

激光通过短标尺长度薄层等离子体时的吸收、反射与透射*

马国彬 谭维翰**

(高功率激光物理国家实验室, 中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘 要 通过数值求解亥姆霍兹(Helmholtz)波动方程, 研究了激光辐照薄膜靶产生的不同厚度、不同标尺长度的薄层等离子体对激光的反射、透射及吸收(逆韧致吸收, 共振吸收)率随入射角的变化情况。小角度入射时, 短脉冲(\sim ps量级)激光打靶产生的标尺长度较小的等离子体对激光的吸收率比长脉冲打靶时低。但在大角度入射时, 短脉冲打靶时等离子体的吸收率反而比长脉冲打靶时高。

关键词 激光吸收, 短标尺长度等离子体, 短脉冲激光。

1 引 言

与纳秒量级的长脉冲相比, 短脉冲(皮秒, 乃至飞秒)激光与等离子体相互作用有很多新特点。纳秒量级的激光脉冲打靶, 通常产生标尺长度 L 是打靶激光波长 λ 几倍乃至十几倍且密度较低的等离子体, 激光的吸收主要通过逆韧致吸收及共振吸收完成, 一些非线性过程诸如参量不稳定吸收等只起辅助作用, 这方面的研究已经比较完善^[1,2]。但采用短脉冲激光打靶时, 所产生等离子体的标尺长度 L 接近(皮秒情况)甚至远小于(亚皮秒情况)打靶激光波长 λ , 而且等离子体密度也较高, 采用几百皮秒的激光脉冲打靶时可接近固体密度。这种情况下, 等离子体对激光的吸收除了通常的逆韧致过程及共振过程外, 当打靶激光功率密度足够强($I \geq 10^{15}$ W/cm²)时, 还会出现一些新的吸收机制, 包括正常及异常趋肤效应, $J \times B$ 加热, 电子等离子体的体外加热等。这方面的文献很多^[3~13], 但大多是研究亚皮秒激光脉冲打靶的物理过程, 而对介于长脉冲(ns量级)与超短脉冲(几百fs)之间的短脉冲(ps量级)情况下的吸收, 则研究较少, 只见到Milchberg与Freeman所做的有关短标尺长度厚等离子体吸收情况研究结果的报道^[14]。

另一方面, 人们对激光辐照薄膜靶(或称爆炸箔靶)情况下等离子体对激光的吸收、反射、透射尤为关心。对长脉冲激光辐照薄膜靶产生的长标尺长度等离子体, 研究也已较

* 国家自然科学基金资助课题。

** 上海大学物理系。

收稿日期: 1994年3月28日

多^[15,16],但对短脉冲激光辐照薄膜靶形成的短标尺长度等离子体的研究则几乎未见报道过。本文在文献[14]的基础上,通过数值求解亥姆霍兹波动方程,研究短脉冲激光辐照薄膜靶形成的短标尺长度薄层等离子体对激光的吸收、反射及透射随激光入射角、等离子体标尺长度、碰撞频率、薄层厚度的变化情况。需要指出的是,由于所采用模型的限制,本文只考虑了逆韧致吸收及共振吸收,所以结果只适用于打靶激光脉冲不太短(ps量级),功率密度不太高($\leq 10^{15}$ W/cm²)的情况。有关更短脉冲,更高功率密度情况下,包括其它吸收机制的研究,将在以后的文章中陆续报道。

2 理论模型

沿 x 方向有密度梯度的吸收介质对 S 极化激光的吸收可通过求解亥姆霍兹波动方程计算^[2]:

$$\frac{d^2 \tilde{E}}{dx^2} + k^2(n^2 - \sin^2 \theta) \tilde{E} = 0. \quad (1)$$

上式是对时间 t 和坐标 y 作傅里叶变换后的方程。式中 \tilde{E} 是复电场(沿 z 方向), $n = n(x)$ 是复折射率, k 是真空中激光波数, θ 是入射角。

对 ρ 极化激光,为方便起见,采用复磁场 \tilde{B} 的亥姆霍兹方程^[2]

$$\frac{d^2 \tilde{B}}{dx^2} + k^2(n^2 - \sin^2 \theta) \tilde{B} - i \frac{4\pi}{ckn^2} \frac{d\sigma}{dx} \frac{d\tilde{B}}{dx} = 0. \quad (2)$$

式中 σ 是复电导率,与等离子体折射率 n 有关, $n^2 = 1 + i4\pi\sigma/\omega$, 而 $\omega = ck$ 是激光圆频率。方程(2)中最后一项包括了复电场 \tilde{E} 在 x 方向上的分量 \tilde{E}_x 引起的密度振荡(Langmuir 波)。在 $\omega = \omega_p$ (ω_p 为等离子体频率)处,将驱动共振电振荡。这一过程将电磁波的能量转化为静电振荡(Langmuir 波)的能量,Langmuir 波破碎即加热等离子体,此即共振吸收过程。

方程(1)和(2)实际上包含了一系列物理假设。首先它只是一维情况,因为大多数实验中等离子体的(纵向)膨胀尺度与激光焦斑(横向)尺度之比 x/r 都较小,因而可以认为是无限大的一维平面对称情况。其次,忽略光压(有质动力)及电子的抖动能量才使得方程(1)、(2)线性化,因为前者与等离子体压力相比,后者与电子热运动能量相比都很小,可以忽略不计。第三,复折射率采用 Drude 模型,即 $n^2 = 1 - \omega_p^2/\omega(\omega + i\nu)$, 这里 ν 是电子离子碰撞频率,这等价于假定离子不存在能带结构,对中等质量以下靶材料,这种假定是较为合理的。

为求解方程(1)及(2),首先将 \tilde{E} 及 \tilde{B} 表示为^[14]:

$$\tilde{E} = \hat{z} E(x) \exp[-i\varphi_E(x)], \quad (3)$$

$$\tilde{B} = \hat{z} B(x) \exp[-i\varphi_B(x)], \quad (4)$$

其中 E 、 B 及 φ_E 、 φ_B 都是实数。代入方程(1)及(2),把实部与虚部分开即得到下面的方程组:
对 S 极化

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 E}{dx^2} - u^2 E + k^2(\cos^2 \theta - \zeta) E &= 0, \\ \frac{du}{dx} + \frac{2u}{E} \frac{dE}{dx} - k^2 \frac{\nu}{\omega} \zeta &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

对 P 极化

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 B}{d x^2} - u^2 B + k^2(\cos^2 \theta - \zeta) B - \frac{1}{(1 - \zeta)^2 + \left(\frac{v}{\omega}\right)^2 \zeta^2} \left(F \frac{d B}{d x} + G B u \right) &= 0, \\ \frac{d u}{d x} + \frac{2 u}{B} \frac{d B}{d x} - k^2 \frac{v}{\omega} \zeta + \frac{1}{(1 - \zeta)^2 + \left(\frac{v}{\omega}\right)^2 \zeta^2} \left(G \frac{d B}{d x} - F B u \right) \frac{1}{B} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

式中

$$F = F(x) = \frac{v}{\omega} \zeta \frac{d}{d x} \left(\frac{\zeta v}{\omega} \right) - (1 - \zeta) \frac{d \zeta}{d x},$$

$$G = G(x) = \frac{v}{\omega} \zeta \frac{d \zeta}{d x} + (1 - \zeta) \frac{d}{d x} \left(\frac{\zeta v}{\omega} \right),$$

$$u = \frac{d \varphi_B}{d x} \text{ 或 } \frac{d \varphi_B}{d x}, \quad \zeta = \frac{\omega_p^2 / \omega^2}{1 + v^2 / \omega^2}, \quad \omega_p^2 = \frac{4 \pi n_e e^2}{m_e}.$$

等离子体电子密度轮廓为：

$$n_e = \begin{cases} 0 & x \leq 0 \\ n_{e0} \left(\frac{x}{L_1} \right)^q & 0 \leq x < L_1 \\ n_{e0} & L_1 \leq x < L_1 + L_0 \\ n_{e0} \left[1 - \frac{x - L_1 - L_0}{L_2} \right]^q & L_1 + L_0 \leq x < L_1 + L_0 + L_2 \\ 0 & x \geq L_1 + L_0 + L_2 \end{cases}$$

式中 $q > 0$, L_0 是薄层等离子体中心均匀密度区的厚度, L_1 及 L_2 分别是薄层等离子体两侧梯度密度区的厚度, n_{e0} 是最大等离子体电子密度。归一化的碰撞频率 $\frac{v}{\omega}$ 取正比于电子密度的形式, 为 $\frac{v}{\omega} = \left(\frac{v}{\omega} \right)_0 \frac{n_e}{n_{e0}}$ 。由于对不同厚度 $d = L_1 + L_2 + L_0$ 的薄层等离子体, n_{e0} 的数值不同, 为便于比较, 通过临界电子密度 n_{ec} 确定 n_{e0} 。具体做法是, 当薄层等离子体厚度 $d \geq L_{c1} + L_{c2}$, 取 $n_{e0} = 1.2 n_{ec}$, $L_1 = L_2 = L = L_c \left(\frac{n_{e0}}{n_{ec}} \right)^{1/q} \geq L_c$,

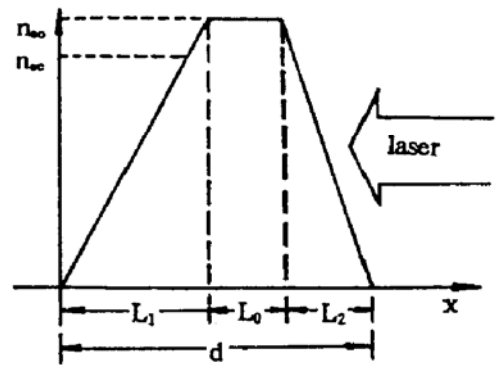


Fig. 1 Density profile of a plasma layer for $q = 1$

$\left(\frac{v}{\omega} \right)_0 = \left(\frac{v}{\omega} \right)_c \frac{n_{e0}}{n_{ec}} \geq \left(\frac{v}{\omega} \right)_c$ 。这种情况, 薄层等离子体

包含临界面, 图 1 是 $q = 1$ 时这种密度分布的示意图。当 $d < L_{c1} + L_{c2}$ 时, 取 $L_1 = L_2 = L = d/2$, $n_{e0} = n_{ec} \left(\frac{L}{L_c} \right)^q < n_{ec}$, $\left(\frac{v}{\omega} \right)_0 = \left(\frac{v}{\omega} \right)_c \left(\frac{L}{L_c} \right)^q = \left(\frac{v}{\omega} \right)_c \frac{n_{e0}}{n_{ec}} < \left(\frac{v}{\omega} \right)_c$ 。这种情况, 薄层等离子体不包含临界面, 整个是临界密度以下的低密度等离子体。

在 $x \leq 0$ 区, 方程(1)、(2)有解析解, 即透射光波, 它可作为数值求解方程(5)、(6)的边界条件。对 S 极化, 当 $x \leq 0$ 时,

$$\vec{E}(x) = \hat{Z} E_0 \exp(-ikx)$$

所以,

$$E(x) = E_0, \quad \frac{dE}{dx} = 0, \quad \varphi_E = kx, \quad u = \frac{d\varphi_E}{dx} = k,$$

其中 E_0 是归一化因子。对 P 极化, 有类似的边界条件, 只需把 E 换为 B , φ_E 换为 φ_B 。

根据此边界条件, 由 $x = 0$ 处出发, 可以求出 $x > 0$ 各点的场强分布, 直至 $x = d$ 处。但在右边界 $x = d$ 处, 对 S 极化而言, 数值解 $E(x) \exp[-i\varphi_E(x)]$ 必须等于此处的入射光波和反射光波之和, 即

$$E^{-i\varphi_E} = E_{in} [\exp(-ikx \cos \theta) + r \exp(i\gamma + ikx \cos \theta)], \quad (7)$$

E_{in} 是入射光场的幅值, $r \exp(i\gamma)$ 是复反射率。另一方面, $\frac{d\tilde{E}}{dx}$ 在 $x = d$ 处必须连续, 即

$$\left[\frac{dE}{dx} - iuE \right] \exp(-i\varphi_E) = E_{in} ik \cos \theta [-\exp(-ikx \cos \theta) + r \exp(i\gamma + ikx \cos \theta)] \quad (8)$$

联立(7)式、(8)式, 即可求出反射率 R

$$R = |r \exp(i\gamma)|^2 = \left\{ \left| \frac{E'(d)}{E(d)} \right|^2 + [k \cos \theta - \varphi'_E(d)]^2 \right\} / \left\{ \left| \frac{E'(d)}{E(d)} \right|^2 + [k \cos \theta + \varphi'_E(d)]^2 \right\}. \quad (9)$$

根据(7)、(8)式解出的 E_{in} , 不难求出薄层等离子体的光透过率 T :

$$T = \frac{|E_0|^2}{|E_{in}|^2} = \frac{|E_0|^2}{|E(d)|^2} \left\{ 1 + R + \frac{2 \left[k^2 \cos^2 \theta - \varphi'_E(d) - \left| \frac{E'(d)}{E(d)} \right|^2 \right]}{\left| \frac{E'(d)}{E(d)} \right|^2 + [k \cos \theta + \varphi'_E(d)]^2} \right\}, \quad (10)$$

式中 $E'(d) = \frac{dE}{dx} \Big|_{x=d}$, $\varphi'_E(d) = \frac{d\varphi_E}{dx} \Big|_{x=d} = u(d)$ 。也可用(9)、(10)式计算 P 极化激光的反射率及透射率, 只要以 B 取代 E , 以 φ_B 取代 φ_E 即可。有了反射率 R 及透射率 T , 不难求出吸收率 A

$$A = 1 - R - T. \quad (11)$$

3 结果与讨论

图 2 至图 7 是求解方程(5)、(6), 根据(9)、(10)式计算的激光辐照薄膜靶时产生的薄层等离子体对激光的反射、透射、吸收随激光入射角的变化情况。其中图 2 至图 4 是 P 极化激光入射, 而图 5 至图 7 是 S 极化激光入射。整个计算中, $q = 2$, 入射激光波长 $\lambda = 308 \text{ nm}$, $n_{ec} = \frac{\pi m_e c^2}{e^2 \lambda^2} = 1.17 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ 不变。

图 2 是 $\left(\frac{\nu}{\omega} \right)_c = 0.1$, $L_0 = 0.05 \lambda$ 时, 薄层等离子体对激光的反射、透射、吸收随激光入射角的变化情况, 图中不同的曲线分别对应不同的等离子体标尺长度。可以看出, 随着薄层两侧等离子体标尺长度变小, 密度梯度变陡, 它对入射激光的反射逐渐变小, 透射逐渐增加。而吸收的变化则较为复杂, 当激光以小角度入射时, 吸收随等离子体标尺长度的变小而降低, 大角度入射时, 吸收则随等离子体标尺长度的变小而增加, 而且对应峰值吸收率的最佳入射角逐渐向大角度方向移动。这些现象与文献[14]中的图 2、3、5 定性一致, 但数值上有差别。这种差别来自两个方面: 一是本文研究的是厚度有限的薄层等离子体, 而文献[14]中研究的是厚度无限的平板等离子体; 二是文献[14]中的标尺长度 L 指的是从固体密度面到真空自由边界的距离, 而本文等离子体标尺长度 L_c 指的是从临界面到真空自由边界的距离。为与

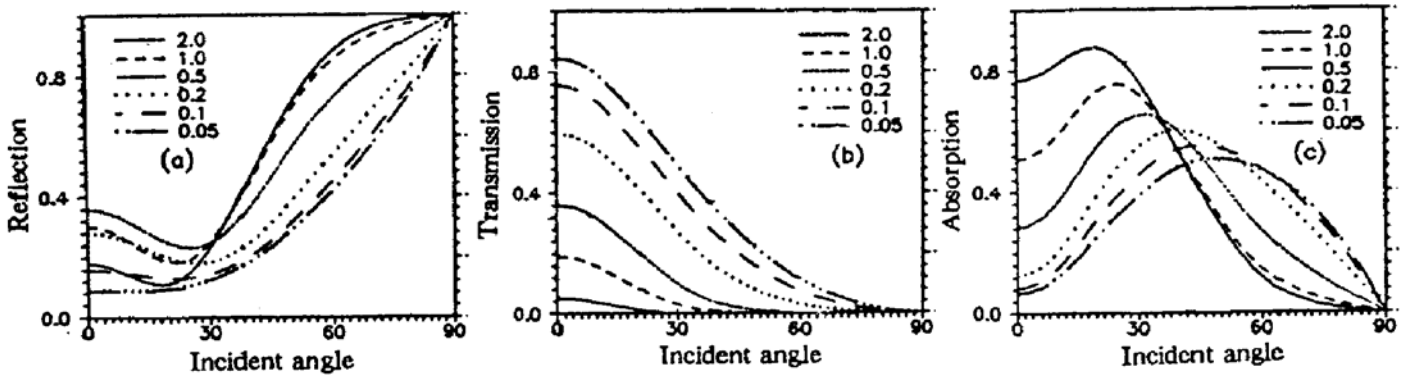


Fig. 2 P-polarized laser reflection (a), transmission (b) and absorption (c) of a plasma layer varying with incident angle when $L_0 = 0.05\lambda$, $\left(\frac{\nu}{\omega}\right)_c = 0.1$ for several scale lengths $L_{c1} = L_{c2} = L_c = 2.0, 1.0, 0.5, 0.2, 0.1, 0.05\lambda$ with $\lambda = 308 \text{ nm}$

文献[14]比较,作者在计算中曾取较大的薄层厚度 d 值,且把透射部分 T 归进吸收部分 A 中,结果与文献[14]完全一致。由于文章篇幅的限制,这里不再列出这些具体结果。发生上述现象的原因大致如下:当中心均匀密度区的厚度 L_0 不变, L_c 减小因而 L 减小时,相当于减小整个薄层等离子体的厚度 d ,结果使透射率随 L_c 的减小而增加。而吸收率 $A = 1 - R - T$,对小角度入射情况, T 的大幅度增加必然导致吸收 A 的下降。对大角度入射情况,透射率 T 很小,主要由反射率 R 决定 A , L_c 变小,激光与等离子体的相互作用有效区域变小, R 减小,自然导致 A 增大。 L_c 减小,对应峰值吸收率的最佳入射角向大角度方向移动主要是由与角度有关的共振吸收引起的。共振吸收是P极化入射激光沿等离子体密度梯度方向的分量 $E_x = E \sin \theta$ 在临界面激发电振荡,即Langmuir波,Langmuir破碎把能量转移给等离子体。对以角度 θ 入射的P极化激光,在等离子体中存在一回转点 $n_e = n_{ec} \cos^2 \theta$,位于次临界密度区,入射光波大部分在此处折回,但仍有一部分穿过此点,在临界面处达到最大。对于本文的情况, L_c 变小,等离子体密度梯度变陡, E_x 分量穿过回转点后衰减加剧,只有增大入射角,加大 E_x 分量才能使其到达临界面激发电振荡,导致共振吸收。所以 L_c 变小时,吸收峰向大角度方向移动。还应指出的是,当入射角 $\theta = 0$ 时,薄层等离子体对P极化激光的反射、透射、吸收与S极化完全一致,因为对本文所讨论的一维情况,正入射时已无法再区分S极化与P极化了。

图3是 $d = 0.35 \mu\text{m}$, $L_{c1} = L_{c2} = L_c = 0.5\lambda$ 时,对不同的碰撞频率,薄层等离子体对激光的反射、透射及吸收随入射角的变化。因为本文只考虑与碰撞过程有关的逆韧致吸收和共振吸收,所以不难理解随着碰撞频率由大到小的变化,吸收率逐渐下降,透射、反射率逐渐增加的结果。它们也与文献[14]的结果一致。

图4是 $(\nu/\omega)_c = 0.1$, $L_{c1} = L_{c2} = L_c = 0.5\lambda$ 时,三种厚度 $d = 0.5 \mu\text{m}$ 、 $0.35 \mu\text{m}$ 、 $0.25 \mu\text{m}$ 薄层等离子体对激光的反射,透射,吸收随入射角变化。对 d 为 $0.5 \mu\text{m}$ 、 $0.35 \mu\text{m}$ 大于 $L_{c1} + L_{c2}$ 的情况,薄层等离子体有类似于图1的密度分布,中心区域有一厚度为 L_0 的超临界密度区,它对激光的透射率较小,当然 $d = 0.5 \mu\text{m}$ 时比 $d = 0.35 \mu\text{m}$ 时透射率更小,因为前者比后者的 L_0 大。对 $d = 0.25 \mu\text{m} < \lambda = 0.31 \mu\text{m} = L_{c1} + L_{c2}$ 的情况,薄层等离子体不包含临界面,整个处于次临界密度区,这类似于文献[16]的情形。当小角度入射时, $n_e = n_{ec} \cos^2 \theta$ 的回转点也不存在,所以透过率很高,在0.8到0.9之间。当入射角增大到 40° 之后,回转点开始出现,

反射率逐渐增加,透射率开始下降,在 $\theta = 50^\circ$ 附近,吸收率 A 达到峰值。之后随着入射角的进一步增加,反射率继续上升,吸收率又开始下降。

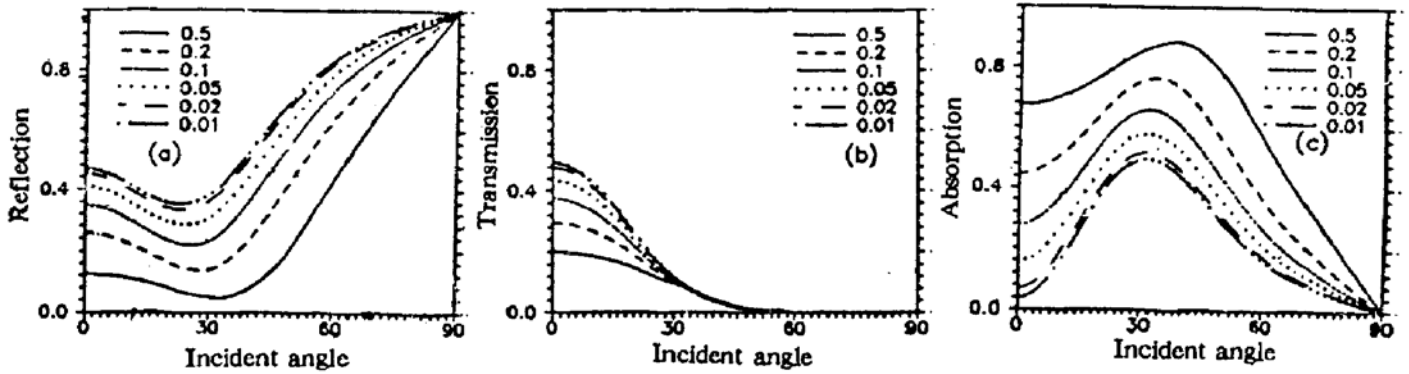


Fig. 3 P-polarized laser reflection (a), transmission (b) and absorption (c) of a plasma layer varying with incident angle when the scale length $L_{c1} = L_{c2} = L_c = 0.5\lambda$, the thickness $d = 0.35 \mu\text{m}$, for several collision frequency $\left(\frac{\nu}{\omega}\right)_c = 0.5, 0.2, 0.1, 0.05, 0.02, 0.01$

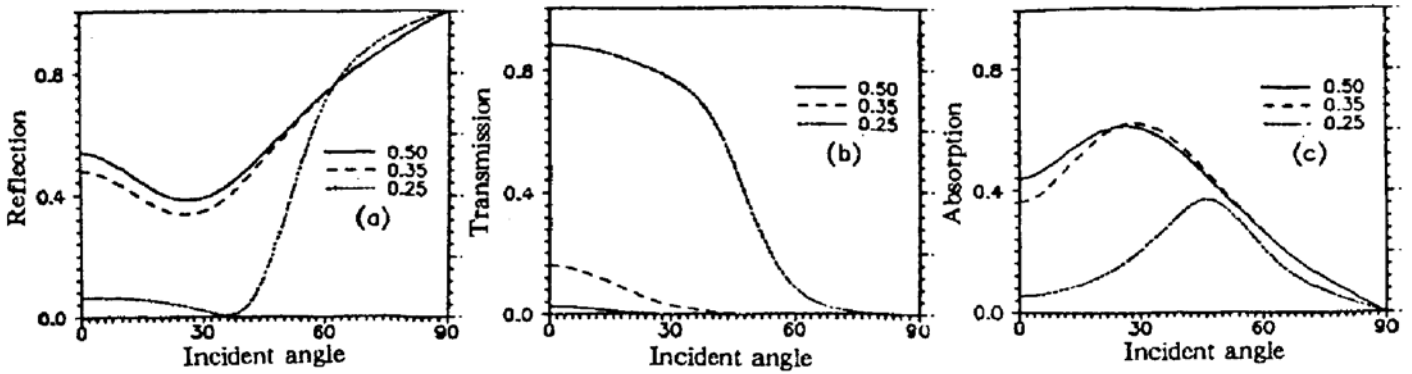


Fig. 4 P-polarized laser reflection (a), transmission (b) and absorption (c) of a plasma layer varying with incident angle when the scale lengths $L_{c1} = L_{c2} = L_c = 0.5\lambda$, $\left(\frac{\nu}{\omega}\right)_c = 0.1$ for several thickness $d = 0.5, 0.35, 0.25 \mu\text{m}$

需要说明的是本文 $d < L_{c1} + L_{c2}$ 的情况虽然与文献[16]类似,但又有差别。文献[16]研究的是长标尺长度 $L \sim 10\lambda$, 无耗散机制 $\nu/\omega = 0$ 的厚等离子体, 本文讨论的则是短标尺长度, 有耗散效应的薄层等离子体, 所以尽管透过率较大, 但仍达不到全透。当然对更大的 L_c , 更小的 $(\nu/\omega)_c$, 会更接近文献[16]的情形, 对此作者曾做过计算, 结果表明透过率 T 更大。但 $\nu/\omega = 0$ 会导致计算发散^[2], 所以有限小的 ν/ω 仍使等离子体中的耗散效应导致其在前表面激发的透射波幅值小于入射波, 即 $T < 1$ 。

图 5、6、7 是分别与 P 极化的图 2、3、4 对应的 S 极化激光入射时的结果, 可变参数与图 2、3、4 完全相同。通过比较可以看出, S 极化时透过率与 P 极化几乎没有差别, 但吸收与反射则与 P 极化时不同。由于没有 E_x 分量穿过回转点到达临界面的共振吸收, 所以 S 极化时的反射率比 P 极化时高, 吸收率比 P 极化时低, 而且没有由于共振吸收造成的峰值吸收率及其对应的最佳入射角, 在 P 极化激光吸收出现峰值的位置, S 极化激光吸收随入射角的变化较为平缓。其它方面的情况与 P 极化类似。

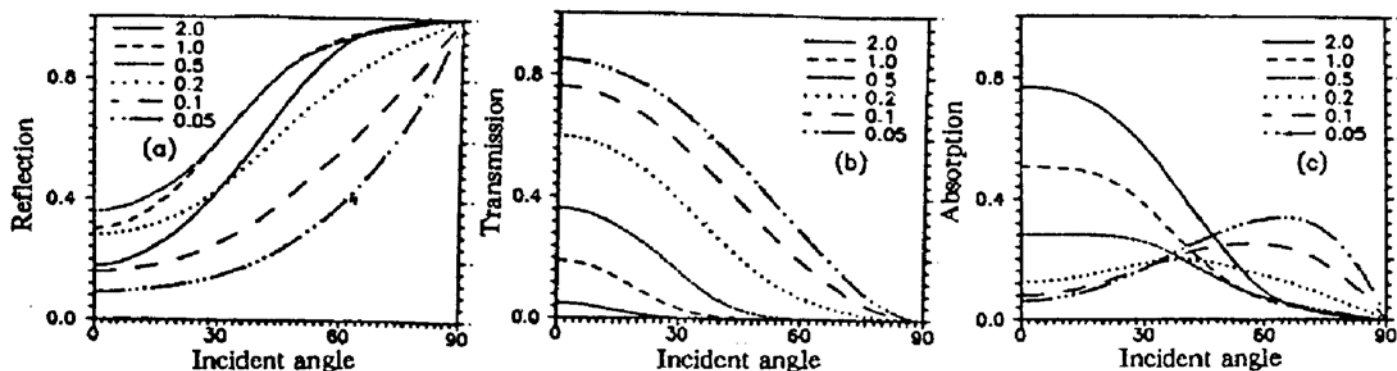


Fig. 5 Same as Fig. 2 but for S-polarized

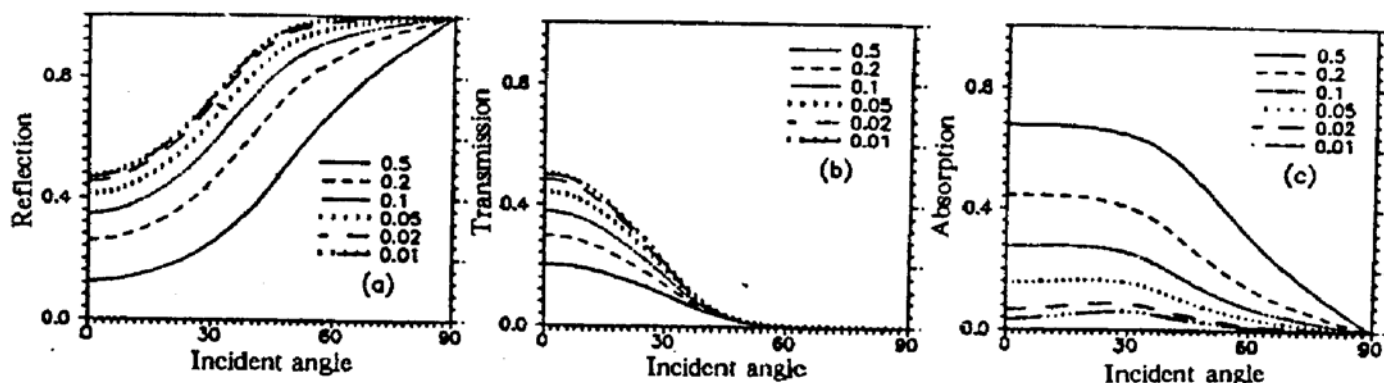


Fig. 6 Same as Fig. 3 but for S-polarized

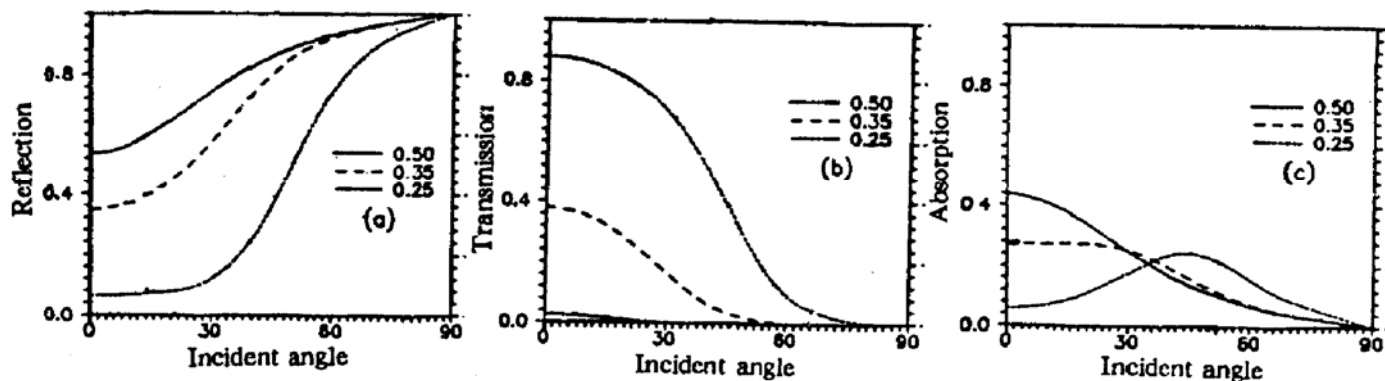


Fig. 7 Same as Fig. 4 but for S-polarized

总的说来,通过数值求解亥姆霍兹波动方程,研究了激光辐照薄膜靶形成的厚度不同、密度梯度尺度不同的薄层等离子体对激光的反射、透射及吸收率随入射角的变化情况。对短脉冲,打靶产生的密度梯度较陡的等离子体,在小角度入射的情况下,对激光的吸收要比长脉冲打靶时低。然而在大角度入射时,结果正好相反,短脉冲打靶时等离子体的吸收率反而比长脉冲打靶时高。这里需要指出的是本文只考虑了与碰撞有关的共振吸收及逆韧致吸收机制,所以结果只适用于打靶激光脉冲宽度在 ps 量级,功率密度小于 10^{15} W/cm^2 的情况。

参 考 文 献

- [1] W. L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interaction*. New York, Addison-Wesley Pub. Co. Inc., 1988
- [2] V. L. Ginzburg, *The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasma*. Braunschweig, Pergamon Press, 1970
- [3] F. Brunel, Anomalous absorption of high intensity subpicosecond laser pulses. *Phys. Fluids*, 1988, 31(9): 2714

~2719

- [4] J. C. Kiffer, P. Audebert, M. Caker *et al.*, Short-pulse laser absorption in very steep plasma density gradients. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **62**(7) : 760~763
- [5] R. Fedosejevs, R. Ottmann, R. Sigel, Absorption of femtosecond laser pulse in high-density plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, **64**(11) : 1250~1253
- [6] E. G. Gamaly, R. Dragila, Interaction of ultrashort laser pulse at relativistic intensities with solid targets: relativistic skin effect. *Phys. Rev. A*, 1990, **42**(2) : 929~935
- [7] M. Chaker, J. C. Kieffer, J. P. Matte *et al.*, Interaction of a 1 psec laser pulse with solid matter. *Phys. Fluids. B*, 1991, **3**(1) : 167~175
- [8] J. P. Matte, K. Aguenau, Numerical studies of the anomalous skin effect. *Phys. Rev. A*, 1992, **45**(4) : 2558~2566
- [9] B. Luther-Davies, E. G. Gamaly, Y. Wang *et al.*, Matter in ultrastrong laser fields, *Sov. J. Quant. Electron.*, 1992, **22**(4) : 289~325
- [10] Paul Gibbon, A. R. Bell, Collisionless absorption in sharp-edged plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **68**(10) : 1535~1538
- [11] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak *et al.*, Absorption of ultra-intense laser pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **69**(9) : 1383~1386
- [12] J. Denavit, Absorption of high-intensity subpicosecond laser on solid density targets. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **69**(21) : 3052~3055
- [13] E. G. Gamaly, The interaction of ultrashort, powerful laser pulses with a solid target: ion expansion and acceleration with time-dependent ambipolar field. *Phys. Fluids B*, 1993, **5**(3) : 944~949
- [14] H. M. Milchberg, R. R. Freeman, Light absorption in ultrashort scale length plasmas. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1989, **6**(7) : 1351~1355
- [15] M. D. Rosen, P. L. Hagelstein, D. L. Matthews *et al.*, Exploding-foil technique achieving a soft x-ray laser. *Phys. Rev. Lett.*, 1985, **54**(2) : 106~109
- [16] S. Vukovic, R. Dragila, Total transparency of an overdense plasma layer. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1986, **3**(11) : 1585~1587

Laser Absorption, Reflection and Transmission of a Short Scale Length Plasma Layer*

Ma Guobin Tan Weihan**

(National Laboratory on High Power Laser and Physics,

Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

(Received 28 March 1994)

Abstract By solving Helmholtz wave equations numerically, the absorption, reflection and transmission of a plasma layer with different scale-lengths and thicknesses varying with incident angles and polarizations are studied. For smaller incident angles, the absorption by a short scale length plasma produced by a short laser pulse (\sim ps) is lower than that of a long laser pulse. But for bigger incident angles, the absorption of a short laser pulse is higher than that of the long pulse.

Key words laser absorption, short scale length plasma, short laser pulse.

* This work was supported by the National Natural Science Foundation of China.

** Also at Physics Department, Shanghai University.