

文章编号: 1001—4322(1999)03—0309—04

用斜入射方法计算碳纤维靶的激光增益*

盛家田, 叶春福

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 8009 信箱, 100088)

摘 要: 用斜入射方法并考虑了激光被折射和 P 极化激光的共振吸收, 计算了碳纤维靶的等离子体状态和激光增益。激光斜入射获得的类 H-碳的 $n=2, 3$ 跃迁的激光增益系数, 比按垂直入射的计算的值略大, 但是, 增益系数的空间分布变得更窄。激光增益发生在更靠近靶的外表层。

关键词: 斜入射; P 极化激光; 共振吸收
中图分类号 O436.2 **文献标识码:** A

一束线聚焦的泵浦激光沿垂直纤维靶轴方向作用在靶上, 由于在靶等离子体内, 垂直于靶轴的截面圆的径向存在电子密度梯度, 因此, 斜入射泵浦激光在等离子体内受到折射。过去我们没有考虑激光在等离子体内的折射^[1], 折射不仅影响激光光路, 使它的方向和大小发生变化, 还影响激光能量吸收和激光对等离子体的烧蚀^[2]。另外, 斜入射的 P 极化光在等离子体临界界面附近, 在电子密度梯度方向发生共振, 激发一个很强的静电振荡, 产生超热电子, 它与离子碰撞慢化, 使部分激光通过这一共振被等离子体吸收^[3]。有人对超短脉冲的共振吸收与入射角、等离子体的特征长度关系做了一些定态模拟^[4]。在我们的研究和计算中把激光线宽按空间大小分成若干同靶截面圆的直径分点——对应的网格, 每一个点表示一子束光线, 每子束光线的能量按它在激光线宽中所占的空间份额(ΔX_i)平均($E_i = \Delta X_i E_L / X$)。 E_L 是打在靶面激光能量, X 是泵浦激光的线宽。在各点每子束光相对圆的径向有一个斜入射角 $\theta_{0,i}$, 如图 1a。其中曲线表示某一子束光可能走的光路。

1 物理假设和计算公式

在研究斜入射 P 极化激光共振吸收时, 采用一维非平衡辐射流体力学方程组和斜入射泵浦激光在等离子体内传播和激光能量沉积方程组以及相关物理假设^[5,6]。假设 P 极化激光的电场在 x, z 平面内, 磁场在 y 方向, 等离子体电子密度梯度在 x 方向, z 方向等离子体是均匀的, 可以推得在临界界面附近共振吸收功率密度^[3]

$$I_{r,a} = \eta_{r,a} I_L \quad (1)$$

式中, I_L 为能流密度(激光强度), 共振吸收系数 $\eta_{r,a} = \mathcal{Q}(\tau)/2$, $\mathcal{Q}(\tau)$ 是 Ginzburg 分布函数。

$$\mathcal{Q}(\tau) = 2.317 \exp\left(-\frac{2}{3}\tau^2\right) \quad (2)$$

$\tau = (\omega L / c)^{1/3} \sin\theta$ 是与激光入射角和密度变化标长有关的一个参变量, 当它满足一定值时, 共振吸收达到最大。 ω 是激光频率, L 是激光转向点至等离子体临界界面的距离, θ 是激光在反转点处的入射角。临界界面处激光强度采用转向点处激光强度乘以隧道因子 $\exp(-2\tau^2/3)$ 得到, 转

* 国家 863 激光技术领域资助课题
1998 年 11 月 29 日收到原稿, 1999 年 3 月 22 日收到修改稿。
盛家田, 男, 1939 年 8 月出生, 副研究员

向点处激光强度由激光传播方程组和非平衡辐射流体力学方程组联立求解给出。

由公式(2)可知,当 $\tau = 0$ 时, $\varphi = 0$, 即激光沿电子密度梯度方向传播,在该方向激光电场没有分量,所以不发生共振吸收;当 θ 很大时,激光从转向点至临界面之间的距离变大,指数因子变得很小, φ 也很小。

2 计算结果与分析

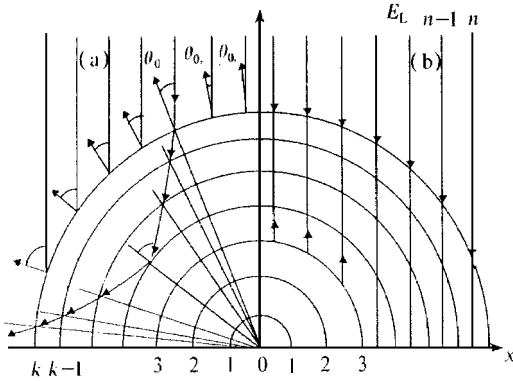


Fig. 1 The distribution of laser beam (a) with and (b) without refraction

图 1 泵浦激光 (a) 有折射和 (b) 无折射时的光束分布

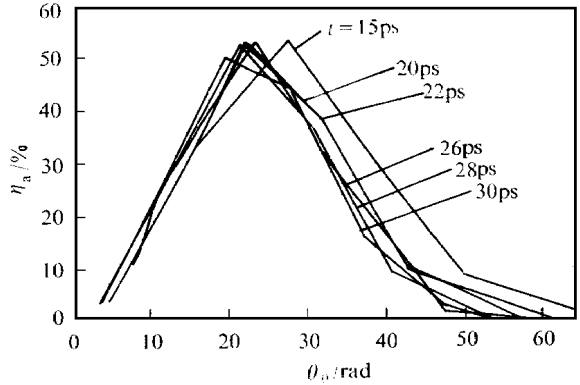


Fig. 2 The absorption of resonance η_a as function of incidence angle θ_a for different time

图 2 在不同时刻,激光共振吸收效率 η_a 随入射角 θ_a 变化曲线

实验参数: 半径 $r = 3.5 \mu\text{m}$, 碳纤维靶, 高斯型激光脉冲半宽 20ps , 激光总能量 20J , 功率密度约 $1.6 \times 10^{14} \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$, 激光波长 $0.53 \mu\text{m}$, 线聚焦长 2.5cm , 宽 $25 \mu\text{m}$ 。第一类模型各个激光束完全按原来入射方向在靶内传播,如示意图 1(b)。激光在临界面上按入射的反方向传播,没有共振吸收;第二类模型各个激光束完全按自己的斜入射方向在靶内传播,如示意图 1(a),激光被折射,在转向点反射,考虑了共振吸收。

2.1 P 极化激光的共振吸收

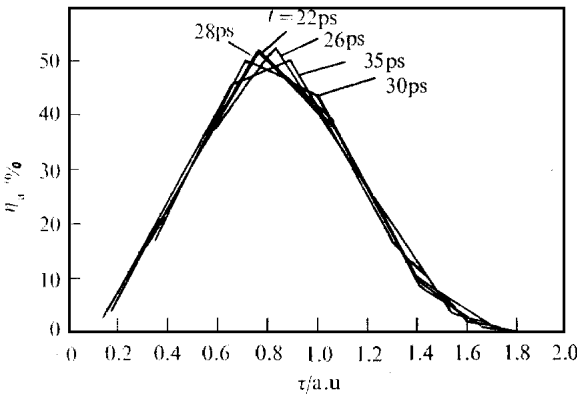


Fig. 3 The resonance absorption η_a as function of parameter τ

图 3 在不同时刻,激光共振吸收效率 η_a 随参数 τ 变化曲线

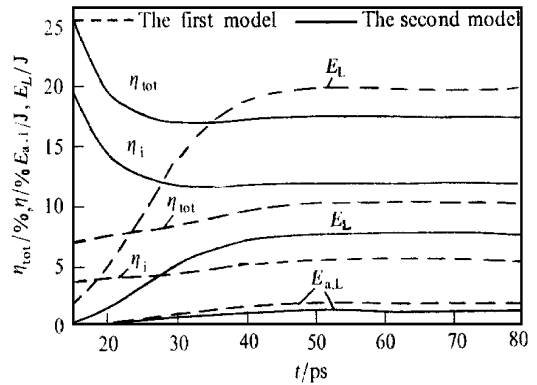


Fig. 4 The variation of η_a , η_{ob} , E_L and $E_{a,L}$ vs time

图 4 η_a , η_{ob} , E_L , $E_{a,L}$ 随时间变化曲线

由图 2 可知,在不同时间当入射角 θ 在 20° 附近共振吸收最强,由图 3 可知,对于不同时刻在 $\tau = 0.8$ 附近共振吸收均最强。所以,共振吸收随激光入射角 θ , 参量 τ 有一个分布。计算表明对于 $0.53 \mu\text{m}$ 波长的激光, $\tau = 0.8$ 附近,共振吸收最大 $\eta_{a,max} = 50\%$ 。

2.2 激光吸收计算分析

图 4 给出了两类模型激光入射时的吸收系数 η 、总吸收系数 $\eta_{0, \Sigma}$ 、靶面激光能量 E_L 和总吸收能量 $E_{a, \Sigma}$ 随时间的变化关系。由图可知, 两类模型吸收系数在激光峰值 ($t = 26\text{ps}$) 前变化比较大, 在这以后, 吸收系数和吸收能量变化非常小。计算表明, 第二类(斜入射)模型吸收效率比第一类(垂直入射)模型吸收效率高, 这是因为该模型除了逆韧致吸收外, 还考虑了激光在临界面附近的共振吸收。对于低 Z 靶, 两类模型的激光吸收效率都比较低。第一类模型主要是逆韧致吸收, 靶未完全电离前, 电子密度比较低, 吸收小, 以后随着电子密度的增加, 吸收效率随着增加, 激光峰值后, 电离逐渐趋于平衡, 吸收保持不变, 其最大吸收效率约 11%。第二类模型则不同, $\tau \approx 0.8$ 附近共振吸收最大, 在泵浦激光开始阶段, 逆韧致吸收较小, 共振吸收远远大于逆韧致吸收, 使吸收最大, 随着时间的增加, 等离子体外界面变大, 激光入射角变小, 靶面能量 E_L 增加, 而共振吸收随时间变化不大, 总吸收系数逐渐下降, $t = 30\text{ps}$ 后逆韧致吸收和共振吸收变化较小, 总吸收能量和总吸收系数也变化不大。

2.3 两类模型等离子体状态比较

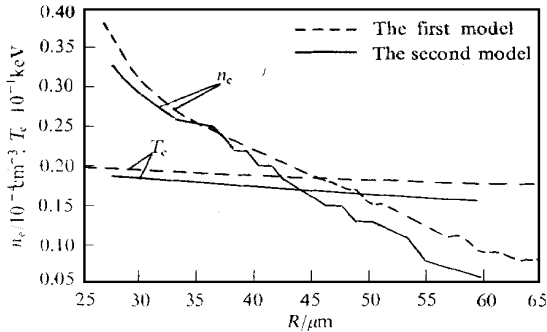


Fig 5 The electron density n_e and the electron temperature T_e as function of spatial distribution at $t = 180\text{ps}$

图 5 $t = 180\text{ps}$ 时刻, 电子温度 T_e , 电子密度 n_e 的空间分布

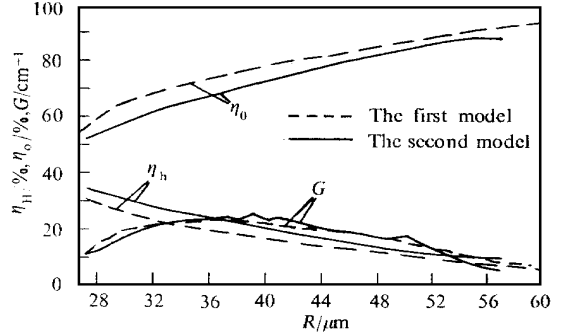


Fig 6 The abundance of H-like C η_h , bare nucleus C η_0 and the gain coefficient for H-like C $\lambda = 18.2\text{nm}$ as function of spatial distribution

图 6 $t = 180\text{ps}$ 时刻, 类 H-C 和裸核碳粒子丰度 η_h , η_0 , 类 H-C, $n = 2, 3$ 激光增益系数 G 的空间分布

图 5 和图 6 给出了 $t = 180\text{ps}$ 时刻两类模型电子温度、电子密度、裸核碳和类 H-C 粒子空间分布。虽然斜入射激光吸收效率比较高, 但等离子体吸收的激光能量小于垂直入射吸收的, 因此, 斜入射的电子温度、电子密度和裸核碳数都比垂直入射的低, 而类 H-C 离子比垂直入射的多。图 6 还给出了激光增益系数的空间分布, 在 $R \approx 40\mu\text{m}$ 附近增益系数最大, 它的全高半宽 $\Delta r \approx 25\mu\text{m}$ 。

2.4 两类模型激光增益比较

图 7 给出两类模型类 H-C $n = 2, 3$ 激光增益系数最大值 G_{max} , 极大值对应的空间位置 R 及空间半宽 Δr 随时间变化曲线。复合机制特点是用很少一点激光能量使碳靶电离到类 H 和裸核, 再通过绝热膨胀快速冷却, 电子温度和电子密度达到激光增益区, 使类 H 的 $n = 2, 3$ 粒子数反转产生激光。电子温度越高, 冷却越慢, 这样越不利于激光增益, 类 H 粒子多, 激光增益大。斜入射虽然吸收激光能量少, 但已足够使碳原子离化到类 H 和裸核, 并能快速冷却, 所以激光增益系数较大。但斜入射激光烧蚀不深, 激光增益发生在靠近靶的外界面, 激光增益区范

围要窄一些。

3 结束语

对于低 Z 元素碳纤维靶, 用斜入射方法计算时, P 极化激光的共振吸收起十分重要的作用, 它大大提高了激光的吸收效率。计算表明在我们的模型中, τ 约 0.8, 入射角 θ 约 20 时共振吸收最大 η 约 50%, 激光总吸收效率为 18% ~ 26%。计算表明斜入射与垂直入射比较, 后者因为靶面的能量比较大, 因此, 它的激光等离子体电子温度、电子密度、碳粒子裸核数都比前者大。斜入射最大激光增益系数比垂直入射的略大, 但是, 它的空间半宽度小, 而且激光增益主要发生在靠近外界面的区域。

致 谢 本工作与常铁强教授做了十分有益的讨论。

参考文献

- 1 PENG Huimin, et al Computational simulation of soft X-ray laser in recombining laser-produced plasmas Computational Physics Singapore: World Scientific, 1989. 167~ 171
- 2 盛家田等. 强激光与粒子束, 1998, 10(2): 167
- 3 常铁强等. 激光等离子体相互作用与激光聚变 长沙: 湖南科学技术出版社, 1996 年
- 4 YU W, ZHANG J. An estimation of resonance absorption of ultrashort laser pulses in fibre targets CLF Annual report, 1996
- 5 张国平等. 强激光与粒子束, 1990, 3(2): 298
- 6 盛家田等. 强激光与粒子束, 1997, 9(3): 396

CALCULATION OF THE GAIN COEFFICIENT OF C FIBER-TARGET WITH OBLIQUE-INCIDENT LIGHT

SHENG Jia-tian, YE Chun-fu

Institute of Applied Physics and Computational Mathematics P. O. Box 8009, Beijing 100088, China

ABSTRACT: The plasma condition and the gain coefficient of a carbon fiber-target, which is irradiated by oblique-incident laser light were calculated. The refraction of laser and the resonance absorption of P-polarization laser were considered. The gain coefficient value of H-like C, $n = 2, 3$ comparing with vertical-incident is higher, however the gain region becomes narrower and the gain region towards to the outer layer of the fiber-target plasma.

KEY WORDS: oblique-incident; P-polarized laser; resonance absorption

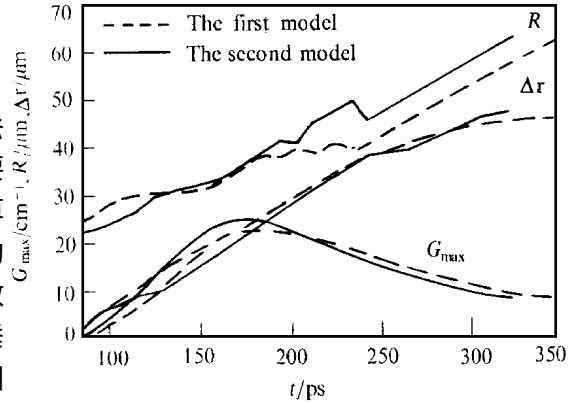


Fig 7 Maximum gain of H-like C $\lambda = 18.2 \text{ nm}$ laser G_{max} , Lagrangian coordinate R of the gain coefficient G_{max} and the FWHM of gain region (Δr) vary with time
图 7 类 H-C 波长 $\lambda = 18.2 \text{ nm}$ 最大激光增益系数 G_{max} , 空间位置 R 和空间半宽 Δr 随时间变化曲线