



## 基于激光尾场加速的自反射式全光汤姆孙散射的参数优化

叶翰晟 谷渝秋 黄文会 吴玉迟 谭放 张晓辉 王少义

### Parameter optimization of self-reflecting all-laser-driven Thomson scattering based on laser wakefield acceleration

Ye Han-Sheng Gu Yu-Qiu Huang Wen-Hui Wu Yu-Chi Tan Fang Zhang Xiao-Hui Wang Shao-Yi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 085204 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210549

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210549>

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

激光高能X射线成像中探测器表征与电子影响研究

Detector characterization and electron effect for laser-driven high energy X-ray imaging

物理学报. 2017, 66(24): 245201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.245201>

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>

基于混合注入机制的级联尾场电子加速

Mixed injection mechanism assisted cascaded laser wakefield accelerator

物理学报. 2019, 68(17): 175201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190484>

激光尾波场驱动准连续小角度电子束研究进展

Generation of ultrafast broadband small angle hundreds MeV electron bunches from laser wakefield acceleration

物理学报. 2017, 66(15): 154101 <https://doi.org/10.7498/aps.66.154101>

基于半解析自洽理论研究相对论激光脉冲驱动下阿秒X射线源的产生

Attosecond X-ray generation driven by the relativistic laser pulse based on the semi-analytical self-consistent theory

物理学报. 2017, 66(20): 204205 <https://doi.org/10.7498/aps.66.204205>

基于带电粒子活化法开展的SG II-U皮秒激光质子加速实验研究

Picosecond laser-driven proton acceleration study of SG II-U device based on charged particle activation method

物理学报. 2018, 67(22): 225202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181504>

专题: 超短超强激光等离子体物理

# 基于激光尾场加速的自反射式全光汤姆孙散射的参数优化\*

叶翰晟<sup>1)2)</sup> 谷渝秋<sup>1)3)†</sup> 黄文会<sup>2)</sup> 吴玉迟<sup>1)</sup>  
谭放<sup>1)</sup> 张晓辉<sup>1)</sup> 王少义<sup>1)</sup>

1) (中国工程物理研究院, 激光聚变研究中心重点实验室, 绵阳 621900)

2) (清华大学工程物理系, 北京 100084)

3) (深圳技术大学工程物理学院, 深圳 518118)

(2021年3月22日收到; 2021年4月3日收到修改稿)

基于激光尾场加速的全光汤姆孙散射能够提供高质量 X 射线束并大大减小装置的尺寸. 与分光式相比, 自反射式的构架可以降低实验的时空同步难度, 但是由于激光尾场电子加速和汤姆孙散射过程耦合, X 射线优化难度大, 目前缺乏参数优化的相关报道. 本文用数值模拟修正解析理论的方法, 定量分析了激光尾场电子加速和汤姆孙散射过程中激光和电子束的焦斑、脉宽、能量等参数变化情况, 并给出了激光在等离子体镜上的反射率, 从而实现了用解析公式计算而非数值模拟跟踪参数变化, 在保证精度的同时节约了计算时间. 另外, 利用修正后的公式优化了给定激光条件下的自反射式全光汤姆孙散射 X 射线, 通过改变等离子体密度和等离子体镜位置这两个参数给出了最优 X 射线亮度和光子产额, 该方法为将来结合人工智能优化控制全光汤姆孙散射光源提供了理论基础.

**关键词:** 激光尾场加速, 汤姆孙散射, 自反射, X 射线

**PACS:** 52.38.Kd, 52.38.Ph, 52.38.-r

**DOI:** 10.7498/aps.70.20210549

## 1 引言

基于 X 射线的高光子能量、高穿透、生物杀伤特性, 高质量的 X 射线源被广泛应用于放射医疗、核物理研究、材料无损检测等领域<sup>[1]</sup>. 如今产生 X 射线的方式主要包括同步辐射、韧致辐射、Betatron 辐射、自由电子激光和汤姆孙散射<sup>[1-3]</sup>等, 其中基于高能电子束与激光对撞产生的汤姆孙散射可以在获得更高光子能量的同时具备单能性、准直性、高亮度等特性, 是一种优良的高能 X 射线产生方式. 传统的汤姆孙散射 X 射线源需要用到庞大的传统加速器, 从而限制了其广泛应用. 近十

年来, 激光尾场电子加速得到了飞速发展<sup>[4,5]</sup>, 将拥有高加速梯度的激光尾场加速 (laser wakefield acceleration, LWFA) 而非传统加速器得到的电子束作为汤姆孙散射的注入电子, 可以大幅度降低汤姆孙散射 X 射线源装置的尺寸, 具有极大的应用推广价值. 由于在电子加速和激光对撞整个过程中只用一束激光驱动, 被称为全光汤姆孙散射<sup>[6]</sup>.

全光汤姆孙散射又可以分为分光式和自反射式. 分光式指将一束激光分为两束, 分别用于 LWFA 和汤姆孙散射, 这种方法对时序的精度要求很高. 自反射式则是指将一层薄膜置于等离子体末端, 激光打在薄膜上电离形成等离子体镜 (plasma mirror, PM), 然后激光反射后与电子束作用, 如

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2016YFA0401100) 和科学挑战计划项目 (批准号: TZ2018005) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [yqgu@caep.cn](mailto:yqgu@caep.cn)

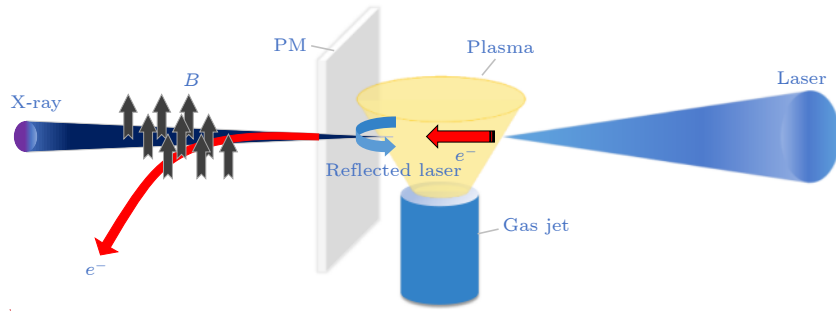


图 1 自反射全光汤姆孙散射示意图

Fig. 1. Schematic of self-reflecting all-laser-driven Thomson scattering.

图 1 所示. 自反射式与分光式相比实验难度要低很多, 但是由于激光加速过程和汤姆孙散射耦合, 独立可控的参量更少, 优化难度较大. 近年来两种方法都有所发展, Nebraska 大学对分光式进行了多年的研究 [7-9], 得到了能量可调的准单能 MeV 量级 X 射线, 并探究了高阶非线性的全光汤姆孙散射 [10]. Sarri 等 [11] 也通过分光式得到了亮度高达  $10^{19}$  photons/(s·mm<sup>2</sup>·mrad<sup>2</sup>·0.1%BW) 的 MeV 量级 X 射线. Ta Phuoc 等 [12] 于 2012 年开展了最早的自反射汤姆孙散射 X 射线源输出, 随后 Texas 大学也多次实现了自反射式实验, 得到了能量可调的高质量的 X 射线并探讨了过程中 PM 的反射作用 [13,14]. 但是他们对自反射式全光汤姆孙散射的优化研究也很少提及, 优化条件往往在实际实验中摸索. 近年也有文章通过改变激光条件优化汤姆孙散射 X 射线并实现荧光成像 [15], 但没有给出给定激光条件下的优化方案. 本文的目的便是希望通过解析理论分析和数值模拟, 用简单的解析公式计算来得到各个过程的物理参量的变化关系, 并利用这些公式计算探究给定激光条件下自反射式全光汤姆孙散射 X 射线的优化条件.

## 2 研究方法

本文的研究方法是结合数值模拟与解析计算, 首先利用推导的理想公式给出定性的变化趋势, 使公式符合基本的物理规律, 然后结合数值模拟给出定量的参量大小, 使公式更贴合实际. 在确定解析公式时, 由于 LWFA 过程中的不稳定性会给运算带来很强的非线性, 为避免复杂运算, 对于一些不好确定的结果会用分段线性处理.

对于 LWFA 过程使用二维 PIC 程序 osiris [16] 模拟, 模拟参数为激光能量 1 J, 功率 45 TW, 波

长 800 nm, 焦斑  $w_0 = 10 \mu\text{m}$ , 激光强度参数  $a_0 \approx 3.64$ , 激光聚焦在等离子体入口处. 空泡加速能够提供稳定的加速梯度, 得到高质量电子束, 此时等离子体密度应满足  $k_p w_0 \approx 2\sqrt{a_0}$  [17], 即  $n_{p0} = 4 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ , 故选择等离子体密度  $n_p$  为  $2 \times 10^{18} - 6 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ , 长度为 7 mm, 采用单一气体自注入的注入方式. 以光速移动的模拟窗口大小为  $76.32 \mu\text{m} \times 50.88 \mu\text{m}$ , 网格大小为  $25.44 \text{nm} \times 84.80 \text{nm}$ , 时间步长为 0.07632 fs, 网格和时间步长满足克朗条件, 使模拟结果能够收敛. 反射后的激光与电子束进行汤姆孙散射过程使用蒙特卡罗程序 cain [18] 模拟, 模拟使用非线性汤姆孙散射模型, 其中激光参数根据 osiris 模拟结果拟合合成高斯脉冲, 电子束参数由从 osiris 选出能量大于 10 MeV 的电子直接导入.

## 3 全光汤姆孙散射参数变化

### 3.1 激光参数变化

一般 LWFA 中只关心加速电子参数而不用考虑加速后的激光参数, 但自反射式全光汤姆孙散射却不一样, LWFA 过后的激光不仅要经过 PM 反射, 还要与加速电子进行汤姆孙散射, 故需要得知加速后的激光参数. 模拟得出激光在 LWFA 过程中焦斑、脉宽、能量随传播距离  $d$  之间的变化关系如图 2 所示. 从图 2(a) 看出, 激光焦斑总体上变化不大, 当满足  $P > P_c = 17 \frac{n_c}{n_e}$  (GW) 时, 等离子体对于激光如同一面凸透镜, 激光表现出强烈的自聚焦效应, 与自然散焦效应相抵消, 从而维持焦斑不变 [17]. 注意到虽然模拟密度范围内都满足  $P > P_c$ , 但是密度增大时自聚焦效果变强, 激光焦斑能够在更长距离内保持不变; 而密度较小时激光仍然有

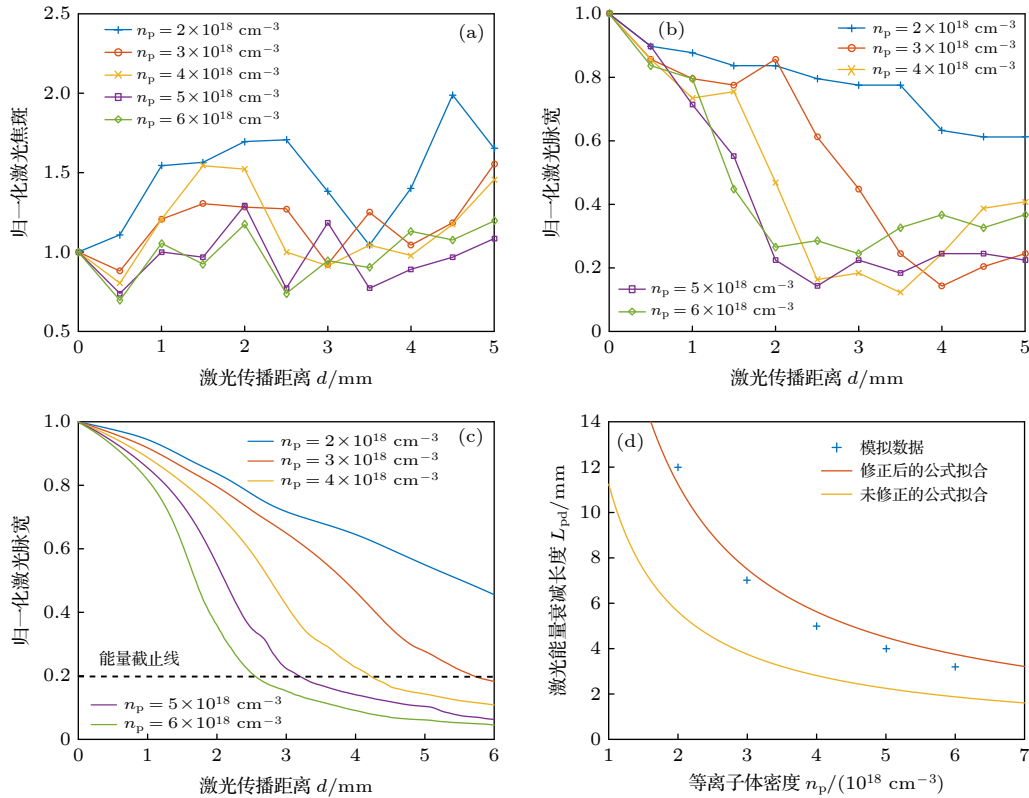


图2 LWFA中激光的参量的变化 (a) 焦斑; (b) 脉宽; (c) 能量 (图中能量低于能量截止线时包含激光能量和尾场能量); (d) 激光能量衰减长度

Fig. 2. Evolution of laser parameters in LWFA: (a) Laser spot size; (b) laser duration; (c) laser energy (energy in figure contains laser parts and wakefield parts when it is below dashed line); (d) pump depletion length.

散开现象, 焦斑整体上更大<sup>[19]</sup>. 故可对于自聚焦效应做更加精确的标定, 取中间密度为  $n_{p0} = 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , 密度小于  $n_{p0}$  时激光在研究距离范围内的整体焦斑随密度线性增大, 密度大于  $n_{p0}$  时激光焦斑维持不变.

激光传播过程中, 激光头部损失能量并形成尾场, 这造成了激光脉宽和能量衰减, 且密度越大衰减越快. 从激光能量衰减曲线 (图 2(c)) 看出, 激光能量随距离近似线性衰减, 这可以理解为激光能量随距离均匀地传递到了尾场中. 到了虚线以下的部分偏离线性是因为图中实际上统计了整个窗口的电磁场能量. 激光能量较大时统计能量即为激光能量, 但当激光能量较小时尾场能量与激光能量可以比拟, 统计能量为尾场能量和激光能量之和, 故在虚线以下部分并不是真正的激光能量. 在虚线处将激光能量线性外推可得激光损失全部能量对应的长度, 如图 2(d) 散点所示. 文献中描述过激光能量损失速度  $v_{\text{etch}} = \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2}$ <sup>[20]</sup>, 则激光能量衰减长度为

$$k_p L_{\text{pd}} = \frac{k_p c \tau}{v_{\text{etch}}} \times c = \frac{\omega_L^2}{\omega_p^2} \omega_p \tau, \text{ 拟合曲线为绿色, 与模}$$

拟点差距较大, 这可能是因为推导过程中只考虑了一维的影响. 将公式修改为  $k_p L_{\text{pd}} = 2 \frac{\omega_L^2}{\omega_p^2} \omega_p \tau$ , 即衰减长度为之前的 2 倍, 拟合曲线为红色, 符合较好. 激光脉宽衰减与能量衰减类似, 衰减关系也可以按照  $L_{\text{pd}}$  来对标, 如图 2(b) 所示. 根据模拟结果可以总结为距离小于  $0.5L_{\text{pd}}$  时脉宽线性衰减, 距离大于  $0.5L_{\text{pd}}$  时激光头部几乎完全耗尽, 脉宽衰减到原脉宽的  $1/3$  并保持不变. 这说明激光能量损失过程为开始峰值电场不变而脉宽减小, 后来脉宽不变峰值电场减小.

### 3.2 电子束参数变化

LWFA 产生的电子束品质很大程度上决定了 X 射线的品质, 在以前的文献中有过对各个参量的推导计算<sup>[3,17]</sup>, 但是由于推导条件的局限性, 我们很难跟踪整个过程中的电子参量变化. 有的过程如电子注入、beam loading 效应等也难以定量描述, 只能在实验中观察得出<sup>[21–23]</sup>, 因此结合数值模拟给出电子参量的变化过程至关重要. 图 3 是

LWFA 过程窗口内能量大于 10 MeV 的电子束的参量变化. 图 3(a) 是电子束平均能量  $E_e$  随激光传播距离的变化曲线, 第一个空泡内的电子在失相长度  $L_d$  内受到尾场加速, 能量线性增大. 达到  $L_d$  时由于第二个空泡内的电子开始注入, 且注入的电荷量与第一个空泡的相近, 把电子平均能量拉低到了之前的一半. 然后第一个空泡内的电子开始减速, 第二个空泡的电子开始加速, 两者速度梯度和电荷量相近, 导致电子平均能量直到  $L_{pd}$  保持不变.  $L_{pd}$  之后激光能量耗尽, 尾场变得不稳定, 电子能量变化不再考虑. 失相长度随等离子体密度的变化关系

如图 3(b) 所示, 按照  $k_p L_d = \frac{4}{3} \frac{\omega_L^2}{\omega_p^2} \sqrt{a_0}$  [17] 拟合结果 (绿线) 所示, 根据模拟数据可进一步修正为  $k_p L_d = 0.93 \frac{\omega_L^2}{\omega_p^2} \sqrt{a_0}$ , 如红线所示, 该结果与理论公式仅相差 0.7 倍. 从图 3(a) 还可以看出, 在失相长度之前, 等离子体密度较低时电子加速梯度符合  $E_w(\text{eV/m}) \approx 96 \sqrt{n_p(\text{cm}^{-3})}$  [24], 但当密度进一步增大, 电子能量并不增加. 为了解释这一现象, 模拟了 0.5 mm 处的轴线上纵向电场分布, 如图 3(c) 所示, 其中黑色三角形的位置即为电子束所处的位置. 可以看出, 随着密度的增加, 虽然尾场的峰值

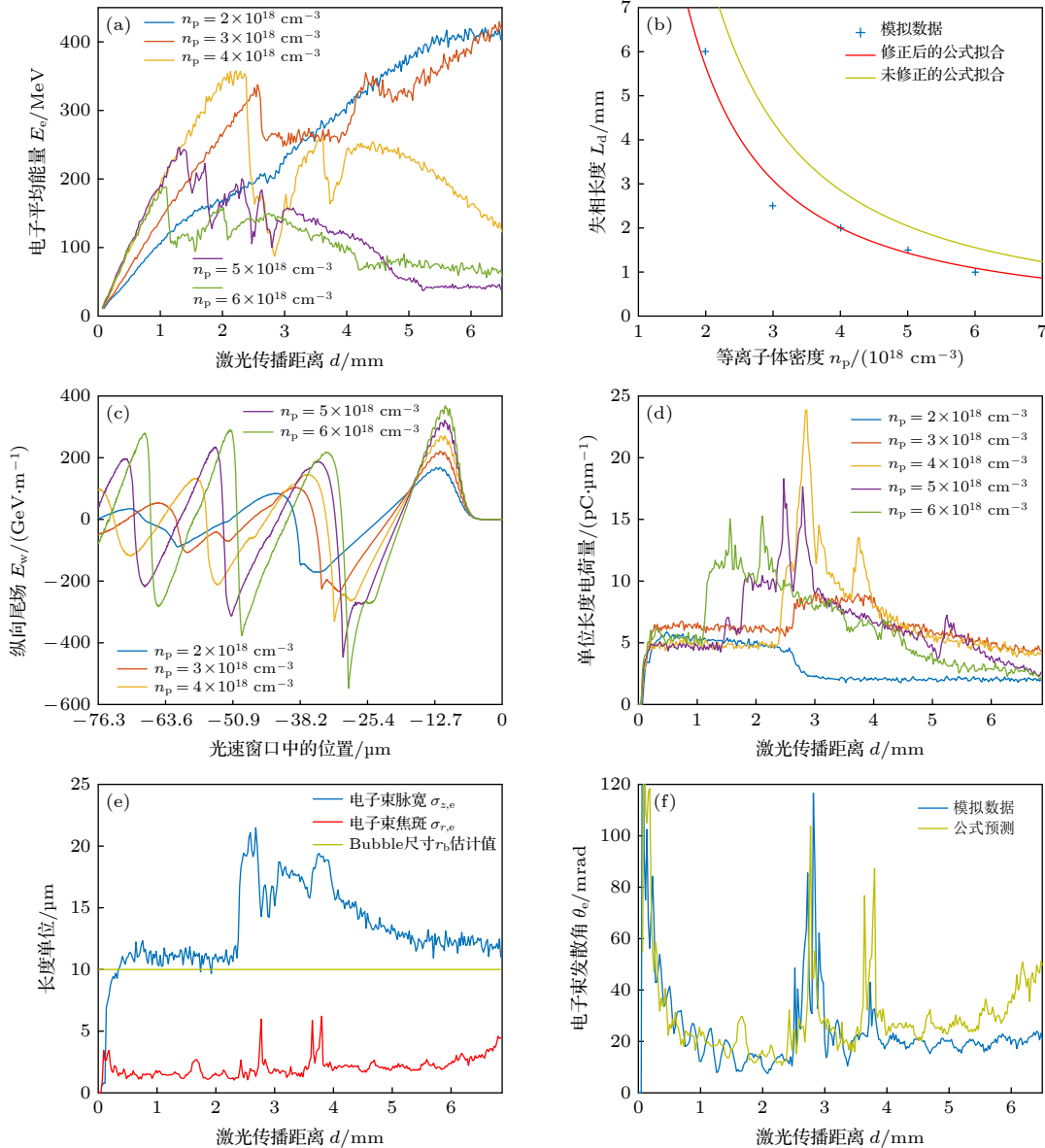


图 3 LWFA 中电子的参量变化 (a) 电子平均能量; (b) 失相长度; (c) 0.5 mm 处轴线上纵向尾场分布; (d) 电子电荷量; (e) 密度为  $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  时电子束聚焦和脉宽; (f) 密度为  $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  时电子束发散角

Fig. 3. Evolution of electron parameters in LWFA: (a) Average energy; (b) dephasing length; (c) longitudinal electric field on axis when  $d = 0.5 \text{ mm}$ ; (d) charge; (e) spot size and duration when  $n_p = 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ; (f) divergence angle when  $n_p = 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

场强在增大,但是电子束所处的场强由于 beam loading 效应并没有一直增大,而是趋于某一数值达到饱和. 模拟饱和点对应的密度即为  $n_{p0} = 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , 故将加速电场处理为密度小于  $n_{p0}$ , 电子能量  $E_e \leq E_e (\text{eV}) \approx 96 \sqrt{n_p (\text{cm}^{-3})} \times d (\text{m})$ , 密度大于  $n_{p0}$ , 电子能量不随密度变化.

图 3(d) 是不同密度下单位长度电荷量随距离的变化,从激光刚传播 0.1 mm 处电荷的突然抬升可以看出,电荷注入过程十分迅速,因此不需要考虑电荷注入所需的距离. 0—1 mm 内单位长度电荷量几乎不随密度变化是因为尾场注入电荷已经达到饱和,饱和时电荷量约为 5 pC/ $\mu\text{m}$ ,这与图 3(c) 中的尾场畸变都指向 beam loading 效应. 观察电荷量陡增的位置发现与  $L_d$  对应,这也与图 3(a) 中电子能量陡降相符合. 多段的电荷陡增则是由于多个空泡的注入,而每个空泡的电荷量都为饱和电荷量,即 5 pC/ $\mu\text{m}$ . 但由于第二个之后的空泡加速较晚,品质不高,前两个空泡部分信息,故只考虑前两已经包含了电子束大部分信息,故只考虑前两个空泡的注入情况. 随着激光传播距离进一步增大,高密度时距离超过  $L_{pd}$  激光损失殆尽,低密度时激光自聚焦不够强,两种条件下都会使电子束受到的横向聚焦力不够,电子跑出探测窗口导致电荷量减小.

密度为  $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  时电子焦斑和脉宽随距离的变化关系如图 3(e) 所示,其他密度条件下电子变化情况相似. 单个空泡内的电子脉宽大约等于一个空泡的尺寸  $r_b$ ,而空泡尺寸又约等于激光焦斑  $w_0$ ,即  $\sigma_{z,e} \approx r_b$ . 电子脉宽在 2.3 mm 处的陡增是因为多个空泡的注入在空间上拉长了电子的脉宽. 而电子焦斑远比文献中  $\sigma_{r,e} \approx r_b$  要小,大约为  $\sigma_{r,e} \approx r_b/5$ . 这是因为电子在空泡尾部注入,这是因为电子在空泡尾部注入,具体注入位置则由电势决定,只有电子场相速度的速度时才会被捕获. 注入对应位置的归一化电势要小于  $-1$ <sup>[25]</sup>,这部分的横向尺寸约为  $r_b/5$ . 由电子束焦斑和单位长度电荷量可以得到电子束的总电荷量  $Q = \frac{5 \text{ pC}}{\mu\text{m}} \frac{r_b}{5} = 10 \text{ pC}$ . 然而文献描述电子数  $N = 2.5 \times 10^9 \frac{\lambda (\mu\text{m})}{0.8} \sqrt{\frac{P (\text{TW})}{100}}$ <sup>[17]</sup>,约为模拟的 25 倍. 公式推导时是将空泡内全部电磁场能量除

以每个电子最大能量得到的,而实际上电子并不会消耗全部电磁场能量,存在一个吸收比例,约为  $1/25 = 4\%$ . 因此公式计算结果比模拟结果大 1 个数量级,这在许多实验中都有所印证<sup>[5,9,13,14,26–28]</sup>. 电子束发散角的变化如图 3(f) 所示,约为 20 mrad,在 2.5 和 4.0 mm 附近增大是电子能量降低导致. 绿线是电子在尾场中的 betatron 振荡的估计值,  $\theta_e (\text{rad}) \approx \frac{1.33 \times 10^{-10} \sqrt{\gamma n_e (\text{cm}^{-3})} \times \sigma_{r,e} (\mu\text{m})}{\gamma}$ <sup>[2]</sup>,公式与模拟符合得很好.

### 3.3 PM 反射

激光经过 LWFA 过程后与 PM 的反射也由二维 osiris 模拟,得到不同激光强度下反射率如图 4 所示. 模拟和文献都表明经过 LWFA 过程后激光仍处于非线性状态 ( $a_0 > 1$ ),在此强度范围内 PM 反射率并没有明显变化<sup>[14]</sup>,只会随着激光强度增大而缓慢降低. 图 4 中统计的激光能量是 PM 一侧的总能量,包括反射激光能量和杂散的能量. 当激光强度增大时,激光与 PM 作用更加剧烈,杂散能量所占比例增大,导致  $a_0 = 5$  时反射率反常偏高. 故在计算中取反射率为 75%. 在自反射式全光汤姆孙散射中激光先加速电子,预脉冲已经在形成尾场过程中消耗掉了,故无需考虑预脉冲对 PM 的损伤. 激光与 PM 作用还会产生高次谐波,但是谐波强度大约只有入射激光强度的  $10^{-4}$ ,远小于汤姆孙散射光的强度,故可以忽略不计<sup>[29]</sup>.

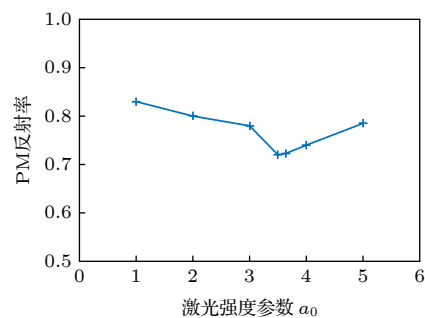


图 4 PM 反射率  
Fig. 4. Reflectivity of PM.

### 3.4 汤姆孙散射

自反射式全光汤姆孙散射的构架决定了激光与电子的作用角度为  $\alpha = 180^\circ$ ,当密度为  $n_{p0}$ , PM 位置为 2.5 mm 时 X 射线能谱和角分布如图 5 所示.

图 5(a) 显示 X 射线能谱呈现出明显的非线性特性, 且在不同接收角  $\theta$  下 X 射线能谱不同, 随着接收角度不断增大, 能谱趋于包含全部立体角内的总光谱. 能谱图曲线不够平滑、相对误差较大是因为每个能量间隔内的宏粒子数较少. 为了适当减小 osiris 输出文件大小, 一般只输出模拟宏电子数的 1%, 因此 cain 输入的宏电子数一般为 2000 个. 汤姆孙散射若将相对误差按照  $1/\sqrt{N}$  来估计, 取 100 能量间隔时相对误差约为 20%. 但是本文主要衡量 X 射线总体性质, 这时相对误差为 2%, 而且解析计算与模拟符合较好, 故该误差的影响可以忽略不计. 从图 5(b) 可以看出, X 射线发散角小于 20 mrad. 对于 X 射线的各项参数, Esarey 等 [30,31]

进行了详细的阐述, 例如 X 射线能量  $E_X = \frac{2n(1-\beta\cos\alpha)\gamma^2}{1+\gamma^2\theta^2+a_0^2/2} \times \hbar\omega_0$ 、焦斑  $\sigma_{x,y} \approx \sigma_{r,e}$ 、发散角  $\theta_{x,y} = \sqrt{(a_0/\gamma)^2 + (\theta_e)^2}$ 、脉宽  $\sigma_T = \frac{\sigma_{ez}}{c}$ 、光子数  $N_\gamma = \frac{\sigma N_e N_l}{2\pi\sqrt{\sigma_{ez}^2 + \sigma_{lz}^2}\sqrt{\sigma_{er}^2 + \sigma_{lr}^2}}$  ( $\sigma$  为汤姆孙散射微观截面, 为  $\frac{8}{3}\pi r_e^2$ ;  $N_l$  为激光光子数) 等. 由于该过程不稳定性较少, 因此模拟结果与计算结果符合得很好. 对于 X 射线亮度计算, 可以用  $B(\omega) = \frac{N_\gamma K(E)}{(2\pi)^{5/2}\sigma_T\sigma_x\sigma_y\theta_x\theta_y}$  计算, 其中  $K(E)$  为光子能量  $E$  附近 0.1% 内带宽内的光子数占比. 设能谱为  $f(E)$  (photons/keV), 则

$$K(E) = \frac{f(E) \times E \times 0.1\%}{N_\gamma} = \frac{f(E) \times E \times 0.1\%}{\int_0^{E_c} f(E) dE}$$

会随能谱变化而变化. 假设能谱表现为线性衰减, 则  $K(E) = 0.2\% \times \frac{E}{E_c} \left(1 - \frac{E}{E_c}\right)$ ,  $K(E)$  最大可以取到  $5 \times 10^{-4}$ . 实际上能谱低能段光子更多, 故计算时一般取  $K(E) = 2 \times 10^{-4}$ .

#### 4 自反射式全光汤姆孙散射优化

综上所述, 我们修正了公式得到了与数值模拟一致的结果, 如表 1 所列. 接下来可以用公式计算的方式代替模拟进行 X 射线优化. 在给定激光条件下, 等离子体密度几乎成为 LWFA 过程的唯一调控手段, 也是自反射式全光汤姆孙散射的第一个调控手段. 第二个调控参数是 PM 位置: 距离太远, 激光能量大幅度损失, 产生 X 射线亮度低; 距离太近, 电子束能量低, 发散角大, X 射线亮度也低, 故存在最优的 PM 位置. 因此对 X 射线的优化主要考虑这两个参数. 通过前文总结的公式, 对 X 射线数值上优化的结果如图 6 所示, 横坐标是等离子体密度, 纵坐标是 PM 位置, 颜色表示各项数值大小.

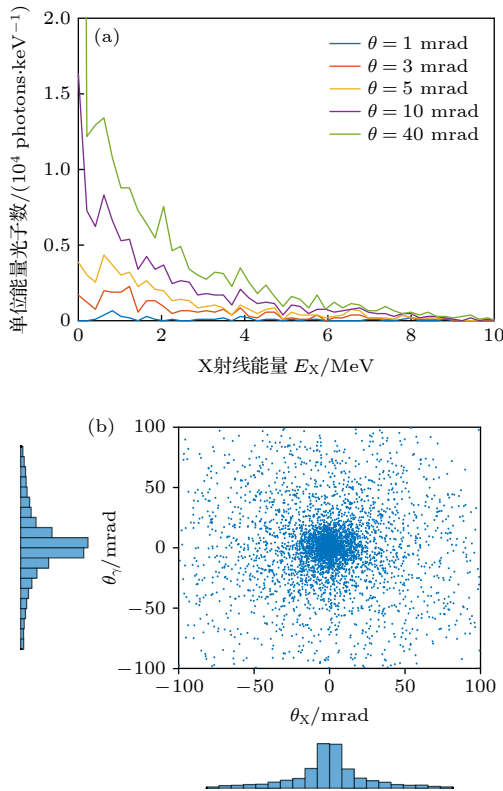


图 5 汤姆孙散射 X 射线参数 (a) 能谱; (b) 角分布  
Fig. 5. X-ray from Thomson scattering: (a) Energy spectrum; (b) angle divergence distribution.

表 1 等离子体密度  $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , PM 位置 2.5 mm 时修正后的公式计算和数值模拟的部分参数比较  
Table 1. Comparison of modified formula calculation and numerical simulation when plasma density is  $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  and PM position is 2.5 mm away.

方法	经过LWFA的激光			电子束		X射线		
	焦斑/ $\mu\text{m}$	脉宽/fs	能量损失/(%·mm <sup>-1</sup> )	能量/MeV	焦斑/ $\mu\text{m}$	发散角/mrad	光子数/ $10^7$	亮度/( $10^{18}$ photons·s <sup>-1</sup> ·mm <sup>2</sup> ·mrad <sup>-2</sup> ·(0.1%BW) <sup>-1</sup> )
修正公式	10	7	17	460	2.0	18	4.1	1.3
数值模拟	10	6	17	450	1.8	16	4.0	1.6

从图 6 可以发现两条明显的曲线, 分别对应  $L_d$  和  $L_{pd}$ , 这是由于距离大于  $L_d$  会导致第二个空泡注入和电子平均能量降低, 而距离大于  $L_{pd}$  则激光耗尽, 两者均会引起数值突变. 实际优化时可以先根据实际需要选择 X 射线能量范围, 在能量范围对应的优化参数范围内找到最佳的 X 射线亮度或光子数. 对于图 6 给出的结果, 等离子体密度在  $1 \times 10^{18}$ — $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  范围内, PM 在 1—10 mm 范围内时最佳亮度对应的等离子体密度为  $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , PM 位置 2 mm, 此时 X 射线亮度  $1.7 \times 10^{18} \text{ photons}/(\text{s}\cdot\text{mm}^2\cdot\text{mrad}^2\cdot 0.1\% \text{BW})$ , 光子数  $4.8 \times 10^7$ , 能量 460 keV. 根据公式可知, 要想进一步增加 X 射线的亮度或者光子数, 最为直接的方法是增大驱动激光的功率产生更多的电子.

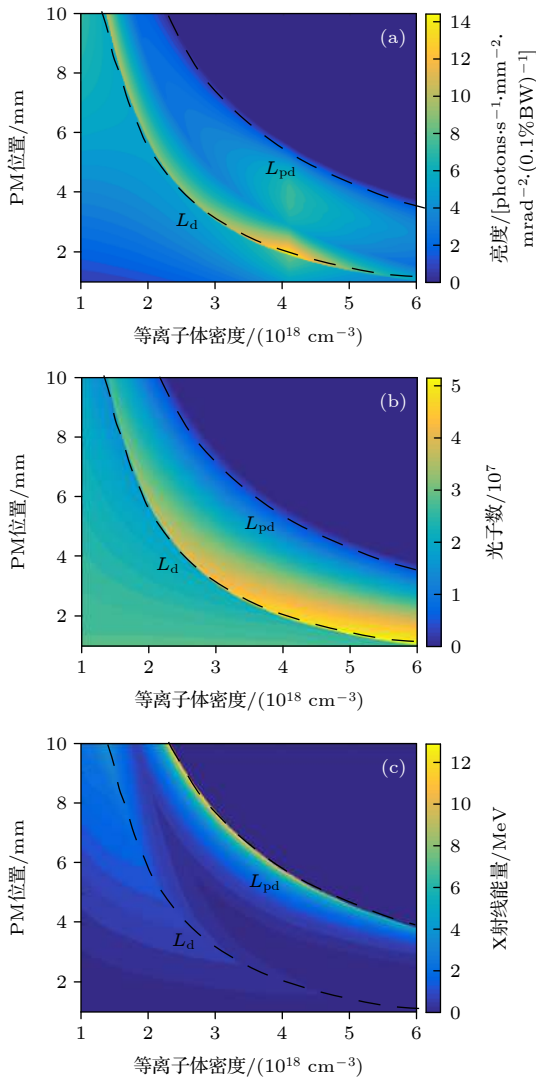


图 6 X 射线优化结果 (a) 亮度; (b) 光子数; (c) 光子能量  
Fig. 6. Optimization results of X-ray: (a) Brightness; (b) photon number; (c) photon energy.

## 5 总结

本文通过数值模拟分别分析了 LWFA 和汤姆孙散射中激光、电子和 X 射线的变化关系, 提出了一些较为简单的解析公式用于逼近数值模拟的结果. 这些公式是在纯理论推导出的公式的基础上得到的, 在保留了一些物理规律的同时比起理论公式更贴合实际, 能够帮助我们更加准确快速地预测参数品质. 利用这些公式优化了自反射式全光汤姆孙散射产生的 X 射线, 通过改变等离子体密度和 PM 位置这两个参数给出了最佳的 X 射线亮度和光子数.

## 参考文献

- [1] Albert F, Thomas A G R 2016 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **58** 103001
- [2] Corde S, Ta Phuoc K, Lambert G, Fitour R, Malka V, Rousse A, Beck A, Lefebvre E 2013 *Rev. Mod. Phys.* **85** 1
- [3] Esarey E, Schroeder C B, Leemans W P 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1229
- [4] Gonsalves A J, Nakamura K, Daniels J, Benedetti C, Pieronek C, de Raadt T C H, Steinke S, Bin J H, Bulanov S S, van Tilborg J, Geddes C G R, Schroeder C B, Toth C, Esarey E, Swanson K, Fan-Chiang L, Bagdasarov G, Bobrova N, Gasilov V, Korn G, Satorov P, Leemans W P 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 084801
- [5] Wang W T, Li W T, Liu J S, Zhang Z J, Qi R, Yu C H, Liu J Q, Fang M, Qin Z Y, Wang C, Xu Y, Wu F X, Leng Y X, Li R X, Xu Z Z 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 124801
- [6] Umstadter D P 2015 *Contemp. Phys.* **56** 417
- [7] Chen S, Powers N D, Ghebregziabher I, Maharjan C M, Liu C, Golovin G, Banerjee S, Zhang J, Cunningham N, Moorti A, Clarke S, Pozzi S, Umstadter D P 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 155003
- [8] Liu C, Golovin G, Chen S, Zhang J, Zhao B, Haden D, Banerjee S, Silano J, Karwowski H, Umstadter D 2014 *Opt. Lett.* **39** 4132
- [9] Powers N D, Ghebregziabher I, Golovin G, Liu C, Chen S, Banerjee S, Zhang J, Umstadter D P 2014 *Nat. Photonics* **8** 28
- [10] Yan W, Fruhling C, Golovin G, Haden D, Luo J, Zhang P, Zhao B, Zhang J, Liu C, Chen M, Chen S, Banerjee S, Umstadter D 2017 *Nat. Photonics* **11** 514
- [11] Sarri G, Corvan D J, Schumaker W, Cole J, Piazza A Di, 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
- [12] Ta Phuoc K, Corde S, Thauray C, Malka V, Tafzi A, Goddet J P, Shah R C, Sebban S, Rousse A 2012 *Nat. Photonics* **6** 308
- [13] Shaw J M, Bernstein A C, Zgadaj R, Hannasch A, LaBerge M, Chang Y Y, Weichman K, Welch J, Henderson W, Tsai H E, Fazel N, Wang X, Ditmire T, Donovan M, Dyer G, Gaul E, Gordon J, Martinez M, Spinks M, Tancian T, Wagner C,

- Downer M C 2017 *arXiv*: 1705.08637 *vl[physics.acc-ph]*
- [14] Tsai H E, Wang X M, Shaw J M, Li Z Y, Arefiev A V, Zhang X, Zgadaj R, Henderson W, Khudik V, Shvets G, Downer M C 2015 *Phys. Plasmas* **22** 023106
- [15] Bruemmer T, Debus A, Pausch R, Osterhoff J, Gruener F 2020 *Phys. Rev. Accel. Beams* **23** 031601
- [16] Fonseca R 2002 *Proceedings of the Second International Conference on Computational Science—ICCS Amsterdam*, Netherlands, April 21–24, 2002 p342
- [17] Lu W 2006 *Ph. D. Dissertation* (Los Angeles: University of California)
- [18] Chen P, Hortonsmith G, Ohgaki T 1995 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **335** 107
- [19] Wang G H, Wang X F, Dong K G 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 165201 (in Chinese) [王广辉, 王晓方, 董克攻 2012 物理学报 **61** 165201]
- [20] Decker C D, Mori W B, Tzeng K C, Katsouleas T 1996 *Phys. Plasmas* **3** 2047
- [21] Li G, Ain Q, Li S, Saeed M, Papp D, Kamperidis C, Hafz N A M 2020 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **62** 055004
- [22] Gotzfried J, Dopp A, Gilljohann M, Foerster M, Ding H, Schindler S, Schilling G, Buck A, Veisz L, Karsch S 2020 *Phys. Rev. X* **10** 041015
- [23] Couperus J P, Pausch R, Kohler A, Zarini O, Kramer J M, Garten M, Huebl A, Gebhardt R, Helbig U, Bock S, Zeil K, Debus A, Bussmann M, Schramm U, Irman A 2017 *Nat. Commun.* **8** 487
- [24] Modena Z N A, Dangor A E, Clayton C E, Marsh K A, Joshi C, Malka V, Darrow C B, Danson C N, Neely D, Walsh F N 1995 *Nature* **377** 606
- [25] Amorim L D, Najafabadi N V 2018 *Advanced Accelerator Concepts* Breckenridge, Colorado, USA, August 12–17, 2018 p345
- [26] Pollock B B, Clayton C E, Ralph J E, Albert F, Davidson A, Divol L, Filip C, Glenzer S H, Herpoldt K, Lu W, Marsh K A, Meinecke J, Mori W B, Pak A, Rensink T C, Ross J S, Shaw J, Tynan G R, Joshi C, Froula D H 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 045001
- [27] Gonsalves A J, Nakamura K, Lin C, Panasenkov D, Shiraishi S, Sokollik T, Benedetti C, Schroeder C B, Geddes C G R, Tilborg J V, Osterhoff J, Esarey E, Toth C, Leemans W P 2011 *Nat. Phys.* **7** 862
- [28] Swanson K K, Tsai H E, Barber S K, Lehe R, Mao H S, Steinke S, van Tilborg J, Nakamura K, Geddes C G R, Schroeder C B, Esarey E, Leemans W P 2017 *Phys. Rev. Accel. Beams* **20** 051301
- [29] Thauray F Q C, Anna L, Tiberio C 2007 *Nat. Phys.* **3** 424
- [30] Esarey E, Ride S K, Sprangle P 1993 *Phys. Rev. E* **48** 3003
- [31] Ride S K, Esarey E, Baine M 1995 *Phys. Rev. E* **52** 5425

SPECIAL TOPIC—Ultra short ultra intense laser plasma physics

# Parameter optimization of self-reflecting all-laser-driven Thomson scattering based on laser wakefield acceleration\*

Ye Han-Sheng<sup>1)2)</sup> Gu Yu-Qiu<sup>1)3)†</sup> Huang Wen-Hui<sup>2)</sup> Wu Yu-Chi<sup>1)</sup>  
 Tan Fang<sup>1)</sup> Zhang Xiao-Hui<sup>1)</sup> Wang Shao-Yi<sup>1)</sup>

1) (*Key Laboratory of Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

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

3) (*Department of Engineering Physics, Shenzhen Technology University, Shenzhen 518118, China*)

( Received 22 March 2021; revised manuscript received 3 April 2021 )

## Abstract

All-laser-driven Thomson scattering based on laser wakefield acceleration can provide high quality X-ray and greatly reduce the source size. Compared with two-pulse setting, the self-reflecting setting can reduce the requirement for temporal and spatial synchronization in experiment. However, it is difficult to optimize X-ray because Thomson scattering is coupled with laser wakefield acceleration in this process. In this paper, we correct theory formula through numerical simulation, and analyze the parameters quantitatively in laser wakefield acceleration and Thomson scattering, such as spot size, duration and energy of laser and electron beam, and reflectivity of plasma mirror. Then we can trace the parameters by using the modified formula rather than the numerical simulation with similar accuracy and less time. The modified formula is also used to optimize the self-reflecting all-laser-driven Thomson scattering X-ray under the given laser conditions. The optimal X-ray luminance and photon number can be obtained by changing the plasma density and the position of the plasma mirror.

**Keywords:** laser wakefield acceleration, Thomson scattering, self-reflecting, X-ray

**PACS:** 52.38.Kd, 52.38.Ph, 52.38.-r

**DOI:** 10.7498/aps.70.20210549

\* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2016YFA0401100) and the Science Challenge Project, China (Grant No. TZ2018005).

† Corresponding author. E-mail: [yqgu@caep.cn](mailto:yqgu@caep.cn)