

激光驱动的冲击波自生磁场以及外加磁场的冲击波放大研究

何民卿 董全力 盛政明 张杰

Shock wave amplification by shock wave self-generated magnetic field driven by laser and the external magnetic field

He Min-Qing Dong Quan-Li Sheng Zheng-Ming Zhang Jie

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 64, 105202 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.105202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.105202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I10>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

纳秒激光在铜靶材中诱导冲击波的实验研究

[Experimental study of shock waves induced by a nanosecond pulsed laser in copper target](#)

物理学报.2015, 64(4): 045204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.045204>

实验室天体物理的验证特例: W43A 磁喷流

[W43A Jet: strongly related to the magnetic field testified in laboratory](#)

物理学报.2014, 63(14): 145201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.145201>

使用基于动态程序规划的时间延迟法分析直线磁化等离子体漂移波湍流角向传播速度和带状流结构

[Analysis on the azimuthal velocity fluctuation of drift-wave turbulence and zonal flow via dynamic programming based time-delay estimation technique in a linear magnetized plasma device](#)

物理学报.2014, 63(18): 185201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.185201>

基于速度干涉仪的冲击波精密调速实验技术研究

[Shock timing experiment based on imaging velocity interferometer system for any reflector](#)

物理学报.2012, 61(13): 135201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.135201>

磁场剪切对离子温度梯度模带状流产生的影响

[Magnetic shear effect on zonal flow generation in ion-temperature-gradient mode turbulence](#)

物理学报.2011, 60(8): 085202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.085202>

# 激光驱动的冲击波自生磁场以及外加磁场的冲击波放大研究\*

何民卿<sup>1)2)†</sup> 董全力<sup>1)3)‡</sup> 盛政明<sup>1)4)</sup> 张杰<sup>1)4)</sup>

1)(中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家实验室, 北京 100190)

2)(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

3)(鲁东大学物理与光电工程学院, 烟台 260405)

4)(上海交通大学物理系, 激光等离子体教育部重点实验室, 上海 200240)

(2014年11月27日收到; 2014年12月8日收到修改稿)

冲击波是天体物理观测中常见的现象, 其对粒子的加速被认为是高能宇宙射线的来源. 宇宙中冲击波周围往往存在很强的磁场, 但人们对于此类强磁场的产生放大过程的理解并不充分. 本文利用二维粒子模拟程序研究了激光与磁化或者非磁化等离子体相互作用产生的冲击波现象, 给出了冲击波波前处磁场的产生放大特性. 研究发现, 作用过程中的自生磁场可以储存能量, 从而进一步加速电子; 当存在外加磁场时, 由冲击波加速的电子和离子的能量都比同条件下非磁化等离子体的能量高; 而且外加磁场藉由冲击波放大倍数则与其值有极大关系. 与天文观测中推断的磁场与背景磁场相比放大千倍这一研究结果比较可以看出, 天体冲击波周围磁场放大主要是由局域内生磁场导致的.

**关键词:** 冲击波加速, 激光等离子体相互作用, 粒子模拟, 磁化等离子体

**PACS:** 52.38.Fz, 52.25.Xz, 52.35.Tc, 52.65.Rr

**DOI:** 10.7498/aps.64.105202

## 1 引言

激光和等离子体相互作用产生的无碰撞静电冲击波加速离子的研究已经引起了很多科学家的关注<sup>[1-14]</sup>. 早在19世纪50年代, Sagdeev<sup>[15]</sup>就提出冲击波能够以无碰撞形式存在, 但是这个说法争议了很多年, 直到在太空中观察到无碰撞冲击波, 这个说法才得到确认<sup>[16]</sup>. 冲击波是天体物理观测中常见的现象, 冲击波加速机理, 即费米冲击波加速机理一直被认为是高能宇宙射线的来源<sup>[17-20]</sup>. 超新星遗迹周围存在冲击波, 且根据观测, 可以确认冲击波周围存在很强的磁场<sup>[21,22]</sup>, 即在冲击波内部及周围电子和离子都处在很高的磁化状

态<sup>[23,24]</sup>. 比如, 对超新星遗迹SNR RX J1713.7-3946的观察结果显示, 这个超新星遗迹在X射线波段(1—3 keV)存在一个壳结构, 即冲击波结构<sup>[25]</sup>. 在随后的电磁波段, 也观察到了同样的壳结构. 而且, 这两种波段下冲击波结构在空间上很好地重合. 如果观察到的X射线是由于高能粒子, 比如电子的同步辐射产生, 那么对应的粒子的能量需要达到1 TeV. 作为冲击波加速粒子至高能(TeV)的最直接的证据, HESS观测到了来自SNR RX J1713.7-3946的高能粒子<sup>[26,27]</sup>. 2007年, Uchiyama等<sup>[28]</sup>在报道了SNR RX J1713.7-3946鞘层X射线热斑在一年内存在增亮和衰退过程. 如此快的变化表明, 如果X射线是由相对论电子通过同步辐射产生

\* 国家自然科学基金(批准号: 11305013, 11274152)、国家重点基础研究发展计划(批准号: 2013CBA01500)和国家高技术研究发展计划资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [he\\_minqing@iapcm.ac.cn](mailto:he_minqing@iapcm.ac.cn)

‡ 通信作者. E-mail: [qldong@aphy.iphy.ac.cn](mailto:qldong@aphy.iphy.ac.cn)

的. 那么, 通过费米机理加速电子至该能量段所需要的强磁场环境必须达到毫高斯, 也就是1000倍于人们预期的超新星遗迹背景的磁场( $\sim \mu\text{G}$ ). 但如此强磁场的产生与放大物理过程却仍然不清楚, 值得进一步研究. 本文主要讨论激光等离子体自生磁场特点, 以及存在外加磁场的条件下, 冲击波前周围磁场的产生及放大过程, 以期帮助理解天体冲击波中磁场放大的机理.

## 2 粒子程序算法简介及所用参数

本文利用二维粒子模拟程序进行研究. 粒子模拟方法是从微观角度研究等离子体的某一小区域(例如几百电子Debye波长)在较短的时间范围(几百电子等离子体频率)内的演化过程. 等离子体粒子模拟方法的基本过程为: 1) 给出粒子的初始位置和速度分布, 求出电荷密度和电流密度分布; 2) 数值求解Maxwell方程组(用快速傅里叶变换(FFT)方法或空间网格差分法)得到电磁场分布; 3) 由Lorentz力公式求出新的粒子位置和速度分布. 如此循环下去, 就可知道电磁场和每个粒子的运动变化情况. 所有关于场和粒子的基本量都可以用计算机储存起来, 宏观量和统计量都可以通过这些基本量求出. 由以上过程可以看出, 粒子模拟主要包含两大部分: 1) 各个时刻空间电磁场的分布(即求解Maxwell方程组); 2) 粒子在电磁场作用下的运动情况(即求解相对论粒子运动方程)以及由此形成的电流. 详细算法参考文献[29—34].

本文中模拟盒的长为 $x = 22 \mu\text{m}$ , 宽为 $y = 15 \mu\text{m}$ , 等离子体薄膜靶位于模拟区域的中部, 左侧真空区域为 $7 \mu\text{m}$ , 靶的厚度为 $8 \mu\text{m}$ . 对于入射波长为 $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$ 的激光脉冲, 激光的无量纲变量 $a = \sqrt{I\lambda_0^2/(1.37 \times 10^{18} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-2})} = 10$ (这里 $I$ 为激光功率密度), 等离子体密度为 $n_0 = 20n_c$ , 这里 $n_c = 1.1 \times 10^{21}/\lambda_0^2 \text{ cm}^{-3}$ 为等离子体的临界密度. 靶的初始电子和质子温度分别为50和5 eV, 这在高对比度激光脉冲作用的实验中是很常见的.  $S$ 偏振激光从左侧入射, 其上升和下降沿均为10个激光振荡周期, 中间是30个激光周期的平台结构. 强度在 $y$ 方向上是高斯分布, 其半高宽为 $5 \mu\text{m}$ . 鉴于在快点火核聚变模拟研究中表明在等离子体内部可以产生高达30—1000 MG的自生磁场[35—38], 在我们的模拟中采用了以下三种强度的外加磁场,

即1072, 107.2和10.72 MG, 初始磁场方向为横向( $z$ 方向), 以使在模拟时间尺度内磁场的产生、放大以及作用过程可以较清晰地得以表现.

## 3 激光驱动无碰撞静电冲击波的自生磁场

激光驱动冲击波周围可以产生很强的自生磁场. 如图1(a)所示, 在激光和等离子体相互作用时间为 $t = 20\tau_0$ (这里 $\tau_0$ 为激光周期)时就已经形成了冲击波, 由于激光的有质动力推动等离子体, 使得等离子体形成一个很高的密度峰, 由于电子和离子密度的不完全重合形成一个双极电场, 这个电场的正极部分加速冲击波前方的部分离子, 这部分离子在冲击波坐标系中的动能小于电场的正极部分所对应的势能, 即 $1/2m_i u^2 < \phi$ , 这里 $\phi = eE\lambda_D$ ,  $m_i$ 是离子的质量,  $u$ 是离子的速度,  $E$ 是电场强度,  $\lambda_D$ 是德拜长度[39—44], 表明被加速的离子尚未遍历冲击波全部的加速电场. 在 $t = 30\tau_0, 40\tau_0, 50\tau_0$ 时, 逆着激光传播的离子很少, 直到 $t = 50\tau_0$ 时才开始有一部分离子沿激光反方向传播. 这可以从磁场结构来解释: 从图1(e)和(f)横向磁场的分布图可见,  $t = 50\tau_0$ 时磁场范围变大, 使得离子受磁场力表现比较明显, 所以才会有反向运动的离子.

图1(c)和(d)给出了离子密度在 $t = 20\tau_0$ 和 $t = 50\tau_0$ 时的分布图. 由于激光照射的不均匀性, 使得冲击波并不是一个完全均匀的薄层, 而是在其后慢慢融合成很多小的电流, 在靶内部呈现为“手指”型结构. 这种电流分布与低密流体积压高密流体表面发生的瑞利-泰勒不稳定性现象相似, 我们称之为类RTI现象. 冲击波的前面有一团离子被加速. 冲击波的速度为 $v_p = \sqrt{(1 + \eta)I/(m_i n_i c)}$ (这里 $\eta$ 是激光反射率,  $n_i$ 是离子数密度,  $c$ 是光速), 被反射加速的离子以二倍冲击波的速度( $2v_p$ )向前传播[39—44]. 靶表面的电流两侧形成方向正好相反的磁场, 如图1(e)和(f)所示. 随着类RTI结构的发展, 电流慢慢融合, 磁场也跟着逐渐融合. 靶的内部也有比较强的磁场, 这部分磁场是由于内部电流引起的. 我们发现模拟中这部分自生磁场最大可以达到922 MG. 这里激发的磁场有储存能量的作用, 使得即使没有激光继续辐射, 电子也能够保持继续被加速[45].

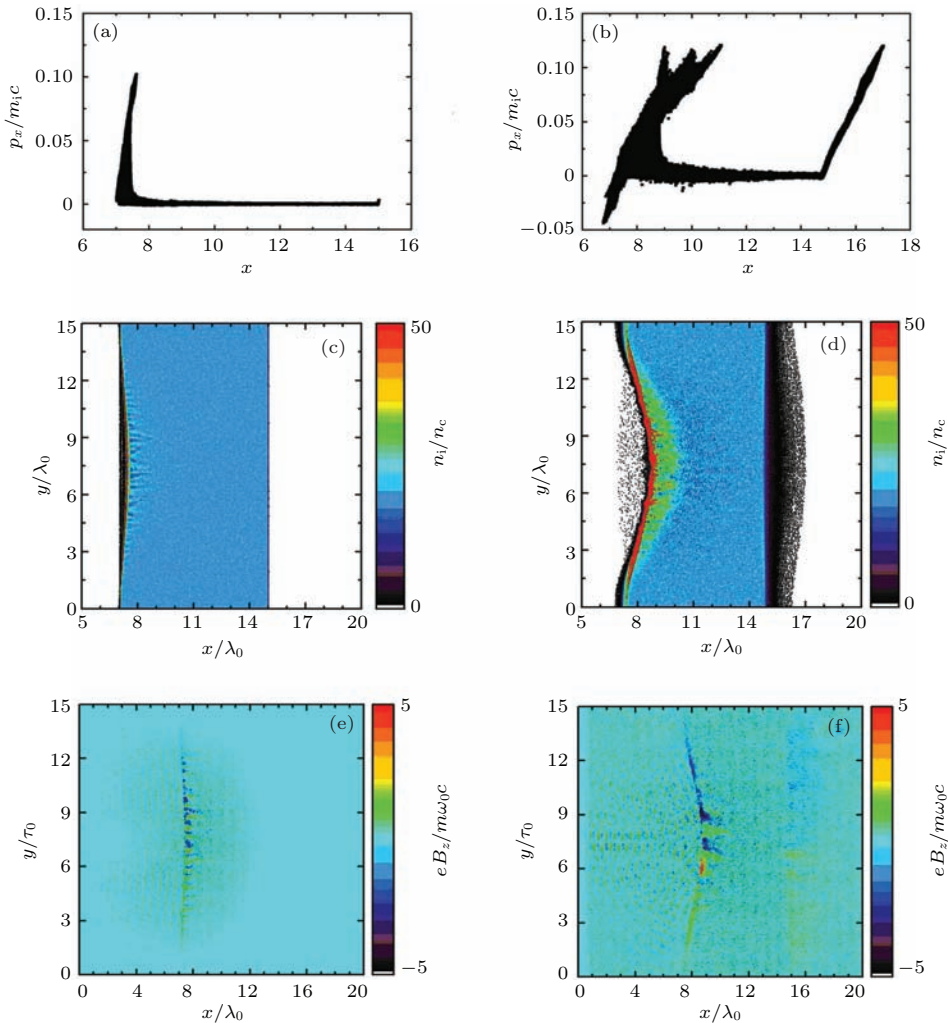


图1 (网刊彩色) (a)  $t = 20\tau_0$  无外加磁场时离子动量空间分布图; (b)  $t = 50\tau_0$  无外加磁场时离子动量空间分布图; (c)  $t = 20\tau_0$  无外加磁场时的离子密度分布图; (d)  $t = 50\tau_0$  无外加磁场时的离子密度分布图; (e)  $t = 20\tau_0$  无外加磁场时的磁场  $B_z$  分布图; (f)  $t = 50\tau_0$  无外加磁场时的磁场  $B_z$  分布图

Fig. 1. (color online) The space distribution at time  $t = 20\tau_0$  and  $t = 50\tau_0$  respectively of ion momentum (a) and (b), the ion density (c) and (d), and the spontaneous magnetic field  $B_z$  (e) and (f). The simulations were performed without external magnetic fields introduced.

#### 4 外加磁场对冲击波的影响

激光和等离子体相互作用时由于有质动力将表面一薄层等离子体快速压缩并加速, 形成一个很陡的密度峰. 这一结构继续向前传输到等离子体形成了很强的冲击波, 加速位于等离子体内部的离子. 存在外加磁场的条件下, 电子和离子的运动都会受到外加磁场的影响. 前面已经提到, 磁场有储存能量的作用, 激光和等离子体相互作用引起的自生磁场可以将磁场能再传递给电子, 外加磁场能否将自己的磁场能转化给电子呢? 为了搞清楚这个问题, 我们做了以下几个模拟, 分别研究了不同强

度的外加磁场对冲击波的产生以及加速离子的影响. 这个考虑也正好可以了解宇宙中高度磁化等离子体中的冲击波的特点.

首先研究外加磁场强度为 1072 MG 时形成冲击波的情况. 从图 2 离子动量的变化可以看到, 冲击波加速的离子速度比图 1 中同一时刻的要高, 而且我们也模拟了外加磁场沿  $-z$  方向时的情况, 可以得到相同的结果. 这说明横向磁场确实可以将自己的一部分磁能转化给电子, 或者说有助于电子获得更高的能量, 从而使得到的冲击波更强, 推动离子得到更高的能量. 这从图 3 中也可以看出.

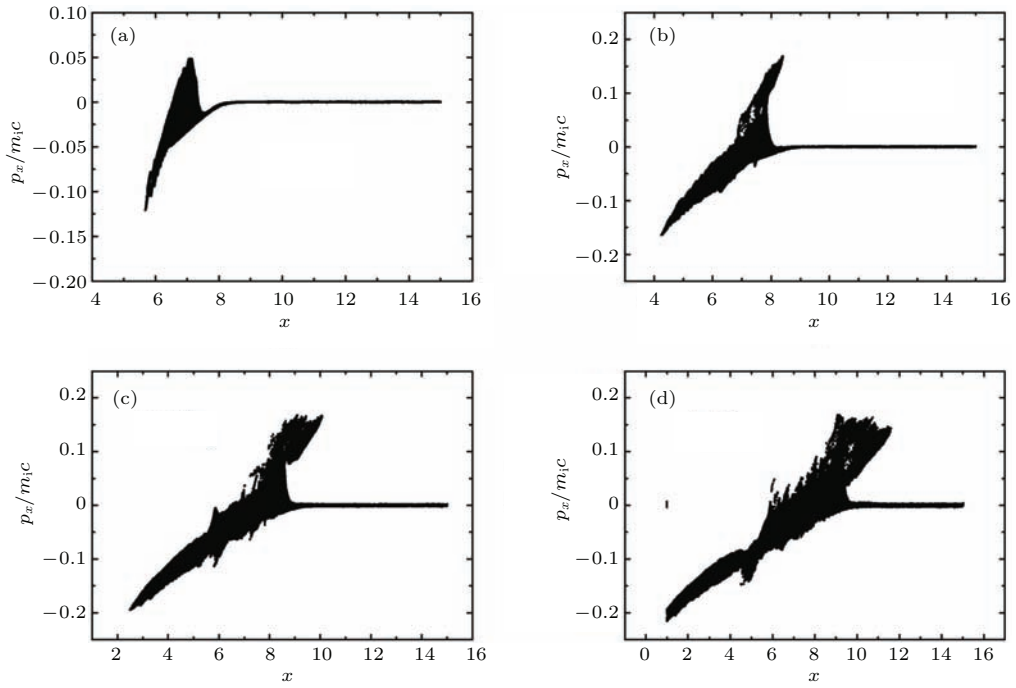


图2 外加磁场为 1072 MG 时离子动量随时间演化图 (a)  $t = 20\tau_0$ ; (b)  $t = 30\tau_0$ ; (c)  $t = 40\tau_0$ ; (d)  $t = 50\tau_0$   
 Fig. 2. The snapshot of ion momentum evolution when external magnetic field is 1072 MG: (a)  $t = 20\tau_0$ ; (b)  $t = 30\tau_0$ ; (c)  $t = 40\tau_0$ ; (d)  $t = 50\tau_0$ .

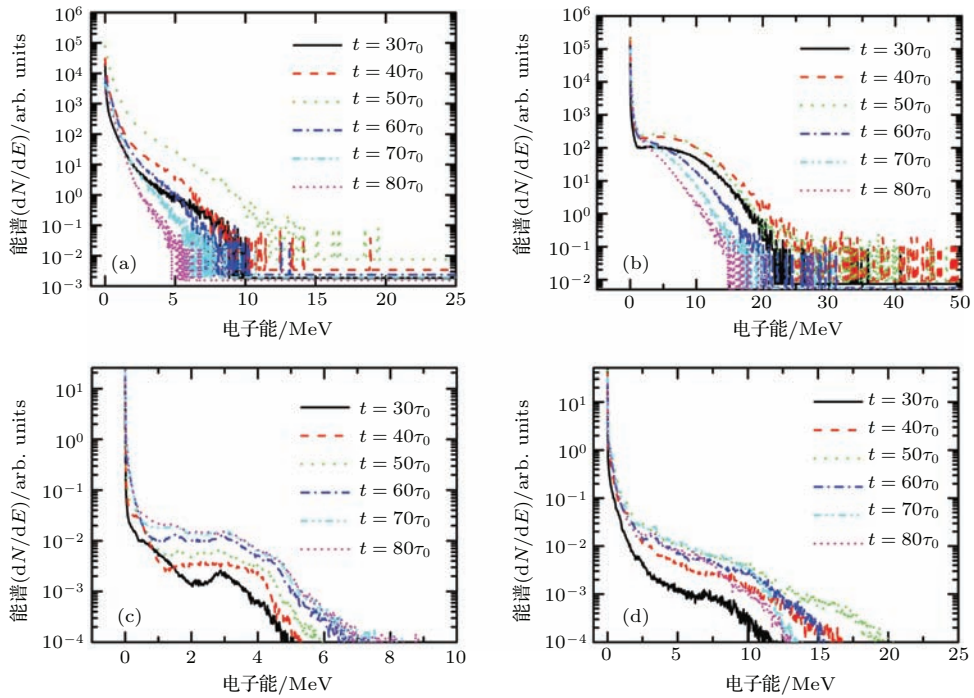


图3 (网刊彩色)(a) 没有外加磁场时电子能分布图; (b) 外加磁场沿着  $z$  方向时的电子能分布; (c) 没有外加磁场时离子能分布图; (d) 外加磁场沿着  $z$  方向时的离子能分布  
 Fig. 3. (color online) The energy spectrum of electrons (a) and (b) and ions (c) and (d) without (a) and (c) and with (b) and (d) external magnetic field introduced in the  $z$  direction.

图3(a)和(b)为电子的能量分布随时间的变化. 图3(a)为没有加磁场时的电子能分布, 图3(b)为外加磁场沿着  $z$  方向时的电子能分布. 从电子能

分布可以看出, 总的来说外加磁场沿着  $z$  方向时电子的能量要高很多, 而且高能电子数目更多一些, 但是这两种情况下随时间的变化趋势也稍有不同.

以撤走激光 ( $t = 50\tau_0$ ) 为界线, 图 3(a) 在  $t = 50\tau_0$  之前电子能随时间迅速提高, 而一旦撤掉激光, 到  $t = 60\tau_0$  时, 电子能又迅速下降到类似  $t = 30\tau_0$  时的情况. 接下来下降速度比较缓慢. 而图 3(b) 在  $t = 50\tau_0$  之前, 电子能随时间也有所提高, 但是并没有图 3(a) 提高得那么快, 并且  $t = 40\tau_0$  时的电子分布和  $t = 50\tau_0$  时几乎相当. 当撤走激光后也是先迅速下降, 随后其下降速度变缓. 这两种情况的共同点是撤掉激光后的电子能都要小于  $t = 30\tau_0$  时的能量.

图 3(c) 和 (d) 为两种情况下的离子能谱图. 图 3(c) 为没有外加磁场时的离子能分布图, 与文献 [39—44] 的工作进行比较, 在  $t = 30\tau_0$  时离子能谱有一个尖峰, 类似准单能的能谱分布, 随着时间的推移, 这个尖峰展宽, 后来几乎就是一个平台型分布. 而图 3(d) 中几乎看不到这个准单能分布. 这是因为磁场可以改变离子运动方向, 使本来在一个方向速度相当的离子改变方向, 因此离子的准单能分布被破坏. 再看两种情况的能量分布范围, 加磁场后整体离子能分布偏向高能, 而不加磁场时的离子能要低很多. 不加磁场时离子能随时间增长一直增加, 去掉激光后增加较缓慢. 而加磁场时在撤掉激光后离子能有所下降.

图 4 给出了纵向磁场  $B_z$  随时间的变化, 初始

磁场  $eB_z/m\omega_0c = 10$  (这里  $e$  是电子电量,  $\omega_0$  是激光频率), 也即初始磁场是均匀的, 大小为 1072 MG. 随着时间的推移, 磁场慢慢增加, 在  $t = 20\tau_0$  时最大磁场已经达 1329 MG, 而且最大值出现在冲击波区域. 在  $t = 40\tau_0$  时最大磁场已经达 2466 MG, 这时候最大磁场呈一个圆弧形, 与冲击波形状一样. 在  $t = 60\tau_0$  时最大磁场为 2476 MG, 之后的磁场就开始下降, 这个时候的最大磁场呈两个圆弧形, 前面的大圆弧形为冲击波区, 图中左侧冲击波是反向冲击波 (reverse shock). 模拟显示, 磁场被增大 2 倍多. 磁场形成圆弧形这样一种结构的原因可以归结为电流  $j_x, j_y$  的运动方向. 图 5(a) 为  $t = 70\tau_0$  时的磁场分布图, 图 5(b) 和 (c) 为同一时刻的  $x$  方向电流和  $y$  方向电流分布图. 可以看到, 在每一个弧形磁场周围均有电流包围, 而且两个弧形磁场分布相同, 所以两个磁场周围的电流分布也相同.  $j_x$  以  $y$  轴的中心轴为边界分上下两部分, 上半部分正电流在左侧, 负电流在右侧, 下半部分正好相反.  $j_y$  的分布上下部分是一致的, 都是左侧为负电流, 右侧为正电流, 这可以从图 5(d) 对电流和磁场的示意图看出, 右侧电流整体向上, 左侧电流整体向下形成一个弧形包围圈. 因此, 两个电流内部磁场方向向外, 即正  $z$  方向.

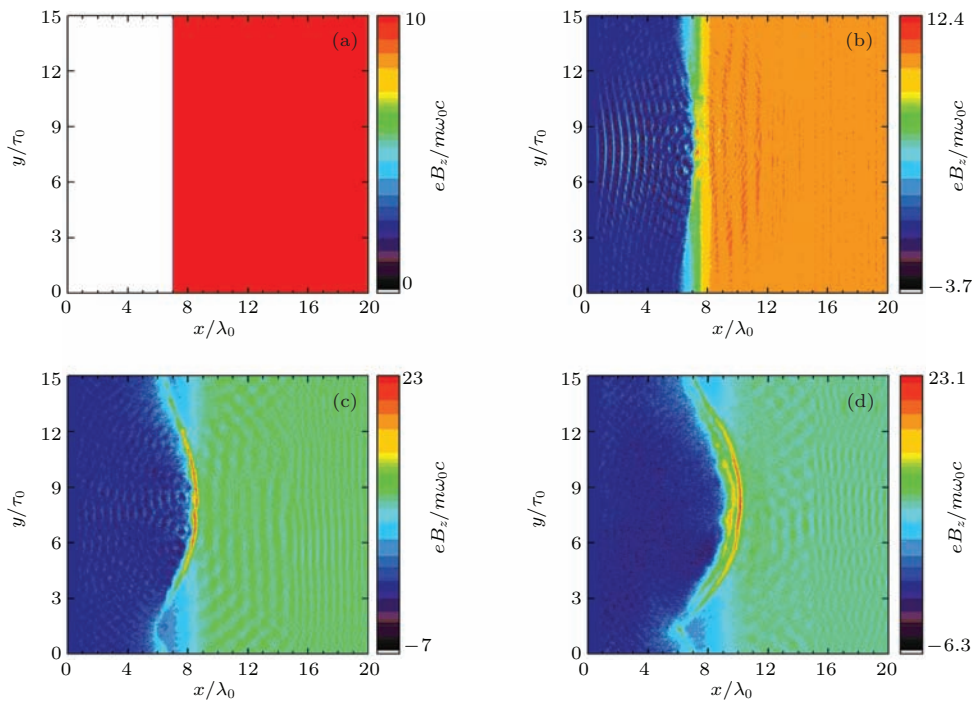


图 4 (网刊彩色) 外加磁场为 1072 MG 时纵向磁场  $B_z$  随时间的演化 (a)  $t = 0$ ; (b)  $t = 20\tau_0$ ; (c)  $t = 40\tau_0$ ; (d)  $t = 60\tau_0$ .  
 Fig. 4. (color online) The time evolution of the longitudinal magnetic field with the external magnetic field 1072 MG: (a)  $t = 0$ ; (b)  $t = 20\tau_0$ ; (c)  $t = 40\tau_0$ ; (d)  $t = 60\tau_0$ .

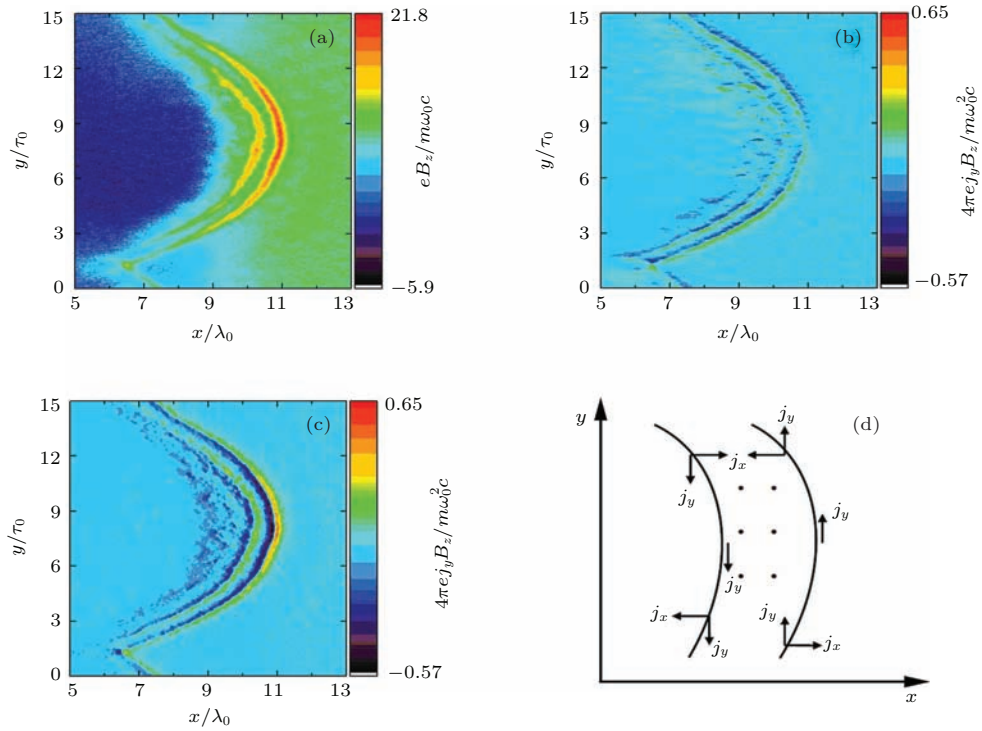


图5 (网刊彩色) 外加磁场为 1072 MG 时的磁场和电流在  $t = 70\tau_0$  时的分布图 (a) 磁场; (b)  $x$  方向的电流  $j_x$ ; (c)  $y$  方向的电流  $j_y$ ; (d) 磁场和电流的示意图

Fig. 5. (color online) The distribution of the magnetic field and the current at  $t = 70\tau_0$  with external magnetic field 1072 MG: (a) magnetic field; (b) the current  $j_x$  in the  $x$  direction; (c) the current  $j_y$  in the  $y$  direction; (d) the sketch map of the magnetic field and the current.

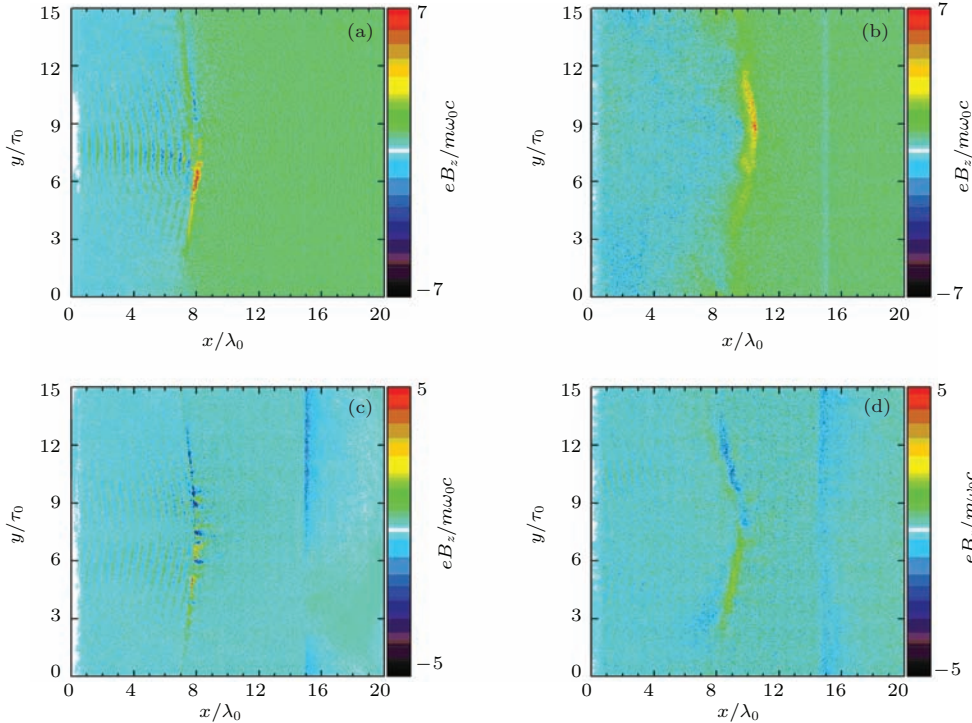


图6 (网刊彩色) (a), (b) 分别为外加磁场为 107.2 MG 时  $t = 30\tau_0$  和  $70\tau_0$  的磁场结构; (c), (d) 分别为外加磁场为 10.72 MG 时  $t = 30\tau_0$  和  $70\tau_0$  的磁场结构

Fig. 6. (color online) (a) and (b) represent the magnetic field at  $t = 30\tau_0$  and  $70\tau_0$  respectively with external magnetic field is 107.2 MG; (c) and (d) represent the magnetic field at  $t = 30\tau_0$  and  $70\tau_0$  respectively with external magnetic field is 10.72 MG.

我们还模拟了不同外加磁场的情况,发现磁场也同样得到了放大.当外加磁场为107.2 MG时,模拟得到了放大后的最大磁场达1286.4 MG,磁场放大了10倍多.当外加磁场为10.72 MG时,模拟后的放大磁场最大为921.9 MG,磁场放大了将近90倍.初始外加磁场不同时,磁场的结构也不同.上面已经看到,外加磁场为1072 MG时,被放大的磁场部分是两个圆弧形,而图6给出了外加磁场分别为107.2 MG和10.72 MG时的磁场结构.图6(a)和(b)分别对应外加磁场为107.2 MG时  $t = 30\tau_0$  和  $70\tau_0$  的磁场,图6(c)和(d)分别是外加磁场为10.72 MG时  $t = 30\tau_0$  和  $70\tau_0$  的磁场.很明显,外加磁场为107.2 MG时磁场被加强部分先是双极的,后转化为单极,并且也是圆弧形结构,这里只有一个圆弧.外加磁场为

10.72 MG时磁场被加强部分一直为双极,磁场会随着时间慢慢融合,这种情况下接近没有外加磁场的情况.不同的外加磁场所生成的放大磁场之所以会有上面的不同与离子的拉莫尔半径有关.离子在外加磁场为1072 MG时的拉莫尔半径为  $r_{iL} = m_i u / q B_z = 2m_i v_p / q B_z = 4.68 \mu\text{m}$  (这里  $u$  是离子的速度,  $q$  是离子电量),小于我们所模拟的尺度,所以离子没有被加速出去,而是沿着它的拉莫尔半径大小的圆运动,因此形成圆弧形结构.而离子在外加磁场为10.72 MG时的拉莫尔半径为  $r_{iL} = 468 \mu\text{m}$ ,这个尺度远远大于我们所模拟的尺度,所以离子能够被加速出去,形成了双极的磁场.而外加磁场为107.2 MG时是前两种磁场结构的结合,先是形成双极磁场,随后慢慢演化成单极磁场.

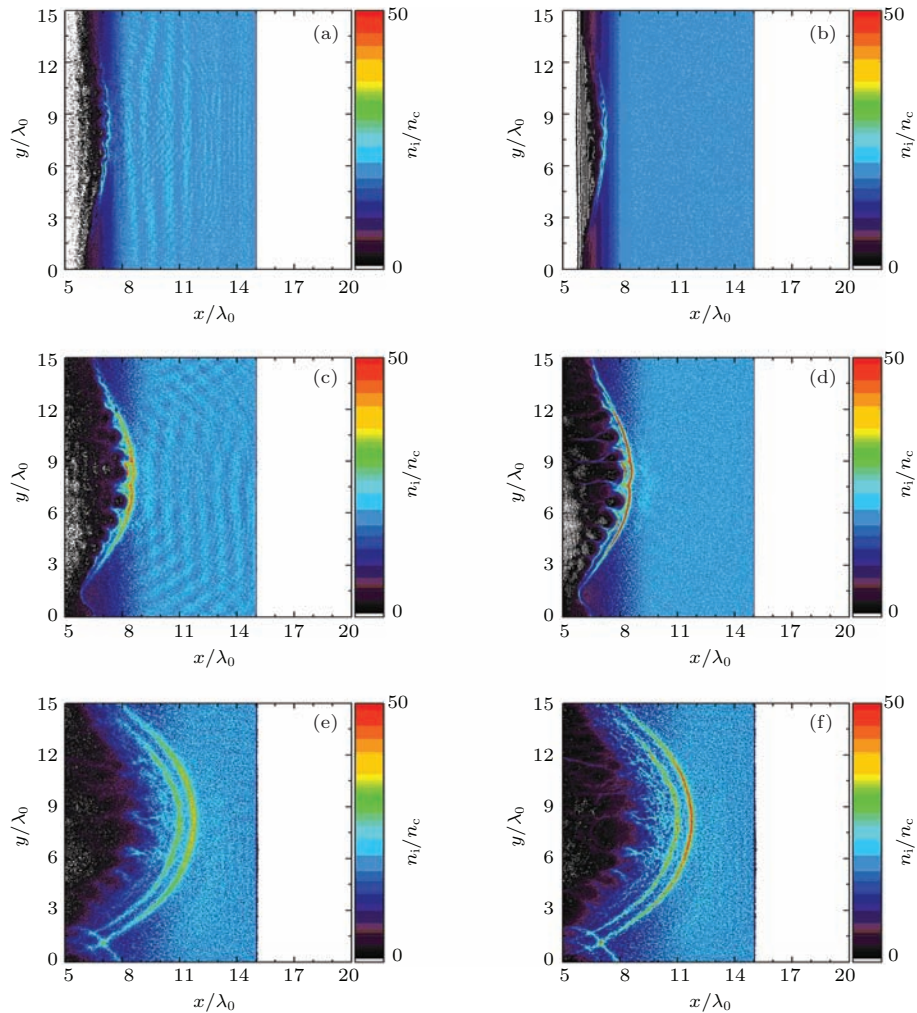


图7 (网刊彩色) 电子和离子密度随时间的演化 (a), (c), (e) 分别对应  $t = 20\tau_0, 40\tau_0, 80\tau_0$  时的电子密度; (b), (d), (f) 分别对应  $t = 20\tau_0, 40\tau_0, 80\tau_0$  时的离子密度

Fig. 7. (color online) The evolution of the electron and ion density with time: (a), (c) and (e) are the electron density at  $t = 20\tau_0, 40\tau_0, 80\tau_0$  respectively; (b), (d) and (f) are the ion density at  $t = 20\tau_0, 40\tau_0, 80\tau_0$  respectively.



图 7 给出了电子密度和离子密度随时间的演化图. (a), (c), (e) 分别是  $t = 20\tau_0$ ,  $40\tau_0$ ,  $80\tau_0$  时的电子密度, (b), (d), (f) 分别对应  $t = 20\tau_0$ ,  $40\tau_0$ ,  $80\tau_0$  时的离子密度. 可以看出, 电子和离子密度的演化基本是一样的, 只是在  $t = 40\tau_0$  时, 冲击波前方的电子呈水涡流状结构, 这是因为各个方向运动的电子受磁场影响而引起的.

前面我们提到, 前面一层冲击波后面有一层较小的圆弧形冲击波, 我们称为反向冲击波 (reverse shock), 如果以第一层冲击波为坐标系, 第二层冲击波是向后运动的, 我们确实从模拟中观察到两层之间的距离在慢慢加大. 我们认为反向冲击波形成的原因是由于第一层冲击波形成后, 它加速两侧的电子, 反向加速的电子又被激光的有质动力加速, 所以在等离子体表面又形成一层冲击波层, 磁场的影响可能更容易堆积成反向冲击波, 表面的类似 RTI 的结构也更明显. 以前面一层冲击波为坐标系, 反向冲击波的速度为  $v_{rs} \approx -0.017c$ .

以上研究的都是外加磁场沿着  $z$  方向的情况. 我们还模拟了外加磁场沿着  $-z$  方向的情况, 得到的结果和上面的结果基本一致.

通过模拟研究可以看出, 在同样驱动下 (相同的激光冲击), 磁场越弱, 磁场放大倍数则越高, 但总的磁场强度越减弱越接近无外加磁场情形下的自生磁场强度. 这表明, 在宇宙中, 磁场放大多是由于局域磁场内生而致, 因此由已存磁场压缩而增强的可能性较小.

## 5 结 论

本文比较了非磁化等离子体和高度磁化等离子体中激光驱动的冲击波的特性. 激光和非磁化等离子体相互作用可以产生很强的自生磁场, 而且这个自生磁场可以储存能量, 可以进一步加速电子. 磁化等离子体中的冲击波加速电子和离子的能量都比同条件下非磁化等离子体的能量高, 而且因为冲击波的产生, 使得磁场结构发生改变, 强度得到放大. 外加磁场越大, 得到的磁场放大倍数越小. 这个现象可以表明, 宇宙中磁场放大主要归因于磁场的局域产生, 而非因为已有磁场的空间压缩. 冲击波表面发生了类瑞利-泰勒不稳定现象被认为是外加磁场得以放大的原因, 但此机理导致的磁场放大倍数比天文观测到的千倍放大倍数要少得多, 这

表明天体中还存在其他的磁场放大机理.

## 参考文献

- [1] Yuan D W, Li Y T 2015 *Chin. Phys. B* **24** 015204
- [2] Hegelich B M, Albright B J, Cobble J, Flippo K, Letzring S, Paffett M, Ruhl H, Schreiber J, Schulze R K, Fernández J C 2001 *Nature* **439** 441
- [3] Schwoerer H, Pfotenhauer S, Jäckel O, Amthor K U, Liesfeld B, Ziegler W, Sauerbrey R, Ledingham K W D, Esirkepov T 2001 *Nature* **439** 445
- [4] Forslund D W, Shonk C R 1970 *Phys. Rev. Lett.* **25** 1699
- [5] Silva L O, Marti M, Davies J R, Fonseca R A, Ren C, Tsung F S, Mori W B 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 015002
- [6] Wei M S, Mangles S P D, Najmudin Z, Walton B, Gopal A, Tatarakis M, Dangor A E, Clark E L, Evans R G, Fritsler S, Clarke R J, Hernandez-Gomez C, Neely D, Mori W, Tzoufras M, Krushelnick K 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 155003
- [7] Keshet U, Waxman E 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 111102
- [8] Lee R E, Chapman S C, Dendy R O 2005 *Phys. Plasma* **12** 012901
- [9] Habara H, Lancaster K L, Karsch S, Murphy C D, Norreys P A, Evans R G, Borghesi M, Romagnani L, Zepf M, Norimatsu T, Toyama Y, Kodama R, King J A, Snavely R, Akli K, Zhang B, Freeman R, Hatchett S, MacKinnon A J, Patel P, Key M H, Stoeckl C, Stephens R B, Fonseca R A, Silva L O 2004 *Phys. Rev. E* **70** 046414
- [10] Honzawa T 1973 *Plasma Physics* **15** 467
- [11] Devaux D, Fabbro R, Tollier L, Bartnicki E 1993 *J. Appl. Phys.* **74** 2268
- [12] Humières E, Lefebvre E, Gremillet L, Malka V 2005 *Phys. Plasma* **12** 062704
- [13] Sato M, Ohsawa Y 2006 *Phys. Plasma* **13** 063110
- [14] Ucer D, Shapiro V D 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 075001
- [15] Sagdeev R Z 1966 *Rev. Plasma Phys.* **4** 23
- [16] Ness N F, Searce C S, Seek J B 1964 *J. Geophys. Res.* **69** 3531
- [17] Bell A R 1978 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **182** 147
- [18] Blandford R D, Ostriker J P 1978 *Astrophys. J. Lett.* **221** L29
- [19] Axford W I, Leer E, McKenzie J F 1982 *Astron. Astrophys.* **111** 317
- [20] Lee M A, Fisk L A 1982 *Space Sci. Rev.* **32** 205
- [21] Koyama K, Petre R, Gotthelf E V, Hwang U, Matsuura M, Ozaki M, Holt S S 1995 *Nature* **378** 255
- [22] Vink J, Laming J M 2003 *Appl. Phys. J.* **584** 758
- [23] Volk H J, Berezhko E G, Ksenofontov L T 2005 *Astron. Astrophys.* **433** 229
- [24] Drake R P 2000 *Phys. Plasmas* **7** 4690
- [25] Pfeiffermann E, Aschenbach B 1996 in Zimmermann H U, Truemper J E, Yorke H ed.: *Röntgenstrahlung from the Universe* (Report 263 MPE, Garching) 267–268
- [26] Hinton J A 2004 *Astron. Rev.* **48** 331
- [27] Hofmann W 2003 *Proc. 28th ICRC Tsukuba* (Tokyo: Univ. Academy Press) p2811
- [28] Uchiyama Y, Aharonian F A, Tanaka T, Takahashi T, Maeda Y 2007 *Nature* **449** 576U

- [29] Xu H 2002 *Ph. D. Dissertation* (Changsha: Graduate School of National Defense Science and Technology University) (in Chinese) [徐涵 2002 博士学位论文 (长沙; 国防科学技术大学研究生院)]
- [30] Ma Y Y 2004 *Ph. D. Dissertation* (Changsha: Graduate School of National Defense Science and Technology University) (in Chinese) [马燕云 2004 博士学位论文 (长沙; 国防科学技术大学研究生院)]
- [31] Shao F Q 2002 *Particle Simulations in Plasma* (Beijing: Science Press) (in Chinese) [邵福球 2002 等离子体粒子模拟 (北京: 科学出版社)]
- [32] Zheng J 2006 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [郑君 2006 博士学位论文 (北京: 中国科学院物理研究所)]
- [33] Chen M 2007 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [陈民 2007 博士学位论文 (北京: 中国科学院物理研究所)]
- [34] He M Q 2008 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [何民卿 2008 博士学位论文 (北京: 中国科学院物理研究所)]
- [35] Clark E L, Krushelnick K, Davies J R, Zepf M, Tatarakis M, Beg F N, Machacek A, Norreys P A, Santala M I K, Watts I, Dangor A E 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 670
- [36] Mason R J, Tabak M 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 524
- [37] Lasinski B F, Langdon A B, Hatchett S P, Key M H, Tabak M 1999 *Phys. Plasmas* **6** 2041
- [38] Kingham R J, Bell A R 2002 *Phys. Rev. Lett.* **84** 045004
- [39] He M Q, Dong Q L, Sheng Z M, Weng S M, Chen M, Wu H C, Zhang J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 363 (in Chinese) [何民卿, 董全力, 盛政明, 翁苏明, 陈民, 武慧春, 张杰 2009 物理学报 **58** 363]
- [40] He M Q, Dong Q L, Sheng Z M, Weng S M, Chen M, Wu H C, Zhang J 2007 *Phys. Rev. E* **76** 035402(R)
- [41] Chen M, Sheng Z M, Dong Q L, He M Q, Li Y T, Muhammad A B, Zhang J 2007 *Phys. Plasmas* **14** 053120
- [42] Chen M, Sheng Z M, Dong Q L, He M Q, Weng S M, Li Y T, Zhang J 2007 *Phys. Plasmas* **14** 113106
- [43] Denavit J 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 3052
- [44] Nakamura T, Kawata S 2003 *Phys. Rev. E* **67** 026403
- [45] Völk H J, Berezhko E G, Ksenofontov L T 2005 *Astron. Astrophys.* **433** 229

# Shock wave amplification by shock wave self-generated magnetic field driven by laser and the external magnetic field\*

He Min-Qing<sup>1)2)†</sup> Dong Quan-Li<sup>1)3)‡</sup> Sheng Zheng-Ming<sup>1)4)</sup> Zhang Jie<sup>1)4)</sup>

1) (*Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, CAS, Beijing 100190, China*)

2) (*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China*)

3) (*School of Physics and Optoelectronic Engineerings, Ludong University, Yantai 260405, China*)

4) (*Key Laboratory for Laser Plasmas (MoE) and Department of Physics, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

( Received 27 November 2014; revised manuscript received 8 December 2014 )

## Abstract

Shock wave is a common phenomenon in astrophysics. Shock wave acceleration has been regarded as a source of high-energy cosmic rays. Very strong magnetic field exists in the surrounding of the shock wave at the edge of the supernova remnants. But the mechanisms of generation and amplification of such a strong magnetic field are not clear yet. In this paper, the properties of shock wave driven by the laser irradiating on un-magnetized and magnetized plasmas are investigated using two-dimensional particle-in-cell (PIC) simulations. It is found that very strong spontaneous magnetic field can be generated around the laser-driven shock front in the un-magnetized plasma. The spontaneous magnetic field can store energy and accelerate electrons further. When an external magnetic field is introduced, the electrons and ions are accelerated more efficiently by the shock wave than in the un-magnetized plasma. The external magnetic field can transfer its energy to electrons and ions, and strengthen the shock wave. In simulations, the introduced external magnetic field has three different strengths: 1072 MG, 107.2 MG and 10.72 MG, which determine the shock structures through the driven currents. There are two single-polar magnetic arcs that constitute the shock structure when the external magnetic field is 1072 MG, i.e., one is the shock itself and the other is actually the reverse shock, whereas only one magnetic arc is produced but with a bipolar structure in the direction perpendicular to the shock propagation when the externally added magnetic fields are much lower (107.2 MG and 10.72 MG). The two bipolar magnetic structures will evolve into a single-polar arc when the externally added magnetic field is 107.2 MG, but they are kept for all the time when the external magnetic field is 10.72 MG. It can be explained by taking the Larmor radius into the consideration. That the amplification ratio of the magnetic field decreases as the introduced external magnetic field increases implies that the magnetic amplification in the space is possibly due to the local field generation rather than the field compression. An amplification ratio of tens of the external magnetic field is achieved due to the pseudo Rayleigh-Taylor instability, but still much smaller than that around the astrophysical shock front, indicating that other efficient mechanisms are responsible for the observed magnetic amplification around shocks in the supernova remnants.

**Keywords:** shock wave acceleration, spontaneous magnetic field, magnetic amplification, PIC simulations

**PACS:** 52.38.Fz, 52.25.Xz, 52.35.Tc, 52.65.Rr

**DOI:** 10.7498/aps.64.105202

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11305013, 11274152), the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CBA01500), and the National High Technology and Development Program of China.

† Corresponding author. E-mail: [he\\_minqing@iapcm.ac.cn](mailto:he_minqing@iapcm.ac.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [qldong@aphy.iphy.ac.cn](mailto:qldong@aphy.iphy.ac.cn)