

面向空间辐射模拟的激光驱动双平面复合靶电子加速研究*

仲沛霖^{1) #} 姜月千^{1) #} 资明¹⁾ 李翔城²⁾ 赵娜³⁾ 邓彦卿²⁾
吴桐²⁾ 余润洲¹⁾ 张国博^{1) †} 杨晓虎^{1) ‡} 马燕云^{2) ††}

1) (国防科技大学理学院, 长沙 410073)

2) (国防科技大学前沿交叉学科学院, 长沙 410073)

3) (湖南工商大学微电子与物理学院, 长沙 410205)

(2024 年 11 月 26 日收到; 2025 年 1 月 1 日收到修改稿)

激光驱动的电子束在空间辐射环境模拟领域具有重要的应用价值. 然而, 由于激光直接辐照高密度固体靶所产生的电子束存在能谱可调谐性差、激光能量高等缺点, 限制了其广泛应用. 本文提出了利用激光驱动双平面复合靶电子加速模拟近地空间轨道电子辐射的方案. 研究表明, 高密度固体靶能够提供大量低能电子, 其前表面放置的垂直平面靶则提供少量高能电子, 使得所产生的电子束能谱与空间辐射电子能谱非常接近. 为了评价本方案所产生能谱与空间辐射能谱的相似程度, 本文提出一种评价能谱相似程度的评价方法, 该方法可以对两种能谱给出定量评价. 随着垂直平面靶密度增大, 电子加速机制由有质动力加速逐渐过渡到表面有质动力加速, 电子束能谱被有效地调制. 同时, 通过贝叶斯优化给出了最优的靶参数条件, 可以获得与空间辐射能谱更加接近的电子束. 研究结果为激光驱动电子束模拟不同轨道空间辐射环境实验研究提供了理论参考.

关键词: 超短超强激光, 复合结构靶, 电子加速, 空间辐射环境模拟

PACS: 52.38.Kd, 52.65.-y, 94.20.Wc

DOI: 10.7498/aps.74.20241639

CSTR: 32037.14.aps.74.20241639

1 引言

在地磁场的作用下, 地球辐射带会俘获大量能量低于 10 MeV 的高能电子, 常被称为“杀手电子”^[1]. 这些电子入射航天器后, 会发生单粒子、总剂量和充放电等效应, 严重影响航天器的在轨安全运行^[2].

根据地球辐射带环境模型 AE-8 和 AE-9, 累计后的空间电子能谱结构呈近指数型分布, 具有宽能谱的特点^[3,4]. 然而, 基于传统加速器的空间辐射环境地面模拟装置产生的电子束通常是单能的, 因此存在空间辐射损伤等效性问题, 难以准确表征空间粒子的辐射效应^[5-7]. 激光等离子体加速器的快速发展为宽能谱近指数型电子束的产生提供了有效的

* 国家自然科学基金 (批准号: 12475252, 12175309)、国防科技大学自主创新科学基金 (批准号: 22-ZZCX-068)、中国科学院战略先导专项 (批准号: XDA25050200)、湖南省教育厅科学研究项目 (批准号: 22B0655) 和湖南省自然科学基金 (批准号: 2024JJ6184) 资助的课题.

同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: zgbs30@163.com

‡ 通信作者. E-mail: xhyang@nudt.edu.cn

†† 通信作者. E-mail: yanyunma@126.com

方法, 当聚焦功率密度为 10^{18} — 10^{20} W/cm² 的超强激光辐照厚度为几个微米的固体靶时, 激光加热电子, 能够有效地产生指数型宽能谱电子束^[8,9]. 2010 年, Hidding 等^[8] 首次提出利用激光等离子体加速器模拟空间辐射环境的方案^[7], 并对实验进行了初步设计. 随后, 利用功率为 150 TW 超强激光辐照厚度为 280 μm 的铝靶, 获得了能够模拟 GPS 轨道电子辐射的指数型宽能谱电子束, 验证了基于激光的粒子加速技术模拟空间带电粒子辐射的可行性^[9]. 近年来, 研究表明, 基于激光加速器的空间辐射环境模拟装置也能模拟深空辐射环境 (如金星) 的电子和质子辐射, 进一步拓展了激光粒子加速器的应用范围^[10].

在激光驱动电子加速的研究中, 不同激光强度和等离子体参数对应着不同的加速机制, 也决定了电子束的能谱结构和截止能量. 当前, 激光驱动电子加速使用的靶材主要包括气体靶、固体靶以及近临界密度靶^[11,12], 涉及的主要加速机制为激光尾波场加速^[13–15]、激光直接加速^[16–18]、有质动力加速^[19–21]、 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 加热^[22–24]、真空加热^[25–27] 等. 激光驱动固体靶加速具有能量转化效率高等优点, 是产生强流高能电子束的重要途径, 也是产生宽能谱指数型电子束的有效方案. 然而, 对于激光直接辐照高密度固体靶, 获得匹配 GPS 轨道的指数型宽能谱电子束 (最大电子能量为 7 MeV 和有效电子温度为 0.65 MeV) 需要的激光强度为 4.5×10^{19} W/cm², 且根据 Haines 等^[28] 的电子温度定标 $T_e = 0.511[(1 + \sqrt{2}a_0)^{1/2} - 1]$ MeV, 其中 a_0 为驱动激光归一化强度, 能够得到理论上的指数谱电子温度. 为了进一步提高能量转化效率, 优化能谱结构, 研究人员也提出了多种靶构型操控电子加速和辐射^[29–31], 如双层等离子体靶、纳米阵列靶等, 这些特殊靶结构能够增强激光能量吸收效率、优化加速粒子束品质, 已广泛应用于许多研究领域, 如离子加速、THz 辐射、X 射线辐射等.

针对近地空间电子辐射环境模拟需求, 本文利用二维粒子模拟方法研究了激光驱动双平面复合靶产生指数型宽能谱电子束的方案. 研究表明, 组合靶可以获得与空间电子辐射环境能谱结构相一致的电子束, 并给出了能谱匹配的评价方法, 随后分析不同垂直平面靶密度对电子加速机制的影响. 同时, 进行垂直平面靶的长度与密度的参数扫描发现, 获得电子束温度与之存在一定的线性关系, 可以通过贝叶斯优化获得最优的靶参数条件,

以获得匹配效果更优的电子束. 相比于单平面固体靶, 该方案能谱可调谐性更强, 所需激光强度更低, 研究结果为不同轨道空间电子辐射环境模拟实验研究提供了理论参考.

2 物理模型

为了研究激光驱动双平面复合靶产生指数型宽能谱电子束的方案, 利用二维粒子模拟程序 LAPINE^[32,33] 开展了一系列数值模拟研究. 模拟参数如下: 一束沿着 y 方向偏振的线极化激光从模拟盒子左边沿 x 轴正方向入射, 激光时间和空间波形均为高斯型, 激光波长为 $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$, 归一化强度 $a_0 = 3.2$, 对应峰值强度 $I_0 = 1.4 \times 10^{19}$ W/cm², 脉冲宽度为 40 fs, 焦斑半径为 5 μm . 靶型设置如图 1 所示, 高密度平面固体靶 II 电子密度为 $n_{e2} = 60 n_c$, 其中 $n_c = 1.1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ 为激光传输临界密度, 厚度 $D = 10 \mu\text{m}$, 横向宽度 $L = 30 \mu\text{m}$, 垂直平面靶 I 放置在靶 II 中心轴, 电子密度为 n_{e1} , 长度 $l = 3 \mu\text{m}$, 横向宽度 $d = 1 \mu\text{m}$. 模拟盒子大小为 $40 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$, 网格划分为 8000×2000 , 靶 I 与靶 II 分别设置为完全电离的 C 和 Al. 考虑到预脉冲引起等离子体膨胀问题, 在靶 II 表面设置 0.01 μm 密度呈幂指数上升的预等离子体^[16], 通过控制预脉冲和主脉冲时间间隔, 可以实现较小的预等离子体膨胀长度. 对于方案中使用的垂直平面靶 I, 能够通过醋酸纤维素 TAC 或石墨烯气凝胶进行 3D 打印实现, 其密度可低至 $0.05 n_c$, 尺寸可较易达到微米级别^[34,35].

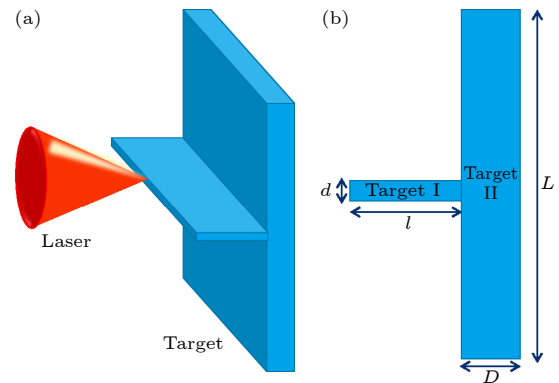


图 1 激光驱动双平面复合靶电子加速示意图

Fig. 1. Schematic of laser driven electron acceleration from dual-plane composite target.

3 能谱评价方法和指数型宽能谱电子束的产生

图 2(a) 给出了 $t = 48 T_0$ 时刻不同密度垂直平面靶 I 情况的电子能谱分布, 其中 T_0 为激光周期, 虚线为典型轨道 GPS 和 GEO 累积 15 年的电子积分能谱 (AE-8 模型 [3]). 可以看到, 不同垂直平面靶 I 密度对应的有效电子温度和截止能量不同 (激光参数和其他靶参数相同), 靶 I 密度越高, 电子束截止能量越大. 当靶 I 密度为 $0.05 n_c$ 时, 最大电子能量为 5.06 MeV, 根据麦克斯韦分布的近指数型能谱的电子温度 $T = \frac{E_1 - E_2}{\ln(n_2 - n_1)}$ [34], 能够得到获得高能端 (大于 1 MeV) 有效电子温度为 0.69 MeV, 其中 E 和 n 取自电子能谱分布. 而当靶 I 密度为 $0.1 n_c$ 时, 高能端能谱结构和电子温度与 GPS 轨道电子辐射相一致, 最大电子能量为 5.8 MeV, 高能端有效电子温度约为 0.63 MeV. 同时, 我们给出了仅有高密度平面固体靶 II 的电子能谱分布 (黑色实线), 此时电子能谱为单温分布, 且电子截止能量仅为 0.85 MeV, 与靶 I 密度为 $0.05 n_c$ 情况的低能端几乎相同, 这也证明了靶 I 主要提供少量的高能电子, 而高密度固体靶 II 则提供了大量低能电子. 因此, 利用双平面复合靶能够有效匹配空间轨道的指数型宽能谱结构, 并能通过优化靶密度与尺寸实现电子能谱的调节.

为了评价电子能谱局部匹配程度, 提出一种基

于 AE8 模型 7 MeV 以内 30 个数据点 (图 2(a) 中绿色实心点) 的拟合计算评价方法, 并以 GPS 轨道为例展示了我们的计算结果. 评价两条曲线拟合程度的方法有很多, 常用的有 RMSE 方法与决定系数 R^2 , RMSE 方法主要用于评价两条曲线之间的差值 [36], R^2 的优势在于评价两条曲线整体趋势上的匹配程度 [37]. 根据模型的特点, 对其差值 (电子通量差异) 与整体趋势 (电子能量分布) 均有相应要求, 需要基于两种方法分别计算并评价, 将改进后的两种方法分别称为局部 (RMSE-normalized score) RNS 评价和整体 R 评价. RNS 评价方法计算流程如下. 首先根据均方根误差公式 $RMSE = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (y_{1i} - y_{2i})^2}$ 计算出各数据点处的平均误差, 其中 y_{1i} 为模型计算的各通量值, y_{2i} 为模拟计算的各通量值. 同时, 为了提高计算精度, 以数据点附近 0.1 MeV 能量范围划分 100 个数据作为该点处 RMSE 评价. 然后根据

$$S = 1 - \frac{M_i - M_{\min}}{M_{\max} - M_{\min}} \quad (1)$$

对均方根值进行归一化, 可以称为 RMSE 归一化处理 (RMSE-normalized score, RNS), 得到最终的 RNS 评价点. 这里 S 为 RNS 计算结果, M_i 为各点处均方根误差, $M_{\max}$ 与 $M_{\min}$ 为各点均方根误差最大值与最小值 [34], 计算结果如图 2(b) 中实心点所示. 其中, 我们以模拟结果与 AE8 模型结果电子通量差值在 1 个数量级以内表示能谱匹配程度较好, 此时 RNS 值在 0.8—1 之间. 因此定义 RNS

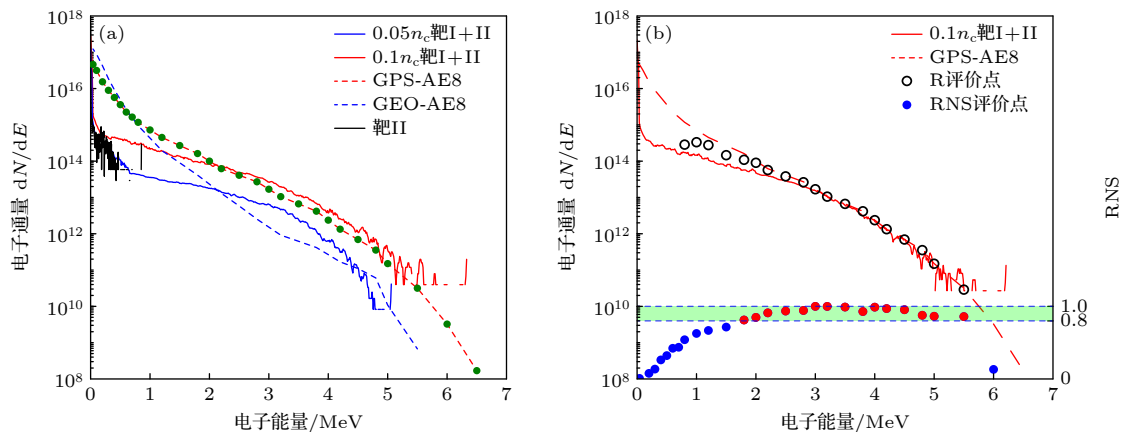


图 2 (a) $t = 48 T_0$ 时, 不同密度垂直平面靶 I 情况和典型轨道的电子能谱分布; (b) 靶 I 密度为 $0.1 n_c$ 时, 利用 R 和 RNS 方法评价模拟结果与 GPS 轨道电子能谱匹配程度的结果 (RNS 评价值大于 0.8 的点标记为红色)

Fig. 2. (a) Electron energy spectrum distributions of typical orbit and the perpendicular plane target I with different densities at $t = 48 T_0$; (b) the evaluation results obtained by R and RNS method between simulation results and the GPS orbital electron flux when the density of target I is $0.1 n_c$ (dots with RNS greater than 0.8 are marked in red).

值在 0.8—1 之间时 (图 2(b) 中位于两条蓝色虚线中间的绿色带状部分的红色点), 能谱匹配度满足要求, 而蓝色点代表 RNS 值小于 0.8 的点, 表示匹配程度较差. 可以看到, 能谱高能端 1.8—5.5 MeV 范围内, 模拟值与理论模型匹配较好, 共产生 15 个可信点, 在大于 1 MeV 区间内占比达到 71.4%.

进一步使用基于决定系数 R^2 的整体 R 评价方法对能谱整体的匹配程度进行评价, 同样采用数据点附近区间进行计算, 具体计算方法为

$$R = 1 - \frac{\sum (\bar{y}_1 - \bar{y}_2)^2}{\sum (y_{1i} - \bar{y}_1)^2 + \sum (y_{2i} - \bar{y}_2)^2}, \quad (2)$$

其中 $\bar{y}_1$ 和 $\bar{y}_2$ 分别为模型值与模拟值在数据点左右区间的均值 [37], 该区间取相邻两个数据点分别与该数据点的均值作为上下界, 边界点的上下界取其本身. 根据 R^2 的计算特点, 计算值越接近 1 表明拟合程度越高, 利用计算获得的 R 值与 GPS 轨道该能量对应的通量相乘即可得到能谱整体匹配程度的评价点, 计算结果如图 2(b) 中空点所示 (舍弃计算结果为负的点). 可以看到, 模拟结果整体匹配较好, 统计偏差在 1 个数量级内的 R 值计算结果为大于 0.7, 对应能量点范围在 1.8—5.5 MeV. 统计局部 RNS 评价与整体 R 评价匹配效果为优的重合点, 最终得到拟合结果为优的能量区间为 1.8—5.5 MeV, 占比达到 71.4%.

图 3 给出了 $t = 18T_0$ 和 $t = 34T_0$ 时刻垂直平面靶 I 密度为 $0.05n_c$, $0.1n_c$, $10n_c$ 时的电子密度空间分布. 可以看到, 3 种情况靶 I 的电子密度分布演化差异较大. 在垂直平面靶 I 密度为 $0.05n_c$ 时, 靶 I 的电子呈现振荡加速, 振荡波长为激光波长的一半, 如图 3(a) 所示, 这源于线极化激光的有质动力振荡项 $-(e^2/4m_e\omega_0^2)\cos(2\omega_0 t)\nabla E^2(x)$, 加速机制为激光有质动力加速 [33], 其中, e 为电子电荷量, ω_0 为激光角频率, m_e 为电子质量, $E(x)$ 为激光电场振幅. 根据低密度丝靶有质动力加速模型 [38], 加速电子的最大能量可以表示为 $E = 1.6a_0 \times \exp(-\lambda_0^2/16\sigma^2)$ MeV, 其中 σ 为激光焦斑半径. 因此, 在当前参数下, 理论计算的最大电子能量为 5.1 MeV, 与模拟结果的最大电子能量 4.9 MeV 相一致. 当驱动激光和垂直平面靶 I 被加速的高能电子到达高密度平面固体靶 II 时, 高能电子直接穿过靶, 而垂直入射的驱动激光仍保持垂直入射至靶 II, 无法满足真空锁相加热以及随机加热的条件 [27]. 因此, 激光脉冲主要通过 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 机制加速大量高密度平面固体靶 II 前表面电子, 继而在靶后产生指数型能谱电子束, 且电子束准直性较好, 如图 3(b) 所示.

当靶 I 密度增大到 $0.1n_c$ 时, 靶 I 的电子仍呈振荡加速, 但振荡波长除了半波长分量, 还出现了波长分量, 且最大电子能量提高到 5.7 MeV. 这是因为靶 I 的电子加速机制不仅有激光有质动力

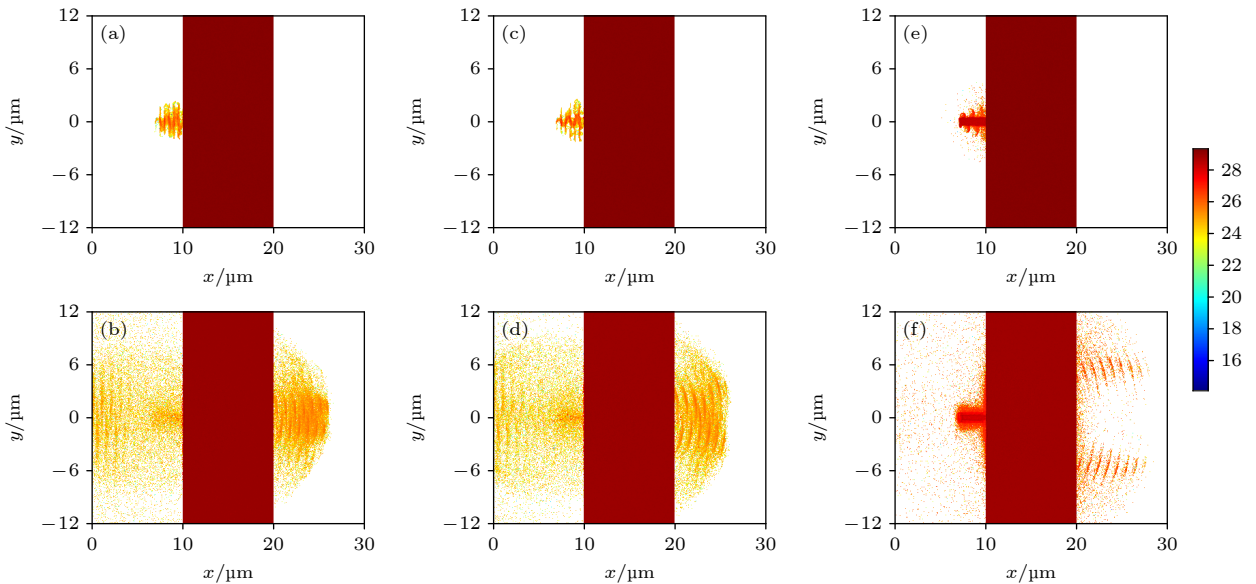


图 3 $t = 18T_0$ (第 1 行) 和 $t = 34T_0$ (第 2 行) 时刻, 不同密度垂直平面靶 I 的电子密度空间分布 (a), (b) $0.05n_c$; (c), (d) $0.1n_c$; (e), (f) $10n_c$

Fig. 3. Spatial distributions of the electron density of the perpendicular plane target I with $0.05n_c$ (a), (b); $0.1n_c$ (c), (d); $10n_c$ (e), (f) at $t = 18T_0$ (the first row) and $t = 34T_0$ (the second row).

加速, 还伴随着表面有质动力加速^[39], 如图 3(c) 所示. 驱动激光和靶 I 的高能电子与高密度平面固体靶 II 的相互作用与低密度情况一致, 且在此参数条件下, 电子加速机制逐渐由激光有质动力加速主导向表面有质动力加速主导过渡.

当靶 I 密度增大到 $10n_c$ 时, 电子加速由表面有质动力加速主导, 大量电子首先被驱动激光拉出靶表面, 其运动方向在洛伦兹力作用下迅速变化为激光传输方向, 并在靶 I 的上下表面形成了电子片状结构^[31,38,39], 如图 3(e) 所示. 根据表面有质动力加速模型^[39], 电子获得的最大能量可以表示为 $E_{\max} = 2\eta m_e a_0 c^2 \sqrt{\omega_0 t}$, 其中 η 为自生电场最大振幅与激光纵向电场的比值, t 为电子在激光场中运动的时间. 取靶 I 上表面 $0.1 \mu\text{m}$ 位置处自生电场的最大值, 得 $\eta \approx 0.76$, 电子在激光场中运动的最大距离即为靶 I 长度. 因此, 运动的时间为 $t = 3\lambda_0/c$, 理论计算的电子最大能量为 10.8 MeV , 与模拟结果的 10.3 MeV 接近 (未在图中展示).

4 靶参数对电子束能谱的影响

为了详细研究复合靶对电子束能谱的调控, 对靶 I 进行参数扫描. 图 4 给出了不同密度靶 I 的电子最大能量和高能端 (能量大于 1 MeV) 电子温度演化. 可以看到, 加速电子的最大能量随靶 I 密度增大而升高, 同时, 在临界密度以下最大能量增幅较为平缓, 临界密度以上最大能量在一定范围内增长迅速, 这是由于电子加速机制发生变化. 另外, 当靶 II 密度达到数十至上百 n_c 时, 由于激光的能

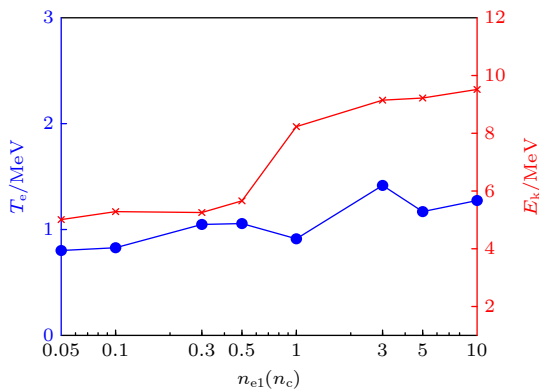


图 4 $t = 48 T_0$ 时刻, 高能端电子温度 (蓝线) 与电子最大能量 (红线) 随靶 I 密度的演化 ($l = 3 \mu\text{m}$)

Fig. 4. Evolution of electron temperature (blue line) and the maximum electron energy (red line) for different densities of target I at $t = 48 T_0$ ($l = 3 \mu\text{m}$).

量转化效率区域饱和, 电子最大能量不会明显升高^[40]. 高能端电子温度随靶 I 密度的增大也缓慢增长, 这与最大电子能量的升高相对应.

图 5 给出了 4 种密度靶 I 情况下的电子最大能量 (红线) 与高能端电子温度 (蓝线) 随靶 I 长度的演化. 从图 5(a), (b) 可以看到, 由于靶 I 密度较低, 激光有质动力主导电子加速, 电子最大能量仅与激光强度、焦斑半径和激光波长相关^[39], 电子最大能量被限制在 6 MeV 以下, 电子温度在 1 MeV 以下. 从图 5(c), (d) 可以看到, 随着靶 I 密度升高, 电子加速机制逐渐变为表面有质动力加速, 电子最大能量提高至 10 MeV 以上, 随着高能电子数目的增多, 电子温度不断升高, 最高可达 2 MeV .

5 贝叶斯优化靶参数研究

以上研究表明, 靶 I 的密度和长度与电子温度之间存在复杂的线性关系, 根据目标轨道电子温度, 寻找匹配该轨道电子能谱的靶 I 参数需要大量模拟计算. 为了优化计算效率, 可以采用贝叶斯优化算法优化靶设计, 以较小的计算资源获得匹配能谱的最优解. 图 6 给出了电子束能谱的低能端 (小于 1 MeV) 电子温度 T_{e1} 和高能端 (大于 1 MeV) 电子温度 T_{e2} 随靶 I 密度 n_{e1} 和长度 l 演化, 蓝色散点为模拟数据, 红色实线为线性回归模型拟合直线. 可以看到, 高能端电子温度 T_{e2} 更接近拟合直线, 说明高能端电子温度与靶 I 密度 n_{e1} 和长度 l 有较强的线性关系, 而低能端电子温度的线性关系较弱. 为更准确表示靶 I 参数对电子温度的影响程度, 使用假设检验方法对参数进行计算, 由于样本数量小于 30, 采用 F 检验方法进行计算^[41], 其中统计量 $F = \frac{\text{MSR}}{\text{MSE}}$. 这里, $\text{MSR} = \frac{\text{SSR}}{\text{dfR}}$ 为回归平方和, 其中 $\text{SSR} = \sum (\hat{y}_i - \bar{y})^2$ 为预测值与平均观测值误差的平方和, dfR 为预测变量的数量; $\text{MSE} = \frac{\text{SSE}}{\text{dfe}}$ 为误差平方和, 其中 $\text{SSE} = \sum (y_i - \hat{y}_i)^2$ 为观测值与预测值误差的平方和, dfe 为误差自由度. 可以得到, 靶 I 密度 n_{e1} 对低能端电子温度 T_{e1} 的 F 检验统计量为 4.46, 查表得到对应 p 值为 0.049, 表明靶 I 密度 n_{e1} 对低能端电子温度 T_{e1} 影响较大 (p 值小于显著性水平 0.05)^[40]. 靶 I 密度 n_{e1} 对高能端电子温度 T_{e2} 的 F 检验统计量为 4.25, 对应 p 值为 0.054, 表明靶 I 密度 n_{e1} 对高能端电子温

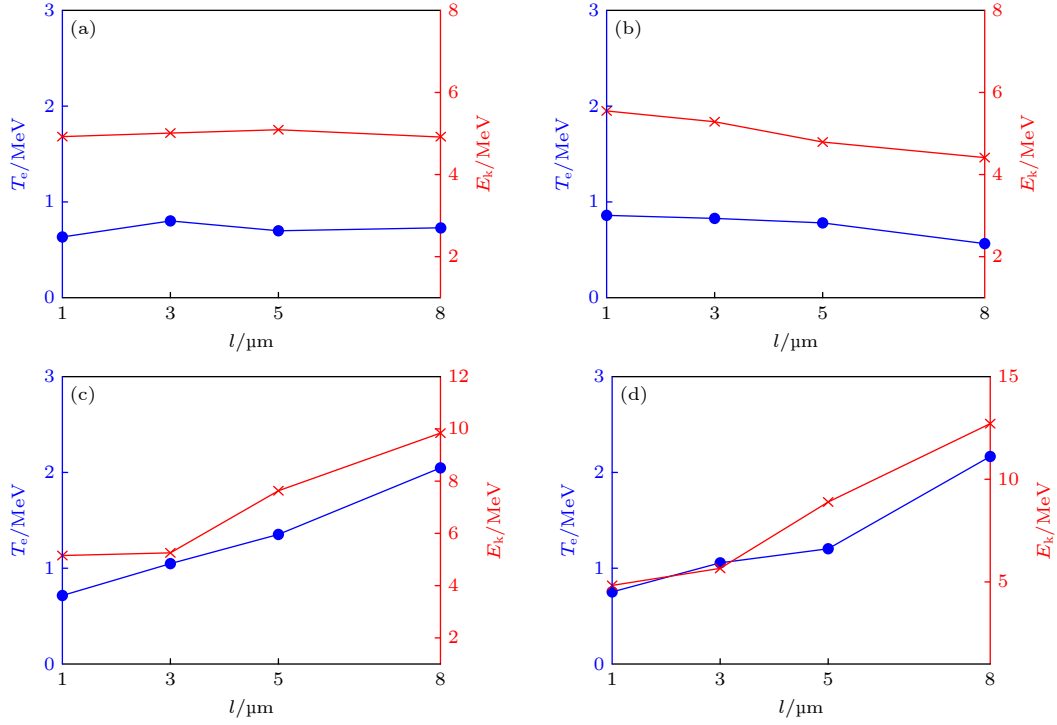


图 5 $t = 48 T_0$ 时刻, 不同密度靶 I 的高能端电子温度 (蓝线) 与电子最大能量 (红线) 随靶 I 长度的演化 (a) $n_{e1} = 0.05n_c$; (b) $n_{e1} = 0.1n_c$; (c) $n_{e1} = 0.3n_c$; (d) $n_{e1} = 0.5n_c$

Fig. 5. Evolution of the electron temperature (blue line) and the maximum electron energy (red line) for different lengths of target I at $t = 48 T_0$: (a) $n_{e1} = 0.05n_c$; (b) $n_{e1} = 0.1n_c$; (c) $n_{e1} = 0.3n_c$; (d) $n_{e1} = 0.5n_c$.

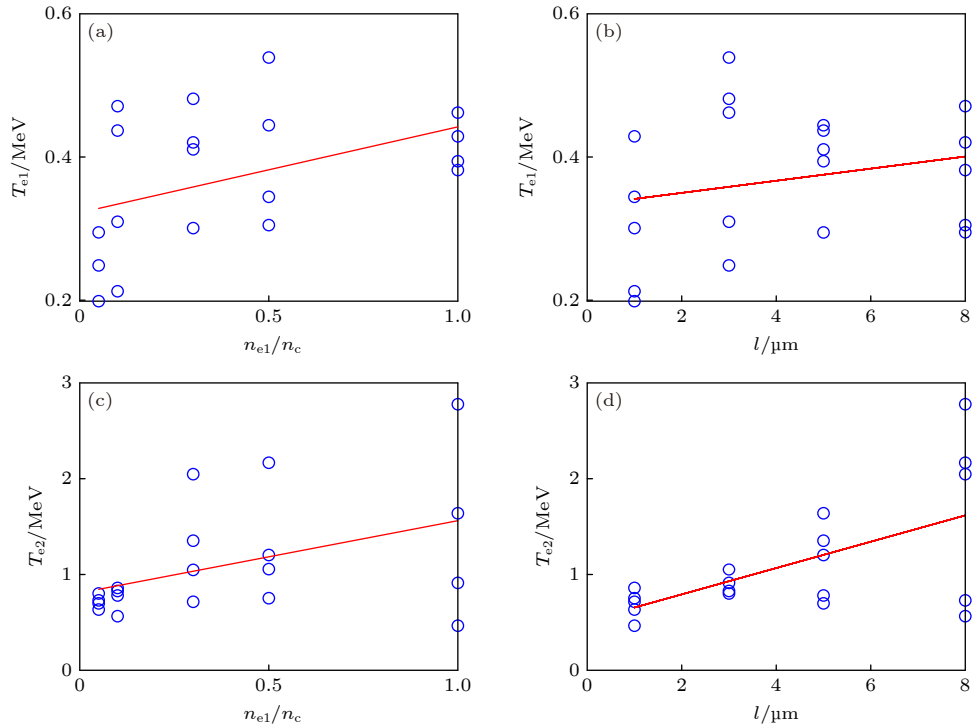


图 6 电子束能谱的低能端电子温度 T_{e1} 和高端电子温度 T_{e2} 随 (a), (c) 靶 I 密度 n_{e1} 和 (b), (d) 长度 l 演化, 蓝色散点为靶 I 密度分别为 $0.05n_c$, $0.1n_c$, $0.3n_c$, $0.5n_c$, $1n_c$ 与长度分别为 $1\mu\text{m}$, $3\mu\text{m}$, $5\mu\text{m}$, $8\mu\text{m}$ 时每种情况的 20 组数据, 红线为拟合线性方程

Fig. 6. Evolution of the electron temperature T_{e1} at the low energy and T_{e2} at the high energy evolve with the density (a), (c) and length (b), (d) of the target I. The blue scatter dots represent 20 sets of data with target I densities of $0.05n_c$, $0.1n_c$, $0.3n_c$, $0.5n_c$, $1n_c$ and lengths of $1\mu\text{m}$, $3\mu\text{m}$, $5\mu\text{m}$, $8\mu\text{m}$, respectively, and the red line represents the fitted linear equation.

度 T_{e2} 影响较小. 同样计算长度 l 分别对低能端和 高能端电子温度的 F 检验统计量为 1.06 和 10.1, 对应 p 值为 0.316 和 0.0053, 表明长度 l 对低能端 电子温度 T_{e1} 影响较小, 对高能端电子温度 T_{e2} 影响较大.

根据靶参数与高能端电子温度之间的线性关 系, 采用二维贝叶斯优化算法对数据进行整合并预 测^[42,43]. 选取靶 I 密度和长度为输入参数, 高能端 电子温度作为目标响应, 以 GPS 轨道为目标轨道, 高能端电子温度约为 0.62 MeV, 贝叶斯代理函数 使用高斯代理函数, 取目标电子温度作为采集函数 的一个常量, 迭代 1000 次计算靶 I 密度和长度参 数, 输入粒子模拟程序 LAPINE 进行检验, 计算得 到新数据后导入原始数据中再次进行迭代, 最终 得到靶 I 密度为 $0.82n_c$ 和长度为 $2.4 \mu\text{m}$ 时, 获得高 能端电子温度 0.62 MeV, 与目标电子温度一致. 图 7 给出了贝叶斯优化参数后的粒子模拟电子束能谱 及 R 和 RNS 评价方法结果. 可以看到, 最优点匹 配能量区间由 $1.8\text{--}5.5$ MeV 扩展到 $1\text{--}5.5$ MeV, 大于 1 MeV 的拟合点占比达到 85.7%, 高能端能 谱结构更加符合 GPS 轨道电子辐射.

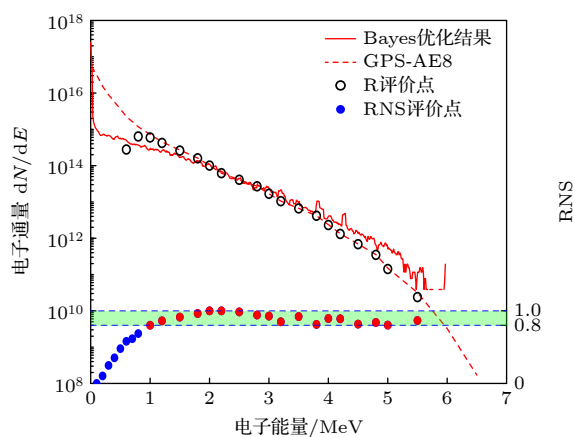


图 7 贝叶斯优化参数后的电子束能谱及 RNS 和 R 评价方法结果

Fig. 7. Electron beam energy spectrum and the evaluation results of RNS and R after Bayesian optimization.

6 结 论

面向空间辐射环境模拟应用, 利用二维粒子模 拟方法研究了激光驱动双平面复合靶电子加速模 拟近地空间轨道电子辐射的方案. 研究结果表明, 高密度平面固体靶能够提供大量低能电子, 而其前 表面放置的垂直平面靶则提供少量高能电子, 使得

电子束能谱结构与空间辐射环境相一致, 有效地降 低了驱动激光强度, 并给出了能谱匹配的评价方 法. 同时发现, 随着垂直平面靶密度的增大, 加速 机制由有质动力加速逐渐过渡到表面有质动力加 速, 进而增大了电子束最大能量和电子温度. 最后, 利用贝叶斯优化方法对垂直平面靶的密度和长度 进行了优化设计, 获得了能谱结构与空间辐射环境 更加匹配的电子束. 该方案能谱可调谐性更强, 可 为不同轨道空间电子辐射环境模拟实验研究提供 理论参考.

参考文献

- [1] Summeers D, Stone S 2022 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **127** JA030698
- [2] Huang J G, Han J W 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2907 (in Chinese) [黄建国, 韩建伟 2010 *物理学报* **59** 2907]
- [3] Heynderickx D 2002 *Int. J. Mod. Phys. A* **17** 1675
- [4] Ginot P G, Brien T P O, Huston S L, Johnston W R, Guild T B, Friedel R, Lindstrom C D, Roth C J, Whelan P, Quinn R A, Madden D, Morley S, Su Y J 2013 *Space Sci. Rev.* **179** 579
- [5] Chen W, Yang H L, Guo X Q, Yao Z B, Ding L L, Wang Z J, Wang C H, Wang Z M, Cong P T 2017 *Chin. Sci. Bull.* **62** 978 (in Chinese) [陈伟, 杨海亮, 郭晓强, 姚志斌, 丁李利, 王祖军, 王晨辉, 王忠明, 丛培天 2017 *科学通报* **62** 978]
- [6] Bengtson M T, Hooper C T, Hoffmann R C, Engelhart D P, Murray V J, Ferguson D C 2022 *J. Astronaut. Sci.* **69** 149
- [7] Hidding B, Königstein T, Willi O, Rosenzweig J B, Nakajima K, Pretzler G 2011 *Nucl. Instrum. Meth. A* **636** 31
- [8] Königstein T, Karger O, Pretzler G, Rosenzweig J B, Hidding B 2012 *J. Plasma Phys.* **78** 383
- [9] Hidding B, Karer O, Königstein T, Pretzler G, Manahan G G, McKenna P, Gray R, Wilson R, Wiggins S M, Welsh G H, Beaton A, Delinikolas P, Jaroszynski D A, Rosenzweig J B, Karmakar A, Ferlet-Cavrois V, Cosrantino A, Muschitiello M, Daly E 2017 *Sci. Rep.* **7** 42354
- [10] Budrigă O, Ticos C M 2020 *Plasma Phys. Control. Fusion* **62** 124001
- [11] Li X F, Gibbon P, Hütten A, Büscher M, Weng S M, Chen M, Sheng Z M 2021 *Phys. Rev. E* **104** 015216
- [12] Liu B, Shi M Y, Zepf M, Lei B F, Seipt D 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 274801
- [13] Tajima T, Dawson J M 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267
- [14] Zhang G B, Chen M, Zou D B, Zhu X Z, Li B Y, Yang X H, Liu F, Yu T P, Ma Y Y, Sheng Z M 2022 *Phys. Rev. Appl.* **17** 024051
- [15] Ke L T, Feng K, Wang W T, Qin Z Y, Yu C H, Wu Y, Chen Y, Qi R, Zhang Z J, Xu Y, Yang X J, Leng Y X, Liu J S, Li R X, Xu Z Z 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 214801
- [16] Shou Y R, Wang P J, Seong G L, Yong J R, Hwang W L, Jin W Y, Jae H S, Seong K L, Pan Z, Kong D F, Mei Z S, Liu J B, Xu S R, Deng Z G, Zhou W M, Tajima T, Choi I W, Yan X Q, Chang H N, Ma W J 2023 *Nat. Photonics* **17** 137
- [17] Carbajo S, Nanni E A, Wong L J, Moriena G, Keathley P D, Laurent G, Miller R J D, Kärtner F X 2016 *Phys. Rev. Accel. Beams* **19** 021303

- [18] Babjak R, Willingale L, Arefiev A, Vranic M 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 125001
- [19] Yu W, Bychenkov V, Sentoku Y, Yu M Y, Sheng Z M, Mima K 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 570
- [20] He F, Yu W, Lu P X, Xu H, Qian L J, Shen B F, Yuan X, Li R X, Xu Z Z 2003 *Phys. Rev. E* **68** 046407
- [21] Liu M W, Gong S F, Jin L, Jiang C L, Zhang Y T, Zhou B J 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 145201 (in Chinese) [刘明伟, 龚顺风, 李劲, 姜春蕾, 张禹涛, 周并举 2015 物理学报 **64** 145201]
- [22] Kruer W L, Estabrook 1985 *Phys. Fluids* **28** 430
- [23] Lefebvre E, Bonnaud G 1997 *Phys. Rev. E* **55** 1
- [24] Jing G L, Yu W, Li Y J, Zhao S H, Qian L J, Tian Y W, Liu B C 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3475 (in Chinese) [静国梁, 余玮, 李英骏, 赵诗华, 钱列加, 田友伟, 刘丙辰 2006 物理学报 **55** 3475]
- [25] Grimes M K, Rundquist A R, Lee Y S, Downer M C 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4010
- [26] Wang W T, Liu J S, Cai Y, Wang C, Liu L, Xia Z Q, Deng A H, Xu Y, Leng Y X, Li R X, Xu Z Z 2010 *Phys. Plasmas* **17** 023108
- [27] Chopimeau L, Leblanc, Blaclard, Denoeud A, Thévenet M, Vay J L, Bonnaud G, Martin Ph, Vincenti H, Quéré F 2019 *Phys. Rev. X* **9** 011050
- [28] Haines M G, Wei M S, Beg F N, Stephens R B 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 045008
- [29] Ma W J, Kim Jong, Yu J Q, Choi W I, Singh P K, Lee Hwang W L, Sung J H, Seong K L, Lin C, Liao Q, Zhu J G, Lu H Y, Liu B, Wang H Y, Xu R F, He X T, Chen J E, Zepf M, Schreiber J, Yan X Q, Nam C H 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 014803
- [30] Lad A D, Mishima Y, Singh P K, Li B Y, Adak A, Chatterjee G, Brijesh P, Dalui M, Inoue M, Jha J, Tata S, Trivilram M, Krishnamurthy M, Chen M, Sheng Z M, Tanaka K A, Kumar R G, Habara H 2022 *Sci. Rep.* **12** 16818
- [31] Shen X F, Pukhov A, Qiao B 2023 *Plasma Phys. Control. Fusion* **65** 034005
- [32] Yang X H, Dieckmann M E, Sarri G, Borghesi M 2012 *Phys. Plasmas* **19** 113110
- [33] Zhang G B, Ma Y Y, Han X, Nasr A M, Yang X H, Chen M, Yu T P, Zou D B, Liu J X, Yan J F, Zhuo H B, Gan L F, Tian L C, Shao F Q, Yin Y, Kawata S 2015 *Phys. Plasmas* **22** 0831110
- [34] Zhou L, Yang Z B, Yang J, Wu Y G, Wei D S 2017 *Chem. Phys. Lett.* **677** 7
- [35] Fronya A A, Borisenko N G, Sahakyan A T, Puzyrev V N, Starodub A N, Yakushev O F 2019 *Phys. Atom. Nuclei* **82** 1429
- [36] Hodson T O 2022 *Geosci Model Dev.* **15** 5481
- [37] Staerk C, Klinkhammer Hannah, Wistuba T, Maj C Mayr A 2024 *BMC Med Genomics* **17** 132
- [38] Ma Y Y, Sheng Z S, Li Y T, Chang W W, Yuan X H, Chen M, Wu H C, Zheng J, Zhang J 2006 *Phys. Plasmas* **13** 110702
- [39] Marini S, Grech M, Kleij P S, Raynaud M, Riconda C 2023 *Phys. Rev. Res.* **5** 013115
- [40] Vladisavlevici I M, Vizman D, d'Humières E 2023 *Plasma Phys. Control. Fusion* **65** 045012
- [41] Box G E P 1953 *Biometrika* **40** 318
- [42] Diessner M, O'Connor J, Wynn A, Laizet S, Guan Y, Wilson K, Whalley R D 2022 *Front. Appl. Math. Stat.* **08** 1076296
- [43] Liu J W, Xiao Y K, Duan X J, Chen X, Wang Z M, Liu Z C 2024 *Eng. Optim* DOI: 10.1080/0305215X.2024.2328788

Laser driven electron acceleration from dual-plane composite targets for space radiation applications^{*}

ZHONG Peilin^{1) #} JIANG Yueqian^{1) #} ZI Ming¹⁾ LI Xiangcheng²⁾

ZHAO Na³⁾ DENG Yanqing²⁾ WU Tong²⁾ YU Runzhou¹⁾

ZHANG Guobo^{1) †} YANG Xiaohu^{1) ‡} MA Yanyun^{2) ††}

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

2) (*College of Advanced Interdisciplinary Studies, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*)

3) (*School of Microelectronics and Physics, Hunan University of Technology and Business, Changsha 410205, China*)

(Received 26 November 2024; revised manuscript received 1 January 2025)

Abstract

Laser driven electron beam has important application value in the field of space radiation environment simulation. However, due to the shortcomings of poor spectrum tunability and high laser energy of the electron beam generated by laser direct irradiation of high-density solid targets, its wide application is limited. In this work, a scheme is proposed to simulate the orbital electron radiation in near-Earth space by using laser driven dual-plane composite target electron acceleration. It is found that the high-density solid target II can provide a large number of low energy electrons, while the vertical plane target I located in the front surface of target II can provide a small number of high energy electrons, which makes the electron energy spectrum very close to that of the space radiation environment. In order to evaluate the similarity between the generated energy spectrum and the space radiation spectrum, a method of evaluating the similarity of energy spectra is proposed, which can describe the local similarity and the global similarity of the energy spectra. For vertical plane target I with low density, the electron acceleration is dominated by the laser ponderomotive acceleration that generates a half-wavelength oscillation. As the density increases, the electron acceleration gradually transitions from the laser ponderomotive acceleration to the surface ponderomotive acceleration, and the electron beam energy spectrum is modulated effectively. Meanwhile, the electron temperature of the generated electron beam is linearly related to the length and density of the target I, and the optimal target parameters are obtained by the Bayesian optimization, and the generated electron beam is much better matched to the space radiation environment. Compared with the scheme of laser driven single-plane target electron acceleration, the proposed scheme has better tunability of energy spectrum and lower requirement of laser intensity. The results provide a theoretical reference for the experimental study of simulating space radiation environments in different orbitals by using laser-driven electron beams.

Keywords: ultra-short and ultra-intense laser, composite structure target, electron acceleration, space radiation environment simulation

PACS: 52.38.Kd, 52.65.-y, 94.20.Wc

DOI: 10.7498/aps.74.20241639

CSTR: 32037.14.aps.74.20241639

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12475252, 12175309), the Fund of National University of Defense Technology, China (Grant No. 22-ZZCX-068), the Strategic Priority Research Program of Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDA25050200), the Scientific Research Foundation of Education Bureau of Hunan Province, China (Grant No. 22B0655), and the Natural Science Foundation of Hunan Province, China (Grant No. 2024JJ6184).

[#] These authors contributed equally.

[†] Corresponding author. E-mail: zgb830@163.com

[‡] Corresponding author. E-mail: xhyang@nudt.edu.cn

^{††} Corresponding author. E-mail: yanyunma@126.com

面向空间辐射模拟的激光驱动双平面复合靶电子加速研究

仲沛霖 姜月千 资明 李翔城 赵娜 邓彦卿 吴桐 余润洲 张国博 杨晓虎 马燕云

Laser driven electron acceleration from dual-plane composite targets for space radiation applications

ZHONG Peilin JIANG Yueqian ZI Ming LI Xiangcheng ZHAO Na DENG Yanqing WU Tong YU Runzhou ZHANG Guobo YANG Xiaohu MA Yanyun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 065201 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20241639

CSTR: 32037.14.aps.74.20241639

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241639>

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

超强激光驱动的辐射反作用力效应与极化粒子加速

Laser-driven radiation-reaction effect and polarized particle acceleration

物理学报. 2021, 70(8): 085203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210091>

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>

极强激光场驱动超亮伽马辐射和正负电子对产生的研究进展

Research progress of ultrabright γ -ray radiation and electron-positron pair production driven by extremely intense laser fields

物理学报. 2021, 70(8): 085202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202224>

飞秒超强激光驱动太赫兹辐射特性的实验研究

Experimental study of terahertz radiation driven by femtosecond ultraintense laser

物理学报. 2021, 70(8): 085205 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210518>

双束对射激光驱动超薄靶的超短脉冲中子源

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

物理学报. 2023, 72(18): 185201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230706>

超过30 GeV的强激光锁相直接电子加速

Over-30-GeV intense laser phase-locked direct electron acceleration

物理学报. 2024, 73(19): 195201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240652>