

激光脉冲参数对冲击点火的影响*

袁强¹⁾²⁾ 胡东霞²⁾ 张鑫²⁾ 赵军普²⁾ 胡思得¹⁾ 黄文会¹⁾ 魏晓峰^{2)†}

1) (清华大学工程物理系, 北京 100084)

2) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2010年5月19日收到; 2010年6月17日收到修改稿)

针对激光脉冲参数对冲击点火的影响进行理论分析和数值模拟. 首先从冲击波的产生和碰撞过程出发, 理论分析冲击脉冲峰值功率、脉宽和上升沿时间对点火的影响; 然后通过数值模拟, 以点火时间窗口作为评价标准, 验证理论分析结果. 研究表明: 冲击脉冲峰值功率是点火成败的关键因素之一, 脉冲宽度则需达到百皮秒以提供足够的点火能量, 上升沿时间在小于 600 ps 的情况下不会对点火造成明显影响.

关键词: 冲击点火, 激光冲击脉冲, 点火时间窗口

PACS: 52.57.-z, 28.52.-s

1. 引言

冲击点火是 Betti 等人在 2007 年提出的一种新型惯性约束聚变 (ICF) 点火方案^[1]. 该点火方案将压缩与点火分开, 主要可分为两个物理过程. 首先, 聚变燃料在内爆速度较低 ($200\text{--}300\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$) 的条件下, 由长激光脉冲压缩靶丸; 然后, 在压缩的最后阶段, 将一个强脉冲耦合到压缩脉冲的后沿, 形成强的冲击波, 与靶中心区返回的冲击波在内壳层附近对碰, 碰撞将极大的提高内壳层附近的燃料密度, 碰撞产生的强冲击波继续向中心区传播, 提高中心区的温度和压强, 达到点火条件, 实现点火.

冲击点火不仅具有快点火^[2-5] 高增益、低能量阈值和好的流体力学稳定性等优点, 还具有中心点火^[6, 7] 结构简单、无需拍瓦激光装置的特点. 该方案一经提出便引起了广泛的关注, 是当前激光聚变领域研究的热点和前沿^[8-16]. 然而冲击点火概念新颖和物理过程复杂, 还有很多问题未进行深入的分析和研究. 本文研究激光脉冲参数对点火的影响还未见有综合分析的报道; 已有研究的一些定性分析观点也存在问题, 如 Perkins 等人^[9] 认为: 冲击脉冲上升沿时间需小于 100 ps 才能满足冲击点火的要求, 但本文研究发现上升沿时间在小于 600 ps 的情况

下并不会对点火造成明显的影响. 本文主要针对激光脉冲参数对冲击点火的影响进行理论分析和数值模拟. 首先从冲击波的产生和碰撞过程出发, 理论分析冲击脉冲峰值功率、脉宽和上升沿时间对点火的影响; 然后通过数值模拟, 以点火时间窗口作为评价标准, 验证理论分析结果.

2. 理论分析

冲击波对碰是实现冲击点火的关键所在, 它主要在两方面对聚变过程产生了影响: 第一, 在燃料停滞之前通过碰撞增加了壳层的密度; 第二, 通过碰撞增压及碰撞产生冲击波的传播, 增加热斑压强, 降低了点火能量. 其影响的大小由点火冲击波的加载时间和驱动能量决定, 而点火冲击波又和激光冲击脉冲直接相关. 下面将以冲击波的产生出发, 理论分析冲击脉冲峰值功率、脉宽和上升沿时间对点火的影响.

激光辐照靶物质时, 在靶面上形成等离子体, 电子密度低于临界密度的区域称为电晕区. 在这一区域中, 通过逆韧致吸收等过程, 入射激光的能量被等离子体吸收, 电子温度高达几百电子伏特. 这些电子做热运动时, 一部分迎着激光入射方向朝真空飞散, 一部分沿着激光入射方向穿过临界密度面

* 国家高技术研究发展计划 (批准号: 2009AA8044024) 和国家自然科学基金 (批准号: 10904132) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: xfwei@caep.ac.cn

与固体靶物质相互作用,使靶物质熔化、电离,形成烧蚀区.靶物质一旦被烧蚀,又向真空高速飞散,由于动量守恒,在烧蚀面上产生一系列指向靶内的压缩波.在入射激光持续时间内,这些指向靶内的压缩波不断追逐、叠加和增强,形成冲击波.不难理解,冲击波压强与辐射烧蚀的压强是直接相关的,而烧蚀压又与激光吸收功率密度、波长以及靶材料相关.

假定激光加热的主要机理是逆韧致吸收,激光能量沉积在临界面;对于高 Z 介质,电子烧蚀深度为 μm 量级,可作定态假定.于是电子烧蚀区的流体力学方程组可以写为

$$\frac{\partial}{\partial x}\rho u = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2 + P) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{3}{2}\Gamma\rho Tu + \frac{1}{2}\rho u^3 + Pu - KT^{\delta/2}\frac{\partial T}{\partial x}\right) = 0. \quad (3)$$

其中, ρ, u, P, T, K 分别是密度、速度、压强、温度和热传导系数. $\Gamma = (Z' + 1)R/\mu$, 其中 R, μ 和 Z' 分别表示气体普适常数、克原子量和物质的平均离化度.利用临界面条件,对(1)和(2)式积分可得

$$\rho u = \rho_c u_c, \quad (4)$$

$$\rho u^2 + P = \rho_c u_c^2 + P_c, \quad (5)$$

下标 c 表示的是临界面上的值.临界密度为

$$\rho_c = \frac{10^9}{Z'n_i} \left(\frac{1}{\lambda_L}\right)^2, \quad (6)$$

其中, n_i 和 λ_L 分别表示单位质量的离子数密度(以 10^{12}g^{-1} 为单位)和激光波长(以 μm 为单位).假设在离化介质中,理想气体方程状态方程仍然适用,于是压强可以用等温声速 C 来表示

$$P = \Gamma\rho T = \rho C^2. \quad (7)$$

根据(5)式可以看出,要知道烧蚀压,必须得到临界面的速度和温度,以及烧蚀面的速度和密度.下面来确定临界面的速度和温度,由(1),(2)和(7)式可以得到如下方程:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{\Gamma}{u\left(1 - \frac{\Gamma T}{u^2}\right)} \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (8)$$

$$M = \frac{1}{2} \left[\frac{u_c + \Gamma T_c}{u_c \sqrt{\Gamma T}} \pm \sqrt{\left(\frac{u_c + \Gamma T_c}{u_c \sqrt{\Gamma T}}\right)^2 - 4} \right], \quad (9)$$

这里的 $M = u/\sqrt{\Gamma T}$ 是等温马赫数.方程(8)表明,当马赫数 $M = 1$ 时,流变成奇异的,声点不能跨越定态烧蚀区.电晕区的物质流速度都是超声速的,定

态烧蚀区的物质流是亚声速的.显然只有 $u_c = \sqrt{\Gamma T_c}$ 才能使等温稀疏波在临界面与定态烧蚀流光滑连接.根据(9)式又可得,随着温度的降低,马赫数也减小,接近固体边界时,流速趋于零,温度也趋于零,所以烧蚀面的物质流速可近似认为为零.临界面的速度可以通过临界面的温度来确定,而温度仍然需要通过能量守恒来确定.为了确定 T_c ,需要考察热流在临界密度附近的行为.忽略有质动力,密度和速度通过临界面时是连续的,另外由于热传导很大,所以温度通过临界面也是连续的.只有温度梯度是间断的,因为在临界面上有激光能量的沉积,并在此反射,临界面处有如下流守恒条件^[17]:

$$KT_c^{\delta/2} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x_c^-} - \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x_c^+} \right) = I_a = 4\rho_c C^3, \quad (10)$$

其中 I_a 是吸收的激光功率密度.根据(6)和(10)式便可确定临界面的温度

$$T_c = \left(\frac{I_a}{4\rho_c}\right)^{2/3} \frac{1}{\Gamma} = \left(\frac{I_a \lambda^2 n_i Z'}{4 \times 10^9}\right)^{2/3} \frac{1}{\Gamma}. \quad (11)$$

临界面温度定标已知,由方程(5)便可确定烧蚀压的定标关系

$$P_A = 2\rho_c C^2 = 2\rho_c \left(\frac{I_a \lambda^2 n_i Z'}{4 \times 10^9}\right)^{2/3} = 2 \times 10^3 (n_i Z')^{-1/3} \left(\frac{I_a}{4\lambda}\right)^{2/3}. \quad (12)$$

冲击波的波后压强等于烧蚀压,由上定标关系可以看出,在驱动激光波长一定的情况下,要产生强的冲击波与返回冲击波对碰,以提高燃料密度和中心区的温度,点火脉冲峰值功率是关键因素.冲击脉冲峰值功率越高,产生的冲击波压强越高,碰撞将更加有效,更有利于点火的实现.另外激光直接驱动的冲击波会历经增强、大体保持稳定和衰减三个阶段,冲击波的传播速度相应地呈现加速、基本稳定和减速三种状态.为了使冲击波保持一定的时间,冲击脉冲必需具有一定的宽度,否则点火冲击波将很快衰减,以致耦合到中心区的能量不足以点燃靶丸,所以冲击脉冲宽度也是冲击点火成功的关键之一.上升沿时间的变化,将影响冲击波的形成,冲击波的将经历不断追逐、叠加和增强的过程,如果上升沿时间不是太长,只要合理控制冲击脉冲的加载时间,在碰撞前使点火冲击波压强达到峰值功率对应的烧蚀压,则不会影响点火的实现;但上升沿时间过长,过渡时间也将很长,如果在返回冲击波到达内壳层时,点火冲击波还不能有效的形成并传播到内壳层,碰撞效应将减弱,则会对点火造

成较大的影响,有可能无法点燃靶丸.

3. 模拟结果与分析

冲击脉冲参数对点火的影响较上述理论推倒要复杂得多,必须通过辐射流体力学模拟对该物理过程进行更加深入的研究. 模拟利用辐射流体力学程序 Multi 进行, Multi 是一个基于 Linux 操作系统的辐射流体力学程序,由 Ramis 等人开发完成,可以进行 1 维和 2 维的流体力学模拟^[18, 19].

图 1 为数值模拟所用冲击点火靶丸结构和激光脉冲波形. 图 1(a) 所示,冲击点火的靶丸由氘氚气体、氘氚冰和湿润泡沫烧蚀层构成;图 1(b) 所示,为

模拟所用冲击点火激光脉冲($\lambda_L = 351 \text{ nm}$),由栅栏脉冲、预脉冲、压缩脉冲和冲击脉冲构成. 其中栅栏脉冲的引入是为了对靶丸进行等熵参数整形,以提高直接驱动下的流体力学稳定性^[20, 21]. 预脉冲和压缩脉冲是典型的直接驱动激光脉冲^[22-24],本文研究取固定值,使冷区燃料在压缩脉冲结束时达到密度 $100 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 以上. 本文研究冲击脉冲特征参量(包括加载时间、峰值功率、脉冲宽度和上升沿时间)对点火的影响,根据文献[1]所述,点火窗口的大小可以用来表示点火的鲁棒性,其定义为能成功点燃燃料的时间窗口,宽的时间窗口表示点火更容易实现,所以可将点火时间窗口作为点火情况的评价标准,变化其他参数研究冲击脉冲对点火的影响.

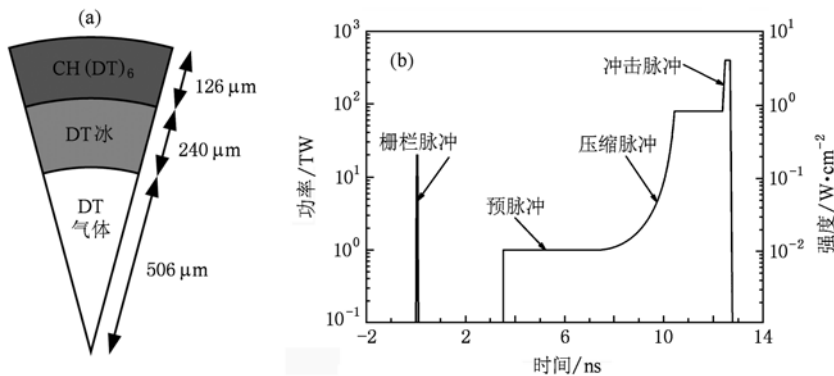


图 1 冲击点火靶丸结构和激光脉冲波形 (a) 冲击点火靶丸结构示意图; (b) 冲击点火激光脉冲波形

3.1. 冲击脉冲峰值功率对点火的影响

冲击脉冲峰值功率会直接影响点火冲击波的压强,进而影响冲击波碰撞的过程,改变点火状态,因此很有必要取不同的冲击脉冲峰值功率,来考察其对点火的影响. 固定冲击脉冲的上升沿时间 100 ps, 脉冲平台宽度 200 ps, 下降沿时间 100 ps, 变化冲击脉冲的峰值功率从 200 到 700 TW, 并在不同峰值功率条件下变化冲击脉冲的加载时间, 研究靶增益关于峰值功率和冲击加载时间的变化, 得到靶增益等高图, 如图 2(a) 所示. 从图 2(a) 可以看出, 峰值功率为 200 TW 时, 点火窗口已趋于零, 说明在该条件下已不能实现点火. 随着峰值功率从 200 TW 增加到 500 TW, 点火窗口逐渐变宽, 靶增益增加; 但继续增加峰值功率, 点火窗口基本保持不变, 最大靶增益下降, 靶增益大于 60 覆盖的范围为 400—600 TW. 为了实现点火, 冲击脉冲峰值功率是必要条件, 但随着功率的增大, 冲击波碰撞已能成功点

燃靶丸, 继续增加功率只是确保点火成功, 由于更多能量的投入, 使在固定压缩条件下的靶增益开始下降, 所以冲击脉冲峰值功率并不是越大越好. 图 2(b) 给出了冲击脉冲峰值功率为 300 和 600 TW 情况下的点火窗口, 300 TW 对应的点火窗口为 150 ps, 600 TW 对应的点火窗口达到 300 ps, 增加峰值功率能有效地提高冲击点火的鲁棒性. 靶增益随着冲击加载时刻的提前和延迟下降, 300 TW 时, 下降情况趋于对称, 600 TW 时, 下降并不对称, 过晚加载会使靶增益急剧下降, 该点对应返回冲击波到达内壳层的时刻, 假设该时刻为 t_s , 那么冲击加载时间应为 $t_0 = t_s - R/u$, 其中 R 为烧蚀波前到内壳层的距离, u 为点火冲击波的传播速度, 因为冲击波压强 $p \propto u^2$, 而 $p \propto I^{2/3}$, 所以可以得到急剧下降时间点的表达式为 $t_0 = t_s - AI^{-1/3}$, 其中 t_s 和 A 为常数. 对图 2(a) 中数据进行拟合, 可以得到 $t_0 = 13.05 - 4.67I^{-1/3}$, 相应的曲线如图 2(a) 中的点线所示, 可以看出不管峰值功率多大, 能接受的最晚加载时间

为 13.05 ns. 如前所述, 冲击脉冲峰值功率是实现点火的关键, 但其超过一定数值后, 对于特定的靶丸, 只是更加确保点火, 所以当峰值功率达到了点火条件, 重点应转为冲击脉冲加载时间的控制, 其直接关系到点火的成败, 是冲击点火的另一关键所在.

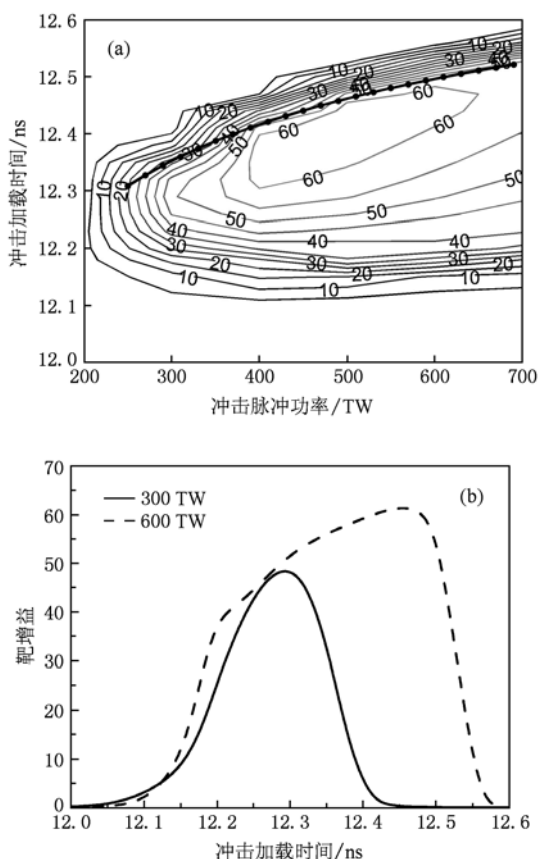


图2 冲击脉冲峰值功率对点火的影响 (a)关于冲击脉冲峰值功率和加载时间的靶增益等高图, (b)不同峰值功率冲击脉冲对应的点火时间窗口

3.2. 冲击脉冲宽度对点火的影响

为了研究方便固定冲击脉冲峰值功率 400 TW, 上升沿时间 100 ps, 下降沿 100 ps, 改变冲击脉冲的平台宽度从 50 ps 到 500 ps, 以表征脉冲宽度的变化 (实际的脉冲宽度应考虑上升和下降沿时间) 研究冲击脉冲平台宽度对点火的影响. 图 3(a) 所示, 是关于冲击脉冲平台宽度和冲击加载时间的靶增益等高图, 可以看出随着冲击脉冲平台宽度的增加, 点火窗口先快速增加, 后趋于定值; 最大靶增益先快速增加后缓慢下降, 靶增益大于 60 所覆盖的范围为 100—300 ps. 平台宽度由 0 增大的过程中, 冲击脉冲耦合到中心区的能量增加, 当宽度大到一定程度 (100 ps) 能点燃热斑时, 冲击脉冲平台宽度的增

加便不能再提高靶增益, 只是加大点火窗口. 随着宽度的继续增加, 靶增益下降, 这是由于在特定靶丸压缩条件下, 过多能量的加载并不能极大地提高靶丸的压缩情况, 对应的聚变能产出只是在一定程度上的提高, 所以多余能量的注入必然造成靶增益下降. 如图 3(b) 所示为 50, 200 和 500 ps 冲击脉冲平台宽度下的点火窗口, 可以看出增加冲击脉冲宽度, 能提高点火的鲁棒性. 200 和 500 ps 的点火窗口相当, 但 200 ps 脉冲平台宽度的最大靶增益大于 500 ps. 综上所述, 说明在特定的靶丸和压缩条件下, 冲击脉冲宽度应取优化值, 以确保点火成功则可, 宽度并不是越宽越好, 宽度越大意味着更多的点火能量, 必然降低靶增益.

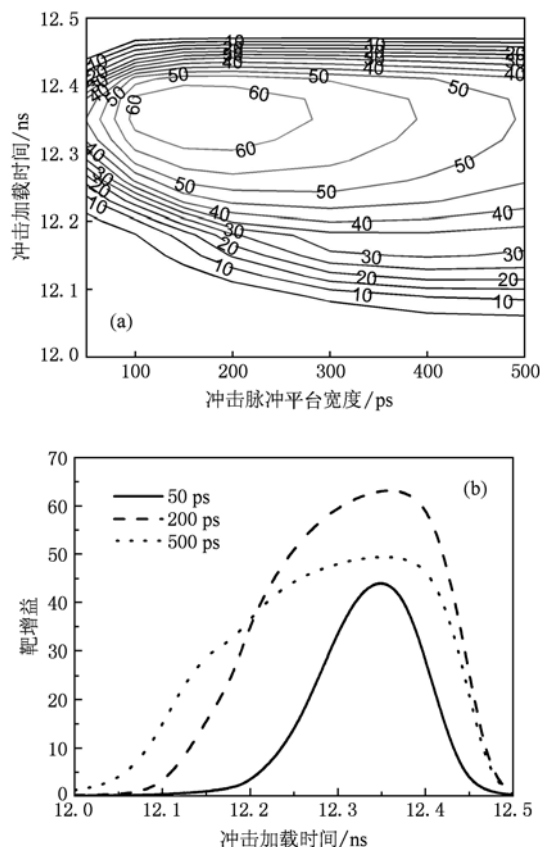


图3 冲击脉冲宽度对点火的影响 (a)关于冲击脉冲平台宽度和加载时间的靶增益等高图; (b)不同平台宽度冲击脉冲对应的点火时间窗口

3.3. 冲击脉冲上升沿时间对点火的影响

由于实际的激光脉冲必然存在一定的上升沿时间, 激光直接驱动的冲击波将经历逐渐增强过程, 在入射激光持续时间内, 指向靶内的冲击波不断追逐、叠加和增强, 最终形成强冲击波, 上升沿时

间将影响点火冲击波的形成过程,进而对点火造成影响. 固定冲击脉冲峰值功率 400 TW, 平台宽度 200 ps, 下降沿时间 100 ps, 改变冲击脉冲上升沿时间从 0 到 600 ps, 研究其对点火的影响. 图 4(a) 所示, 关于冲击脉冲上升沿时间和加载时间的靶增益等高图, 可以看出随着冲击脉冲上升沿时间的增加, 点火窗口基本保持不变, 最大靶增益缓慢下降,

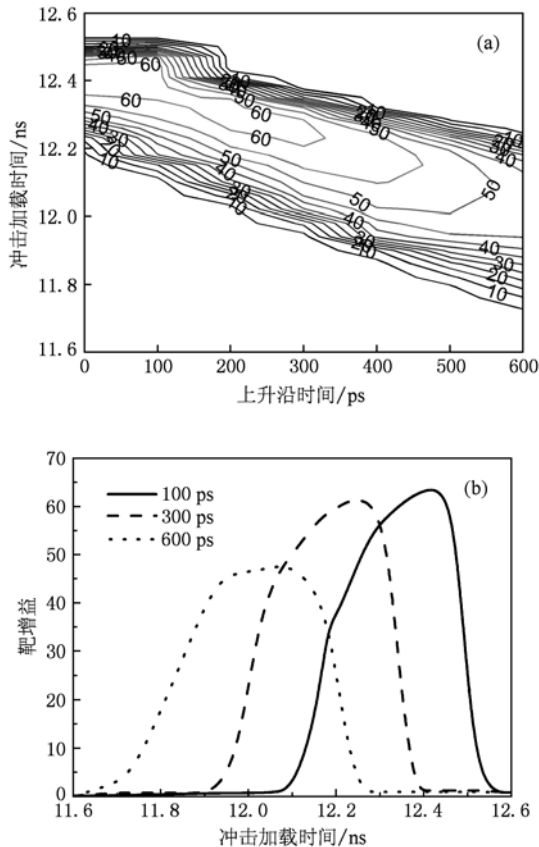


图 4 冲击脉冲上升沿时间对点火的影响 (a) 关于冲击脉冲上升沿时间和加载时间的靶增益等高图; (b) 不同上升沿时间冲击脉冲对应的点火时间窗口

靶增益大于 60 所覆盖的上升沿时间范围为 0—300 ps. 图 4(b) 所示, 上升沿时间为 100, 300 和 600 ps 时, 靶增益关于冲击加载时间的变化图, 所对应的点火时间窗口基本都为 300 ps, 说明冲击脉冲上升沿时间对点火时间窗口影响较小. 随着上升沿时间的增大, 冲击加载时间应相应提前, 上升沿时间为 100 ps 时, 对应的最佳加载时刻为 12.41 ns, 而上升沿时间为 600 ps 时, 最佳加载时刻变为 12.06 ns, 假设返回冲击波到达内壳层的时刻为 t_s , 那么冲击加载时间应为 $t_0 = t_s - R/u$, 其中 R 为烧蚀波前到内壳层的距离, u 为点火冲击波的传播速度, 较大上升沿时间对应冲击波增强的过渡时间也较长, 该过程

中冲击波速度逐渐增加, 对应加载时间则应提前. 而当冲击脉冲上升沿时间过长时, 由于形成强冲击波所需过渡时间过长, 已无法在碰撞前形成强冲击波与返回冲击波在内壳层附近相碰, 此时点火方式趋于中心点火, 已失去了冲击点火的特点. 图 5(a) 所示, 为上升沿时间 2 ns 时对应的燃料压强分布图,

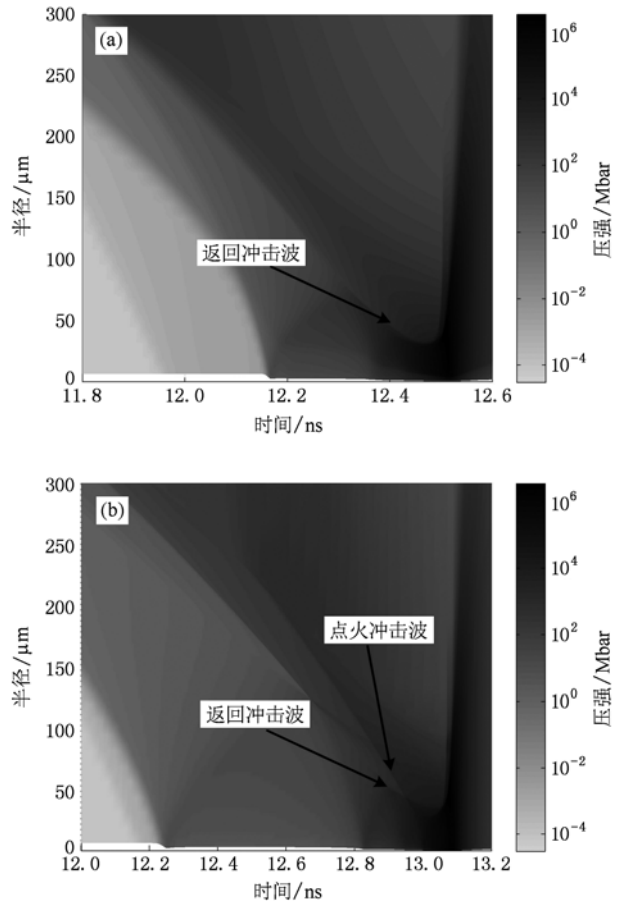


图 5 不同上升沿时间的冲击脉冲在最佳加载条件下的燃料压强分布图 (a) 2 ns; (b) 100 ps ($1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$)

可以看到, 返回冲击波于 12.4 ns 到达内壳层, 该时刻对应的靶丸中心区半径为 40 μm , 但该时刻并没有相应的点火冲击波与返回冲击波相碰, 之后靶丸开始减速并最终解体, 由于没有冲击波碰撞的作用, 聚变产额为 10.3 MJ, 靶增益为 25, 聚变点火在该条件下会发生, 但是其聚变产额较低, 此时的点火状态已趋于中心点火方式; 图 5(b), 上升沿时间为 100 ps 时对应的燃料压强分布图, 可以看到点火脉冲与返回冲击波在内壳层附近相碰, 内向冲击波向中心热斑区传输并加热热斑, 返回到内壳层的时间为 13.05 ns, 此刻对应中心热斑区半径为 25 μm , 由于冲击波碰撞作用, 冷区燃料密度得以提高, 中心热斑将实现点火, 聚变能产额达到 19 MJ, 靶增益

为63. 综上所述, 冲击波上升沿时间在百皮秒范围时, 其不是点火成功与否的关键因素, 但上升沿时间过长也会在一定程度上影响点火, 所以冲击脉冲的上升沿时间不可过大, 取100—200 ps为宜. 在Perkins等人的文献^[9]中, 要求冲击脉冲上升沿时间小于100 ps, 其基于的考虑是认为点火时间窗口为300 ps, 为了冲击波碰撞的同步性, 则要求上升沿时间小于100 ps, 但冲击波碰撞的同步性只是和冲击加载时间相关, 上升沿时间只是影响冲击波的形成过程, Perkins等人的观点是不合逻辑的.

4. 结 论

本文针对激光脉冲参数对冲击点火的影响进

行了深入的分析 and 研究. 理论推倒了点火冲击波压强和冲击脉冲强度的定标关系, 分析了冲击脉冲峰值功率、脉宽和上升沿时间对点火冲击波的影响. 通过数值模拟, 以点火时间窗口作为评价标准, 变化冲击脉冲参数, 对冲击脉冲峰值功率、脉宽和上升沿时间对冲击点火的影响进行了研究和分析. 研究发现, 冲击脉冲峰值功率是点火成败的关键因素, 而脉冲宽度则需达到百皮秒以提供足够的点火能量, 上升沿时间并非点火成败的关键因素, 数值模拟结果与理论分析符合. 冲击点火一项崭新的惯性约束聚变点火方式, 现在还处于概念研究阶段, 本文研究了冲击脉冲参数对点火的影响, 从侧面给出了冲击点火对激光脉冲的需求, 对指导产生冲击点火激光脉冲具有重要参考意义.

- [1] Betti R, Zhou C D, Anderson K S, Perkins L J, Theobald W, Solodov A A 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 155001
- [2] Tabak M, Hammer J, Glinsky M E, Kruer W L, Wilks S C, Woodworth J, Campbell E M, Perry M D, Mason R J 1994 *Phys. Plasmas* **1** 1626
- [3] Kodama R, Shiraga H, Shigemori K, Toyama Y, Fujioka S, Azechi H, Fujita H, Habara H, Hall T, Izawa Y, Jitsuno T, Kitagawa Y, Krushelnick K M, Lancaster K L, Mima K, Nagai K, Nakai M, Nishimura H, Norimatsu T, Norreys P A, Sakabe S, Tanaka K A, Youssef A, Zepf M, Yamanaka T 2002 *Nature* **418** 933
- [4] Zhang J T, He B, He X T, Chang T Q, Xu L B 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 921 (in Chinese) [张家泰、何斌、贺贤士、常铁强、许林宝 2001 物理学报 **50** 921]
- [5] Liu Z J, Zheng C Y, Cao L H, Li B, Zhu S P 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 304 (in Chinese) [刘占军、郑春阳、曹莉华、李斌、朱少平 2006 物理学报 **55** 304]
- [6] Nuckolls J O, Wood L O, Thiessen A L, Zimmerman G E 1972 *Nature* **239** 139
- [7] Lindl J 1995 *Phys. Plasmas* **2** 3933
- [8] Ribeyre X, Schurtz G, Lafon M, Galera S, Weber S 2009 *Plasma Phys. Contr. F.* **51** 15013
- [9] Perkins L J, Betti R, Lafortune K N, Williams W H 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 45004
- [10] Atzeni S, Davies J R, Hallo L, Honrubia J J, Maire P H, Olazabal-Loume M, Feugeas J L, Ribeyre X, Schiavi A, Schurtz G, Breil J, Nicolai P 2009 *Nucl. Fusion* **49** 55008
- [11] Schmitt A J, Bates J W, Obenschain S R, Zalesak S T, Fyfe D E, Betti R 2009 *Fusion Sci. Technol.* **56** 377
- [12] Ribeyre X, Lafon M, Schurtz G, Olazabal-Loume M, Breil J, Galera S, Weber S 2009 *Plasma Phys. Contr. F.* **51** 124030
- [13] Theobald W, Anderson K S, Betti R, Craxton R S, Delettrez J A, Frenje J A, Glebov V Y, Gotchev O V, Kelly J H, Li C K, Mackinnon A J, Marshall F J, Mccrory R L, Meyerhofer D D, Myatt J F, Norreys P A, Nilson P M, Patel P K, Petrasso R D, Radha P B, Ren C, Sangster T C, Seka W, Smalyuk V A, Solodov A A, Stephens R B, Stoeckl C, Yaakobi B 2009 *Plasma Phys. Contr. F.* **51** 124012
- [14] Atzeni S 2009 *Plasma Phys. Contr. F.* **51** 124014
- [15] Theobald W, Betti R, Stoeckl C, Anderson K S, Delettrez J A, Glebov V Y, Goncharov V N, Marshall F J, Maywar D N, Mccrory R L, Meyerhofer D D, Radha P B, Sangster T C, Seka W, Shvarts D, Smalyuk V A, Solodov A A, Yaakobi B, Zhou C D, Frenje J A, Li C K, Seguin F H, Petrasso R D, Perkins L J 2008 *Phys. Plasmas* **15** 56301
- [16] Mccrory R L, Meyerhofer D D, Betti R, Craxton R S, Delettrez J A, Edgell D H, Glebov V Y, Goncharov V N, Harding D R, Jacobs-Perkins D W, Knauer J P, Marshall F J, Mckenty P W, Radha P B, Regan S P, Sangster T C, Seka W, Short R W, Skupsky S, Smalyuk V A, Soures J M, Stoeckl C, Yaakobi B, Shvarts D, Frenje J A, Li C K, Petrasso R D, Seguin F H 2008 *Phys. Plasmas* **15** 55503
- [17] Atzeni S, Meyer-Ter-Vehn I 2004 *The Physics of Inertial Fusion* (New York: Oxford University Press) p179
- [18] Ramis R, Schmalz R, Meyer-Ter-Vehn J 1988 *Comput. Phys. Commun.* **49** 475
- [19] Ramis R, Meyer-Ter-Vehn J, Ramirez J 2009 *Comput. Phys. Commun.* **180** 977
- [20] Betti R, Anderson K, Knauer J, Collins T J B, Mccrory R L, Mckenty P W, Skupsky S 2005 *Phys. Plasmas* **12** 42703
- [21] Anderson K, Betti R 2004 *Phys. Plasmas* **11** 5
- [22] Kidder R E 1974 *Nucl. Fusion* **14** 53

[23] Yang H Q, Yang J L, Wen S H, Wang G X, Guo Y Z, Tang Z Y, Mu W B, Ma C 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2408 (in Chinese)
[杨洪琼、杨建伦、温树槐、王根兴、郭玉芝、唐正元、牟维兵、马 驰 2001 物理学报 **50** 2408]

[24] Cheng J X, Zhen Z J, Chen H S, Miao W Y, Chen B, Wang Y M, Hu X 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3419 (in Chinese) [成金秀、郑志坚、陈红素、缪文勇、陈 波、王耀梅、胡 昕 2004 物理学报 **53** 3419]

Performance of shock ignition with varying ignitor^{*}

Yuan Qiang¹⁾²⁾ Hu Dong-Xia²⁾ Zhang Xin²⁾ Zhao Jun-Pu²⁾ Hu Si-De¹⁾ Huang Wen-Hui¹⁾ Wei Xiao-Feng^{2)†}

1) (Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

2) (Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 19 May 2010; revised manuscript received 17 June 2010)

Abstract

In this paper, the performance of shock ignition with varying ignitor is analyzed theoretically and simulated numerically. First, based on the formation and the collision of shock waves, effects of ignitor pulse on shock ignition are investigated theoretically. Then simulations are performed using a variety of ignitor pulses, determined by their peak powers, pulse widths and rise times, and the ignition window is employed as an evaluation criterion of the shock ignition performance. The obtained results show that the peak power of ignitor pulse is one of the key factors to successfully ignite the core, and the ignitor pulse must be wide enough to provide sufficient ignition energy, however, as the rise time of ignitor is not so long (\sim ns), it will not degrade the performance of shock ignition significantly.

Keywords: shock ignition, shock pulse, ignition window

PACS: 52.57.-z, 28.52.-s

^{*} Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2009AA8044024), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10904132).

[†] Corresponding author. E-mail: xfwei@caep.ac.cn