

长短脉冲联合驱动双层结构靶 优化伽马射线的产生*

熊俊¹⁾ 安红海¹⁾ 王琛^{1)†} 张振驰²⁾ 矫金龙³⁾
雷安乐¹⁾ 王瑞荣¹⁾ 胡广月²⁾ 王伟¹⁾ 孙今人¹⁾

1) (中国工程物理研究院上海激光等离子体研究所, 上海 201899)

2) (中国科学技术大学核科学技术学院, 合肥 230026)

3) (浙江大学物理学系, 浙江近代物理中心, 杭州 310027)

(2021年11月3日收到; 2022年6月13日收到修改稿)

在神光-II升级及皮秒拍瓦激光装置上, 开展了长短脉冲联合驱动双层结构靶优化伽马射线产生的实验研究. 一束纳秒长脉冲激光预先烧蚀第一层碳氢薄膜靶, 产生等离子体, 经一定时间的自由膨胀后, 形成较大尺度的低密度等离子体. 第二束皮秒短脉冲激光与低密度等离子体相互作用, 通过光场直接加速等非线性加速机制, 将电子加速到相对论量级. 相对论电子束经过传输后在第二层金转换靶上通过韧致辐射的方式产生伽马射线. 该方案能够有效提升超强超短脉冲激光加速产生的相对论电子束流品质, 获得能量更高、发散度更小的相对论电子束, 进而有可能获得品质更高的伽马射线输出.

关键词: 伽马射线, 激光驱动离子加速, 相对论电子, 低密度等离子体

PACS: 52.38.-r, 52.38.Ph, 52.38.Kd, 52.50.Jm

DOI: 10.7498/aps.71.20212042

1 引言

伽马射线具有广泛的应用前景, 诸如闪光照相^[1,2]、复杂结构的无损探伤^[3]、产生用于对原子核物理及等离子体物理的微观过程进行时间分辨的动力学研究的正电子源^[4,5]、作为核光子学研究的驱动源来诱导放射性材料发生嬗变^[6,7]以及制备医用同位素材料^[8]等.

目前而言, 在诸多的超快伽马射线产生方案中, 利用高能电子在靶基底内的韧致辐射产生伽马射线的效率最高, 其截止能量为高能电子束的峰值. 对于能量不是特别高的非相对论高能电子来说, 产生的伽马射线辐射方向主要与高能电子运动方向

垂直, 即在侧向; 而对于能量非常高的相对论电子来说, 产生的伽马射线辐射总是沿着高能电子的初始运动方向. 两相比较, 相对论电子驱动的伽马射线方向性好, 具有更高的能量, 对于应用来说, 更具有优势. 因此, 高能高通量的相对论电子束流成为产生高品质伽马射线的关键因素之一. 超强超短脉冲激光的发展为激光驱动伽马射线源的发展带来了契机. 超强超短脉冲激光可在极短的时间内将大量的能量集中在极小的空间尺度上, 创造出高温高密度的等离子体环境. 在这种温稠密等离子体中, 激光场通过多种非线性加速机制在极短的时间(几十飞秒到几个皮秒)和距离(百微米)内加速到相对论条件, 获得高通量的相对论电子束流, 其后再通过与转换靶材料相互作用产生超快伽马射线束.

* 科学挑战专题(批准号: TZ2018005)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wch11@163.com

神光-Ⅱ皮秒拍瓦激光装置可产生数百焦耳的皮秒激光输出,同时神光-Ⅱ升级装置还能够同时输出多路纳秒长脉冲激光,这为开展长短脉冲联合驱动相对论电子束和伽马射线的研究提供了有利的条件.本文开展了相应的实验研究,通过利用长短脉冲联合驱动双层结构靶的构型,来提高相对论电子束的品质,进而优化获得了更强的伽马射线脉冲输出.这一结果为后续的研究提供新的思路和启发.

2 相对论电子束的产生

超短超强皮秒激光作用到靶面之前,自发辐射的脉冲前沿^[9](ASE)预先烧蚀靶面产生密度梯度陡峭的预等离子体,超热电子的加速机制主要是在临界密度面附近产生有质动力加速^[10,11].而如果在主脉冲作用前,存在更大尺度的低密度等离子体层,皮秒短脉冲激光在低于临界密度面的区域范围内,可能会通过光场直接加速机制^[12](DLA)、自调制尾波场加速(SMLWF)^[13]等非线性加速机制将电子加速到更高能量状态,最终获得能量更大、束流通量更强的高能电子束流.

纳秒激光辐照薄膜靶产生的等离子体在经过一段时间的自由膨胀后,产生较大尺度的低密度等离子体,基于此,开展了初步的实验.实验利用高功率激光物理联合实验室的神光-Ⅱ升级装置及皮秒拍瓦装置进行,方案如图1所示.在图1(a)中,单束皮秒激光辐照平面薄膜靶产生相对论电子束;而在图1(b)中,采用了长短双脉冲激光联合驱动的方式.首先使用一束脉冲较长的纳秒激光辐照平面薄膜靶,将靶完全烧蚀,经一定延时后,会形成较大尺度的低密度等离子体,其后脉冲较短的皮秒激光注入,与产生的较大尺度的低密度等离子体发生作用,加速产生相对论电子.对于这两种实验方式,除了纳秒激光的差异,其他完全相同.靶均为2 μm厚度的C₆H₆平面薄膜靶.皮秒激光的条件是脉冲宽度约1 ps,能量约150 J,基频(波长1.053 μm),焦斑尺寸约Φ30 μm,与靶面法向成21°角注入,功率密度约6×10¹⁹ W/cm².纳秒激光的条件是脉冲宽度约1 ns,能量约600 J,三倍频(波长0.351 μm),与靶面法线方向呈约45°角注入,采用连续位相板(CPP)束匀滑方式聚焦,在靶面位置形成尺寸约Φ450 μm的均匀焦斑.皮秒与纳

秒激光之间的延时约1 ns.采用2套完全相同的电子磁谱仪EMS1和EMS2分别对产生的相对论电子进行探测,其中磁场均为3000 G(1 G=10⁻⁴ T),测量范围0.2—260 MeV.EMS1放置在皮秒激光的前进方向上,即与靶面法向成21°;而EMS2则放置在靶面法向的另一侧,与靶面法向成约50°角的方向,用来测量侧向的电子发射.EMS1和EMS2到靶距离均约为500 mm,基本一致.

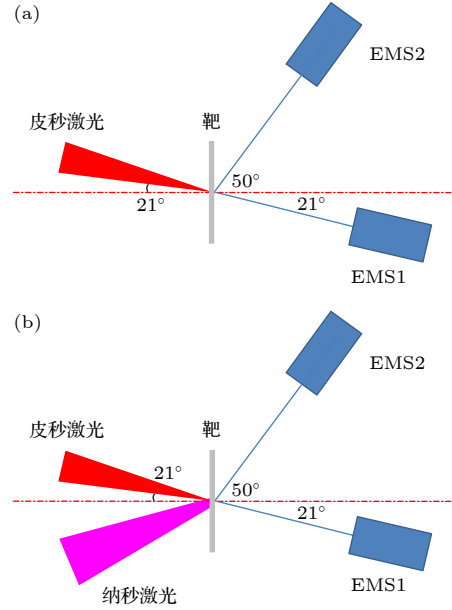


图1 针对出射电子束测量的实验方案示意图 (a)单皮秒激光驱动平面薄膜靶方式;(b)纳秒、皮秒长短脉冲联合驱动平面薄膜靶方式

Fig. 1. Experimental scheme for the measurement of outgoing electron beams: (a) A film target driven by a single ps laser; (b) a film target jointly driven by long ps and short ns pulse lasers.

图2给出了由EMS1测量得到的单发次激光入射方向的电子能谱图像($dN/(dEd\Omega)$ 是单位能量单位立体角内的电子数目),左侧为低能端,右侧为高能端.图3则是根据EMS1与EMS2记录图像处理之后的电子能谱分布曲线.从图3可以明显看出,在激光入射方向上(由EMS1测量),ns+ps的长短脉冲联合驱动条件下,高能段的相对论电子数目及所占份额明显高于单ps脉冲驱动条件,且其能谱更“硬”,电子的最高能量也明显更高.而在侧向(由EMS2测量),总的电子能量和数量明显低于激光入射方向,同时两种不同情况对应的电子能谱差异也比较小,表明电子主要的发射方向以激光入射方向为主的.

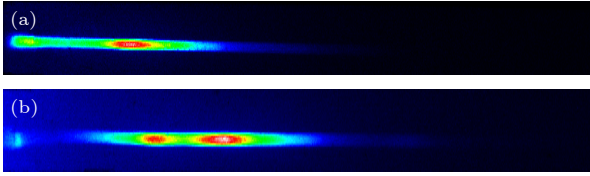


图 2 由 EMS1 测量得到的单发次激光入射方向的电子能谱图像 (a) 单皮秒激光驱动平面靶; (b) 纳秒、皮秒长短脉冲联合驱动平面靶

Fig. 2. Electron energy spectrum image of the laser incident direction measured by EMS1: (a) A film target driven by a single ps laser; (b) a film target driven by ns and ps lasers.

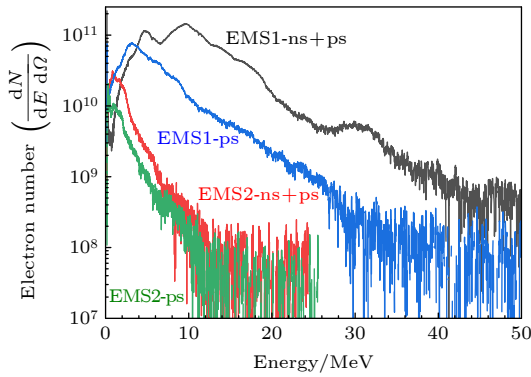


图 3 由 EMS1 与 EMS2 记录图像处理之后的电子能谱分布曲线

Fig. 3. Electronic spectrum distribution curves recorded by EMS1 and EMS2.

另一个值得注意的现象是在长短脉冲联合驱动条件下, 电子能谱存在多个“峰”, 而单脉冲激光驱动条件下仅有一个较为明显的峰, 这似乎表明双脉冲驱动情况下, 可能存在多种加速机制, 而单脉冲条件下则以临界密度面附近的有质动力加速为主. 多种加速机制共同作用, 提高了相对论电子的能量和数量.

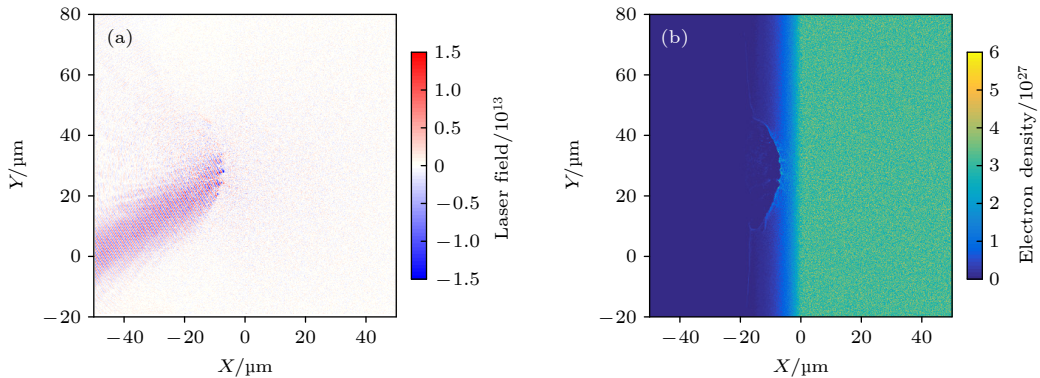


图 4 针对带陡峭分布预等离子体层固体靶进行数值模拟的结果 (a) 激光场分布; (b) 电子密度分布

Fig. 4. Numerical simulation results of a solid target with a steeply distributed pre-plasma: (a) Laser field distribution; (b) electron density distribution.

3 低密度等离子体增强相对论电子

为更好理解上述实验结果, 利用 PIC 粒子模拟程序 (EPOCH)^[14], 进行了简单的数值模拟. 模拟中选取激光波长 $1 \mu\text{m}$, 脉宽 1ps , 焦斑 $10 \mu\text{m}$ (FWHM), 对应靶面功率密度 $10^{19} \text{W}/\text{cm}^2$. 靶材料为 C_8H_8 , 靶成分比 C:H 为 1:1. 分别针对两种实验情况选择对应的模型进行模拟: 一是固体靶模型, 对应单皮秒激光驱动平面薄膜靶方式, 固体靶密度设置为 $20n_c$, 此处 n_c 为等离子体的临界电子密度, 对于波长为 $1.053 \mu\text{m}$ 的基频皮秒激光来说, $n_c = 1 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$. 激光以与法线方向 30° 角斜入射辐照在靶面上. 考虑到实际皮秒激光存在的前沿的影响, 在固体靶前设置密度标长 $4 \mu\text{m}$ 的陡峭分布的预等离子体. 二是低密度等离子体模型, 对应纳秒皮秒长短脉冲激光联合驱动平面薄膜靶方式, 为简化起见, 等离子体设为均匀等离子体, 电子密度设置为 $0.1n_c$, 皮秒激光正入射到等离子体上.

模拟结果如图 4 和图 5 所示, 其中图 4 是针对带陡峭分布预等离子体层固体靶进行数值模拟的结果, 图 5 是针对低密度均匀等离子体进行数值模拟的结果. 图 4 和图 5 两子图分别为对应条件下的激光场分布、电子密度分布.

对于带陡峭分布预等离子体层的固体靶情况, 皮秒线偏振入射激光与密度陡变的固体靶截面相互作用时, 电子加速的主要方式是有质动力加热和真空加热机制^[15], 发生在临界密度面附近, 电子能谱呈麦克斯韦分布. 当激光与等离子体作用时, 辐射压使离子正向加速, 将临界密度面向更高密度区推进, 使原来密度分布进一步陡化. 如图 4(b) 所

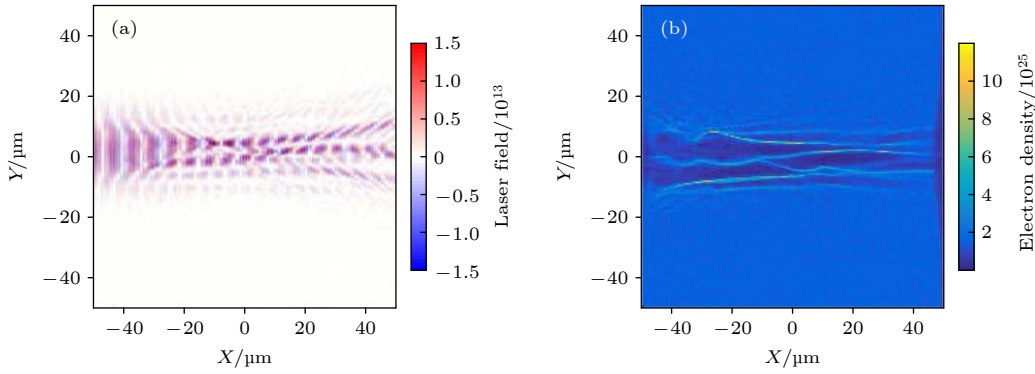


图 5 针对低密度均匀等离子体进行数值模拟的结果 (a) 激光场分布; (b) 电子密度分布

Fig. 5. Numerical simulation results for low-density uniform plasma: (a) Laser field distribution; (b) electron density distribution.

示, 等离子体内的电子被激光场排开, 形成一个向内凹陷的空洞, 使得临界密度面向内弯曲. 由于有质动力加速产生的超热电子的运动方向以垂直临界密度面为主, 临界密度面的这种弯曲将会使得高能电子的发散角显著地增大.

而对于电子密度为 $0.1n_c$ 的低密度的均匀等离子体来说, 情况则完全不同. 相对论级别的皮秒激光在低密度等离子体中传输时出现明显的成丝不稳定性 (filamentation instability)^[16], 进而诱发自聚焦效应, 激光强度有所增强. 在百微米尺度范围内, 激光依然保持前向传输. 从图 5(b) 可以看出, 相对论激光通过有质动力将电子排开, 在次临界密度等离子体中形成多条“等离子体通道”^[17–20]. 形成的通道可有效地增大激光与电子之间的能量转换, 将电子加速到数十 MeV. 在 Li 等^[21]、Arefiev 等^[22, 23] 的 PIC 模拟工作中也证实了这种通道结构的形成对超热电子的影响.

图 6 给出了针对两种靶结构模拟的前向相对论电子发射能谱, 可以明显看出, 对低密度均匀等离子体条件来说, 尽管在低能电子数量方面比带陡峭分布预等离子体层的固体靶条件要少一些, 但在更高能的相对论电子, 不但数量大大超出, 并且截止能量更高, 即电子能谱更“硬”. 同时模拟结果也显示, 低密度均匀等离子体条件下所产生的相对论电子方向更为集中, 发散角更小. 这表明, 通过创造低密度等离子体的环境, 有助于显著提升相对论电子的能量、降低发散角, 这些性能的改进对于提高伽马射线的品质非常有利. 尽管前述实验中采用的是纳秒激光驱动烧蚀形成的低密度等离子体, 与数值模拟中采用低密度均匀等离子体存在较大的差异, 但基本原理是相同的, 而实验结果也的确表明了这一点.

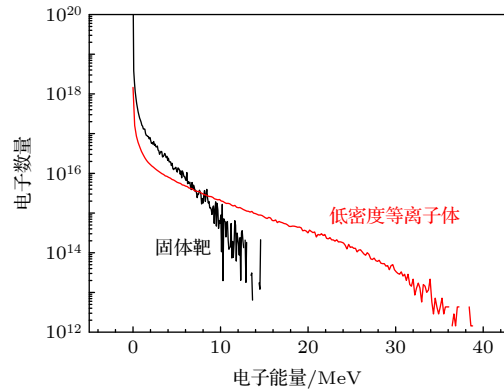


图 6 两种情况对应的前向电子能谱模拟结果

Fig. 6. Simulation results of the forward electron spectrum corresponding to the two cases.

4 皮秒激光驱动产生伽马射线

根据上述低密度等离子体可能获得更强的相对论电子这一想法, 基于高功率激光物理联合实验室的神光-II 升级装置及皮秒拍瓦装置, 设计了长短脉冲联合驱动双层结构靶产生伽马射线的实验方案, 如图 7(a) 所示. 靶是双层结构, 第一层为厚度 $2\ \mu\text{m}$ 的 C_8H_8 平面薄膜靶, 第二层是一块厚度约 $2\ \text{mm}$ 的 Au 厚靶, 两层表面间隔 $650\ \mu\text{m}$, 如图 8 所示. 首先, 一束 $1\ \text{ns}$, $600\ \text{J}$ 的脉冲较长的三倍频激光以 $\Phi 450\ \mu\text{m}$ 的 CPP 焦斑直接辐照 C_8H_8 平面薄膜靶, 将其完全烧蚀, 经过一定延时后, 形成密度梯度相对平缓的低密度等离子体; 另一束 $1\ \text{ps}$, $150\ \text{J}$ 的基频短脉冲皮秒激光以 $\Phi 30\ \mu\text{m}$ 的焦斑沿 21° 角注入, 焦面位于 C_8H_8 平面薄膜靶位置. 入射的皮秒激光与大尺度低密度等离子体发生作用, 加速产生相对论电子; 相对论电子束流经过传输后进入 Au 厚靶中, 与 Au 转换靶作用, 通过轭致辐射产生伽马射线. 采用 2 套完全相同的伽马

射线堆栈谱仪 (γ -1, γ -2) 对产生的伽马射线进行探测, 测量的能段范围为 20 keV—2 MeV. 其中 γ -1 放置在皮秒激光的前进方向上, 即与靶面法向成 21° ; 而 γ -2 放置在靶面的切线方向, 用来测量侧向的伽马射线发射. γ -1 和 γ -2 前端到靶的距离均为 700 mm, 基本一致.

作为对比, 还进行了另外两种方案的实验, 分别如图 7(b) 和图 7(c) 所示. 图 7(b) 方案与图 7(a) 的差别仅是去掉了纳秒激光, 只采用单束皮秒激光驱动; 而图 7(c) 的方案, 则采用单束皮秒激光驱动单块 Au 厚靶的方式, 与图 7(b) 相比, 又去掉了第一层厚度 $2\ \mu\text{m}$ 的 C_8H_8 平面薄膜靶, 同时皮秒激光的焦点位置移动到单块 Au 厚靶的靶面上. 其他条件, 如靶参数、激光参数、诊断方式等完全一样.

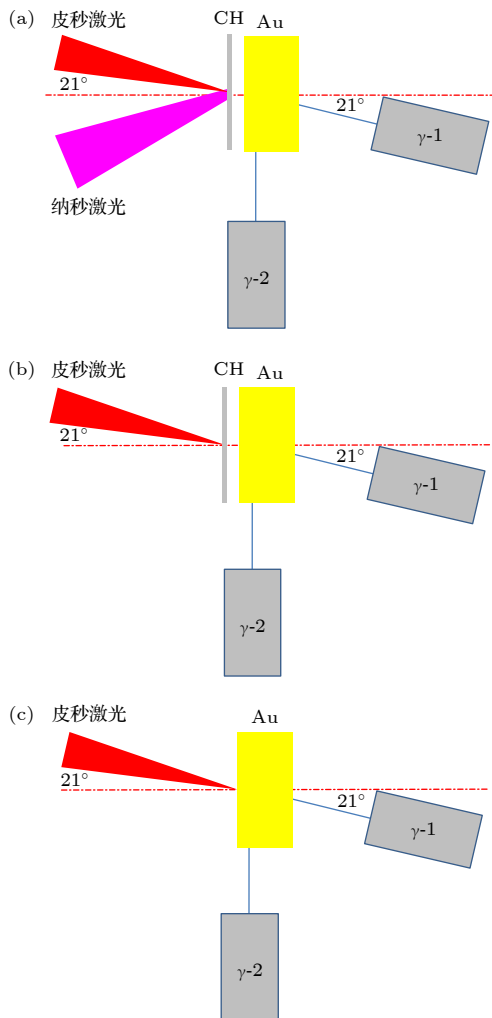


图 7 三种产生伽马射线的实验方案示意图 (a) 长短脉冲联合驱动双靶; (b) 单脉冲驱动双靶; (c) 单脉冲驱动单靶
Fig. 7. Experimental schemes for generating gamma rays: (a) Dual targets driven by ns and ps lasers; (b) dual targets driven by a ps laser; (c) a target driven by a ps laser.

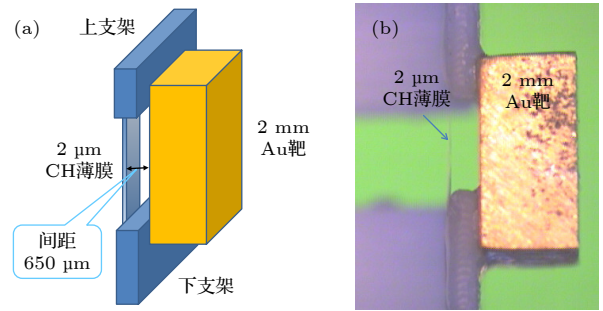


图 8 双靶结构示意图 (a) 及实物照片 (b)

Fig. 8. Schematic diagram of dual target structure (a) and actual photo (b).

图 9 给出了上述 3 种实验方案下, 利用伽马射线堆栈谱仪测量得到的单发次实验的伽马射线能谱分布, 其中 a 为长短脉冲联合驱动双靶产生的辐射能谱强度, b 为单脉冲驱动双靶的辐射能谱强度, c 为单脉冲驱动单靶的辐射能谱强度; -1 后缀表示是 γ -1 谱仪即激光入射方向的测量结果, -2 后缀表示是 γ -2 谱仪即靶面切线方向的测量结果. 皮秒激光的注入时刻是纳秒激光脉冲的下降沿中点时刻. 由图 9 可以明显地看出, 通常情况, 在激光方向上 γ -1 测得的伽马射线强度要明显高于靶面切线方向 γ -2 的结果, 即相对论电子引起的伽马射线占主导地位. 对于能量高于 0.5 MeV 的区域, 利用方案 (a) 获得的伽马射线辐射强度要明显高于 (b) 和 (c) 两种方案, 而 (b) 和 (c) 两种方案获得的辐射强度则比较接近. 在方案 (a) 中, 纳秒激光脉冲预先烧蚀 C_8H_8 薄膜靶, 形成大尺度的低密度等离子体状态. 而在方案 (b) 中, 尽管靶前也与一层 C_8H_8 薄膜靶, 但皮秒激光作用时间短, 难以形成大尺度低密度的等离子体. 皮秒激光注入, 在大尺度的低密度等离子体中可能通过多种非线性加速机制将电子加速到相对论水平, 获得能量更高、流强更大的相对论电子束, 进而与 Au 固体靶作用, 产生更强的伽马射线辐射. 表 1 给出了 3 种方案几个能量点的伽马射线辐射强度, 可以看出, 相比于传统的单路皮秒激光直接驱动 Au 厚靶的方案 (c), 长短脉冲联合驱动双层结构靶的方案 (a) 在 0.5 MeV, 1.0 MeV, 1.5 MeV 和 2.0 MeV 四个能点, 伽马射线的辐射强度分别增大了 39%, 96%, 100% 和 100%; 而采用单皮秒脉冲双层结构靶的方案 (b), 则增长有限, 仅增大了 -3.7%, 20%, 21% 和 22%. 这一结果充分表明了长短脉冲联合驱动双层结构靶构型在提高相对论电子数目和伽马射线强度方面的显著效果.

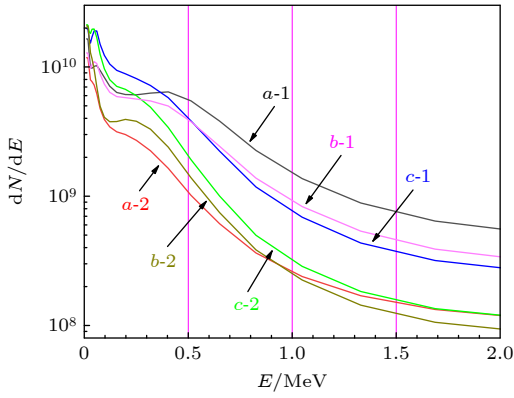


图 9 三种条件对应的单次实验伽马射线的能谱分布, 其中 $a-1$, $b-1$, $c-1$ 对应 $\gamma-1$ 测量的数据, $a-2$, $b-2$, $c-2$ 对应 $\gamma-2$ 测量的数据

Fig. 9. Spectrum distribution of gamma rays corresponding to the three conditions. $a-1$, $b-1$, and $c-1$ correspond to the data from $\gamma-1$, and $a-2$, $b-2$, and $c-2$ correspond to the data from $\gamma-2$.

表 1 不同能量处 3 种方案获得的伽马射线强度
Table 1. Gamma ray intensity obtained by the three schemes at different energies.

能量/MeV	伽马射线强度/ 10^8				
	$a-1$	$b-1$	$c-1$	$(a-c)/c$	$(b-c)/c$
0.5	55.6	38.6	40.1	39%	-3.7%
1.0	15.3	9.34	7.79	96%	20%
1.5	7.56	4.58	3.78	100%	21%
2.0	5.60	3.42	2.80	100%	22%

5 伽马射线的角分布

从上述实验可以看出, 在激光方向上的伽马射线强度要明显高于靶面切线方向. 针对伽马射线的角分布, 针对上述方案 (a) 和 (c) 进行了专门的研究, 实验方案如图 10 所示. 在已有的 2 套伽马射线堆栈谱仪 ($\gamma-1$ 和 $\gamma-2$) 之外, 另外增加了两套伽马射线堆栈谱仪 ($\gamma-3$ 和 $\gamma-4$) 分别放置在相应的方位角上进行伽马射线的诊断. 以靶背法向为角度零点, 4 台伽马射线堆栈谱仪的方位角如下: $\gamma-1$ 对应 21° , $\gamma-2$ 对应 90° , $\gamma-3$ 对应 0° , $\gamma-4$ 对应 60° . 4 套伽马射线堆栈谱仪参数和配置完全相同, 前端到靶的距离均约为 700 mm, 基本一致.

图 11 为方案 (a) 和 (c) 对应的伽马射线能谱分布. 从图 11 可以看出, 与方案 (c) 单束皮秒激光驱动单块 Au 厚靶方式相比, 方案 (a) 对应的长短脉冲联合驱动双靶方式下, 4 个方位伽马堆栈谱仪测量得到的曲线更加分离. 特别值得关注的是, 随

着伽马射线能量的增大, 21° 即激光前进方向的伽马射线强度逐渐超过了 0° 靶背法线方向. 这些现象表明, 与方案 (c) 相比, 方案 (a) 产生的伽马射线具有一定的方向性. 为此, 针对特定能量的伽马射线, 如 2 MeV, 绘制了伽马射线与探测角度的关系曲线, 如图 12 所示. 很明显, 在方案 (c) 单束皮秒激光驱动单块 Au 厚靶方案时, 伽马射线辐射强

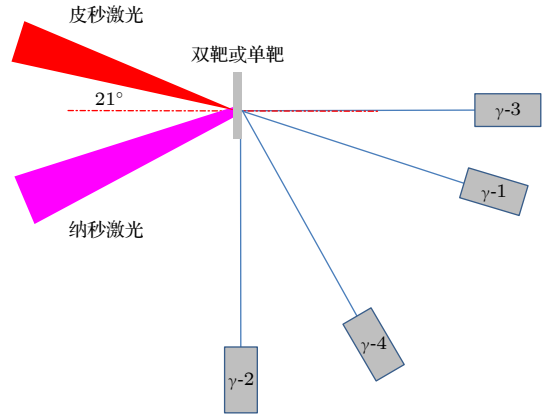


图 10 伽马射线角分布的测量方案示意图

Fig. 10. Experimental schemes for measuring spatial distribution of gamma-ray.

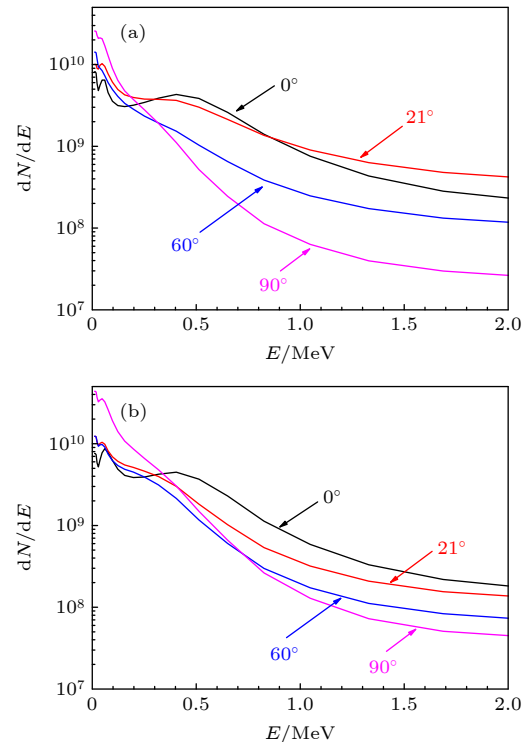


图 11 不同方向测量得到的伽马射线能谱分布 (a) 长短脉冲联合驱动双靶; (b) 单脉冲驱动单靶

Fig. 11. Spatial distributions of gamma-ray energy spectra: (a) Dual targets driven by ns and ps lasers; (b) a target driven by a ps laser.

区是靶面法线方向, 不同方位角上的辐射强度差异程度较小, 接近各向同性. 而在方案 (a) 长短脉冲联合驱动双靶方式下, 在 21° 的激光方向上, 伽马射线出现了明显的峰, 表明在该方向相对论电子占据明显的优势. 正是由于长短脉冲联合驱动双靶方案中存在的低密度等离子体, 增强了相对论电子, 并使其更加集中在激光方向上, 才产生了上述相应的效果.

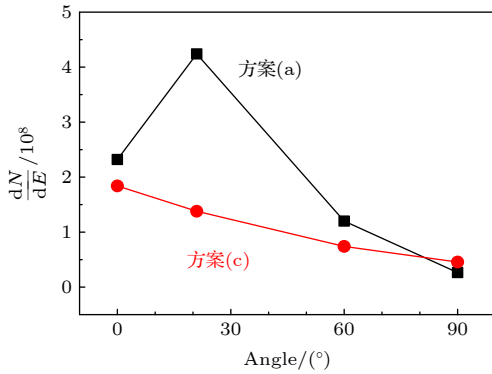


图 12 方案 (a) 与方案 (c) 的伽马射线能谱空间分布对比
Fig. 12. Comparison of spatial distributions of gamma-ray energy spectra between scheme-(a) and scheme-(c).

6 低密度等离子体状态的影响

上述实验基本证实了低密度等离子体的存在会改善相对论电子束的品质, 进而提高伽马射线的输出. 而不同的低密度等离子体的状态, 也可能对伽马射线的输出产生影响. 通过改变纳秒-皮秒长短脉冲之间的时间间隔, 可以有效改变皮秒激光到达时刻的低密度等离子体的状态, 从而获得相应的规律.

实验方案依然如图 7(a) 所示, 改变纳秒与皮秒激光的时间间隔, 所得结果如图 13 所示, 4 条曲线分别对应单 ps 激光 (无纳秒激光)、纳秒激光提前 0 ns, 1 ns, 1.5 ns 的条件, 其中纳秒激光提前 0 ns 指皮秒激光注入时刻在纳秒激光下降沿中点时刻, 即图 9 中的 $a-1$ 对应的条件, 而单 ps 激光条件则对应图 9 中的 $b-1$ 曲线. 可以看出, 对于能量高于 0.5 MeV 能段范围的高能伽马射线, 纳秒脉冲提前 1 ns 时刻的效果最好, 0 ns 时刻次之, 而时间间隔在 1.5 ns 时, 高能伽马辐射强度又明显下降, 甚至低于单脉冲条件. 其中主要的原因是随着纳秒激光与皮秒激光之间的时间间隔改变, 纳秒激光辐照 C_8H_8 薄膜产生的等离子体电子密度和密度

标长都会不同, 影响着相对论电子的产生, 进而导致伽马射线强度的不同. 纳秒与皮秒长短脉冲激光之间的时间间隔越大, 即纳秒激光越早, 那么在皮秒激光到达时, 等离子体膨胀的时间也越长, 对应区域更大, 电子密度更低.

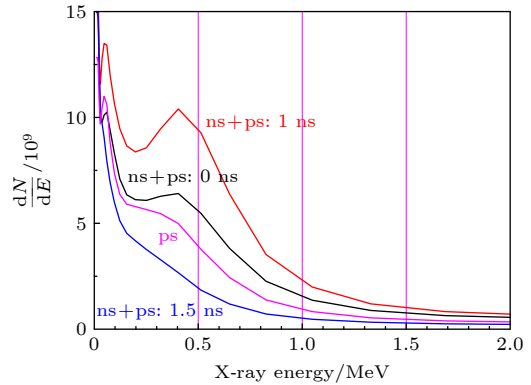


图 13 不同时间间隔条件下对应的伽马射线的能谱分布
Fig. 13. Spectrum distribution of gamma rays under different time interval.

当长短脉冲激光时间间隔为 0 ns 时, 纳秒激光刚刚结束, 等离子体的膨胀还很不充分, 等离子体的密度分布陡峭, 一部分皮秒激光能量会在临界密度面处反射, 导致对皮秒激光的能量吸收并不充分, 影响相对论电子的产生; 当时间间隔达到 1 ns 时, 等离子体状态比较合适, 皮秒激光会在等离子体形成自聚焦的等离子体通道, 从而高效沉积能量, 打破有质动力加速的能量极限, 获得能量更高的相对论电子; 而当时间间隔更长, 如 1.5 ns 以上, 等离子体已经充分膨胀, 电子密度过于稀薄, 大部分皮秒激光将会穿过了低密度等离子体, 影响在低密度等离子体中的能量沉积, 无法产生更多的相对论电子. 但由于皮秒激光聚焦位置的不同, 此时的条件与单皮秒激光是有区别的. 在单皮秒激光驱动 Au 单靶的情况下, 皮秒激光的聚焦位置在 Au 靶靶面, 而在长短脉冲激光联合驱动双靶的情况下, 皮秒激光的聚焦位置是在前面的 C_8H_8 薄膜靶上, 两者相差 $650 \mu m$. 这就使得穿越低密度等离子体后的皮秒激光辐照在后面的 Au 靶上的功率密度大大较低, 从而造成了产生的伽马射线反而比单皮秒激光方案更低的结果.

7 结论

超强激光驱动下的伽马射线源具有装置小型

化、短脉宽、高分辨率等特点,在材料瞬时动力学诊断,核光子学中诱导放射性材料嬗变以及制备医用同位素材料方面有着重要的应用前景.而目前制约激光驱动伽马射线源应用的主要瓶颈在于实验中产生伽马射线源强度远低于传统的伽马源,尚不能满足传统应用的需求.针对这一需求,本文提出通过改变靶前等离子体状态,进而调控超短激光驱动伽马射线源的技术方案.

通过对传统超短超强激光驱动伽马射线源实验的认识和分析,目前在激光驱动伽马射线源研究中,伽马射线源主要来自于相对论电子在固体靶中传输过程中产生的轫致辐射.提升激光驱动伽马射线源的一个有效途径就是提升相对论电子的品质.数值模拟结果显示,超短超强激光与大尺度低密度等离子体作用,与传统的超短激光直接与固体靶作用方案相比,可望获得能量更高、发散度更小的高品质相对论电子束.基于这一结果,本文设计了长短双脉冲驱动双层靶的方案.长脉冲激光驱动第1层靶产生大尺度的低密度等离子体,超短脉冲激光与低密度等离子体作用产生高品质的相对论电子束,其与第2层靶作用产生伽马射线源.实验结果证明,这一方案是合理的.在适当的参数条件下,双脉冲双层靶的方案能够有效的提高伽马射线的强度和流强.

这些结果表明,尽管在当前的超短超强激光器件条件下,所获得伽马射线源尚不足以开展应用实验,但此方案为提升超短激光驱动伽马射线源转换效率等方面的研究提供了一条可行的技术途径.随着超短超强激光器件输出能量的进一步增大,在此方案基础上,通过对驱动条件、等离子体状态等参数进行深入的优化,可望逐步获得满足相应应用需求的超强伽马射线源.

感谢神光-II 升级装置运行人员的大力协助.

参考文献

- [1] Glinec Y, Faure J, Dain L L, Darbon S, Hosokai T, Santos J J, Lefebvre E, Rousseau J P, Burgy F, Mercier B, Malka V 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 025003
- [2] Sarri G, Corvan D J, Schumaker W, Cole J M, Piazza A D, Ahmed H, Harvey C, Keitel C H, Krushelnick K, Mangles S

- P D, Najmudin Z, Symes D, Thomas A G R, Yeung M, Zhao Z, Zepf M 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 224801
- [3] Ben-Ismaïl A, Lundh O, Rechatin C, Lim J K, Faure J, Corde S, Malka V 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 264101
- [4] Sarri G, Schumaker W, Piazza A D, Vargas M, Dromey B, Dieckmann M E, Chvykov V, Maksimchuk A, Yanovsky V, He Z H, Hou B X, Nees J A, Thomas A G R, Keitel C H, Zepf M, Krushelnick K 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 255002
- [5] Schlenvoigt H P, Haupt K, Debus A, Budde F, Jaroszynski D A 2008 *Nat. Phys.* **4** 130
- [6] Giulietti A, Bourgeois N, Ceccotti T, Davoine X, Dobosz S, D'Oliveira P, Galimberti M, Galy J, Gamucci A, Giulietti D, Gizzi L A, Hamilton D J, Lefebvre E, Labate L, Marquès J R, Monot P, Popescu H, Réau F, Sarri G, Tomassini P, Martin P 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 105002
- [7] 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
- [8] Cowan T E, Hunt A W, Phillips T W, Wilks S C, Perry M D, Brown C, Fountain W, Hatchett S, Johnson J, Key M H, Parnell T, Pennington D M, Snavely R A, Takahashi Y 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 903
- [9] Sorokovikova A, Arefiev AV, Mcguffey C, Qiao B, Robinson A P L, Wei H S, Mclean H S, Beg F N 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 155001
- [10] Malka G, Miquel J L 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 75
- [11] Pukhov A, Meyer-ter-Vehn J 1998 *Phys. Plasmas* **5** 1880
- [12] Culfa O, Tallents G J, Wagenaar E, Ridgers C P, Dance R J, Rossall A K, Gray R J, McKenna P, Brown C D R, James S F, Hoarty D J, Booth N, Robinson A P L, Lancaster K L, Pikuz S A, Faenov A Y, Kampfer T, Schulze K S, Uschmann I, Woolsey N S 2014 *Phys. Plasmas* **21** 043106
- [13] Ting A, Moore C I, Krushelnick K, Manka C, Esarey E, Sprangle P, Hubbard R, Burris H R, Fischer R, Baine M 1997 *Phys. Plasmas* **4** 1889
- [14] Arber T D, Bennett K, Brady C S, Lawrence-Douglas A, Ramsay M G, Sircombe N J, Gillies P, Evans R G, Schmitz H, Bell A R, Ridgers C P 2015 *Plasma Phys. Control. Fusion* **57** 113001
- [15] Gibbon P, Andreev A A, Platonov K Y 2012 *Plasma Phys. Control. Fusion* **54** 045001
- [16] Young P E, Hammer J H, Wilks S C, Krueer W L 1995 *Phys. Plasmas* **2** 2825
- [17] Sarri G, Dieckmann M E, Brown C R D, Cecchetti C A, Hoarty D J, James S F, Jung R, Kourakis I, Schamel H, Willi O, Borghesi M 2010 *Phys. Plasmas* **17** 010701
- [18] Friou A, Lefebvre E, Gremillet L 2012 *Phys. Plasmas* **19** 022704
- [19] Pukhov A, Meyer-Ter-Vehn J N 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 3975
- [20] Lasinski B F, Langdon A B, Hatchett S P, Key M H, Tabak M 1999 *Phys. Plasmas* **6** 2041
- [21] Li G, Yan R, Ren C, Wang T L, Tonge J, Mori W B 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 125002
- [22] Arefiev A V, Robinson A, Khudik V N 2015 *Phys. Plasmas* **81** 475810404
- [23] Arefiev A V, Khudik VN, Robinson A, Shvets G, Willingale L, Schollmeier M 2016 *Phys. Plasmas* **23** 056309

Gamma-ray generation optimized by long and short pulses jointly driving double-layer target*

Xiong Jun¹⁾ An Hong-Hai¹⁾ Wang Chen^{1)†} Zhang Zhen-Chi²⁾
 Jiao Jin-Long³⁾ Lei An-Le¹⁾ Wang Rui-Rong¹⁾ Hu Guang-Yue²⁾
 Wang Wei¹⁾ Sun Jin-Ren¹⁾

1) (*Shanghai Institute of Laser Plasma, China Academy of Engineering Physics, Shanghai 201899, China*)

2) (*School of Nuclear Science and Technology, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

3) (*Zhejiang Institute of Modern Physics, Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China*)

(Received 3 November 2021; revised manuscript received 13 June 2022)

Abstract

In order to verify that the large-scale low-density plasma has a significant gain effect on the quality of the ultra-hot electron beam in ultra-strong ultra-short pulse laser interactions with matter, on the Shenguang-II upgraded laser facility, we carry out an experimental study on the optimization of relativistic electron beams that combine long and short pulse lasers to generate large-scale low-density pre-plasma. A nanosecond laser is used to ablate the thin hydrocarbon film. After a period of time, a large-scale low-density plasma is formed. The second picosecond short pulse laser then interacts with the formed low-density plasma, and accelerates the electrons to the relativity magnitude. Through the comparative analysis between different experimental conditions in the experiment, it is found that the existence of large-scale low-density plasma significantly increases the intensity of the relativistic electron beam along the laser propagation direction. In the comparative test of three shooting methods (long and short pulse combined driving double-layer target, short pulse driving double-layer target, short pulse driving single-layer target), we find that the energy bands above 1 MeV can be produced by the long pulse and the short pulse jointly driving double-layer target. The gamma-ray intensity is nearly twice that of the other two schemes. In addition, we also find in the experiment that when the time interval between nanosecond-picosecond pulses changes, the pre-plasma electron density and density scale length of the CH film irradiated by the nanosecond laser will be different. When the time interval is 0 ns, the expansion of the plasma is still insufficient, and the density distribution of the pre-plasma is steep. Part of the picosecond laser energy will be reflected at the critical density surface. Insufficient absorption of picosecond laser energy reduces the generation of relativistic electrons. When the time interval is 1 ns, the plasma state is more appropriate. The picosecond laser will form a self-focusing plasma channel in the plasma, thereby efficiently depositing energy, breaking through the energy limit of ponderomotive force acceleration, and obtaining more higher energy relativistic electrons. When the time interval is longer, such as 1.5 ns or more, the plasma can be fully expanded, the electron density becoming too low. Most of the picosecond laser will pass through the pre-plasma, affecting energy deposition and failing to generate more relativistic electrons.

Keywords: gamma rays, laser-driven ion acceleration, relativistic electron, low density plasma

PACS: 52.38.-r, 52.38.Ph, 52.38.Kd, 52.50.Jm

DOI: 10.7498/aps.71.20212042

* Project supported by the Science Challenge Project of China (Grant No. TZ2018005).

† Corresponding author. E-mail: wch11@163.com

长短脉冲联合驱动双层结构靶优化伽马射线的产生

熊俊 安红海 王琛 张振驰 矫金龙 雷安乐 王瑞荣 胡广月 王伟 孙今人

Gamma-ray generation optimized by long and short pulses jointly driving double-layer target

Xiong Jun An Hong-Hai Wang Chen Zhang Zhen-Chi Jiao Jin-Long Lei An-Le Wang Rui-Rong
Hu Guang-Yue Wang Wei Sun Jin-Ren

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 215201 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20212042

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212042>

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

相对论皮秒激光在低密度等离子体中直接加速的电子束的横向分布特征研究

Transverse distribution of electron beam produced by relativistic picosecond laser in underdense plasma

物理学报. 2019, 68(19): 195203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191106>

强激光驱动高能极化正负电子束与偏振伽马射线的研究进展

Review on laser-driven high-energy polarized electron and positron beams and γ -rays

物理学报. 2021, 70(8): 087901 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210009>

风云四号A星和GOES-13相对论电子观测数据在轨交叉定标及数据融合研究

On-orbit cross-calibration and assimilation for relativistic electron observations from FengYun 4A and GOES-13

物理学报. 2019, 68(15): 159401 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190433>

相对论强激光与近临界密度等离子体相互作用的质子成像

Proton imaging of relativistic laser-produced near-critical-density plasma

物理学报. 2019, 68(15): 155201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190610>

短脉冲强激光驱动磁重联过程的靶后电势分布特征

Potential distribution behind target in intense and short pulsed laser-driven magnetic reconnection

物理学报. 2021, 70(6): 065201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201339>

锐真空-等离子体边界倾角对激光尾波场加速中电子注入的影响

Effects of slant angle of sharp plasma-vacuum boundary on electron injection in laser wakefield acceleration

物理学报. 2020, 69(3): 035201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191332>