

纳秒级激光惯性约束装置靶室内电磁脉冲数值模拟

卢志永^{1,2}, 徐志谦^{1,2}, 孟萃^{1,2*}, 金晗冰³

¹清华大学工程物理系, 北京 100084;

²清华大学粒子技术与辐射成像教育部重点实验室, 北京 100084;

³北京京航计算通讯研究所, 北京 100074

摘要 为了探索纳秒级激光惯性约束装置靶室内电磁脉冲(EMP)的物理规律,实验室利用自主研发的 EMPIC-2D 计算软件开展数值模拟研究。软件将激光与靶作用后产生的逃逸电子作为输入参数,将电磁脉冲强度随时间的变化作为输出。模拟结果发现,纳秒级激光打靶产生的逃逸电子激发的 EMP 的频率主要分布在 0 MHz~2 GHz 之间,随着出射波形宽度的变宽,纳秒级激光产生的 EMP 的高频信号成分减少,而低频成分变化较小;在靠近靶的位置,随着出射时间的延长(1~10 ns),电磁场峰值逐渐降低;与皮秒级激光的模拟结果比较发现,纳秒级激光产生的电磁场的强度较小,低频成分与皮秒级相似,而大于 1 GHz 的高频成分大量减少。

关键词 激光光学; 激光惯性约束装置; 电磁脉冲; 逃逸电子; 数值模拟

中图分类号 TN202; O441.4

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.0914001

Numerical Simulation of Electromagnetic Pulse in Target Chamber of Nanosecond Laser Inertial Confinement Facility

Lu Zhiyong^{1,2}, Xu Zhiqian^{1,2}, Meng Cui^{1,2*}, Jin Hanbing³

¹Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China;

²Key Laboratory of Particle & Radiation Imaging (Tsinghua University), Ministry of Education, Beijing 100084, China;

³Beijing Jinghang Computing and Communication Research Institute, Beijing 100074, China

Abstract To study electromagnetic pulse (EMP) in the target chamber of nanosecond laser inertial confinement facility, this study uses the independently developed EMPIC-2D calculation software to perform the numerical simulation. The escaping electrons generated by the interaction of high-intensity laser pulses with solid target were considered as the input parameter and the electromagnetic pulse intensity in the chamber were considered as the output. Results show that EMP frequency mostly distributes between 0 MHz and 2 GHz. As the width of the ejection waveform widens, the high-frequency nanosecond signal component decreases, while the low-frequency component slightly changes. Peak values of electromagnetic field (close to the electron emission point) also decrease with the extension of ejection time (1–10 ns). Compared with the simulation results of picosecond laser pulses, nanosecond simulation results have lower electromagnetic intensity. Its low frequency compositions are similar to picosecond results; however, high frequency compositions higher than 1 GHz are observed to greatly decrease.

Key words laser optics; laser inertial confinement device; electromagnetic pulse; escaping electrons; numerical simulation

OCIS codes 140.3610; 140.3538; 350.2660

1 引 言

激光惯性约束聚变是利用高功率短脉冲激光与靶相互作用来实现热核聚变的一种方法。美国的国家点火装置(NIF)和 TITAN 装置、法国的兆焦耳

激光器(LMJ)、日本的 Gekko XII 和 LFEX 激光器,以及中国的神光 III(SG-III)等装置在加速器和快点火惯性约束聚变等领域的实验研究中都起着十分重要的作用^[1-5]。其中,中国的星光和神光 II 装置采用皮秒(ps)级激光打靶,而神光 III 装置采用纳秒(ns)

收稿日期: 2019-09-23; 修回日期: 2019-11-06; 录用日期: 2020-02-10

* E-mail: mengcui@mail.tsinghua.edu.cn

级激光打靶。激光-靶作用过程会产生大量的电磁脉冲(EMP),这种电磁脉冲在时域上有着时间短、幅值变化大、强度高的特点,在频域上覆盖了很宽的频段范围^[6]。EMP会对电子元器件、线路甚至电子系统产生影响,强EMP更是可能导致电压击穿,使得系统器件烧毁、破损,失去工作能力^[7]。同时,在靶室内物理诊断过程中发挥重要功能的集成电路对EMP极其敏感。因此,激光惯性约束装置靶室内的EMP对电子设备具有很强的破坏力,对激光打靶的电磁兼容问题进行研究显得尤为重要。近几年,国内外对于激光打靶产生的电磁兼容问题的研究热度渐渐提高。据已有的研究,可知ps级激光打靶产生的电磁兼容问题比较严重,对于现阶段的激光惯性约束装置影响较大,所以国内外对于激光打靶的电磁兼容问题主要集中在ps级激光上。但是,对于ns级激光打靶产生的具体影响、ns级的频谱和强度与ps级之间的差异的研究很少。因此,本文从简单的数值模拟开始,研究ns级激光打靶产生的电磁场的性质,并与ps级进行比较。

高功率激光入射到固体靶表面,经过一系列复杂的过程之后在靶的表面出射大量的高能电子,或者说超热电子。劳伦斯利弗莫尔国家实验室(LLNL)提出激光打靶过程中从靶面出射的超热电子是电磁脉冲的主要来源^[2]。Dubios等建立靶充电物理模型,Poye等则建立了靶充电动态模型,并对高功率激光与金属靶作用后产生逃逸电子的数目和能量作了比较准确的估计^[8]。然而,激光打靶过程中电磁脉冲的产生机制十分复杂,单一的理论模型不能完备地解释这个过程。

清华大学工程物理系对高功率激光装置中电磁脉冲的物理机制进行了研究,将靶室内电磁脉冲的产生过程等效为激光与等离子体作用产生超热电子、高能电子脱离靶表面形成逃逸电子以及电子在靶室运动激励EMP三个阶段,并对这三个阶段分别进行建模仿真,研究了皮秒级激光打靶后产生EMP的物理规律^[9-10]。本文基于计算软件EMPIC-2D对第三阶段纳秒级激光的情况进行了深入研究,分析逃逸电子的出射时间和能量对电磁脉冲强度和分布的影响。

2 计算模型与方法

2.1 模拟程序和方法介绍

图1为EMPIC-2D计算软件所使用的物理模型示意图。它是一个圆柱形的靶室,高2m,半径1m,固体靶设置在靶室的中心。将圆柱体轴线中

点所在圆面的圆心设置为原点,根据物理量在圆柱体内环形对称,建立二维 $r-z$ 圆柱坐标系。电磁场分量为 (E_r, E_z, B_φ) ,速度分量为 (v_r, v_z) 。在模拟过程中假设逃逸电子在固体靶上沿着 z 轴正向出射,单位时间内出射的逃逸电子数目与时间的关系满足高斯函数。

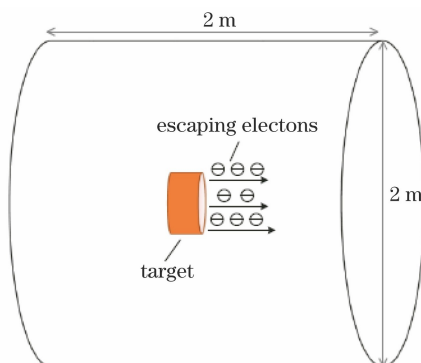


图1 计算模型示意图

Fig. 1 Schematic diagram of computational model

EMPIC-2D计算软件结合了时域有限差分方法(FDTD)和粒子模拟方法(PIC)。PIC通过建立有限大小粒子模型来描述等离子体的集体运动特性,利用计算机的高性能计算和储存能力,计算并记录带电粒子在电磁场中的运动。PIC的基本流程是:先给定大量带电粒子的初始速度和位置,利用给定的数据计算出空间的电荷密度分布和电流密度分布,接着利用麦克斯韦方程组解出空间中的电场分布和磁场分布,通过带电粒子的运动方程可以由电磁场的分布算出带电粒子所受的电磁作用力,利用牛顿方程可以更新经过一段时间微元之后的粒子速度和位置。这样不断迭代计算就可以算出大量带电粒子在一段时间内的运动过程。

FDTD方法是将电场、磁场在空间和时间上进行离散化处理,利用麦克斯韦方程组中的旋度方程将微分表达式转换为有限差分式,通过Yee氏网格对主要物理量在时间和空间上进行中心差分处理。在本模拟程序中,逃逸电子的数目在 $10^{10} \sim 10^{13}$ 个的范围内,计算机无法记录每个粒子在整个过程中的运动,因此模拟将 k 个电子合并为一个模拟粒子,其中 k 是程序中的可调参数。模拟粒子具有一定的大小、形状和密度,在模拟中我们将这样的一个模拟粒子称为宏粒子,宏粒子的大小与模拟中划分的空间网格大小一致,宏粒子中心的位置和速度代表一个模拟粒子的相应信息。在计算过程中,宏粒子的形状保持不变,宏粒子之间可以相互重叠和穿越。综上所述,整个模拟流程如图2所示。

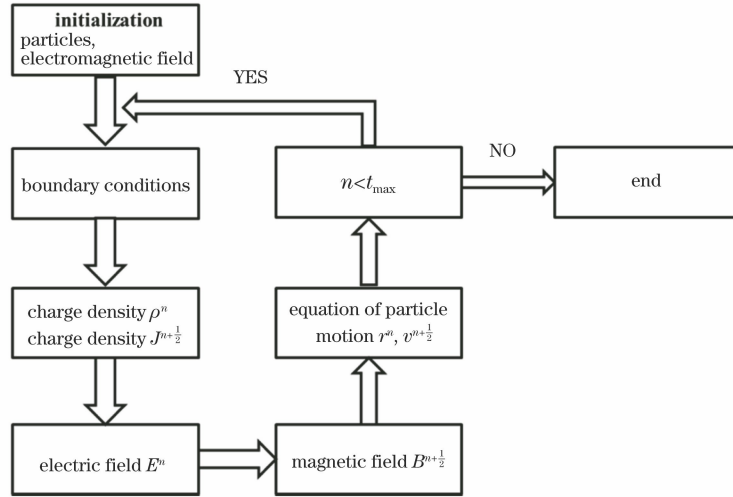


图 2 模拟流程示意图

Fig. 2 Schematic diagram of simulation process

但由于宏粒子并不能完全反映带电粒子的流体性质,计算过程中宏粒子的运动并不均匀,会产生一定的跳变,当宏粒子的速度达到相对论水平时,会引起空间电流中不必要的高频分量。为了去除这一部分的影响,算法设计在每一步的电磁场的求解过程中都采用时偏 FDTD 方法进行滤波处理。时偏算法改进了时间偏置计算并对计算作了松弛迭代处理。在时偏算法中,计算 n 时刻的电场时考虑了由 $n-1/2, n+1/2, n+3/2$ 三个时刻的磁场值,设置了时偏因子。

$$\begin{cases} E^{n+1} = E^n + \frac{\Delta t}{\epsilon} [\nabla \times (\alpha_1 H^{n+3/2} + \alpha_2 H^{n+1/2} + \alpha_3 H^{n-1/2}) - J^{n+1/2}], \\ H^{n+3/2} = H^{n+1/2} - \frac{\Delta t}{\mu} \nabla \times E^{n+1} \end{cases} \quad (1)$$

式中: α 为时偏因子,他们满足 $\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 1$; Δt 是每一步计算的时间间隔; ϵ 和 μ 分别是介电常数和磁导率; E^n, E^{n+1} 分别为 n 和 $n+1$ 时刻的电场值; $H^{n-1/2}, H^{n+1/2}, H^{n+3/2}$ 分别是 $n-1/2, n+1/2, n+3/2$ 三个时刻的磁场值; $J^{n+1/2}$ 为 $n-1/2$ 时刻的电流密度。松弛迭代处理是在每个时间步长里引入递减的低松弛因子序列,在反复迭代中对场值进行修正。

$$\begin{cases} E^{n+1,i} = (1 - \tau_i) E^{n+1,i-1} + \tau_i E^n + \tau_i \frac{\Delta t}{\epsilon} [\nabla \times (\alpha_1 H^{n+3/2,i-1} + \alpha_2 H^{n+1/2,i} + \alpha_3 H^{n-1/2,i}) - J^{n+1/2}], \\ H^{n+3/2,i} = H^{n+1/2,i} - \frac{\Delta t}{\mu} \nabla \times E^{n+1,i} \end{cases} \quad (2)$$

式中: i 表示被第 i 个松弛因子所束缚; I 为对每个

时间步长内的电磁场反复迭代的次数; τ_i 为递减的低松弛因子序列,满足 $1 = \tau_1 > \tau_2 > \dots > \tau_I > 0$,其余物理量的含义与(1)式相同。

2.2 模拟程序的初始条件和边界条件

首先设逃逸电子在 $10\Delta r \times \Delta z$ 区域内是均匀分布的,其中 $\Delta r = \Delta z = 1 \text{ mm}$,在圆柱体中的体积元 $d\varphi dr dz$ 中包含的粒子数为

$$\int_0^{2\pi} r d\varphi dr dz = 2\pi r dr dz, \quad (3)$$

对于电子初始位置的随机抽样方法为

$$\begin{cases} r = 10\Delta r \max\{\xi_1, \xi_2\} \\ z = \Delta z \xi_3 + \frac{H}{2} \end{cases}, \quad (4)$$

式中: ξ_1, ξ_2, ξ_3 均为随机变量。先假定逃逸电子的温度均为 T_e ,可以设置电子的初始速度为

$$\begin{cases} v_r = 0 \\ v_z = c \frac{\sqrt{T_e(T_e + 2m_e c^2)}}{T_e + m_e c^2} \end{cases}, \quad (5)$$

式中: v_r 为径向速度; v_z 为轴向速度; m_e 为电子质量; c 为真空中的光速。逃逸电子沿 z 轴正向出射,逃逸电子不断移动,最终到达边界。当电子从 $r=0$ 处,即从圆柱体腔的轴线上离开计算区域时,因为模拟中采用了轴对称的模型,故该过程相当于另一个电子从 $r=0$ 处以轴对称的速度进入计算区域,即边界条件为

$$\begin{cases} r = -r \\ v_r = -v_r \end{cases}. \quad (6)$$

因为轴对称边界,在仿真过程中可以节省一半的计算量,提高仿真速度。而当一个电子到达腔体壁时,

电子就会被壁吸收,此时模拟的粒子数就会减少。用积分形式的麦克斯韦方程处理 $r=0$ 处的边界条件,可得

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{r} = \mu \iint \mathbf{J} \cdot d\mathbf{S} + \frac{1}{c^2} \iint \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S}, \quad (7)$$

用微元法处理积分表达式,可得

$$B_\varphi^{n+1/2} \left(\frac{1}{2}, j + 1/2 \right) \pi \Delta r = \frac{\pi \Delta r^2}{4} \left[J_z^{n+1/2} (0, j + 1/2) + \epsilon \frac{E_z^{n+1} (0, j + 1/2) - E_z^n (0, j + 1/2)}{\Delta t} \right], \quad (8)$$

其中 B_φ 为沿圆柱坐标系 φ 角方向的磁场,最终可以得到 $r=0$ 的边界条件为

$$E_z^{n+1} \left(0, j + \frac{1}{2} \right) = E_z^n \left(0, j + \frac{1}{2} \right) - \frac{\Delta t}{\epsilon_0} J_z^{n+1/2} \left(0, j + \frac{1}{2} \right) + \frac{4c^2 \Delta t}{\Delta r} B_\varphi^{n+1/2} \left(\frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right). \quad (9)$$

当电子从其他三个边界离开计算区域时,因为靶室壁为金属,电子将直接被吸收,此时将模拟粒子数减1,对粒子重新进行编号。

3 计算结果与分析

3.1 电子出射波形宽度对 EMP 的影响

据文献[11-12],可知 ns 级激光和 ps 级激光打靶之后产生的出射电子的波形宽度不同,当电子出射波形宽度不同时,圆柱体腔内的电磁场的性质可能会有所不同。因此,本研究在总电荷电量不变的条件下,改变逃逸电子从靶表面出射的时间宽度,在模拟中称这个自变量为电子出射波形宽度,由 EMPIC-2D 计算软件进行多次数值模拟,进而分析 EMP 的物理规律。将电子能量设定为 340 keV。计算中用 3×10^5 个宏粒子来模拟激光打靶后实际产生的 4×10^{10} 个逃逸电子,因此每个宏粒子的带电量为 2.13×10^{-14} C。

3.1.1 宏粒子数目

图 3 给出了在 20 ns 的仿真时长内不同出射时间下宏粒子数目随时间的变化情况。当逃逸电子的出射时间较短时,宏粒子很快就能完全发射出来,其数目达到峰值,此时大多数电子还未到达腔体壁,所以不会被吸收,在一段时间内宏粒子数目都维持在最大值 3×10^5 。以 ts1 为例,模拟时间在 1 ns 左右时,宏粒子全部出射,达到程序设定的最大值 3×10^5 ,直到 5 ns 左右宏粒子开始被理想边界吸收,数量明显减少。随着逃逸电子出射波形宽度的继续增大,宏粒子数目在达到峰值之前就有一部分电子被

靶室壁吸收,而且出射时间越长,被吸收的电子数量就越多。以 ts10 为例,所有宏粒子出射共需要 10 ns 的时间,而从 ts1 可知在 5 ns 左右宏粒子就开始有明显吸收,所以 ts10 的最大值并没有到达 3×10^5 ,整段出射的波形近似为高斯分布。宏粒子数目的峰值随着逃逸电子出射波形宽度增大而降低,同时峰宽也逐渐增大。

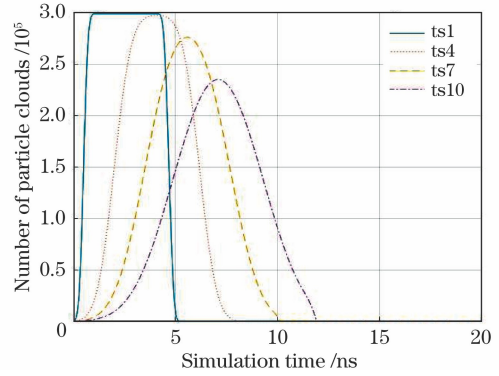


图 3 不同电子出射波形宽度下的宏粒子数目
Fig. 3 Waveform of particle clouds at different emitting waveform widths

3.1.2 电磁场频谱

因为 ps 激光与 ns 激光打靶激励出来的电子出射波形宽度不同^[11-12],所以仿真实验中通过改变电子出射波形宽度来近似模拟 ps 和 ns 激光打靶之后的效果。设定电子出射波形宽度为 ns 级的数值,并记录圆柱腔体内的某一空间点在模拟全过程中的电磁场强度变化,即可得到电磁场的时域波形。对得到的时域波形进行傅里叶变化即可得频域波形。图 4 给出了 E_z (电场强度沿 z 轴方向分量) 的频谱。图 4(a) 和 (c) 是设置电子出射波形宽度为 $t_e = 1$ ns 时,柱坐标中靠近 ($r = 200$ mm, $z = 500$ mm) 和远离 ($r = 800$ mm, $z = 1500$ mm) 电子出射位置的电场频谱。而图 4(b) 和 (d) 是设置电子出射波形宽度为 $t_e = 9$ ns 时对应的两个位置处的电场频谱。由图可知,EMP 的频率主要分布在 0 MHz~2 GHz 之间,符合激光打靶的一般规律,与 ps 级激光打靶的比较分析见 3.2。两个位置下的频谱都表明,随着出射时间的增大,高频部分所占比例减小。经过分析,高频信号主要由逃逸电子出射后形成的瞬态电流决定,出射时间延长后瞬态电流的变化频率会降低,所以高频信号减少;而低频信号则是由 EMP 在靶室内的谐振产生的,因此逃逸电子的出射时间长短对低频信号影响较小。

3.1.3 电磁场峰值

图 5 给出了距离金属靶较近的 $r = 200$ mm,

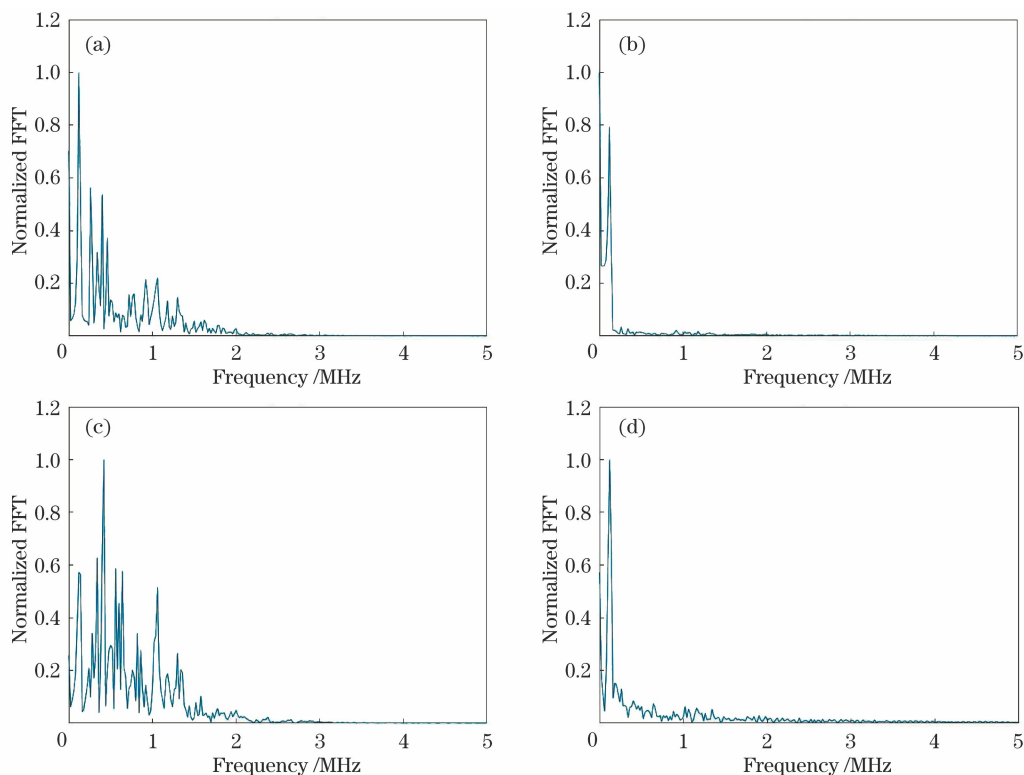


图 4 电场频谱。(a) $t_e=1$ ns; $r=200$ mm, $z=500$ mm; (b) $t_e=9$ ns; $r=200$ mm, $z=500$ mm;
(c) $t_e=1$ ns; $r=800$ mm, $z=1500$ mm; (d) $t_e=9$ ns; $r=800$ mm, $z=1500$ mm

Fig. 4 Spectra of electric field. (a) $t_e=1$ ns; $r=200$ mm, $z=500$ mm; (b) $t_e=9$ ns; $r=200$ mm, $z=500$ mm;
(c) $t_e=1$ ns; $r=800$ mm, $z=1500$ mm; (d) $t_e=9$ ns; $r=800$ mm, $z=1500$ mm

$z=500$ mm 位置处不同电子出射波形宽度下的轴向电场峰值。随着电子出射波形宽度的增大,电磁场的峰值逐渐变小,说明出射时间越长,逃逸电子激励的 EMP 强度越低。当电子出射波形宽度较短时,靶发射电子的速度快,空间电荷密度大,逃逸电子形成的瞬态电流很强,由麦克斯韦方程组可知激励的空间电磁场很强。图 5 中最大的电场峰值是 1.05 kV/m,而文献[10]中给出的电场峰值约为

8 kV/m,这是因为发射电子的时间波形展宽从 ps 增加到 ns 时,空间电荷密度减小,逃逸电子形成的瞬态电流减弱,相对应的峰值场强也就降低。图 6 给出了靶室内平均电荷密度的最大值随着电子出射波形宽度的变化情况。图中所示情况与图 3 吻合,在出射宽度较小时平均电荷密度变化不大,随着出射宽度的进一步增加,平均电荷密度的最大值逐渐减小。对比图 5 可以发现,图 6 在出射宽度大于

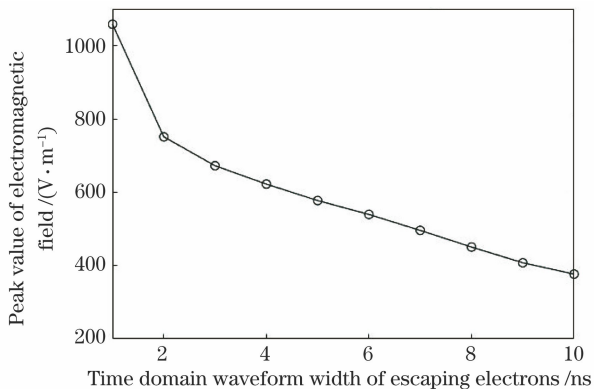


图 5 不同出射波形宽度下靠近靶位置的电场峰值
Fig. 5 Peak values of electromagnetic field close to target at different emitting waveform widths

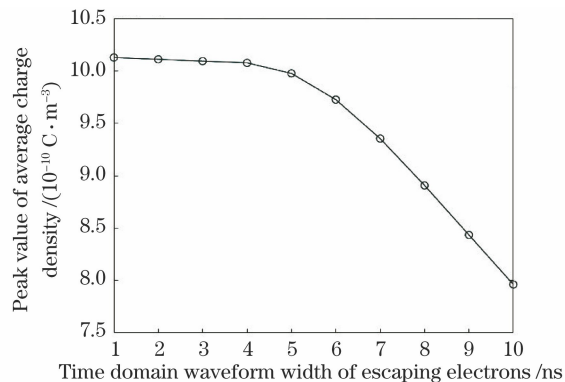


图 6 不同出射波形宽度下靶室内平均电荷密度的峰值
Fig. 6 Peak values of average charge density in the target chamber at different emitting waveform widths

5 ns的变化情况与图 5 比较吻合,随着平均电荷密度最大值的线性下降,电场峰值也线性下降。在出射宽度小于 5 ns 时,平均电荷密度变化不大而电场峰值仍有明显降低,此时电场峰值的变化主要由靠近靶位置的小区域的电荷密度大小决定。

3.2 ns 级数据结果与 ps 级的比较

下面将出射波形宽度为 ns 级的数据分析结果与 ps 级的结果进行比较。

3.2.1 频率成分

图 7(a)~(d)分别显示的是电子出射波形宽度

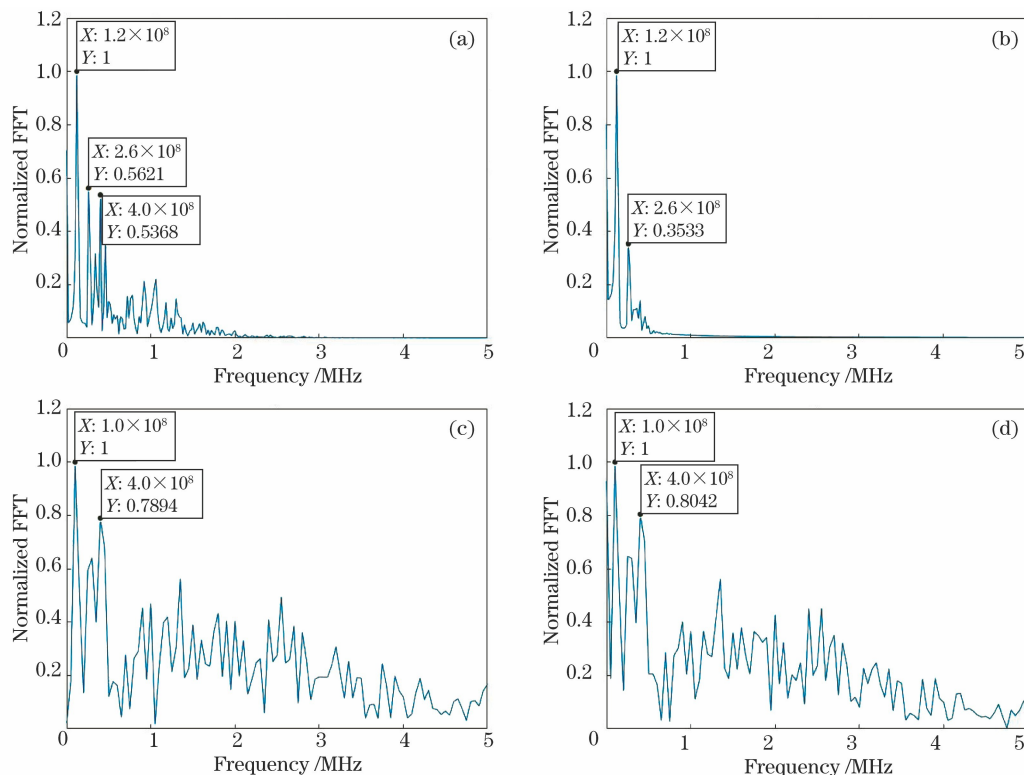


图 7 不同宽度的电子出射波形下的电场频谱。(a) 1 ns; (b) 4 ns; (c) 10 ps; (d) 100 ps

Fig. 7 Spectra of electric field at different emitting waveform widths. (a) 1 ns; (b) 4 ns; (c) 10 ps; (d) 100 ps

3.2.2 峰值大小

表 1 和表 2 分别给出了 ps 级与 ns 级激光打靶后不同出射波形宽度下电磁场峰值的大小和靶室内平均电荷密度的峰值大小。显然,ps 级出射波形宽度产生的电磁场峰值比 ns 级的要大很多。ps 级的电磁场峰值基本都在 $2000 \text{ V}\cdot\text{m}^{-1}$ 以上,而 ns 级的电磁场峰值基本接近于 $700 \text{ V}\cdot\text{m}^{-1}$ 。从这个结果可以推断出,ns 级激光打靶产生电磁干扰的影响要比 ps 级激光小。在实际应用中,神光 III 设备运行受到的电磁干扰问题也的确比神光 II 和星光的要少,说明本次数值模拟的结果基本与实际结果相吻合。

为 1 ns,4 ns,10 ps 和 100 ps 的频谱分析结果。可以发现,当出射时间从 ps 级增加到 ns 级时,仍然满足随着出射波形宽度的增加,高频成分减少的规律。从图中可以看出,相比于 ps 级的频谱内在 1 GHz 以上的部分有许多明显的峰值,ns 级激光打靶产生的电磁场的高频成分要少很多,在 4 ns 出射时间下几乎没有 1 GHz 以上的高频分量。对于低频成分,几个低频率峰在 4 张图中都有标识,通过比较可以发现低频成分受出射波形宽度影响不大。

表 1 皮秒级激光惯性约束装置靶室内 $r=200 \text{ mm}$, $z=500 \text{ mm}$ 处的电磁场峰值大小

Table 1 Peak value of electromagnetic field at $r=200 \text{ mm}$, $z=500 \text{ mm}$ in target chamber of picosecond laser inertial confinement facility

Emitting waveform width /ps	Peak value of electromagnetic field /($\text{V}\cdot\text{m}^{-1}$)	Peak value of average charge density in the target chamber / ($10^{-9} \text{ C}\cdot\text{m}^{-3}$)
10	2086.73	1.016990
50	2039.88	1.015090
100	2022.94	1.015020
500	1138.63	1.013430

表 2 纳秒级激光惯性约束装置靶室内 $r=200$ mm,
 $z=500$ mm 处的电磁场峰值大小

Table 2 Peak value of electromagnetic field at $r=200$ mm,
 $z=500$ mm in target chamber of nanosecond laser
inertial confinement facility

Emitting waveform width /ns	Peak value of electromagnetic field /($V \cdot m^{-1}$)	Peak value of average charge density in the target chamber / ($10^{-9} C \cdot m^{-3}$)
1	1058.31	1.012660
2	751.08	1.010920
3	672.18	1.009200
4	622.11	1.007550
5	577.26	0.997511
6	539.33	0.972503
7	495.86	0.935342
8	450.44	0.890672
9	407.03	0.843435
10	376.23	0.796186

5 结 论

采用高功率激光装置靶室内电磁脉冲的仿真软件 EMPIC-2D, 对纳秒级激光打靶后产生的 EMP 进行了数值模拟研究。将逃逸电子参数作为输入, 在总电荷量不变和电子能量为 340 keV 的条件下, 观察电磁脉冲强度随时间的变化, 并将出射波形宽度为 ns 级的数据与 ps 级的数据进行比较。计算结果表明: EMP 的频率主要分布在 0 MHz~2 GHz 范围, 只有高频成分会随着电子出射波形宽度的增加而减少; 靠近靶位置的区域电磁场峰值会随着电子出射波形宽度的增加而减少。相比于 ps 级激光, ns 级激光打靶产生的电磁场的低频成分相差不大, 而大于 1 GHz 的高频成分大量减少; 并且 ns 级激光打靶产生的电磁场峰值大小也比 ps 级激光的结果要小。

参 考 文 献

- [1] Stuart B C, Bonlie J D, Britten J A, et al. The Titan laser at LLNL [C] // 2006 Conference on Lasers and Electro-Optics and 2006 Quantum Electronics and Laser Science Conference, May 21-26, 2006. Long Beach, CA, USA. New York: IEEE, 2006: 10363586.
- [2] Brown C G, Jr, Bond E, Clancy T, et al. Assessment and mitigation of electromagnetic pulse

(EMP) impacts at short-pulse laser facilities [J]. Journal of Physics: Conference Series, 2010, 244(3): 032001.

- [3] Lion C. The LMJ program: an overview [J]. Journal of Physics: Conference Series, 2010, 244(1): 012003.
- [4] Shiraga H, Fujioka S, Nakai M, et al. Integrated experiments of fast ignition targets by Gekko-XII and LFEX lasers [J]. High Energy Density Physics, 2012, 8(3): 227-230.
- [5] Yang J W, Yi T, Li T S, et al. Electromagnetic pulse characteristic in process of laser shooting [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2015, 27(10): 103224.
杨进文, 易涛, 李廷帅, 等. 激光打靶过程中的电磁脉冲特性 [J]. 强激光与粒子束, 2015, 27(10): 103224.
- [6] de Marco M, Pfeifer M, Krousky E, et al. Basic features of electromagnetic pulse generated in a laser-target chamber at 3-TW laser facility PALS [J]. Journal of Physics: Conference Series, 2014, 508(1): 012007.
- [7] Lin S L, Ou J C, Li Z S. Electromagnetic pulse wave effect and protection (continued) [J]. Electrical Engineering, 2008(2): 12-26.
林守霖, 区健昌, 李子森. 电磁脉冲波的效应及防护 (续 2007 年第 2 期) [J]. 电气技术, 2008(2): 12-26.
- [8] Dubois J L, Lubrano-Lavaderci F, Raffestin D, et al. Target charging in short-pulse-laser-plasma experiments [J]. Physical Review E, 2014, 89(1): 013102.
- [9] Meng C, Yang C, Li X, et al. Development of electromagnetic environment research of high power laser facility [J]. Journal of Terahertz Science and Electronic Information Technology, 2017, 15(1): 70-74.
孟萃, 杨超, 李鑫, 等. 高功率激光装置电磁环境研究进展 [J]. 太赫兹科学与电子信息学报, 2017, 15(1): 70-74.
- [10] Jin H B, Meng C, Jiang Y S, et al. Simulation of electromagnetic pulses generated by escaped electrons in a high-power laser chamber [J]. Plasma Science and Technology, 2018, 20(11): 115201.
- [11] Manoravi P, Sajimol R, Joseph M, et al. Laser-mass spectrometric studies on measurement of isotopic ratios-A comparative study using ps and ns pulsed lasers [J]. International Journal of Mass Spectrometry, 2014, 367: 16-20.
- [12] Irimiuc S A, Nica P E, Agop M, et al. Target properties: plasma dynamics relationship in laser ablation of metals: common trends for fs, ps and ns irradiation regimes [J]. Applied Surface Science, 2020, 506: 144926.