽更大, 从而也导致右侧的强度幅值 小于左侧的强度幅值.

3.1 光栅对的间距对冲击脉冲特性的影响

光栅对实际上类似于反常色散延迟线,即对 脉冲信号施加反常色散.对于拥有正啁啾的脉冲 信号经过此光栅对时,脉冲宽度就会被压缩.如 图 4(a)所示,短波对应的频谱展宽量比长波更大, 因此脉冲在经过光栅对压缩时,短波更容易被压 缩,所以短波部分对应的强度幅值大于长波部分对 应的强度幅值,于是在时域上便被调制出冲击脉冲 形状.

对于拥有一定频谱展宽的脉冲再利用光栅对 进行压缩时,该压缩量必然有一个范围,超过这个 范围,脉冲就会发生分裂和振荡.脉冲压缩量逐渐 增大时,压缩脉冲与冲击脉冲的宽度都会被压缩且 冲击脉冲的峰值功率的对比度也会相应地发生改 变.在本系统中,控制光栅对角度不变,通过改变 光栅对的间距来调节了光栅对提供的压缩量.

如图 5 所示,随着光栅对距离的增大,光栅对 所提供的压缩量越大,则其压缩输出的脉冲宽度越 窄,同时冲击脉冲峰值功率的对比度越大.当光栅 对的距离为 3 m 时,冲击脉冲功率与压缩脉冲的 功率之比约为 2:1,且冲击脉冲的宽度约为 100 ps, 符合冲击点火对冲击脉冲宽度的要求.当光栅对的 距离为 3.5 m 时,由于光栅对提供的压缩量相对较 大造成了过度压缩,因此冲击脉冲峰值处逐渐发生 分裂,脉冲波形也产生了畸变(如图 5 插图所示). 因此,在采用光栅对进行脉冲压缩时,并不是压缩 量越大越好,需要根据冲击脉冲的特性而设计出相 应的压缩参数方案.

3.2 输入脉冲波形对冲击脉冲特性的影响

冲击脉冲的上升沿特性对冲击点火效能具有 很大的影响,其中脉冲沿的陡峭度是一个关键参 数.影响冲击脉冲陡峭度的最主要因素是输入脉冲 函数的阶数,阶数越大,输入脉冲越陡峭,波形越 接近方波,阶数越小,输入脉冲越平滑,波形越接 近高斯函数.

输入函数的方程可以表示为

$$E_{\rm in}(t) = \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{t}{T_0}\right)^{2m}\right]$$
$$= \exp\left[-\left(X\frac{t}{\tau}\right)^{2m}\right] \Rightarrow T_0$$
$$= \frac{\left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{1}{2m}}}{X}\tau, \qquad (7)$$

式中, 参量 T_0 为脉冲功率最大值一半处的全宽度; τ 采用纳秒单位 (10⁻⁹ s); m 为输入函数的阶数, 主 要决定了脉冲前后沿的陡度; X 和 m 共同决定输 入脉冲的宽度. m = 1, 就是高斯脉冲情形, 如果 m 值较大, 函数就对应为前后沿陡峭的方形脉冲. 而输入脉冲宽度越小, 相应的有效相位调制频率就 越大, 因此在同等的相位调制次数下, 脉冲获得的



图 5 不同光栅对距离对最终输出脉冲的影响 (光纤环环绕圈数设定为 55 圈, 光栅对角度设定为 30°)

Fig. 5. Final output pulse shape with different grating-pair distance settings (the number of fiber loops is set to 20 turns and the grating pair angle is set to 30 degrees).

频谱展宽量就越大,脉冲更容易被压缩.

模拟过程中,控制 *X* = 1.7,脉冲在光纤环中 环绕圈数不变 (55 圈),控制光栅对参数不变 (*θ* = 30°, *d* = 3 m),分析输入脉冲波形对最终产生的冲 击脉冲特性的影响.如图 6 所示,随着初始斩波脉 冲边缘陡峭度的增加 (波形函数阶数增加),脉冲光 谱的展宽宽度也逐渐增大,最终压缩输出的脉冲宽 度越窄,冲击脉冲与压缩脉冲峰值功率的对比度也 越高 (1.25—2.5).图 6 其实也说明了调制频率对冲 击脉冲性能的影响,因为脉冲越陡峭得到的有效调 制频率越高,频谱展宽量越大,在同等压缩量下, 脉冲更容易被压缩.



图 6 输入脉冲陡峭度对经过时间透镜系统之后的频谱 展宽 (a) 和脉冲波形 (b) 的影响

Fig. 6. Influences of the input pulse shape (different orders of Gaussian function) on the spectrum (a) and pulse shape (b) of the output pulse after being operated by the time lens system.

3.3 频谱展宽量对冲击脉冲性能的影响

上述分析表明, 当脉冲获得不同的频谱展宽量

时,必须要计算出光栅对提供的合适压缩量才能 产生特定性能指标的冲击脉冲. 影响频谱展宽量的 因素主要有单次相位调制的展宽量与相位调制的 次数.影响单次相位调制展宽量的主要因素是相位 调制深度与调制频率.本文研究通过控制光栅对参 数不变 ($\vartheta = 30^\circ$, d = 3 m), 将不同频谱展宽量的 脉冲经过相同的光栅对压缩参数进行脉冲压缩,从 而将输出的脉冲进行对比,本节控制初始斩波脉冲 函数不变、相位调制频率不变,通过改变相位调制 深度和调制次数来改变光谱的展宽量.图7中输入 函数 X = 1.7, m = 5, 左侧调制频率 f 设定约为 1.17 GHz、右侧调制频率 f,设置约为 1.31 GHz、 控制光栅对参数不变 ($\vartheta = 30^\circ$, d = 3 m), 图 7(a) 表示相位调制次数设定 55 圈时,相位调制深度越 大,则脉冲经过相位调制之后的频谱展宽越大,当 调制深度取为 40, 此时调制函数已经无法完全调 制脉冲信号函数,因此频谱产生振荡.图7(b)表示 的是脉冲频谱展宽量越大,脉冲越容易被压缩,但 是一旦压缩过量,脉冲就会产生畸变.图7(c)表示 相位调制深度取 30 时,相位调制次数越多,则脉 冲经过相位调制之后的频谱展宽越大. 图 7(d) 表 示经过特定压缩量下输出的冲击脉冲信号,相位调 制次数越多时(光谱展宽越大)脉冲压缩后的脉宽 越窄、对比度越高.

3.4 产生特定冲击脉冲波形的参数设计方案

在具体使用冲击点火方案时,可能会根据现 场实验条件而选择不同指标的冲击脉冲.基于以上 分析,影响冲击脉冲性能指标的因素有初始斩波 函数、相位调制函数、光栅对压缩等参数,因此通 过优化组合设计上述参数达到保证冲击脉冲宽度 一定时独立控制冲击脉冲峰值功率对比度、或者保 证冲击脉冲峰值功率对比度一定时独立控制冲击 脉冲宽度将对灵活控制最终的实验效果具有参考 意义.

如果光栅对的压缩量不变,那么经过相位调制 之后的频谱展宽中,仅有在短波(蓝移分量)的频 谱展宽量也保持不变的情况下,冲击脉冲的宽度与 冲击脉冲对应的强度幅值才会保持不变,此时仅需 要调节长波(红移分量)的频谱展宽量,即可单独 控制冲击脉冲峰值功率的对比度.如果冲击脉冲的 脉宽发生变化,则其对应的强度幅值也会发生变 化.在这种情况下,必须综合调节短波长部分的频



图 7 压缩量一定时,频谱展宽量不一样时被压缩输出后的脉冲 (a), (b) 表示调制深度不同的情况下,频谱展宽与被压缩输出 后的脉冲; (c), (d) 表示相位调制次数不同,频谱展宽与被压缩输出后的脉冲

Fig. 7. Output pulse after different amount of spectrum broadening when the amount of compression is constant: (a), (b) Broadening spectrum and the output pulse after different modulation depth; (c), (d) the broadening spectrum and output pulse after different round trips.



图 8 不同参数设计下最终压缩输出的脉冲 (a) 控制冲击脉冲宽度不变,改变冲击脉冲峰值功率对比度; (b) 控制冲击脉冲峰 值功率之比不变,改变冲击脉冲宽度

Fig. 8. Final output pulse under different combined-parameter design: (a) Tuning the ratio of the peak power of the shock pulse and the compress pulse while keeping the shock pulse width unchanged; (b) modifying the shock pulse width while keeping the ratio of the peak power of the shock pulse to the compress pulse unchanged.

谱展宽量、光栅对的压缩量才能保持冲击脉冲峰值 功率对比度不变.因此通过斩波函数、相位调制函 数、光栅对压缩量的综合参数设计才能保证冲击脉 冲峰值功率对比度一定时独立控制冲击脉冲宽度. 图 8(a) 中, 斩波函数中 X = 1.7, 高斯阶数 m = 5, 相位调制函数中调制深度为 30, 右侧调制频率 f_r 设置约为 1.31 GHz, 光纤环的环绕圈数为 55, 控 制光栅对参数不变 ($\vartheta = 30^\circ$, d = 3 m), 通过调节 左侧调制频率, 本时间透镜系统最终可以实现对 控制冲击脉冲的脉宽不变而单独调节冲击脉冲峰 值功率的对比度. 图 8(b) 中, 斩波函数中高斯阶 数 m = 5, 相位调制函数中调制深度为 30, 光纤环 的环绕圈数为 55, 光栅对的角度保持不变 ($\vartheta = 30^\circ$). 通过调节输入斩波函数的 X 变量、左侧调制频率、右侧调制频率、光栅对的间距, 最终可以实现保持冲击脉冲的峰值功率的对比度不变而单独调控冲击脉冲宽度.

4 结 论

本文主要研究了利用光纤环相位调制与光栅 对压缩的时间透镜系统来实现高精度可控的冲击 脉冲,给出了具体的设计参数并详细分析了关键参 数对冲击脉冲性能的影响. 研究发现, 当相位调制 函数采用分段函数并保证两侧调制频率不同,通过 组合优化初始斩波脉冲函数、相位调制次数、相 位调制频率、光栅对压缩量等参数,可以得到各种 性能指标灵活可调的冲击脉冲.影响冲击脉冲的冲 击比的关键因素是光栅对提供的压缩量,可以通过 压缩量来控制冲击脉冲的冲击比,但如果压缩过 量,那么最终的脉冲将会畸形或偏离冲击波形; 影响冲击脉冲陡峭度的是初始斩波脉冲高斯函数 的阶数,该阶数越高,经过相位调制之后的冲击脉 冲则越陡峭,上升沿宽度则越窄;影响压缩后的最 终输出脉冲宽度的主要因素是信号的频谱展宽量, 当频谱展宽量越大时,脉冲越容易被压缩.本文提 出的新型冲击脉冲产生方案,能够对冲击脉冲的脉 宽、脉冲的陡峭度、对比度、脉冲波形等关键参数 进行高精度主动调控,为实验上实现高质量的冲击 脉冲提供了一种新思路.

参考文献

- [1] Ongena J, Koch R, Wolf R, Zohm H 2016 Nat. Phys. 12 398
- [2] Lowdermilk W H 1997 *Proc. SPIE* **3047** 16
- [3] Lindl J D 1995 *Phys. Plasmas* **2** 3933
- [4] Lindl J D, Amendt P, Berger R L, Glendinning S G, Glenzer S H, Haan S W, Kauffman R L, Landen O L, Suter L J 2004 *Phys. Plasmas* 11 339

- [5] Hurricane O A, Callahan D A, Casey D T, Celliers P M, Cerjan C, Dewald E L, Dittrich T R, Doppner T, Hinkel D E, Hopkins L F B, Kline J L, Le Pape S, Ma T, MacPhee A G, Milovich J L, Pak A, Park H S, Patel P K, Remington B A, Salmonson J D, Springer P T, Tommasini R 2014 Nature 506 343
- [6] Wang W M, Gibbon P, Sheng Z M, Li Y T 2015 Phys. Rev. Lett. 114 015001
- [7] Tabak M, Hammer J, Glinsky M E, Kruer W L, Wilks S C, Woodworth J, Campbell E M, Perry M D 1994 *Phys. Plasmas* 1 1626
- [8] Betti R, Zhou C D, Anderson K S, Perkins L J, Theobald W, Solodov A A 2007 Phys. Rev. Lett. 98 155001
- [9] Cristoforetti G, Antonelli L, Atzeni S, Baffigi F, Barbato F, Batani D, Boutoux G, Colaitis A, Dostal J, Dudzak R, Juha L, Koester P, Marocchino A, Mancelli D, Nicolai P, Renner O, Santos J J, Schiavi A, Skoric M M, Smid M, Straka P, Gizzi L A 2018 *Phys. Plasmas* 25 012702
- [10] Yuan Q, Hu D X, Zhang X, Zhao J P, Hu S D, Huang W H, Wei X F 2011 Acta Phys. Sin. 60 015202 (in Chinese) [袁强, 胡东霞, 张鑫, 赵军普, 胡思得, 黄文会, 魏晓峰 2011 物理学报 60 015202]
- [11] Moses E I, Boyd R N, Remington B A, Keane C J, Al-Ayat R 2009 Phys. Plasmas 16 041006
- [12] Theobald W, Nora R, Seka W, Lafon M, Anderson K S, Hohenberger M, Marshall F J, Michel D T, Solodov A A, Stoeckl C, Edgell D H, Yaakobi B, Casner A, Reverdin C, Ribeyre X, Shvydky A, Vallet A, Peebles J, Beg F N, Wei M S, Betti R 2015 *Phys. Plasmas* **22** 056310
- [13] Nora R, Theobald W, Betti R, Marshall F J, Michel D T, Seka W, Yaakobi B, Lafon M, Stoeckl C, Delettrez J, Solodov A A, Casner A, Reverdin C, Ribeyre X, Vallet A, Peebles J, Beg F N, Wei M S 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 045001
- [14] Casner A, Caillaud T, Darbon S, Duval A, Thfouin I, Jadaud J P, LeBreton J P, Reverdin C, Rosse B, Rosch R, Blanchot N, Villette B, Wrobel R, Miquel J L 2015 *High Energy Density Phys.* 17 2
- [15] Batani D, Koenig M, Baton S, Perez F, Gizzi L A, Koester P, Labate L, Honrubia J, Antonelli L, Morace A, Volpe L, Santos J, Schurtz G, Hulin S, Ribeyre X, Fourment C, Nicolai P, Vauzour B, Gremillet L, Nazarov W, Pasley J, Richetta M, Lancaster K, Spindloe Ch, Tolley M, Neely D, Kozlová M, Nejdl J, Rus B, Wolowski J, Badziak J, Dorchies F 2011 Plasma Phys. Controll. Fusion 53 124041
- [16] Yuan Q, Hu D X, Zhang X, Zhao J P, Hu S D, Huang W H, Wei X F 2011 Acta Phys. Sin. 60 045207 (in Chinese) [袁强, 胡东霞, 张鑫, 赵军普, 胡思得, 黄文会, 魏晓峰 2011 物理学报 60 045207]
- [17] Batani D, Baton S, Casner A, Depierreux S, Hohenberger M, Klimo O, Koenig M, Labaune C, Ribeyre X, Rousseaux C, Schurtz G, Theobald W, Tikhonchuk V T 2014 Nucl. Fusion 54 054009
- [18] Perkins L J, Betti R, LaFortune K N, Williams W H 2009 Phys. Rev. Lett. 103 045004
- [19] Yuan Q, Wei X F, Zhang X M, Zhang X, Zhao J P, Huang W H, Hu D X 2012 Acta Phys. Sin. 61 114206 (in Chinese)
 [袁强,魏晓峰,张小民,张鑫,赵军普,黄文会,胡东霞 2012 物 理学报 61 114206]
- [20]~ Howe J V, Lee J H, Xu C 2007 $Opt.~Lett.~\mathbf{32}$ 1408
- [21] Foster M A, Salem R, Geraghty D F, Turner-Foster A C, Lipson M, Gaeta A L 2008 Nature 456 81
- [22] Backus S, Durfee C G, Murnane M M, Kapteyn H C 1998 Rev. Sci. Instrum. 69 1207

Generation and characteristics of shock optical pulses based on a fiber-loop time-lens system^{*}

Xiao Hong-Jing $^{(1)2)}$ Huang Chao $^{(1)2)}$ Tang Yu-Long $^{(1)2)\dagger}$ Xu Jian-Qiu $^{(1)2)}$

 (Key Laboratory for Laser Plasmas (Ministry of Education) and School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

2) (IFSA Collaborative Innovation Center, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)
 (Received 25 February 2019; revised manuscript received 22 April 2019)

Abstract

The shock ignition scheme has the advantages of low ignition energy threshold, high gain, and good hydrodynamic stability, which has become one of the key schemes for the potentially successful ignition of inertial confinement fusion. The crucial element of shock ignition is how to achieve a highly efficient shock laser pulse. We propose a new scheme based on a time-lens system combining the fiber-loop phase modulation and the grating-pair compression to generate a highly controllable shock pulse. Based on the asymmetric phase modulation in time-domain followed by linear dispersion compensation in frequency domain, the shock pulse can be actively controlled with high precision in both pulse duration and pulse contrast (peak power ratio of the compression part to the shock part of the pulse). We construct a theoretical model based on the nonlinear Schrödinger equation to simulate the evolution of the spectrum and temporal shape of the shock laser pulse. The influences of various key parameters of the proposed system on the characteristics of the generated shock pulse are analyzed in depth.

The time lens system consists of three parts, i.e. the seed pulse carving part, the phase modulation loop, and the chirp-compensating grating pair. The operation principle of this system for generating shock pulse is as follows. First, a single-mode continuous wave 1053 nm distributed feedback seed laser is chopped into pulses with a Mach-Zehnder intensity modulator. Then the pulses enter into a fiber-loop for phase modulation. Owing to different modulation frequencies exerted on the left and right side of the pulse, the amount of spectral broadening of these two sides of the spectrum are also different after phase modulation. The spectrally broadened pulses are linearly chirped when the phase-modulation function has a parabolic shape. Finally, the pulse transits through a grating pair system for chirp compensating. Just like an anomalous dispersion delay line, the grating pair applies an anomalous group velocity dispersion to the passing optical pulse. When the chirp is compensated for appropriately, the pulse will be compressed. What the target pulse can be finally shaped into is dependent on the combined optimization of all the above processes.

The simulation results show that by systematically designing the parameters such as chopping function, phase modulation function, modulation depth, modulation frequency, and chirp compensating, the target shock pulse can be actively controlled with high-precision in the pulse width, pulse rising edge, and peak-power contrast. In addition, we can also tune only one parameter (such as the pulse width) of the pulse, with the other parameters kept unchanged. This new design idea and the proposed system can actively and independently adjust the two key parameters (the peak power contrast and the pulse width) of the generated shock pulse, which is not only helpful in deepening our understanding of the principle of laser-pulse shaping, but also significant for the subsequent practical implement of shock ignition of inertial confinement fusion.

Keywords: shock ignition, shock pulse, time-lens, electro-optic modulation

PACS: 42.30.Lr, 91.60.Hg, 42.55.Wd, 28.70.+y

DOI: 10.7498/aps.68.20190246

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61675129, 61275136, 61138006, 11121504).

[†] Corresponding author. E-mail: yulong@sjtu.edu.cn