

国防科技大学建校 70 周年专题

## 双束对射激光驱动超薄靶的超短脉冲中子源\*

冯凯源<sup>1)</sup> 邵福球<sup>1)</sup> 蒋祥瑞<sup>1)</sup> 邹德滨<sup>1)†</sup> 胡理想<sup>1)</sup>张国博<sup>2)</sup> 杨晓虎<sup>2)</sup> 银燕<sup>1)</sup> 马燕云<sup>3)</sup> 余同普<sup>1)</sup>

1) (国防科技大学理学院物理系, 长沙 410073)

2) (国防科技大学理学院核科学与技术系, 长沙 410073)

3) (国防科技大学前沿交叉学科学院第一学科交叉中心, 长沙 410073)

(2023 年 4 月 30 日收到; 2023 年 6 月 9 日收到修改稿)

使用粒子模拟程序和蒙特卡罗方法研究了双束对射圆极化激光与超薄氘靶相互作用中氘氘聚变反应产生中子的过程. 研究发现, 由于净光压和横向不稳定性发展的差异, 激光电场矢量旋转方向和初始相对相位差对氘靶压缩及中子特性有重要影响. 选择相对相位差为 0 且电场矢量旋转方向相同的双束光, 可获得最高的中子产额; 而采用相对相位差为  $0.5\pi$  或  $1.5\pi$  且电场矢量旋转方向不同的对射光, 中子具有定向的空间分布. 对于强度为  $1.23 \times 10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>、脉宽为 33 fs、相对相位差为  $0.5\pi$  的左旋光和右旋光, 可获得产额为  $8.5 \times 10^4$  n、强度为  $1.2 \times 10^{19}$  n/s、脉宽为 23 fs、前冲性较好且分布可调谐的脉冲中子源.

**关键词:** 双束对射圆极化激光, 相对相位差, 电场矢量旋转方向, 脉冲中子源**PACS:** 52.38.-r, 29.25.Dz, 52.27.Ny, 52.65.Pp**DOI:** 10.7498/aps.72.20230706

## 1 引言

中子呈电中性, 具有穿透性强的特点, 是研究物质结构和动力学性质的理想探针. 常用的中子源包括同位素中子源、中子管中子源、加速器中子源、反应堆中子源和散裂中子源等. 散裂中子源是新一代的脉冲式高通量白光中子源, 通量高达  $10^{17}$  n·cm<sup>-2</sup>·s<sup>-1</sup> 量级, 脉宽可短至百 ns 量级<sup>[1]</sup>, 成为物理、化学、生物、材料以及能源研究等基础科学研究的重要科学平台. 为了实现更高的时空分辨, 研究人员仍然在不断探寻更高通量、更短脉宽的中子源.

强激光驱动的中子源是伴随超强超短激光技术而发展起来的新型中子源技术, 具有焦斑小、脉

宽短和峰值通量高等优点, 在中子照相、材料无损分析、核截面测量以及核合成等研究领域展现出重要的应用价值<sup>[2-6]</sup>. 针对不同的激光和靶条件, 研究人员已提出多种强激光驱动中子源方案, 包括聚变中子源<sup>[7-11]</sup>、团簇中子源<sup>[12,13]</sup>、束靶中子源<sup>[14-17]</sup>和光核中子源<sup>[18-24]</sup>等. 目前, 依托这些方案实验证实已可获得脉宽短至 ns 甚至几十 ps 的高通量中子源<sup>[25]</sup>. 为产生脉宽更短、强度更高的中子源, 沈百飞等<sup>[26]</sup>和张晓梅等<sup>[27]</sup>结合一维动力学稳态模型, 提出了双束对射飞秒激光驱动超薄靶的短脉冲中子源方案<sup>[23]</sup>及其基于预形成通道的改进模型<sup>[27]</sup>. 随后, Macchi<sup>[28]</sup>利用一维数值模拟证实这种构型获得的高能量密度离子束通过碰撞可产生脉宽短至 fs 量级、产额约  $10^3$  n/J 的聚变中子源. 然而, 以上研究仅限于一维情况, 无法考虑横向不

\* 国家自然科学基金 (批准号: 12175310, 12275356, U22411281)、湖南省自然科学基金 (批准号: 2022JJ20042)、国防科技大学青年创新奖一等奖配套项目 (批准号: 20190102) 和湖南省研究生科研创新项目 (批准号: CX20210006) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [debinzou@nudt.edu.cn](mailto:debinzou@nudt.edu.cn)

稳定性等高维效应的影响<sup>[26]</sup>. 近来, 胡理想等<sup>[29]</sup>研究了二维情况下基于双锥构型的激光氘离子加速及中子产生过程, 发现锥形通道实现激光脉冲的有效导引、聚焦和强度放大, 大幅提升了氘离子的能量密度和中子体产生率. 不过该方案中锥顶直径仅 1 个激光波长, 与超薄靶横向不稳定性发展的特征空间尺度相当<sup>[30–32]</sup>, 所以并未观察到横向不稳定性对靶压缩过程及中子产生的影响.

本文采用粒子模拟方法和蒙特卡罗方法, 研究了二维环境下双束圆极化激光压缩氘靶并通过氘核反应产生中子的细致物理过程, 模拟发现, 由于激光净光压和横向不稳定性发展的差异, 激光电场矢量旋转方向和初始相对相位差对于氘 ( $D^+$ ) 离子的能谱、空间分布产生较大影响. 相同激光强度下, 通过调整激光电场矢量旋转方向和相对相位差可以实现中子产额和空间分布的调控. 使用强度为  $1.23 \times 10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>、脉宽为 33 fs、相对相位差为  $0.5\pi$  的左旋光和右旋光, 获得了产额为  $8.5 \times 10^4$  n、强度为  $1.2 \times 10^{19}$  n/s、脉宽为 23 fs、前冲性较好且分布可调谐的脉冲中子源.

## 2 数值模拟与参数设置

### 2.1 激光与氘靶相互作用模拟

通过使用二维粒子模拟 (particle-in-cell, PIC) 程序 EPOCH<sup>[33]</sup> 对激光与氘靶相互作用动力学进行数值模拟. 设置模拟盒子  $x$  方向的长度为  $36 \mu\text{m}$ ,  $y$  方向的高度为  $24 \mu\text{m}$ , 空间分辨率为  $0.02 \mu\text{m}$ , 每个网格放置 100 个粒子. 氘靶位于模拟盒子的中

央, 其高度  $h = 24 \mu\text{m}$ , 厚度  $d = 0.1 \mu\text{m}$ , 靶前表面距离模拟盒子左边界的长度  $d_1 = 17.95 \mu\text{m}$ . 氘靶是由完全电离的氘等离子体所组成, 氘 ( $D^+$ ) 离子和电子的数密度均为  $50n_c$ , 其中  $n_c = m_e \omega_0^2 / 4\pi e^2$  是等离子体的临界密度,  $\omega_0$  是激光频率,  $e$  和  $m_e$  分别是电子电荷和静止质量. 两束波长为  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$  的圆极化激光从模拟盒左右边界沿  $x$  轴方向垂直入射, 同时到达氘靶前后表面. 两束激光的归一化振幅可表示为

$$a = a_0 \sin^2(\pi t / 2\tau_L) \exp(-r^2 / \sigma_L^2) \times [(\sin \phi) \hat{e}_y \pm (\cos \phi) \hat{e}_z], \quad (1)$$

式中  $a_0 = eE_0 / (m_e \omega_L c) = 15\sqrt{2}$ ,  $E_0$  为激光最大电场幅值,  $\omega_L$  为激光角频率,  $c$  为在真空中的光速; 激光焦斑半径  $\sigma_L = 6 \mu\text{m}$ , 脉宽  $\tau_L = 10T_0$ , 其中激光周期  $T_0 = 3.3$  fs; “ $\pm$ ”号分别代表圆极化激光的左旋和右旋;  $\phi$  代表激光的相位. 对于相位为  $\phi_1$  和  $\phi_2$  的双束激光, 初始相对相位差由  $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$  给出. 图 1 展示了  $\Delta\phi = 0, 0.5\pi, \pi, 1.5\pi$  时左旋 (LCP, 激光电场矢量  $\mathbf{E}_r$  沿  $x$  方向顺时针旋转) 和右旋 (RCP, 激光电场矢量  $\mathbf{E}_r$  沿  $-x$  方向逆时针旋转) 圆极化激光与氘靶相互作用示意图, 其中  $\mathbf{k}$  代表坡印亭矢量.

### 2.2 中子产生模拟

当双束圆极化激光与超薄氘靶相互作用时, 氘离子在靶压缩过程中将会发生碰撞, 从而诱发  $D(d, n)^3\text{He}$  核反应产生大量中子. 本文使用课题组开发的蒙特卡罗后处理程序 PICNP<sup>[16,29]</sup> 模拟中子

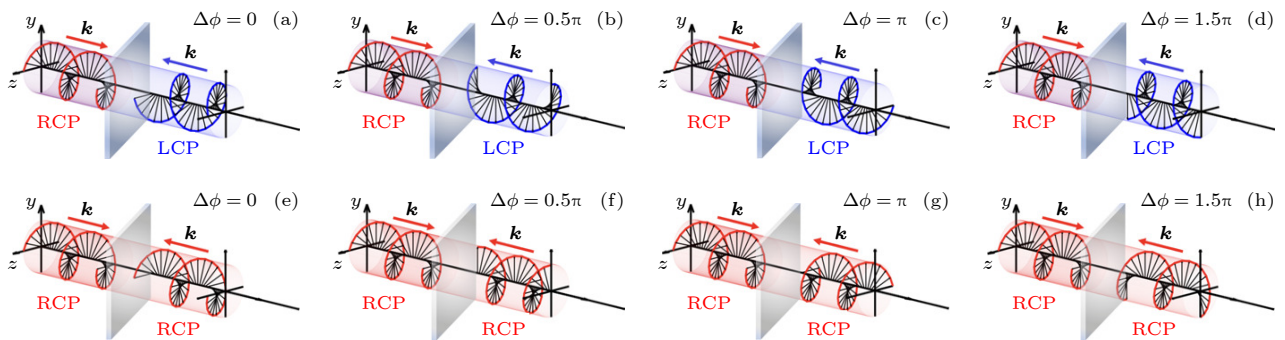


图 1 双束对射圆极化激光与超薄氘靶相互作用示意图, 其中红色曲线包络代表右旋光, 蓝色曲线包络代表左旋光,  $\mathbf{k}$  代表坡印亭矢量 (a)–(d) 代表一束右旋光与一束左旋光的情况 (RCP+LCP); (e)–(h) 代表两束右旋光的情况 (RCP+RCP), 从左至右初始相对相位差  $\Delta\phi$  依次为  $0, 0.5\pi, \pi, 1.5\pi$

Fig. 1. Schematic diagram of two counter-propagating circularly polarized laser pulses interacting with ultrathin deuterium target: (a)–(d) The cases of a left-rotating light and a right-rotating light (RCP+LCP); (e)–(h) the cases of two right-rotating light (RCP+RCP). From left to right, the initial relative phase difference  $\Delta\phi$  is  $0, 0.5\pi, \pi, 1.5\pi$ , respectively. Here, red and blue curves represent the right- and left-rotating light and  $\mathbf{k}$  is Poynting vector.

产生过程. 程序每间隔一段时间 (本文选择 1 个激光周期) 从 PIC 模拟数据中获取离子位置和速度信息, 根据位置分配到不同网格, 然后对每个网格内离子进行随机抽样并两两配对, 计算得到每对离子对产生中子的信息<sup>[16,34]</sup>. 通过核反应产生中子是一个随机过程, 网格内不同氦离子之间发生核反应产生中子的概率不尽相同, 因此程序中采用随机抽样来计算中子产率, 然后进行统计平均获得中子产额等信息, 这也是当前蒙特卡罗程序在模拟中子产生过程时普遍采用的思想. 以  $D(d, n)^3\text{He}$  核反应为例, 利用 PIC 程序中输出的  $D^+$  离子速度  $\mathbf{v}_1$  和  $\mathbf{v}_2$ , 可以求出  $D^+$  碰撞离子的相对速度  $v = |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2|$ 、碰撞中心的质量能  $\varepsilon_r = m_r v^2/2$ , 以及参量  $\eta = (M_n + M_{\text{He}}) \cdot (M_{\text{He}} - M_D + M_{\text{He}}Q/\varepsilon_r)/(M_D M_n)$ , 式中  $M_D$  为氘核质量. 以角度  $\theta_n$  (相对于氦氘碰撞方向) 出射的中子的能量为<sup>[16,35,36]</sup>

$$\varepsilon_n = \frac{M_D M_n}{(M_n + M_{\text{He}})^2} \varepsilon_r \left( \sqrt{\eta + \cos^2 \theta_n} + \cos \theta_n \right)^2, \quad (2)$$

其中  $m_r = m_D m_D / (m_D + m_D) = m_D/2$  是约化质量;  $m_D$ ,  $M_n$  和  $M_{\text{He}}$  分别是  $D^+$  离子、中子和氦核质量,  $Q = 3.266 \text{ MeV}$  是反应能. 通过对微分反应截面进行插值, 得到每个碰撞能  $\varepsilon_n$  与微分截面的映射关系, 这样就可通过  $\sigma = \int (d\sigma/d\Omega) d\Omega$  计算得到反应总截面  $\sigma$ , 其中  $d\Omega$  为立体角,  $D(d, n)^3\text{He}$  反应的微分截面  $d\sigma/d\Omega$  可通过数据库查询<sup>[37]</sup>. 每个网格对应的中子体产生率为  $R_n = n_D^2 \sigma v/2$ , 式中  $n_D$  为氦离子密度, 再对网格体积进行积分得到中子产生率  $P_n = \int R_n dV$ , 中子产额也可以通过  $N_n = \int P_n dt$  计算得到. 根据 (2) 式和微分截面数据也能得到中子的能量分布与角分布.

### 3 模拟结果与讨论

#### 3.1 双束对射激光与氦靶相互作用动力学

图 2(a)—(h) 给出相对相位差  $\Delta\phi$  和电场矢量  $\mathbf{E}_r$  旋转方向不同 (RCP+LCP) 情况下 PIC 模拟获得的  $t = 32T_0$  时刻的电子和  $D^+$  离子密度分布. 从图 2(a)—(h) 可以看到, 对于  $\mathbf{E}_r$  旋转方向不同的对射光, 当  $\Delta\phi = 0.5\pi$  和  $1.5\pi$  时, 氦靶被明显地向右和向左推动, 而在  $\Delta\phi = \pi$  时几乎在初始位置保持不动. 这是因为双束对射激光作用于薄靶时, 净

光压  $P$  可表示为<sup>[26]</sup>

$$P = P_1 [\Delta\phi + P_2 \sin(\Delta\phi)], \quad (3)$$

其中  $P_1 (>0)$  和  $P_2 (>0)$  是由入射激光的强度、靶厚度和数密度确定的常数, 与  $\Delta\phi$  无关. 当  $\Delta\phi = 0.5\pi, \pi, 1.5\pi$  时,  $P$  将分别大于、等于或小于 0, 导致氦靶被向右推动、保持不动和被向左推动. 然而, 当  $\Delta\phi = 0$  时, 尽管  $P = 0$ , 但由于靶被压缩至与趋附深度相当的厚度时, 两束激光的透射光将会相互交叠而组合成一束线极化光, 其有质动力含有振荡项成分,  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  电子加热将起到主导作用, 横向不稳定性发展迅速<sup>[38,39]</sup>, 靶遭到破坏且其中心区域呈现典型的半波长横向周期分布. 对于电场旋转方向相同的对射光 (即 RCP+RCP 情况), 电子和离子密度如图 2(i)—(p) 所示. 这里仅给出两束右旋光情况, 两束左旋光情况与此类似. 该情形下并不存在电子的纵向速度消失时的稳态解, 薄靶受到两束激光的净光压恒为 0, 靶未发生左右移动而呈现细丝状的对称分布, 激光与薄靶相互作用将会呈现更强的非线性特性. 与上述情况类似,  $\Delta\phi = 0$  时横向不稳定性的发展最为剧烈, 而在  $\Delta\phi = \pi$  时发展最为缓慢, 不稳定性的增长率与靶打穿后叠加的电场强度密切相关.

图 3 给出了双束对射激光与薄膜靶相互作用过程中  $t = 50T_0$  时刻的电子和  $D^+$  离子能谱分布, 此时激光等离子体相互作用已基本结束. 从图 3 可以看到, 对于 RCP+LCP 的情况, 由于在  $\Delta\phi = 0$  时横向不稳定性的发展最为剧烈, 超热电子温度最高,  $D^+$  离子的加速也最为充分, 其  $D^+$  离子截止能量可达 35.1 MeV, 从图 2(a) 和图 2(e) 可以明显观察到周期状的细丝结构, 且固体靶呈现出明显的向左运动的现象. 而对于另外三种情况, 净光压不同导致最终离子加速效果存在差异. 对于 RCP+RCP 时不存在稳态解的情况, 可以看到, 由于  $P \equiv 0$ ,  $\Delta\phi = 0, 0.5\pi, 1.5\pi$  时几乎呈现相同的电子能谱分布, 仅电子截止能量依次稍有降低,  $D^+$  离子温度和截止能量也呈现相同的下降趋势. 需要注意的是,  $\Delta\phi = \pi$  时的电子加热和离子加速效果低于其余三种情况, 这是由于横向不稳定性导致靶的破坏, 部分电子仅感受到电场矢量方向相反的等强度对射激光电场的作用, 如图 2(k) 所示, 电子加热效应被明显抑制, 电子和  $D^+$  离子密度分布中的细丝结构几乎消失.



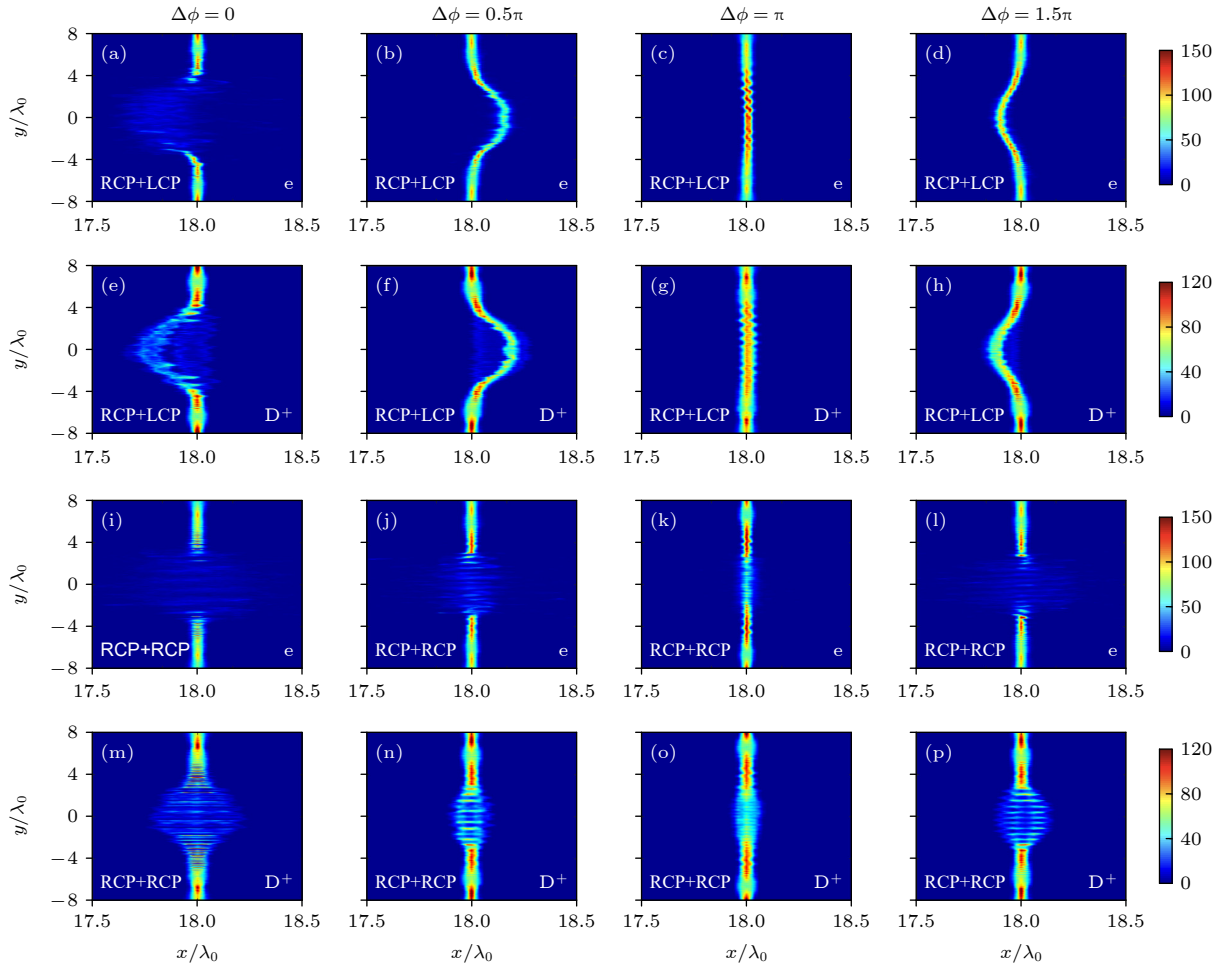


图 2  $t = 32T_0$  时, 不同电场矢量  $\mathbf{E}_r$  旋转方向和不同初始相对相位差 ( $\Delta\phi = 0, 0.5\pi, \pi, 1.5\pi$ ) 情况下, 电子 ((a)—(d) 和 (i)—(l)) 和  $D^+$  离子 ((e)—(h) 和 (m)—(p)) 的密度空间分布, 其中 (a)—(h) 和 (i)—(p) 分别代表 RCP+LCP 和 RCP+RCP 的情况

Fig. 2. Spatial distributions of both electrons ((a)—(d) and (i)—(l)) and ions ((e)—(h) and (m)—(p)) for different rotation direction of electric fields  $\mathbf{E}_r$  and initial relative phase ( $\Delta\phi = 0, 0.5\pi, \pi, 1.5\pi$ ) at  $t = 32T_0$ . Here, (a)—(h) and (i)—(p) represent the cases of RCP+LCP and RCP+RCP, respectively.

### 3.2 双束对射激光驱动的短脉冲中子源

(2) 式表明, 出射中子能量与核反应过程中  $D^+$  离子的相对速度密切相关. 综合不同激光电场矢量旋转方向和初始相对相位差情况下的电子、 $D^+$  离子的密度和能谱分布, 可以初步判断, 无论是 RCP+LCP 还是 RCP+RCP 情况,  $\Delta\phi = 0$  时中子的产额和能量最高. 虽然  $\Delta\phi = \pi$  时  $D^+$  离子能量较低, 然而由于该条件下净光压为 0,  $D^+$  离子的相对速度  $v = |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2|$  较高且  $D^+$  离子容易被压缩至更高的密度  $n_D$ . 根据  $D(d, n)^3\text{He}$  核反应的中子体产生率<sup>[16]</sup>:

$$R_n \approx 2.72 \times 10^{-14} n_D^2 \frac{1 + 0.0054 T_D^{0.97}}{T_D^{2/3}} \exp\left(-\frac{19.8}{T_D^{1/3}}\right). \quad (4)$$

中子产额并非最低, 其中  $T_D$  是  $D^+$  离子的温度. 考虑到 RCP+LCP 情况下  $\Delta\phi = 0.5\pi$  和  $1.5\pi$  时  $D^+$  离子

获得较稳定的加速, 前向与侧向的中子产额比可能最高, 这非常有利于提升峰值中子通量.

利用 PICNP 程序计算不同时刻的中子产生率  $P_n$ 、中子产额  $N_n$ 、角分布和能谱分布. 图 4(a)—(h) 给出不同  $\Delta\phi$  情况下  $t = 32T_0$  时中子产生率的空间分布. 与图 2 对比发现, 中子产生率分布与  $D^+$  离子密度的空间分布保持较好一致性, RCP + RCP 情况下中子产生率呈现较好的对称性, 其中心区域出现周期性的结构, 而在 RCP+LCP 情况下  $\Delta\phi \neq \pi$  时, 中子产生率均呈现非对称分布. 现统计  $t = 50T_0$  时不同情况下中子的累计产额分布, 如图 4(i)—(p) 所示. 令人感兴趣的是, 对于 RCP+LCP 情况,  $\Delta\phi = \pi/2$  时几乎所有的中子都分布在右侧, 而  $\Delta\phi = 3\pi/2$  时, 中子都集中在靶左侧. 因此, 可以通过调整对射激光电场矢量旋转方向和初始相对相位差实现中子空间分布的调控.

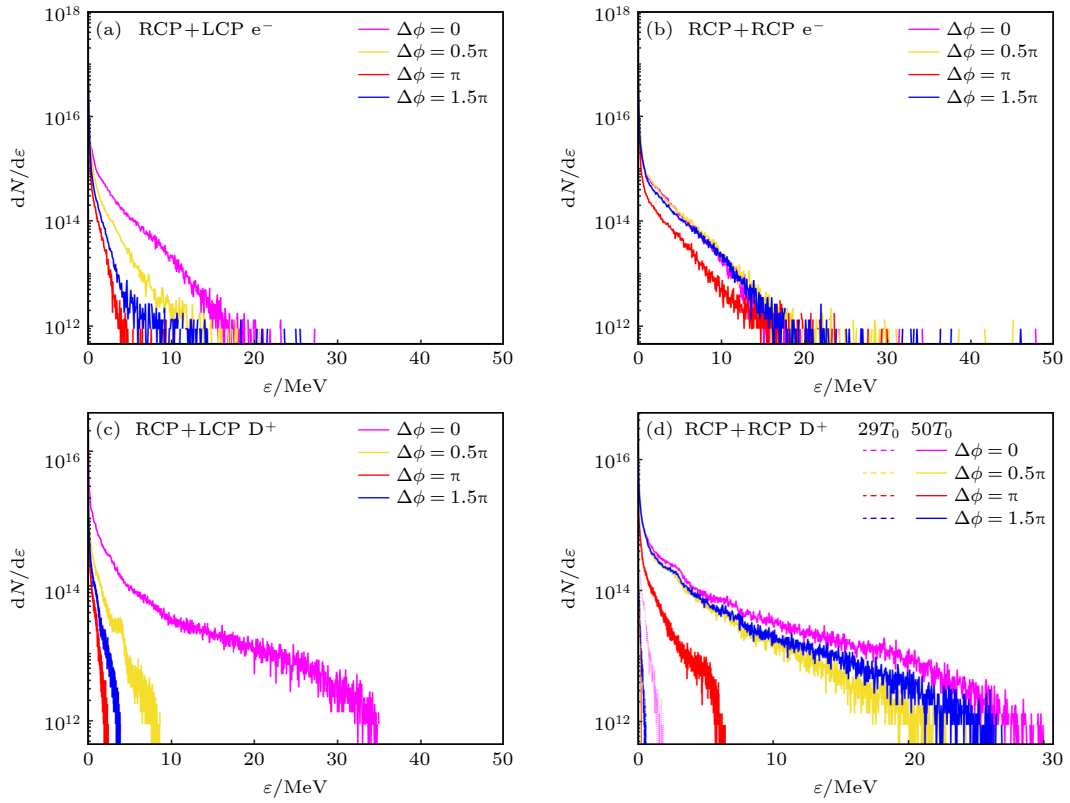


图 3 不同电场矢量  $\mathbf{E}_r$  旋转方向和不同初始相对相位差 ( $\Delta\phi = 0, 0.5\pi, \pi, 1.5\pi$ ) 情况下,  $t = 50T_0$  时电子 ((a), (b)) 和  $D^+$  离子 ((c), (d)) 的能谱分布 (a), (c) RCP+LCP; (b), (d) RCP+RCP

Fig. 3. Spectral distributions of (a), (b) electrons and (c), (d) ions for the cases of different rotation direction of the electric fields  $\mathbf{E}_r$  of two counter-propagating laser pulses and their initial relative phase ( $\Delta\phi = 0, 0.5\pi, \pi, 1.5\pi$ ) at  $t = 50T_0$ : (a), (c) RCP+LCP; (b), (d) RCP+RCP.

中子源的脉宽是衡量中子源品质的重要参量之一, 不同脉宽的中子源具有不同的应用价值. 图 5(a) 和图 5(b) 给出不同情况下  $P_n$  随时间的演化. 从图 5(a) 和图 5(b) 可以看到,  $P_n$  随时间的演化趋势基本一致, 呈现明显的双峰结构. 原因在于, 在  $t = 25T_0$  时, 在圆极化对射激光的光压作用下, 氘离子密度被压缩至最高且相对速度较大, 该阶段可认为是薄靶对称压缩阶段, 此时出现  $P_n$  的第一个峰值. 然而, 伴随着横向不稳定性的发展和靶的变形,  $n_D$  开始降低. 在  $t = 30T_0$  时, 由于薄靶两侧的净光压不再相等, 靶被继续向左推动, 激光焦斑区域内几乎所有的  $D^+$  离子离开了靶初始所在区域,  $D^+$  离子能量不断提升. 由于  $D^+$  离子平均能量 (即温度  $T_D$ ) 的提升, 根据方程 (4), 中子反应率也会逐渐提升. 在  $t = 32T_0$  时刻后,  $D^+$  离子横向振荡的细丝结构已非常明显,  $t = 35T_0$  时薄靶几乎已被击穿. 此时  $n_D$  降低的幅度相对于  $T_D$  增加的幅度更大, 导致  $P_n$  再一次降低, 出现  $P_n$  的第二个峰值. 整体看来, 双束对射激光驱动中子源的脉宽约几十

fs, 相对于激光驱动的光核中子源和束靶中子源 [2,3] (通常在几十 ps 至百 ns 之间) 更短. 这是因此该方案不需要光核中子源和束靶中子源中的转换体, 不涉及电子束和离子束在转换体中传输时的时间展宽过程, 中子伴随着激光与等离子体相互作用或  $D^+$  离子的加速同时产生. 如此短脉冲的中子源将具有更高的时间或能量分辨率, 在中子核数据测量等领域具有重要的应用潜力. 值得注意的是, 对于 RCP+RCP 时的  $\Delta\phi = 0$  情况,  $P_n$  的第二个峰值大于第一个峰值的大小, 最大的中子产生率达到  $1.2 \times 10^{10}$  n/s. 这是由于此时  $D^+$  离子的温度约 1.1 MeV, 接近 DD 反应中  $P_n$  达到最大值时的最佳温度 1.25 MeV, 而其余几种情况下  $D^+$  离子温度均低于 0.6 MeV.

图 5(c) 和图 5(d) 展示出不同情况下  $N_n$  随时间的演化. 与图 5(a) 和图 5(b) 一致,  $t = 23T_0$  时中子开始产生,  $t = 35T_0$  时激光与靶相互作用基本完毕后开始进入饱和状态 (此时,  $D^+$  离子不会立刻降温, 中子仍可继续产生, 只不过  $P_n$  相比于之前降低

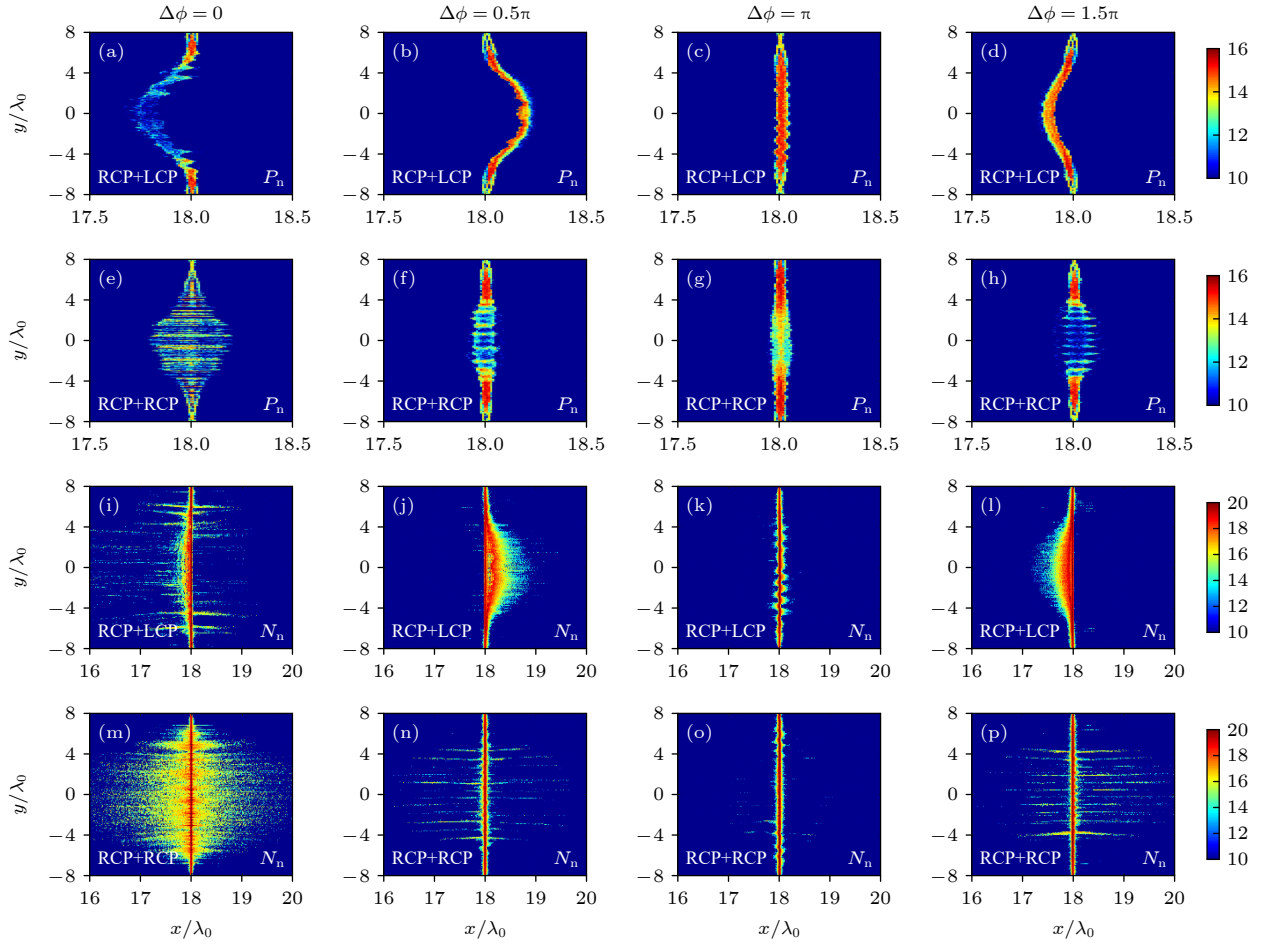


图4 不同电场矢量  $\mathbf{E}_r$  旋转方向和不同初始相对相位差  $\Delta\phi$  情况下,  $t = 32T_0$  时刻的中子产生率  $P_n$  ((a)—(h)) 和  $t = 50T_0$  时的总中子产额  $N_n$  分布 ((i)—(p))

Fig. 4. Spatial distributions of (a)—(h) neutron production rate  $P_n$  at  $t = 32T_0$  and (i)—(p) total neutron yield  $N_n$  at  $t = 50T_0$  in the cases of different rotation direction of electric fields  $\mathbf{E}_r$  of two counter-propagating laser pulses and their initial relative phase  $\Delta\phi$ .

近3个数量级, 对于  $N_n$  影响不大). 当  $\Delta\phi = 0$  时,  $N_n$  最高, 这是由于  $D^+$  离子的能量越大, 碰撞  $D^+$  离子的相对速度  $v = |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2|$  出现最大的概率越大. 对于 RCP+LCP 情况, 虽然不同  $\Delta\phi$  时  $D^+$  离子的能量差异较大, 然而由于  $\Delta\phi \neq 0$  时  $D^+$  离子的相对速度和密度较高,  $N_n$  相差并不大, 而对于 RCP+RCP 的情况, 从图 5(d) 可以看到,  $\Delta\phi = 0.5\pi$  和  $1.5\pi$  情况下的  $N_n$  的确相差不大, 大约为  $7 \times 10^4$  个, 而当  $\Delta\phi = 0$  和  $\pi$  时,  $N_n$  分别为  $1.37 \times 10^5$  和  $1.1 \times 10^5$ , 提升接近 2 倍. 当  $\Delta\phi = 0$  时, 两种情况下的  $N_n$  均是最高的, 分别达到  $9.1 \times 10^4$  和  $1.37 \times 10^5$ . 值得注意的是, 对于 RCP+LCP 情况, 当  $\Delta\phi = \pi/2$  或  $3\pi/2$  时, 不仅  $N_n$  处于较高的水平, 而且中子的左右分布具有一定的选择性. 对于强度为  $1.23 \times 10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>、脉宽为 33 fs、能量为 46 J 且相对相位差为  $0.5\pi$  的左旋光和右旋光, 可以获得产额为

$8.5 \times 10^4$  n、产生率为  $1.2 \times 10^{19}$  n/s、脉宽为 23 fs 的脉冲中子源.

图 6 给出  $t = 50T_0$  时不同  $E_r$  旋转方向和不同  $\Delta\phi$  情况下的中子能谱分布. 对于 RCP + LCP 情况, 最高中子能量随  $\Delta\phi$  的变化与图 3(c) 中在  $D^+$  离子截止能量变化趋势保持一致.  $\Delta\phi = 0$  时, 中子能量分布范围更广, 主要位于 2.45—13.2 MeV 之间, 相同能量时的中子数目几乎均最高. 对于 RCP+RCP 情况, 除  $\Delta\phi = \pi$  外其余三种情况中子能量范围几乎相同, 最高中子能量约 14 MeV; 而当  $\Delta\phi = \pi$  时, 最高中子能量最低, 仅为 10.4 MeV, 但低能中子数目更多, 最高能量的变化趋势与图 3(d) 中在  $D^+$  离子截止能量变化趋势几乎相同.

使用微分截面进行计算, 可得到  $t = 25T_0$  和  $t = 50T_0$  时刻的中子角分布特征, 如图 7 所示. 从图 7 以发现, 对于 RCP+LCP 情况, 中子在从  $0^\circ$

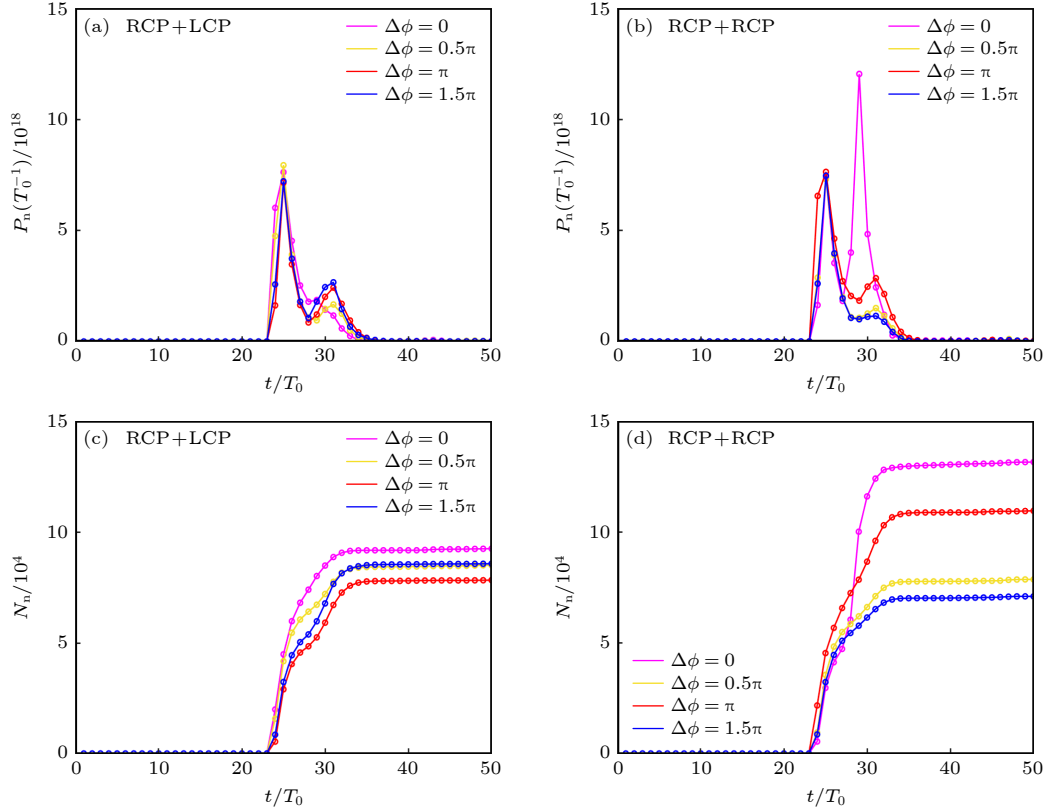


图 5 不同电场矢量  $\mathbf{E}_r$  旋转方向和不同初始相对相位差  $\Delta\phi$  情况下, 中子产生率  $P_n$  ((a), (b)) 和总中子产额  $N_n$  ((c), (d)) 随时间的演化

Fig. 5. Temporal evolutions of (a), (b) neutron production rate  $P_n$  and (c), (d) total neutron yield  $N_n$  in the cases of different rotation direction of electric fields  $\mathbf{E}_r$  of two counter-propagating laser pulses and their initial relative phase  $\Delta\phi$ .

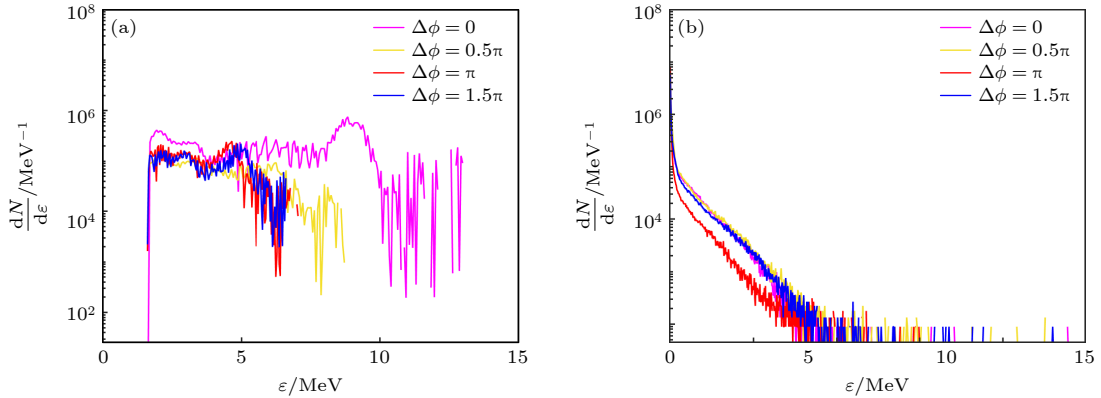


图 6 不同电场矢量  $\mathbf{E}_r$  旋转方向和不同初始相对相位差  $\Delta\phi$  情况下,  $t = 50T_0$  时的中子能谱 (a) RCP+LCP; (b) RCP+RCP

Fig. 6. Spectra of the emitted neutrons at  $t = 50T_0$  in the cases of different rotation direction of the electric fields  $\mathbf{E}_r$  of two counter-propagating laser pulses and their initial relative phase  $\Delta\phi$ : (a) RCP+LCP; (b) RCP+RCP.

到  $360^\circ$  的各个方向均有分布, 这种沿各个方向发射的各向同性的中子起源于化合物反应<sup>[6]</sup>. 通过统计沿  $0^\circ$  和  $90^\circ$  的中子产额, 能够获得前向与侧向中子产额比约 3:1, 意味着中子源具有较高的前冲性, 这主要由裂解、剥离和预平衡反应产生的强正向或负向中子发射导致<sup>[6]</sup>. 需要指明的是, 尽管  $\Delta\phi = \pi/2$  或  $\Delta\phi = 3\pi/2$  时中子的空间位置分布主要集中在

右侧或左侧, 但这仅体现了中子的产生位置, 由于激光驱动的  $D^+$  离子几乎都在靶前方或后方, 因此中子的产生位置具有一定的取向性. 中子角分布与  $D^+$  离子的空间分布并没有直接关联. (2) 式中的角度是中子出射方向与  $D^+$  离子碰撞方向 (随机抽取的两个  $D^+$  离子的相对速度方向) 的夹角, 通过加上  $D^+$  离子碰撞方向来获得实验室坐标系下中子



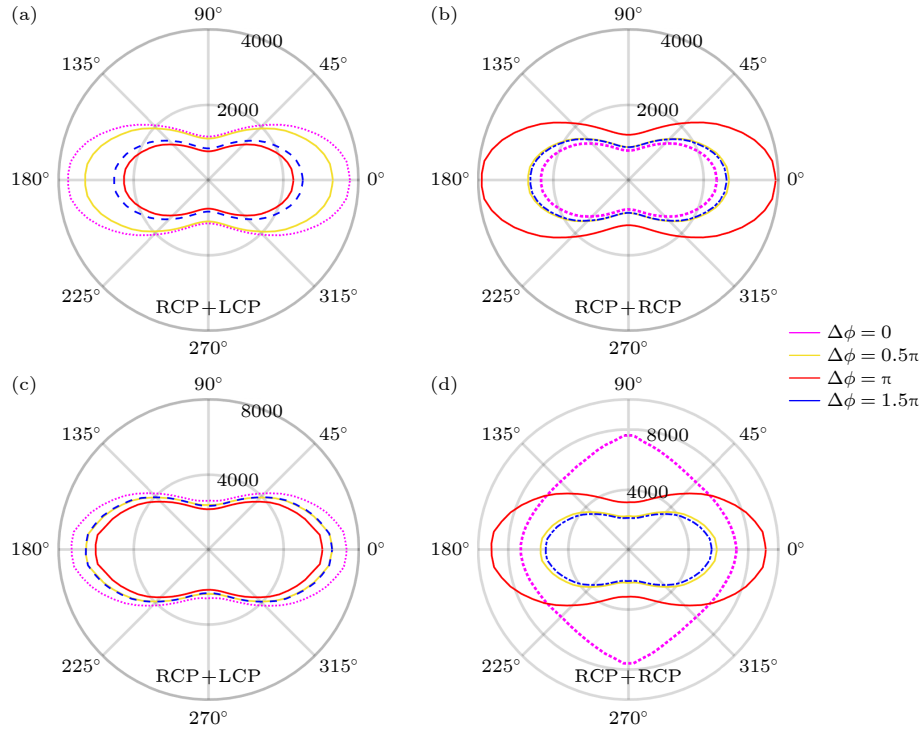


图 7 不同电场矢量  $E_r$  旋转方向和不同初始相对相位差  $\Delta\phi$  情况下,  $t = 25T_0$  (a), (b) 和  $t = 50T_0$  (c) 和 (d) 时刻的中子角分布  
Fig. 7. Angular distributions of the accumulated neutrons at  $t = 25T_0$  (a), (b) and  $t = 50T_0$  (c), (d) in the cases of different rotation direction of electric fields  $E_r$  of two counter-propagating laser pulses and their initial relative phase  $\Delta\phi$ .

的角分布. 因此中子角分布主要由  $D^+$  离子间相对速度方向决定, 而不是与  $D^+$  离子束的角分布直接相关. 对于定向运动的  $D^+$  离子束, 随机抽样的两个  $D^+$  离子的相对速度方向并不一定与氦离子束的整体运动方向相同, 也有一定概率为其反方向, 因此中子角分布呈现前后对称分布的特征. 对于 RCP+RCP 情况, 可以看到, 在  $t = 25T_0$  时刻的中子分布与图 7(a) 几乎一致, 不过由于  $\Delta\phi = \pi$  时相对速度  $v = |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2|$  和靶被压缩后的密度较大, 且不稳定发生较为缓慢 (如图 2(k) 和图 2(o)), 其中子角分布曲线分布在最外围. 由于  $\Delta\phi = 0$  时横向不稳定性发展最为剧烈,  $D^+$  离子能量更高 (见图 3(d)), 在  $t = 50T_0$  时刻中子产额变得更高, 即图 7(d) 中粉色曲线大于红色实线所围面积. 此外, 由于不稳定性导致  $D^+$  离子空间分布呈现一定的随机性, 如图 2(m) 所示, 导致最终中子角分布呈现几乎是各向同性的.

需要指明的是, 双束激光与超薄靶相互作用是三维情形, 仅仅通过全三维数值模拟才可真实再现涉及的物理过程. 不过, 先前为了认识超强圆极化激光与单层薄靶相互作用的基本特征, 大多数激光辐射压离子加速及不稳定性相关研究 [30–32, 38–41]

均在二维条件下开展, 实验结果 [42–44] 也证实了二维结果的可靠性. 考虑到所讨论内容的复杂性以及全三维大尺度模拟所需计算资源的问题, 以上模拟研究仅限于二维情形. 在三维情况下, 先前研究结果 [45–47] 表明, 激光与薄靶相互作用中横向不稳定性的发展规律以及离子加速效果相对于二维情形均展现一定的差异. 对于双束激光与超薄靶相互作用的情形, 类似的差异以及实验条件下的激光预脉冲对于中子源特征的影响需要进一步评估.

## 4 结 论

利用粒子模拟方法和蒙特卡罗方法研究了双束对射圆极化激光与超薄氦靶的相互作用动力学以及  $D(d, n)^3\text{He}$  核反应产生中子的过程, 给出了激光电场矢量旋转方向和初始相对相位差对氦靶压缩及中子特性的影响规律. 结果表明, 选择相对相位差为 0 且电场矢量旋转方向相同的对射光, 可实现最高的中子产额; 而对于电场矢量旋转方向不同的对射光, 可以通过调整其相对相位差为  $0.5\pi$  或  $1.5\pi$  实现中子分布的方向调控. 在强度  $1.23 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$ 、脉宽 33 fs、能量 46 J 的激光脉冲条



件下, 模拟证实可产生产额为  $8.5 \times 10^4$  n、产生率为  $1.2 \times 10^{19}$  n/s、脉宽为 23 fs 且前冲性较好的脉冲中子源, 脉宽相对于强激光驱动光核中子源和束靶中子源大幅降低, 在中子核数据测量等领域具有一定的应用潜力. 研究结果有望对实验获得短脉宽、高产率、前冲性好的紧凑型中子源提供参考.

## 参考文献

- [1] Bao J, Chen Y H, Zhang X P, et al. 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 080101 (in Chinese) [鲍杰, 陈永浩, 张显鹏, 等 2019 物理学报 **68** 080101]
- [2] Xia J F, Zhang J 2000 *Physics* **29** 270 (in Chinese) [夏江帆, 张杰 2000 物理 **29** 270]
- [3] Alvarez J, Fernández-Tobias J, Mima K, Nakai S, Kar S, Kato Y, Perlado J M 2014 *Physics Procedia* **60** 29
- [4] Chen S N, Negoita F, Spohr K, d'Humières E, Pomerantz I, Fuchs J 2019 *Matter Radiat. Extremes* **4** 054402
- [5] Günther M M, Rosmej O N, Tavana P, Gyrdaymov M, Skobliakov A, Kantsyrev A, Zähler S, Borisenko N G, Pukhov A, Andreev N E 2022 *Nat. Commun.* **13** 170
- [6] Zimmer M, Scheuren S, Kleinschmidt A, Mitura N, Tebartz A, Schaumann G, Abel T, Ebert T, Hesse M, Zähler S, Vogel S C, Merle O, Ahlers R J, Duarte Pinto S, Peschke M, Kröll T, Bagnoud V, Rödel C, Roth M 2022 *Nat. Commun.* **13** 1173
- [7] Kodama R, Norreys P A, Mima K, Dangor A E, Evans R G, Fujita H, Kitagawa Y, Krushelnick K, Miyakoshi T, Miyanaga N, Norimatsu T, Rose S J, Shozaki T, Shigemori K, Sunahara A, Tampo M, Tanaka K A, Toyama Y, Yamanaka T, Zepf M 2001 *Nature* **412** 798
- [8] Hurricane O A, Callahan D A, Casey D T, Celliers P M, Cerjan C, Dewald E L, Dittrich T R, Döppner 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
- [9] Ren G, Yan J, Liu J, Lan K, Chen Y H, Huo W Y, Fan Z, Zhang X, Zheng J, Chen Z, Jiang W, Chen L, Tang Q, Yuan Z, Wang F, Jiang S, Ding Y, Zhang W, He X T 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 165001
- [10] Curtis A, Calvi C, Tinsley J, Hollinger R, Kaymak V, Pukhov A, Wang S, Rockwood A, Wang Y, Shlyaptsev V N, Rocca J J 2018 *Nat. Commun.* **9** 1077
- [11] Labaune C, Baccou C, Depierreux S, Goyon C, Loisel G, Yahia V, Rafelski J 2013 *Nat. Commun.* **4** 2506
- [12] Ditmire T, Zweiback J, Yanovsky V P, Cowan T E, Hays G, Wharton K B 1999 *Nature* **398** 489
- [13] Lu H Y, Liu J S, Wang C, Wang W T, Zhou Z L, Deng A H, Xia C Q, Xu Y, Lu X M, Jiang Y H, Leng Y X, Liang X Y, Ni G Q, Li R X, Xu Z Z 2009 *Phys. Rev. A* **80** 051201
- [14] Roth M, Jung D, Falk K, Guler N, Deppert O, Devlin M, Favalli A, Fernandez J, Gautier D, Geissel M, Haight R, Hamilton C E, Hegelich B M, Johnson R P, Merrill F, Schaumann G, Schoenberg K, Schollmeier M, Shimada T, Taddeucci T, Tybo J L, Wagner F, Wender S A, Wilde C H, Wurden G A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 044802
- [15] Mirfayzi S R, Alejo A, Ahmed H, Raspino D, Ansell S, Wilson L A, Armstrong C, Butler N M H, Clarke R J, Higginson A, Kelleher J, Murphy C D, Notley M, Rusby D R, Schooneveld E, Borghesi M, McKenna P, Rhodes N J, Neely D, Brenner C M, Kar S 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 044101
- [16] Jiang X R, Shao F Q, Zou D B, Yu M Y, Hu L X, Guo X Y, Huang T W, Zhang H, Wu S Z, Zhang G B, Yu T P, Yin Y, Zhuo H B, Zhou C T 2020 *Nucl. Fusion* **60** 076019
- [17] Cui B, Zhang Z M, Dai Z H, Qi W, Deng Z G, Huang H, He S K, Wang W W, Teng J, Zhang B, Liu H J, Chen J B, Xiao Y Q, Wu D, Ma W J, Hong W, Su J Q, Zhou W M, Gu Y Q 2021 *High Power Laser Part. Beams* **33** 123 (in Chinese) [崔波, 张智猛, 戴曾海, 齐伟, 邓志刚, 黄华, 贺书凯, 王为武, 滕建, 张博, 刘红杰, 陈家斌, 肖云青, 吴笛, 马文君, 洪伟, 栗敬钦, 周维民, 谷渝秋 2021 强激光与粒子束 **33** 123]
- [18] Shkolnikov P L, Kaplan A E, Pukhov A, Meyer-ter-Vehn J 1997 *Appl. Phys. Lett.* **71** 3471
- [19] Ledingham K W D, Spencer I, McCanny T, Singhal R P, Santala M I K, Clark E, Watts I, Beg F N, Zepf M, Krushelnick K, Tatarakis M, Dangor A E, Norreys P A, Allott R, Neely D, Clark R J, Machacek A C, Wark J S, Cresswell A J, Sanderson D C W, Magill J 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 899
- [20] Arikawa Y, Utsugi M, Alessio M, Nagai T, Abe Y, Kojima S, Sakata S, Inoue H, Fujioka S, Zhang Z, Chen H, Park J, Williams J, Morita T, Sakawa Y, Nakata Y, Kawanaka J, Jitsuno T, Sarukura N, Miyanaga N, Nakai M, Shiraga H, Nishimura H, Azechi H 2015 *Plasma Fusion Res* **10** 2404003
- [21] Jiao X J, Shaw J M, Wang T, Wang X M, Tsai H, Poth P, Pomerantz I, Labun L A, Toncian T, Downer M C, Hegelich B M 2017 *Matter Radiat. Extremes* **2** 296
- [22] Feng J, Fu C, Li Y, Zhang X, Wang J, Li D, Zhu C, Tan J, Mirzaie M, Zhang Z, Chen L 2020 *High Energy Density Phys.* **36** 100753
- [23] Jiang X R, Zou D B, Zhao Z J, Hu L X, Han P, Yu J Q, Yu T P, Yin Y, Shao F Q 2021 *Phys. Rev. Appl.* **15** 034032
- [24] Qi W, Zhang X H, Zhang B, He S K, Zhang F, Cui B, Yu M H, Dai Z H, Peng X Y, Gu Y Q 2019 *Phys. Plasmas* **26** 043103
- [25] Pomerantz I, McCary E, Meadows A R, Arefiev A, Bernstein A C, Chester C, Cortez J, Donovan M E, Dyer G, Gaul E W, Hamilton D, Kuk D, Lestrade A C, Wang C, Ditmire T, Hegelich B M 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 184801
- [26] Shen B F, Meyer-ter-Vehn J 2001 *Phys. Plasmas* **8** 1003
- [27] Zhang X M, Shen B F 2006 *J. Plasma Phys.* **72** 635
- [28] Macchi A 2006 *Appl. Phys. B* **82** 337
- [29] Hu L X, Yu T P, Shao F Q, Zhu Q J, Yin Y, Ma Y Y 2015 *Phys. Plasmas* **22** 123104
- [30] Pegoraro F and Bulanov S V 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 065002
- [31] Yan X Q, Wu H C, Sheng Z M, Chen J E, Meyer-ter-Vehn J 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 135001
- [32] Wan Y, Pai C H, Zhang C J, Li F, Wu Y P, Hua J F, Lu W, Gu Y Q, Silva L O, Joshi C, Mori W B 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 234801
- [33] Ridgers C P, Brady C S, Ducloux R, Kirk J G, Bennett K, Arber T D, Robinson A P L, Bell A R 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 165006
- [34] Wu D, Sheng Z M, Yu W, Fritzsche S, He X T 2021 *AIP Advances* **11** 075003
- [35] Deng H X, Sha R, Hu L X, Jiang X R, Zhao N, Zou D B, Yu T P, Shao F Q 2022 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **64** 085004
- [36] Toupin C, Lefebvre E, Bonnaud G 2001 *Phys. Plasmas* **8** 1011
- [37] Liskien H, Paulsen A 1973 *At. Data Nucl. Data Tables* **11** 569
- [38] Macchi A, Cattani F, Liseykina T V, Cornolti F 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 165003

- [39] Yan X Q, Lin C, Sheng Z M, Guo Z Y, Liu B C, Lu Y R, Fang J X, Chen J E 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 135003
- [40] Ji L L, Shen B F, Zhang X M, Wang F C, Jin Z Y, Li X M, Wen M, Cary J R 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 164802
- [41] Qiao B, Kar S, Geissler M, Gibbon P, Zepf M, Borghesi M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 115002
- [42] Henig A, Steinke S, Schmittner M, Sokollik T, Hörlein R, Kiefer D, Jung D, Schreiber J, Hegelich B M, Yan X Q, Meyer-ter-Vehn J, Tajima T, Nickles P V, Sandner W, Habs D 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 245003
- [43] Kar S, Kakolee K F, Qiao B, Macchi A, Cerchez M, Doria D, Geissler M, McKenna P, Neely D, Osterholz J, Prasad R, Quinn K, Ramakrishna B, Sarri G, Willi O, Yuan X H, Zepf M, Borghesi M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 185006
- [44] Palmer C A J, Schreiber J, Nagel S R, Dover N P, Bellei C, Beg F N, Bott S, Clarke R J, Dangor A E, Hassan S M, Hilz P, Jung D, Kneip S, Mangles S P D, Lancaster K L, Rehman A, Robinson A P L, Spindloe C, Szerypo J, Tatarakis M, Yeung M, Zepf M, Najmudin Z 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 225002
- [45] Zhang X M, Shen B F, Ji L L, Wang W P, Xu J C, Yu Y H, Wang X F 2011 *Phys. Plasmas* **18** 073101
- [46] Sgattoni A, Sinigardi S, Macchi A 2014 *Appl. Phys. Lett.* **15** 084105
- [47] Sgattoni A, Sinigardi S, Fedeli L, Pegoraro F, Macchi A 2015 *Phys. Rev. E* **91** 013106

SPECIAL TOPIC—The 70th anniversary of National University of Defense Technology

**Ultrashort pulsed neutron source driven by two counter-propagating laser pulses interacting with ultra-thin foil\***

Feng Kai-Yuan<sup>1)</sup> Shao Fu-Qiu<sup>1)</sup> Jiang Xiang-Rui<sup>1)</sup> Zou De-Bin<sup>1)†</sup>  
 Hu Li-Xiang<sup>1)</sup> Zhang Guo-Bo<sup>2)</sup> Yang Xiao-Hu<sup>2)</sup> Yin Yan<sup>1)</sup>  
 Ma Yan-Yun<sup>3)</sup> Yu Tong-Pu<sup>1)</sup>

1) (*Department of Physics, College of Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*)

2) (*Department of Nuclear Science and Technology, College of Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*)

3) (*The First Interdisciplinary Center, College of Advanced Interdisciplinary Studies, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*)

( Received 30 April 2023; revised manuscript received 9 June 2023 )

**Abstract**

Neutron production via  $D(d, n)^3\text{He}$  nuclear reaction during the interaction of two counter-propagating circularly polarized laser pulses with ultra-thin deuterium target is investigated by particle-in-cell simulation and Monte Carlo method. It is found that the rotation direction and initial relative phase difference of laser electric field vector have important effects on deuterium foil compression and neutron characteristics. The reason is attributed to the net light pressure and the difference in transverse instability development. The highest neutron yield can be obtained by choosing two laser pulses with a relative phase difference of 0 and the same rotation direction of the electric field vector. When the relative phase difference is  $0.5\pi$  or  $1.5\pi$  and the rotation direction of electric field vector is different, the neutrons have a directional spatial distribution and the neutron yield only slightly decreases. For left-handed circularly polarized laser pulse and right-handed circularly polarized laser pulse, each with an intensity of  $1.23 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$ , a pulse width of 33 fs and a relative phase difference of  $0.5\pi$ , it is possible to produce a pulsed neutron source with a yield of  $8.5 \times 10^4 \text{ n}$ , production rate of  $1.2 \times 10^{19} \text{ n/s}$ , pulse width of 23 fs and good forward direction as well as tunable spatial distribution. Comparing with photonuclear neutron source and beam target neutron source driven by ultraintense laser pulses, the duration of neutron source in our scheme decreases significantly, thereby possessing many potential applications such as neutron nuclear data measurement. Our scheme offers a possible method to obtain a compact neutron source with short pulse width, high production rate and good forward direction.

**Keywords:** two counter-propagating laser pulses, relative phase difference, rotation direction of electric-field vector, pulsed neutron source

**PACS:** 52.38.-r, 29.25.Dz, 52.27.Ny, 52.65.Pp

**DOI:** 10.7498/aps.72.20230706

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12175310, 12275356, U22411281), the Natural Science Foundation of Hunan Province, China (Grant No. 2022JJ20042), the Youth Innovation Award of NUDT (Grant No. 20190102), and the Postgraduate Scientific Research Innovation Project of Hunan Province, China (Grant No. CX20210006).

† Corresponding author. E-mail: [debinzou@nudt.edu.cn](mailto:debinzou@nudt.edu.cn)



## 双束对射激光驱动超薄靶的超短脉冲中子源

冯凯源 邵福球 蒋祥瑞 邹德滨 胡理想 张国博 杨晓虎 银燕 马燕云 余同普

## Ultrashort pulsed neutron source driven by two counter-propagating laser pulses interacting with ultra-thin foil

Feng Kai-Yuan Shao Fu-Qiu Jiang Xiang-Rui Zou De-Bin Hu Li-Xiang Zhang Guo-Bo Yang Xiao-Hu Yin Yan Ma Yan-Yun Yu Tong-Pu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 185201 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230706

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230706>

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

#### 中国散裂中子源反角白光中子源束内伽马射线研究

In-beam  $\gamma$ -rays of back-streaming white neutron source at China Spallation Neutron Source

物理学报. 2020, 69(17): 172901 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200718>

#### 中国散裂中子源反角白光中子束流参数的初步测量

Experimental result of back-streaming white neutron beam characterization at Chinese spallation neutron source

物理学报. 2019, 68(8): 080101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182191>

#### 基于中国散裂中子源反角白光中子束线的天然锂中子全截面测量

Measurement of total neutron cross section of natural lithium at China Spallation Neutron Source Back-n facility

物理学报. 2022, 71(5): 052901 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211646>

#### 利用气泡探测器测量激光快中子

Laser fast neutron measured by bubble detector

物理学报. 2018, 67(22): 222101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181035>

#### 中国散裂中子源在大气中子单粒子效应研究中的应用评估

Application and evaluation of Chinese spallation neutron source in single-event effects testing

物理学报. 2019, 68(5): 052901 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181843>

#### 应用中国散裂中子源9号束线端研究65 nm微控制器大气中子单粒子效应

Atmospheric neutron single event effect in 65 nm microcontroller units by using CSNS-BL09

物理学报. 2019, 68(23): 238502 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191196>