



·超强激光激发的强场量子电动力学·

相对论飞秒激光辐照表面调制靶产生 高定向性正电子束*

王叶晨, 王伟权, 余同普, 邵福球, 银燕

(国防科技大学 理学院, 长沙 410073)

摘要: 激光驱动的正电子源具有高产额、短脉宽、高能量的优点。采用粒子模拟和蒙特卡罗模拟相结合的方法,对相对论飞秒激光与表面具有微米丝阵结构的调制靶相互作用产生正电子束的过程进行了全三维的模拟研究。结果表明,在激光能量约 3.2 J、脉宽约为 40 fs 的情况下,可得到产额为 10^{11} 量级、最大能量达 120 MeV 的超热电子束,其轰击高 Z 转换靶可达到产额为 10^9 量级、截止能量约 50 MeV 的正电子,且正电子的发散角仅为 4.92° 。相比于平板靶,表面调制靶的使用可以提高正电子的产额、能量和定向性。

关键词: 激光等离子体相互作用; 表面调制靶; 正电子; 飞秒激光

中图分类号: O437; O536; O572.2

文献标志码: A doi: 10.11884/HPLPB202335.220216

Production of highly-directional positron beam by relativistic femto-second laser irradiating micro-structured surface target

Wang Yechen, Wang Weiquan, Yu Tongpu, Shao Fuqiu, Yin Yan

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

Abstract: Laser driven positron source has the advantages of high yield, short pulse width and high energy. In this paper, particle-in-cell simulation and Monte-Carlo simulation are combined to simulate the process of positron production in the interaction of relativistic femtosecond laser with a micro-structured surface target (MST) with a micron-scale wire array on the surface. The results show that when the laser energy is about 6 J and the pulse width is about 40 fs, fast electrons with the yield of 10^{11} orders of magnitude and the cut-off energy of about 120 MeV can be obtained. When the electrons bombard a high-Z conversion target, positrons with the yield of 10^9 orders of magnitude, and cut-off energy about 50 MeV are obtained. The divergence angle of the positron beam is 4.92° . Compared with planar targets, the use of MSTs can benefit the yield, energy and directivity of positrons.

Key words: laser plasma interaction, micro-structured surface target, positron, femtosecond laser

人工制备的正电子源具有很高的应用价值,在高能物理^[1]、实验室天体物理^[2]、医学^[3]和材料科学^[4]等领域有广阔的应用前景。当前正电子源的产生主要是利用放射性同位素的衰变产生特定能量的正电子,但是这种方法产生正电子的效率很低,且得到的正电子能量仅为 MeV 量级。基于传统电子加速器可以产生高能量的正电子束,但是一般脉宽较长、密度较低,难以满足实验室天体物理等应用的需求。随着超强激光技术的迅速发展,很多在极端强场中才可以发生的物理现象得以在实验室中实现,这为产生正电子提供了新的途径。

激光驱动产生的正电子源具有高产额、短脉宽、高能量、高密度等优势,近年来成为高能量密度物理领域的研究热点。激光驱动正电子的主要机制有 Trident 机制^[5]、Bethe-Heitler(BH)机制^[6]、Breit-Wheeler(BW)机制^[7]等。由于 BW 机制产生正电子所需要的强度阈值约为 10^{23} W/cm²,超过了当前实验室能够获得的最大激光功率(约 10^{22} W/cm²),目前的研究主要限于理论模拟,通过一定的设计让激光在等离子体中聚焦以达到 BW 过程的发生阈值^[8]。强度超过 10^{18} W/cm²的激光与高 Z 靶作用就能够激发 Trident 机制和 BH 机制^[9-10]。Trident 机制是指高能电子

* 收稿日期:2022-07-05; 修订日期:2022-11-07

基金项目:国家自然科学基金面上项目(11774430);国家重点研发计划项目(2018YFA0404800);湖南省自然科学基金面上项目(2022JJ30656)

联系方式:王叶晨, wangyechen9567@163.com。

通信作者:银燕, yyin@nudt.edu.cn。

与原子核碰撞直接产生正负电子对的过程,其中并不需要实光子的产生。BH 机制产生正电子的过程则分为两个阶段,首先是高能电子在原子核的库伦场中发生韧致辐射,然后韧致辐射的实光子与原子核碰撞产生正负电子对。当激光与 μm 量级厚度的薄靶作用时,高能电子产生的韧致辐射光子很容易逃逸出靶,因此在 μm 量级的薄靶中 Trident 机制占主导;而当靶厚大于 $20\ \mu\text{m}$ 时,韧致辐射光子能够与原子核发生充分碰撞,由于韧致辐射光子产生正电子的截面比 Trident 机制产生正负电子对的截面高 2 个数量级, BH 过程成为主要机制^[11]。中国工程物理研究院的闫永宏等人建立了超短超强激光与固体靶作用产生正电子的蒙特卡罗模拟模型,并用 FLUKA 模拟程序研究了靶材料、靶厚度及超热电子温度等对正电子产额的影响^[12]。

当前的激光驱动产生正电子源的实验中,高 Z 转换靶一般为 mm 量级,主要通过 BH 机制产生正电子。具体实验方案主要分为两种:固体靶方案和气体靶方案。固体靶方案利用皮秒激光或者亚皮秒激光直接和高 Z 转换靶相互作用,激光加热靶等离子体产生超热电子,超热电子再通过 BH 机制产生正电子。美国劳伦斯·利弗莫尔国家实验室(LLNL)的 Hui Chen 等人采用固体靶方案得到产额为 10^{10} 量级,发散角约 20° ,能量为几十 MeV 的正电子束^[13-14]。中国工程物理研究院的吴玉迟等人在星光 III 激光器上开展实验,利用能量约 120 J 脉宽约 0.8 ps 的激光辐照 Ta 靶,得到了产额为 $2.8 \times 10^9/\text{sr}$ 的正电子束^[15]。气体靶方案主要适用于飞秒激光系统,在物理上可以分为两个阶段:第一阶段,利用能量为几百 mJ,强度为 $10^{19} \sim 10^{20}\ \text{W}/\text{cm}^2$ 量级的飞秒激光辐照气体靶由尾场加速机制产生准单能的高能电子(百 MeV 至数 GeV 量级);第二阶段,利用第一阶段产生的准单能电子束轰击高 Z 材料产生正电子。由于尾波加速产生的高能电子数量有限,气体靶方案所产生的正电子产额较低,但是正电子的能量高、单能性和定向性好。Sarri 等人采用气体靶方案获得了产额达 $3 \times 10^7/\text{pulse}$ 、能量为百 MeV 量级、发散角半高宽为 1.1° 的正电子束^[16-17]。

相比于气体靶方案,固体靶方案的实验装置更加简单,且在提高正电子产额上具有明显的优势。然而大多数固体靶方案中使用的是平板靶,激光与靶的耦合效率不高,限制了所产生超热电子的数量和能量。相对于平板靶,前表面经过微纳结构调制的固体靶可以大幅增加激光的吸收率,产生的超热电子温度比平板靶情形高 3~5 倍^[18-19],为激光驱动正电子源的实验方案提供了新思路。我们提出了一种利用表面调制靶(MST)的正电子产生新方案^[20]:飞秒激光首先辐照表面具有层状结构的调制靶(Cu),所产生的超热电子在高 Z 转换靶(Ta)中传输,通过 BH 过程产生正电子。我们的模拟结果表明,利用能量约为 6 J 的飞秒激光脉冲可以得到 $7.2 \times 10^9/\text{pulse}$ 的正电子产额。2021 年,美国 LLNL 实验室的 S. Jiang 等人在 OMEGA EP 激光器上开展实验,利用能量约为 500 J、强度为 $4.5 \times 10^{20}\ \text{W}/\text{cm}^2$ 、脉宽约为 700 fs 的亚皮秒激光和微米丝阵列靶相互作用,得到了高达 $10^{12}/\text{pulse}$ 的正电子产额,刷新了激光驱动正电子源产额的最高纪录^[21]。

本文采用粒子模拟和蒙特卡罗模拟相结合的方法,对飞秒激光驱动微米丝阵列结构的表面调制靶产生正电子的物理过程进行了全三维的数值模拟,重点研究了表面调制靶中的电磁场模式。

1 电子加速的三维数值模拟

我们对飞秒激光辐照具有微米丝阵列结构的 MST 靶的物理过程进行了三维粒子模拟,并模拟了平面靶的情况作为对照,如图 1 所示。靶等离子体是一价的金属离子,密度为 $n_{\text{Au}^+} = 20n_c$,电子密度为 $n_e = 100n_c$,这里 $n_c = 1.01 \times 10^{21}/\text{cm}^3$ 。MST 靶由 $1\ \mu\text{m}$ 厚的基底与微米丝阵列构成,微米丝长为 $L = 12\ \mu\text{m}$,丝截面为边长 $l = 0.3\ \mu\text{m}$ 的正方形。微米丝的间距是影响激光能量吸收的重要参数^[20],这里采用优化后的间距参数 $d = 3.7\ \mu\text{m}$,该参数下能够获得较高的激光吸收率。一束沿 y 方向线极化的高斯激光从 $x = 0$ 处垂直入射,激光在真空中的波长为 $\lambda_0 = 1\ \mu\text{m}$,激光的归一化幅值为 $a = a_0 \exp[-(r/r_0)^2] \sin^2(\pi t/12T_0) \sin(\omega_0 t)$,其中 $a_0 = 20$,对应的激光强度约为 $5.5 \times 10^{20}\ \text{W}/\text{cm}^2$, T_0 为激光周期,激光焦斑半径 $r_0 = 5\lambda_0$ 。对照模拟的平面靶厚度为 $1\ \mu\text{m}$,即激光直接和基底相互作用。模拟盒子尺寸为 $x \times y \times z = 30\lambda_0 \times 20\lambda_0 \times 20\lambda_0$,网格数为 $n_x \times n_y \times n_z = 900 \times 1000 \times 1000$ 。电磁场和粒子均采用吸收边界条件。

图 1 给出了 $t = 30T_0$ 时的激光电场强度 E_y 和靶电子密度的空间分布,此时激光已在 MST 靶的基底上反射。图 1(a)

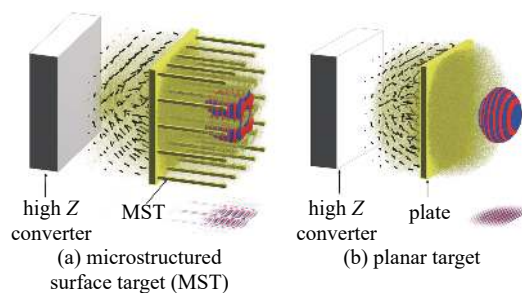


Fig. 1 3D simulations of interaction between laser and two types of target

图 1 激光分别和两种靶型相互作用的三维模拟

和图 1(b)中,靶电子的密度分布采用 $n_e = 3n_c$ 等值面的方式展示,黑色的小箭头表示基底后的电场方向和大小。从图 1(a)中看到,微米丝中的电子周期性地被激光电场从丝的表面拉出来。对比图 1(a)和图 1(b)中的 E_y 分布及其投影可以看到,微米丝对于电场模式有明显的调制作用。

为了更好地理解 MST 靶中激光传播模式的变化及其对电子加速的影响,图 2 给出了 $t = 13T_0$ 时刻的电磁场分布和电子的相空间分布,其中电磁场强度都以初始激光电磁场的峰值强度归一化。图 2(a)和 2(b)分别为横向电场 $E_{\perp} = \sqrt{E_y^2 + E_z^2}$ 和横向磁场 $B_{\perp} = \sqrt{B_y^2 + B_z^2}$ 在 $x = 7 \mu\text{m}$ 的截面上的分布,微米丝之间的场形成明显的驻波结构。图 2(a)中的内插图是中心微米丝处横向电场的放大,其中的白色虚线方框是微米丝的初始轮廓,黑色小箭头表示 E_{\perp} 的方向。微米丝附近的电场呈现出库伦爆炸的特点,在白色虚线方框外侧的电场是放射状向外分布的,这会对飞散的电子产生一个向内的约束力。图 2(b)中的内插图是中心微米丝处横向磁场的放大,围绕着微米丝的高密度中心有一个环向磁场,这个磁场也可以对电子进行箍缩。图 2(c)给出了 $z = 0$ 的截面上的纵向电场 E_x 分布,这是由于激光在微米丝阵列中传播时的模式转换产生的。图 2(c)中黑色虚线所示区域为: $0.3 \mu\text{m} \leq y \leq 2.25 \mu\text{m}$,图 2(d)给出了该区域中的电子的相空间(x, P_x)分布,以及在 y 方向平均后的纵向电场的一维分布。可以看到,电子几乎都处于纵向电场的加速相位中,这是激光与微米丝作用时的纵向锁相机制^[22]。从微米丝上被周期性拉出的电子在纵向电场中迅速加速到相对论能量,由于电子速度接近于光速,它将跟随激光脉冲一起向前运动。由于微米丝附近电磁场对电子的约束作用,这些电子在前向传播时可以保持较好的定向性。

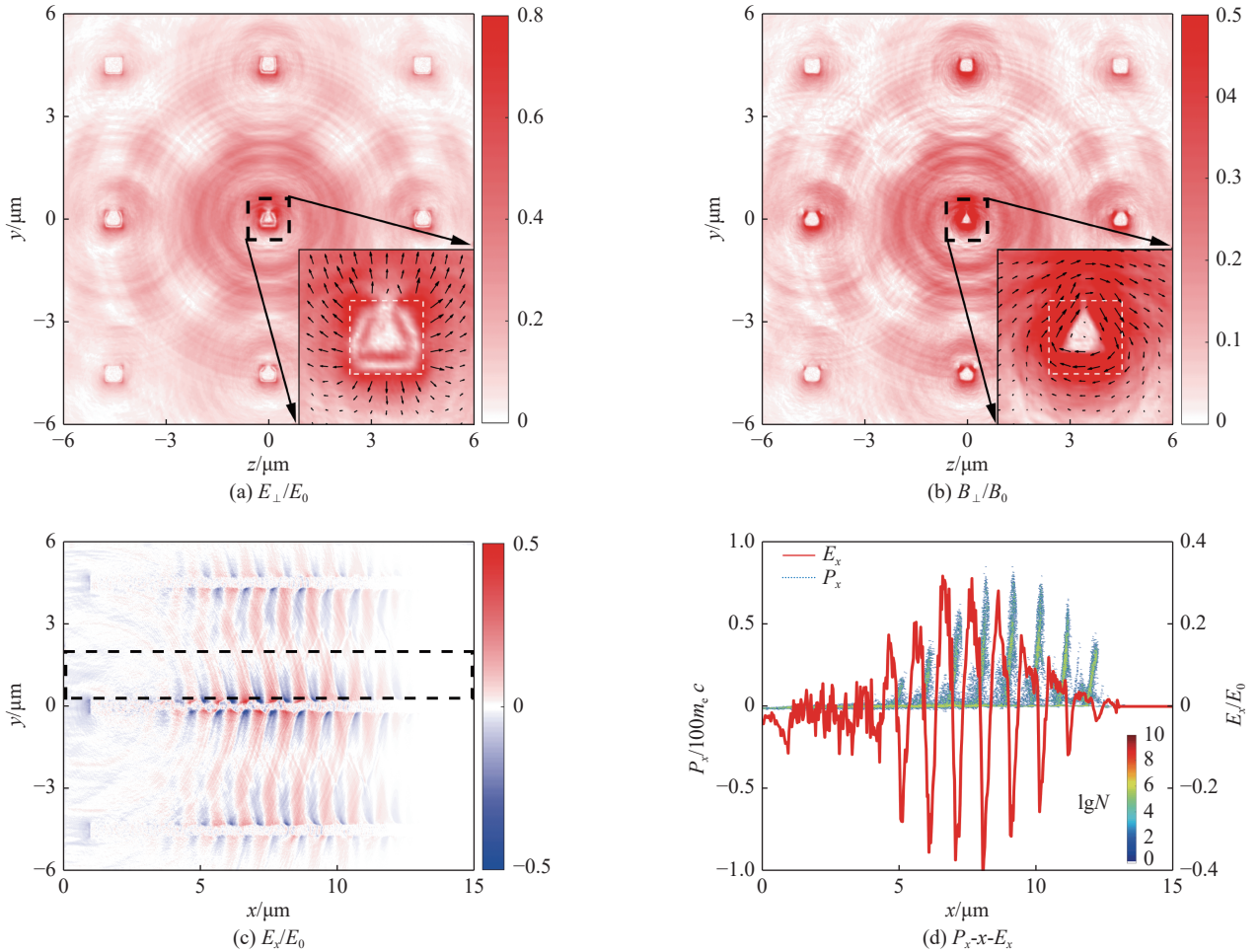


Fig. 2 Electromagnetic field distribution and phase space distribution of electrons at $t = 13T_0$

图 2 $t = 13T_0$ 时刻的电磁场分布和电子的相空间分布

图 3 给出了 MST 靶和平板靶所产生的前向运动超热电子($P_x > 0$)的角分布,其中红色曲线代表 MST 靶的情况,蓝色曲线代表平板靶的情况。为了便于对比,对角分布曲线的纵坐标进行归一化。MST 靶中的超热电子可分为两部分:一部分是从微米丝上拉出来并在丝间得到加速的超热电子,另一部分是激光传播到基底处时产生的超热电子。图 3(a)为 $t = 13T_0$ 时刻 MST 靶中丝间加速电子的角分布,这部分电子受到横向电磁场的约束,具有较好

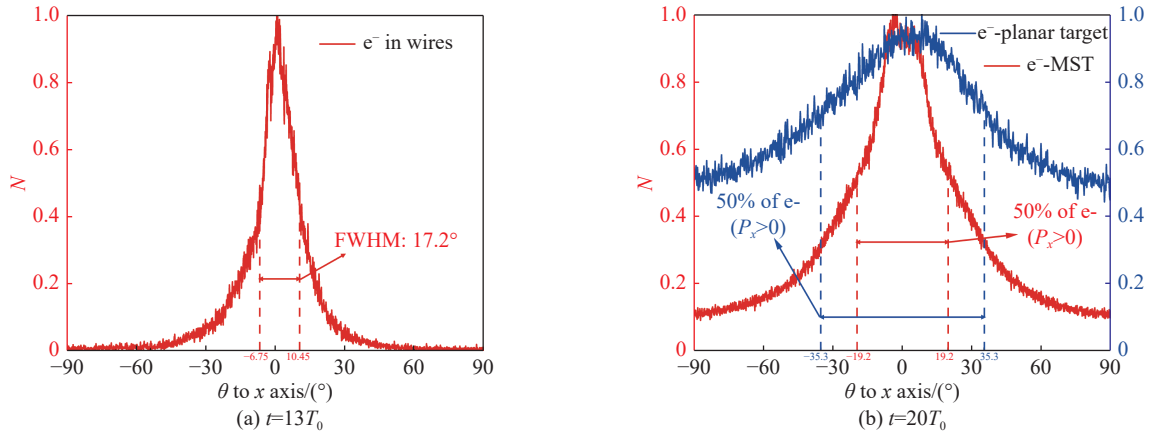


Fig. 3 Angular distribution of forward moving electrons

图 3 前向运动电子的角分布

的定向性,半高全宽只有 17.2°。图 3(b)为 $t = 20T_0$ 时刻从 MST 靶和平板靶的靶背所出射电子的角分布, MST 靶中超热电子的角分布明显小于平板靶的情况。我们对角分布曲线进行积分,如图 3(b)中的标注所示, MST 靶中 50% 的出射电子的运动方向和激光光轴的夹角小于 19.2°,而平板靶中 50% 的出射电子的运动方向和激光光轴的夹角小于 35.3°。MST 靶能产生定向性更好的超热电子束。

2 正电子束的产生

我们使用蒙特卡罗程序 FLUKA 模拟超热电子入射到转换靶中产生正电子的过程。模拟中,转换靶是厚度为 2 mm 的平板金靶,入射电子从金靶的几何中心入射,电子能量由输入的能谱分布曲线作独立抽样,电子的运动方向与靶面法线方向的夹角由输入的角度分布曲线作独立抽样。这种建模忽略了电子的空间分布信息,但是保留了电子的能量分布和角分布信息。

MST 靶能够增强激光的吸收效率,产生能量更高、数量更多的超热电子。图 4(a)为不同靶型所产生的靶后电子能谱,其中红线为 MST 靶的情况,蓝线为平板靶的情况,对能谱积分可以得到电子产额。MST 靶情况下的电子产额约为 1.1×10^{11} /shot,截止能量超过 120 MeV,而平板靶情况下的电子产额约为 6.9×10^{10} /shot,截止能量只有不到 10 MeV。把图 4(a)所示的电子能谱和图 3(b)所示的电子角分布作为 FLUKA 模拟的输入参数,所得到的正电子能谱如图 4(b)所示,对正电子能谱进行积分可以得到正电子的产额和总能量。虽然平板靶的电子产额仅比 MST 靶的电子产额低一个量级,但由于 BH 截面在电子能量低于 5 MeV 时急剧降低^[11],平板靶产生的大量低能电子对于正电子产生没有贡献。可以看到, MST 靶的正电子产额为 8.9×10^9 /shot,而平板靶的产额只有 1.0×10^6 /shot,比 MST 靶低了约 3 个量级。MST 靶情况下产生的正电子截止能量可达 50 MeV,而平板靶情况下产生的正电子截止能量只有不到 5 MeV。激光能量到正电子的转化率定义为正电子总能量与入射激光能量的比值, MST 靶情况下的转化率约为 0.4%,而平板靶的转化率只有 10^{-6} 量级。

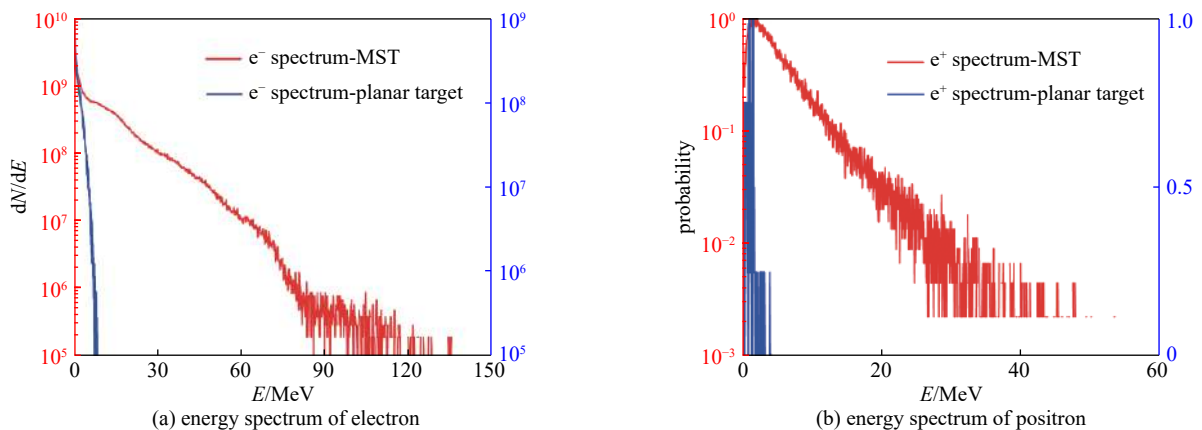


Fig. 4 Energy spectrum of electrons and positrons produced by the MST and planar target

图 4 MST 靶和平面靶所产生的电子能谱和正电子能谱

模拟结果表明, MST 靶能够产生定向性更好的超热电子。由于正电子的角分布敏感地依赖于超热电子的分散角^[12], 显然 MST 靶可以提高正电子的定向性。图 5 给出了不同靶型在距离转换靶靶背 10 cm 处的正电子通量分布图。对比图 5(a)和图 5(b)可以看到, MST 靶情况下的正电子数量更多, 角分布更集中。图 5(c)为两种靶型情况下的通量对 z 轴的投影, 纵轴已进行归一化。对图 5(c)中的分布曲线进行积分可知: 在距离高 Z 转换靶 10 cm 处的平面, MST 靶情况下 50% 的正电子从 $|z| < 0.43$ cm 的区域出射, 这相应于正电子的运动方向与靶背法线方向的夹角小于 2.46° , 正电子束的发散角为 4.92° ; 而对于平板靶情况, 50% 的正电子从 $|z| < 1.2$ cm 的区域出射, 相应于夹角小于 6.84° , 正电子束的发散角为 13.68° 。相比于平板靶, MST 靶能够极大改善所产生正电子束的方向性。

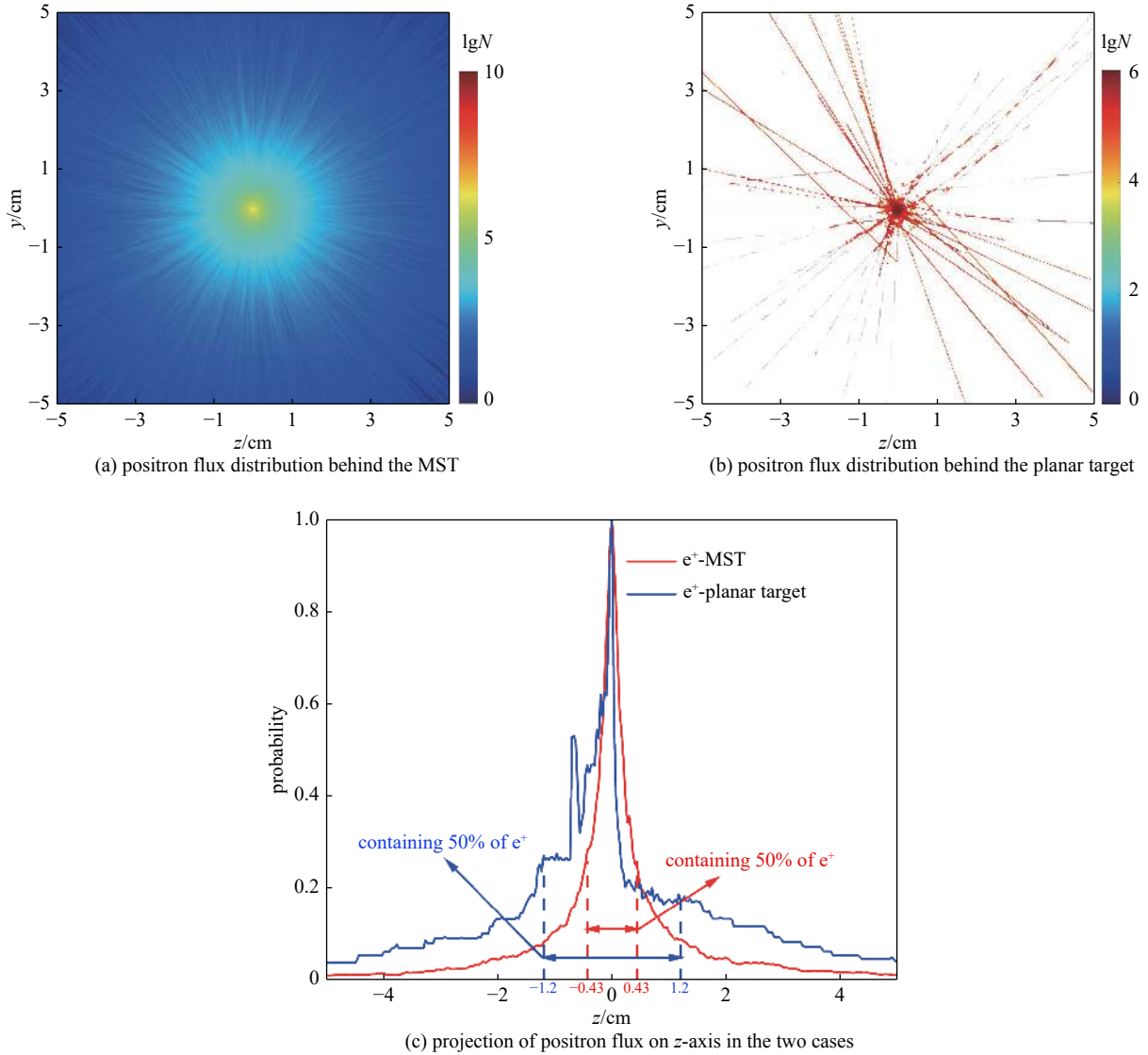


Fig. 5 Positron flux distribution and angular distribution
图 5 正电子通量分布图及正电子角分布

我们对比了本文方案与几个典型实验所产生正电子束的品质, 如表 1 所示。丝阵列靶方案可以显著提高正电子的产额, 但是正电子的能量低于气体靶方案。

表 1 不同方案正电子束参数对比

Table 1 Comparison of positron beam parameters in different schemes

target	laser energy/J	pulse duration/fs	cut-off energy of e^+ /MeV	divergence of e^+ ($^\circ$)	yield of e^+
wire array (this article)	3.2	40	50	~ 4.92	8.9×10^9
wire array ^[22]	500	700	80	not given	10^{12}
gas (via wake field acceleration) ^[18]	14	42	600	~ 1.1	3×10^7
planar target ^[15]	812	10 000	20	~ 20	1.8×10^{11}

3 结 论

本文首先用开源粒子模拟程序 EPOCH^[23] 模拟三维的电子加速过程,然后将所得电子能谱和角分布作为蒙特卡罗模拟程序 FLUKA^[24] 的输入参数,模拟高能电子轰击高 Z 转换靶产生正电子束的物理过程。MST 靶中,大量电子从微米丝上被拉出来并在丝间加速,并在加速过程中受到横向电磁场的约束而保持良好的定向性,这些超热电子轰击高 Z 转换靶产生正电子,其产额、能量和定向性都显著高于平板靶的情况。模拟表明,在优化的丝阵列参数下,在激光能量约 3.2 J,强度约为 5.5×10^{20} W/cm²,脉宽约为 40 fs 的情况下,使用表面具有微米丝阵列的 MST 靶可得到产额为 10^{11} 量级、截止能量可达 120 MeV 的超热电子束,其轰击 2 mm 的金靶所产生的正电子产额可达 8.9×10^9 /shot,并且 50% 的正电子的运动方向和转换靶靶背法线方向的夹角小于 2.46°。

参考文献:

- [1] Adam J, Adamczyk L, Adams J R, et al. Measurement of $e^+ e^-$ momentum and angular distributions from linearly polarized photon collisions[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 127: 052302.
- [2] Guessoum N. Positron astrophysics and areas of relation to low-energy positron physics[J]. *The European Physical Journal D*, 2014, 68: 137.
- [3] Weissleder R, Pittet M J. Imaging in the era of molecular oncology[J]. *Nature*, 2008, 452(7187): 580-589.
- [4] Mayer J, Hugenschmidt C, Schreckenbach K. Direct observation of the surface segregation of Cu in Pd by time-resolved positron-annihilation-induced Auger electron spectroscopy[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105: 207401.
- [5] Nakashima K, Cowan T E, Takabe H. Electron-positron pair production by ultra-intense lasers[J]. *AIP Conference Proceedings*, 2002, 634(1): 323-328.
- [6] Müller C. Nonlinear Bethe-Heitler pair creation with attosecond laser pulses at the LHC[J]. *Physics Letters B*, 2009, 672(1): 56-60.
- [7] Krajewska K, Kamiński J Z. Breit-Wheeler process in intense short laser pulses[J]. *Physical Review A*, 2012, 86: 052104.
- [8] 朱兴龙, 王伟民, 余同普, 等. 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[J]. *物理学报*, 2021, 70: 085202. (Zhu Xinglong, Wang Weimin, Yu Tongpu, et al. Research progress of ultrabright γ -ray radiation and electron-positron pair production driven by extremely intense laser fields[J]. *Acta Physica Sinica*, 2021, 70: 085202)
- [9] Gryaznykh D A, Kandiev Y Z, Lykov V A. Estimates of electron-positron pair production in the interaction of high-power laser radiation with high-Z targets[J]. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 1998, 67(4): 257-262.
- [10] Myatt J, Delettrez J A, Maximov A V, et al. Optimizing electron-positron pair production on kilojoule-class high-intensity lasers for the purpose of pair-plasma creation[J]. *Physical Review E*, 2009, 79: 066409.
- [11] Nakashima K, Takabe H. Numerical study of pair creation by ultraintense lasers[J]. *Physics of Plasmas*, 2002, 9(5): 1505-1512.
- [12] 闫永宏, 吴玉迟, 董克攻, 等. 激光固体靶相互作用产生正电子的模拟研究[J]. *强激光与粒子束*, 2015, 27: 112006. (Yan Yonghong, Wu Yuchi, Dong Kegong, et al. Simulation study of positron production from laser-solid interactions[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2015, 27: 112006)
- [13] Chen Hui, Wilks S C, Bonlie J D, et al. Relativistic positron creation using ultraintense short pulse lasers[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102: 105001.
- [14] Chen Hui, Wilks S C, Meyerhofer D D, et al. Relativistic quasimonoeenergetic positron jets from intense laser-solid interactions[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105: 015003.
- [15] Wu Yuchi, Dong Kegong, Yan Yonghong, et al. Pair production by high intensity picosecond laser interacting with thick solid target at XingGuangIII[J]. *High Energy Density Physics*, 2017, 23: 115-118.
- [16] Sarri G, Schumaker W, Di Piazza A, et al. Table-top laser-based source of femtosecond, collimated, ultrarelativistic positron beams[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110: 255002.
- [17] Sarri G, Poder K, Cole J M, et al. Generation of neutral and high-density electron-positron pair plasmas in the laboratory[J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 6747.
- [18] Cao Lihua, Gu Yuqiu, Zhao Zongqing, et al. Enhanced absorption of intense short-pulse laser light by subwavelength nanolayered target[J]. *Physics of Plasmas*, 2010, 17: 043103.
- [19] Jiang Sheng, Ji Liangliang, Audesirk H, et al. Microengineering laser plasma interactions at relativistic intensities[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116: 085002.
- [20] Wang Yechen, Yin Yan, Wang Weiquan, et al. Copious positron production by femto-second laser via absorption enhancement in a microstructured surface target[J]. *Scientific Reports*, 2020, 10: 5861.
- [21] Jiang Sheng, Link A, Canning D, et al. Enhancing positron production using front surface target structures[J]. *Applied Physics Letters*, 2021, 118: 094101.
- [22] Hu Lixiang, Yu Tongpu, Sheng Zhengming, et al. Attosecond electron bunches from a nanofiber driven by Laguerre-Gaussian laser pulses[J]. *Scientific Reports*, 2018, 8: 7282.
- [23] Ridgers C O, Brady C S, Ducloux R, et al. Dense electron-positron plasmas and ultraintense γ rays from laser-irradiated solids[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108: 165006.
- [24] Böhlen T T, Cerutti F, Chin M P W, et al. The FLUKA code: developments and challenges for high energy and medical applications[J]. *Nuclear Data Sheets*, 2014, 120: 211-214.