

对超热电子诱生的磁场分布的估算*

陈正林 张 杰

(中国科学院物理研究所光物理开放研究实验室, 北京 100080)

(2000 年 6 月 13 日收到)

利用简化模型估算了电荷分离场及由超热电子逃逸在等离子体表面产生的自生磁场的大小和空间分布. 受电荷分离场的影响以及超热电子逃逸数的限制, 超热电子产生的环形磁场主要分布于等离子体表面附近的焦斑半径内, 仅当超热电子束流很强时(在 $1\ \mu\text{m}$ 半径截面内达到 $10^3\ \text{A}$ 量级), 环形磁场才可以达到 $10^2\ \text{T}$ 量级. 一般情况下, 由超热电子产生的磁场极小.

关键词: 磁场, 超热电子

PACC: 5250J, 5260

1 引 言

在激光等离子体相互作用过程中, 自生磁场的产生及其与等离子体的相互作用具有极为重要的意义. 自 1971 年 Stampfer 利用线圈探测到激光等离子体相互作用过程中的自生磁场^[1]之后, 人们对其进行了较为详细的理论与实验研究. 基本认为, 在长标长等离子体中大尺度环形磁场的主要产生机制是由于密度梯度与温度梯度的方向不一致造成的, 即 $\nabla n \times \nabla T$ 机制, 其数量级可达到 $10^2\ \text{T}$. 另外, 等离子体中各种不稳定性、有质动力、激光成丝等过程也均可以产生较强的小尺度磁场. 这些磁场对激光能量的吸收、电子的运输等多种过程将产生很大的影响.

进入 90 年代, 由于超短脉冲啁啾放大技术的出现, 人们发展了高功率的超短脉冲激光器. 在此基础上, Tabak 等人提出了快点火的概念^[2]. 在快点火过程中, 磁场具有举足轻重的作用. 因此人们对超短脉冲激光与等离子体相互作用中的自生磁场产生了广泛的兴趣. 1992 年 Wilks 等人在激光强度约为 $10^{18}\ \text{W}/\text{cm}^2$ 、线偏振的条件下用二维 PIC 粒子模拟研究时发现在超稠密等离子体区(overdense plasma)有非振荡的、很强的准静态自生磁场, 满足近似关系 $eB_z/m\omega_0 c \sim 1$, 其数量级达到 $2.5 \times 10^4\ \text{T}$ 左右, 并认为其来源于激光等离子体界面的电子加热^[3]. 1993 年 Sudan 提出了这种准稳态、超高强度磁场产

生的物理机制, 得到了该磁场演化的一套模型方程, 发现其可以达到高频激光场中的磁场的数量级, 甚至可高达 $10^5\ \text{T}$. 并认为, 该磁场源于由激光施加于等离子体电子上的有质动力的空间梯度和时间变化而产生的准稳态电流^[4]. Pukhov 和 Meyer-ter-Vehn 在三维 PIC 粒子模拟过程中发现, 当相对论强度的激光脉冲在略低于临界密度的次稠密等离子体中传播时, 将观察到强烈的相对论电子流沿着激光传播方向与激光脉冲一起共轴运动, 同时产生高达 $10^4\ \text{T}$ 的准静态磁场, 该磁场将强烈影响激光的传播, 形成激光的相对论磁场自导通^[5]. Mason 和 Tabak 通过粒子模拟研究超热电子向靶等离子体的输运时发现, 在该过程中将有高达 $(0.16-2.5) \times 10^4\ \text{T}$ 的准静态自生磁场产生, 该磁场源于施加于背景电子上的有质动力和迟滞的电子屏蔽的共同作用, 即 $B \sim \nabla n \times \nabla I$, 该磁场将使得热电子沿光束轴线聚焦并同时阻止背景电子的直接回流^[6]. Fuchs 和 Malka 等人在研究超短超强激光产生的等离子体密度通道的形成和演化的实验过程中, 通过法拉第旋转方法测得了高达 $5.0 \times 10^3\ \text{T}$ 的准静态磁场^[7]. Borghesi 等人利用法拉第旋转方法测得了高达 $10^2\ \text{T}$ 量级的、空间上分离的、具有不同取向的环形磁场, 其中一种磁场分布于离光轴较远的区域, 其取向和数量级符合热电机理, 即 $\nabla n \times \nabla T$ 机制, 另外一种磁场分布于光轴附近区域, 其取向与前者相反, 与文献 [5] 中描述的机制相符^[8]. Ruhl 和 Sentoku 等人在

* 国家自然科学基金(批准号: 19825110)和国家高科技惯性约束聚变基金资助的课题.

利用二维 PIC 和 Vlasov 模拟研究斜入射 P 偏振激光与低密度全电离等离子体晕区时发现,在该过程中将可观察到一束窄窄的自聚焦高能电子流以近于与靶面垂直的方向注入晕区,同时将产生高达 3.0×10^3 T 的准静态自生磁场,该磁场将加强电子的穿透深度^[9]. Borghesi, Davies 和 Pukhov 等人^[10]以及 Gremillet 等人^[11]通过实验观察到了自生磁场准直的超热电子向靶内的运输. Clark 等人在强度约为 5×10^{19} W/cm² 的激光与高密度等离子体相互作用实验中测量了能量高达 18 MeV 的高能质子的角偏折,并认为质子的角偏折是由于等离子体中强烈的自生准静态磁场作用的结果,且由此推导出磁场高达 3.0×10^3 T,该自生磁场源于实验中观察到的快电子的运动^[12]. 另外,在超短超强激光与等离子体相互作用过程中,将产生大量的超热电子,实验和理论的研究结果表明,这些超热电子的运动与自生磁场的产生具有密不可分的关系,因此研究二者之间的联系具有非常重要的意义. 本文即通过建立非常简单的模型来初步研究超短脉冲激光与固体靶相互作用过程中超热电子的运动产生磁场的物理图像及其数量级.

2 物理模型及电荷分离场

考虑一固体密度等离子体薄圆盘,其厚度为 δ , 半径为 r_0 , 密度为 n_e , 等离子体中的离子为不动的正电荷背景,电子的速度分布呈单温麦克斯韦分布,温度为 T_e . 在激光等离子体相互作用过程中,从该等离子体中逃逸出 N 个超热电子. 同时,另有 N_1 个电子以热速度 V_{thermal} 在等离子体薄板表面附近运动以维持等离子体的准电中性,达到动态平衡. 下面来考虑在这种条件下该等离子体薄圆盘表面附近的电场和磁场分布情况.

如图 1 所示,仅考虑 N 个超热电子的逃逸情

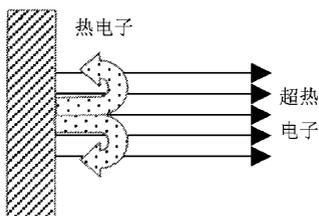


图 1 超热电子逃逸及电子在表面附近运动示意图

形. 等离子体薄板可近似为一导体板,当超热电子离开等离子体后,该等离子体中的电子将迅速重新分布(其特征时间为 t_1 可近似为 $1/\omega_{pe}$, ω_{pe} 为该固体等离子体的德拜频率,对于固体密度等离子体, $t_1 \sim 0.1$ fs),从而使得该等离子体表面均匀地带上正电荷,在其附近形成均匀的电场. 在超热电子逃逸过程中,可能一次全部逃逸,也可分批逃逸,为处理简单,这里仅考虑前者. 在逃逸过程中作用于超热电子上的恒定电荷分离场 E 的作用距离为 L .

电荷分离场可表示为

$$E = 5.75 \times 10^{11} \frac{[N/10^8]}{[r_0/\mu\text{m}]^2} \text{ (V/m)}, \quad (1)$$

每一个逃逸的超热电子将必须克服该分离场在逃逸距离 L 内的作用,其速度应大于一临界速度 V_c ,该临界速度满足关系:

$$\frac{1}{2} m_e V_c^2 = \frac{e^2 N L}{\pi \epsilon_0 r^2}. \quad (2)$$

如果等离子体中温度为 T_e 的电子总数为 N_e ,由于其满足 Maxwell 分布,故应有

$$\int_{v > V_c} N_e \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2k T_e}\right) dv \geq N. \quad (3)$$

逃逸出的电子的平均速度 \bar{v} 为

$$\bar{v} = \frac{\int_{v > V_c} \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2k T_e}\right) v dv}{\int_{v > V_c} \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2k T_e}\right) dv} \quad (4)$$

从而有

$$\bar{v} < \frac{N_e}{N} \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{1/2} \int_{v > V_c} \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2k T_e}\right) v dv = V_1, \quad (5)$$

其中

$$V_1 = \frac{N_e}{N} \left(\frac{k T_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m_e V_c^2}{2k T_e}\right), \quad (6)$$

取 $V_{\min} = V_c$, $V_{\max} = \min\{V_1, c\}$ 其中 c 为光速,则有 $V_{\min} < \bar{v} < V_{\max}$. 实际估算中,当 $N_e \gg N$ 时(一般情况下,该条件均可得到满足),取逃逸出的电子的平均速度为 $\bar{v} = \alpha V_c$ (α 视具体情况而定),也可取 $\bar{v} = V_{\max}$.

如图 1 所示,考虑在 N_1 个超热电子逃逸的同时,另有 N_1 个电子以热速度 V_{thermal} 在等离子体薄板表面附近运动以维持等离子体的准电中性,达到动态平衡. 此时,对于逃逸电子而言,由于电子的屏蔽作用,仍仅感受到电场 E 的作用,而对于等离子

体薄板表面附近运动的电子,则感受到电场 $E_1 = \frac{(N + N_1)e}{\epsilon_0 \pi r_0^2} = 5.75 \times 10^{11} [(N + N_1) \times 10^8] [r_0 / \mu\text{m}] [V/m]$ 的作用,它们在 z 方向运动的最长距离即距等离子体薄板表面最远的距离为 $L_1 = \frac{kT_e}{eE_1} =$

$$1.74 \times 10^{-3} [T_e / \text{keV}] [r_0 / \mu\text{m}] [(N + N_1) \times 10^8] [\mu\text{m}]$$

图 2 为分离电场 E 与逃逸的超热电子数、激光焦斑半径(等离子体薄板半径)的关系曲线。

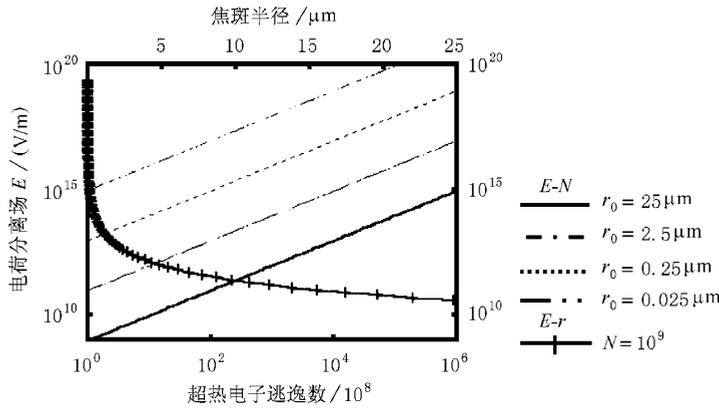


图 2 分离电场 E 与超热电子数 N 、激光焦斑 r 的关系曲线

3 磁 场

由于超热电子的逃逸和在等离子体表面附近电子的运动,在等离子体表面将产生环形磁场,同样,还在 N 个超热电子逃逸及 N_1 个电子在等离子体表面运动的情况下,考虑环形磁场的大小和分布。

N 个超热电子在逃逸过程中产生近似稳恒的电流(见图 1),由安培定律可知,将产生准静态环形磁场 B_ϕ (相对于超短激光脉冲作用时间)。假定超热电子一次全部逃逸,在逃逸距离 L 内将受到电荷分离场 E 的作用,而离开等离子体表面的距离大于 L 时,超热电子自由飞行。另外,超热电子在逃逸过程中将沿径向形成一定的密度分布,这也将影响磁场 B_ϕ 的大小和几何构形,因为 $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}_e$, $\mathbf{J}_e = -n_e e v_e$ 。因此,这里考虑了以下的几种简单情形: 1) 超热电子在逃逸过程中在空间上沿径向在半径为 $r_1 = \beta r_0$ ($0 < \beta \leq 1$) 的圆内均匀分布,即 $N(r) = N / \pi \beta^2 r_0^2$; 2) 超热电子在逃逸过程中在空间上沿径向在半径为 r_0 的圆内指数分布,即 $N(r) = N_0 \cdot \exp\left(-\frac{r}{r_0}\right)$, $r \leq r_0$; $N(r) = 0$, $r > r_0$, 其中 $N_0 = N / [\chi(1 - 2/e) \pi r_0^2]$ 。对于这两种情形,我们又考虑了电子在径向有无热运动的影响,即电子是否在径向

以热速度自由膨胀,因为事实上,等离子体中的电子应该是三维运动的。在条件 $N = 4 \times 10^9$, $T_e = 30 \text{ keV}$, $L = \lambda = 0.798 \mu\text{m}$, $r_1 = 0.1 r_0 = 2.5 \mu\text{m}$, $n_e = 1.0 \times 10^{23} / \text{cm}^3$, $N_e = n_e \pi r_0^2 \lambda = 1.57 \times 10^{14}$ 时,由于 $N_e \gg N$, 临界速度为 $v_c = 1.02 \times 10^8 \text{ m/s}$, 故可假定电子初始以 $v = \alpha v_c$ 的速度运动,从而有 $v_{z \geq L} = \sqrt{\alpha^2 - 1} v_c$, $v_{z \leq L} = v_c \sqrt{\alpha^2 - \frac{z}{L}}$ 。当 $\alpha = 2$ 时,计算得到的环形磁场 B_ϕ 的大小及几何分布见图 3 和图 4。图 5 为当 $r_1 = 0.025 \mu\text{m}$ 时等离子体表面附近的磁场分布灰度图和等高线图。

4 结 论 与 讨 论

在确定了简化模型后,我们获得了由逃逸的超热电子造成的、在等离子体薄板表面的电荷分离场和环形磁场的大小与几何分布。通过计算,可以得出下面的一些定性结论。

对于电荷分离场:

1. 在超热电子逸出数目相同的条件下,焦斑越小,分离电场越强,或在等离子体具有同样的温度和密度分布的条件下,焦斑越大,分离电场的势垒越小,从而超热电子的逃逸数目越大。

2. 等离子体的温度越高,能克服分离电场作用的超热电子数越多,从而分离电场越强,在激光焦斑

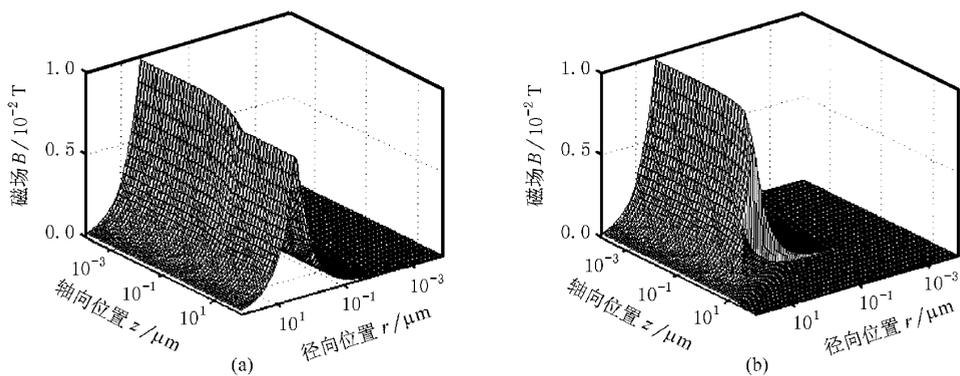


图3 超热电子沿径向均匀分布时环形磁场的空间分布 (a)为不考虑径向热运动 (b)为考虑径向热运动

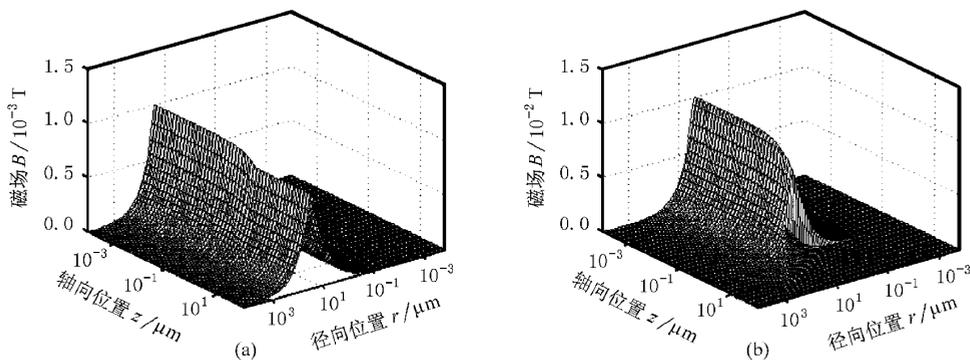


图4 超热电子沿径向指数分布时环形磁场的空间分布 (a)为不考虑径向热运动 (b)为考虑径向热运动

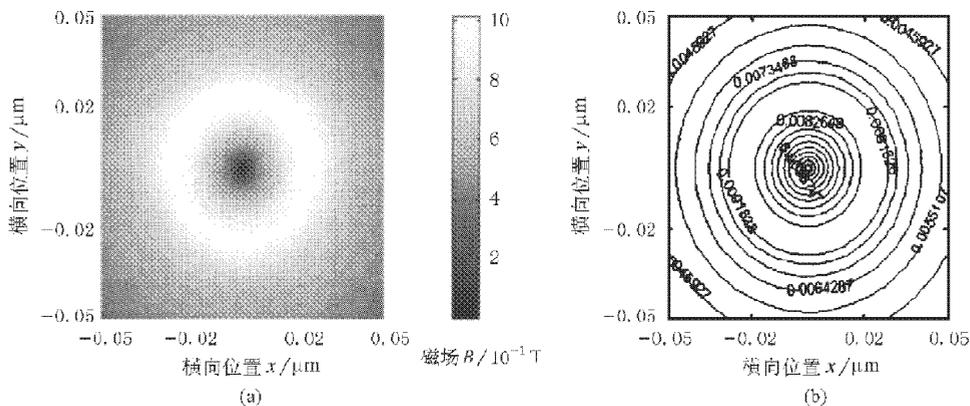


图5 等离子体表面附近磁场沿横向的空间分布 ($T_e = 40 \text{ keV}$, $nN = 4 \times 10^9$, $r_0 = 25 \mu\text{m}$, $r_1 = 0.025 \mu\text{m}$, $z = 0$)

约为 $25 \mu\text{m}$, 激光强度为 10^{15} W/cm^2 条件下, 当逸出的超热电子数为 4×10^9 个时, 分离电场达到了激光电场的大小.

3. 通过实验中获得的超热电子总数, 可以初步获得分离电场的数量级. 图6为分离电场 E_1 与电子数 N_1 及在分离电场作用下等离子体表面附近的电子运动的最远距离 L 与电子数 N_1 的关系曲线, 由此可以看出: 当有大量的电子在等离子体表面运

动时, 由于分离电场极强, 此时, 电子只能在等离子体表面非常小的一个薄层空间内运动, 该薄层的厚度从德拜长度到一个波长(约为 $1 \mu\text{m}$), 取决于等离子体的温度和焦斑的大小等等因素.

对于磁场:

1. 在较低的激光强度条件下(见图3和图4), 由于超热电子的产额较小, 其束流强度小, 因此, 超热电子在逃逸过程中产生的磁场强度很小(远远低

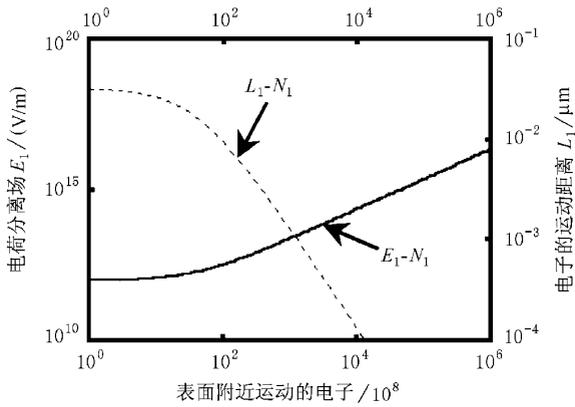


图6 E_1, L_1 与 N_1 的关系曲线 $r_0 = 25 \mu\text{m}, N = 4 \times 10^9, T_e = 30 \text{ keV}$

于 10^2 T 量级)。如果要产生 10^2 T 量级的环形磁场, 逃逸的超热电子在半径约为 $1 \mu\text{m}$ 的截面内产生的电流须达到约 10^3 A 量级, 由 $J = -Nev$ 可知, 超热电子逃逸速度将是强相对论的, 而且数目极大, 密度极高, 面密度达到 $10^{14}/\mu\text{m}^2$, 与固体密度等离子体的面密度 ($10^{15}/\mu\text{m}^2$) 仅相差一个数量级。此时, 由第三节中知道, 电荷分离场将非常强, 可达到 10^{17} V/m , 远远大于现在超短激光脉冲的激光场。

2. 在逃逸过程中, 如果超热电子的准直性很好 (不考虑其横向扩散效应) 时, 环形磁场的强度沿轴向 (z 向, 即靶面法线方向) 在很长的距离内将无多大的变化, 这仅当强磁场对超热电子束产生很强的磁压力 ($P_B = B^2/\mu$) 时才可能, 而在一般情况下, 由于超热电子的热压力、在等离子体中获得的横向动量以及相互之间的电场排斥力, 超热电子束将在横向飞散, 在距等离子体表面不远处, 超热电子的束流将急剧降低, 从而由其产生的环形磁场也将急剧下降, 这也可以在图 3 和图 4 中看出来。

3. 在径向, 环形磁场存在于一定的区域中, 该区域的半径与超热电子束逃逸时分布的半径密切相关。在小于某一个半径的区域中, 磁场较强, 而在大于该半径的区域中, 磁场急剧下降, 很快降为零。

4. 磁场在等离子体表面附近最强, 因为此时超

热电子的束流最强, 而且还没来得及在径向飞散。

因此, 由于电荷分离场对逃逸的超热电子数及能量的约束, 以及超热电子在横向的运动的影响, 由超热电子产生的环形磁场主要存在于等离子体的表面附近, 一般情况下其强度较小, 仅当有极强的超热电子束流 (在半径约为 $1 \mu\text{m}$ 的截面内达到约 10^3 A 量级) 产生时, 才会有很强的达到 10^2 T 量级的磁场产生, 而在此情形下, 实验中需要有极强的超短激光脉冲打靶强度 (至少大于 10^{18} W/cm^2 的相对论强度)。

- [1] J. A. Stamper, J. M. Dawson, K. Papadopoulos, R. N. Sudan, S. O. Dean, E. A. Mclean, *Phys. Rev. Lett.*, **26**(1971), 1012.
- [2] M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Kruer, S. C. Wilks, J. Woodworth, E. M. Campbell, M. D. Perry, R. J. Mason, *Phys. Plasmas*, **1**(1994), 1628.
- [3] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak, A. B. Landon, *Phys. Rev. Lett.*, **69**(1992), 1383.
- [4] R. N. Sudan, *Phys. Rev. Lett.*, **70**(1993), 3075.
- [5] A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn, *Phys. Rev. Lett.*, **76**(1996), 3975.
- [6] R. J. Mason, M. Tabak, *Phys. Rev. Lett.*, **80**(1998), 524.
- [7] J. Fuchs, G. Malka, J. C. Adam, F. Amiranoff, S. D. Baton, N. Blanchot, A. Héron, G. Laval, J. L. Miquel, P. Mora, H. Pépin, C. Rousseaux, *Phys. Rev. Lett.*, **80**(1998), 1658.
- [8] M. Borghesi, A. J. Mackinnon, R. Gaillard, O. Willi, A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn, *Phys. Rev. Lett.*, **80**(1998), 5137.
- [9] H. Ruhl, Y. Sentoku, K. Mima, K. A. Tanaka, R. Kodama, *Phys. Rev. Lett.*, **82**(1999), 743.
- [10] M. Borghesi, A. J. Mackinnon, A. R. Bell, G. Malka, C. Vickers, O. Willi, J. R. Davies, A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn, *Phys. Rev. Lett.*, **83**(1999), 4309.
- [11] L. Gremillet, F. Amiranoff, S. D. Baton, J. C. Gauthier, M. Koenig, E. Martionolli, F. Pisani, G. Bonnaud, C. Lebourg, C. Rousseaux, C. Toupin, A. Antonucci, D. Batani, A. Bernardinello, T. Hall, D. Scott, P. Norreys, H. Bandulet, H. Pépin, *Phys. Rev. Lett.*, **83**(1999), 5015.
- [12] E. L. Clark, K. Krushelnick, J. R. Davies, M. Zepf, M. Tatarakis, F. N. Beg, A. Machacek, P. A. Norreys, M. I. K. Santala, I. Watts, A. E. Dangor, *Phys. Rev. Lett.*, **84**(2000), 670.

CONFIGURATION OF MAGNETIC FIELDS INDUCED BY SUPERHERMAL ELECTRONS *

CHEN ZHENG-LIN ZHANG JIE

(*Laboratory of Optical Physics , Institute of Physics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 , China*)

(Received 13 June 2000)

ABSTRACT

Charge separation electric fields and magnetic fields induced by superthermal electrons escaping from the plasmas have been evaluated using a very simple model. The magnitude and configuration of magnetic fields have been obtained. Generally the circular-shaped magnetic fields are weak because of the charge separation electric field and the followed finite number of the escaping superthermal electrons , and they are mainly distributed over the laser focus near the surface of the plasma because of the transverse motion of the escaping superthermal electrons. Only when electron current is very strong (about 10^3 A through the cross-section with $1 \mu\text{m}$ radius) a 10^2 T magnetic field can be obtained.

Keywords : magnetic field , superthermal electron

PACC : 5250J , 5260

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 19825110) and the Inertial Confinement Fusion Foundation of the China National High Technology Development Program.