

Si 单晶的光学限制特性

田建国 张春平 张光寅

(南开大学物理系,天津,300072)

1990年9月17日收到,1991年3月8日修改定稿。

我们观察到了 Si 单晶对调 Q Nd: YAG 的 $1.06 \mu\text{m}$ 脉冲激光的光学限制效应,并对其机理进行了分析。

一、引言

随着高功率和高能量激光的广泛应用,对光敏器件的保护成为越来越重要的问题.光学限制器的概念由此产生.理想的光学限制器的特性应为如图 1 所示的那样,它对低功率或低能量的人射激光具有良好的透过特性,而对高功率或高能量激光具有限制作用.光学限制器的这种特性可以达到既不损失光敏器件的灵敏度又起到保护光敏器件的作用.国外从六十年代开始这方面的研究工作,最初的光学限制器是利用液体的自行为^[1,2].八十年代半导体的光学限制特性得到广泛的重视和研究^[3-5].此类光学限制器是利用半导体材料的非线性吸收和非线性折射效应,由于半导体具有响应速度快和光学非线性系数大的优点,它是较理想的光学限制器材料.由半导体材料构成的光学限制器具有相当低的关闭能量(开始受到限制的人射激光能量),并可通过调节几何排布达到改变关闭能量的目的。

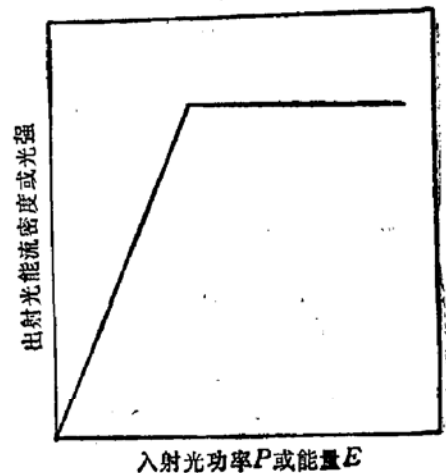


图1 理想光学限制器的特性曲线

二、Si 单晶的光学限制特性

实验中我们所用的 Si 材料为 P 型高纯、高阻单晶(电阻率 $\rho \sim 2 \times 10^4 \Omega \cdot \text{cm}$)。其厚度为 0.6mm 。线性吸收系数 $\sim 10\text{cm}^{-1}$ 。测量所用激光为调 Q Nd:YAG 激光器产生的 $1.06 \mu\text{m}$ 脉冲激光,其脉冲宽度为 18ns 。图 2 为 Si 单晶光学限制特性的实验装置图,半导体 Si 是间接带隙材料,其带隙宽度为 1.12eV 。所以它对 $1.06 \mu\text{m}$ 脉冲具有单光子吸收。图 3 为测量的 Si 单晶光学限制特性曲线, Si 单晶位于第一透镜 L_1 焦距后约 1.5cm 处,以避免强光所致的损伤。从此曲线可看出,当入射脉冲激光的能量较低

时,出射能量与入射能量之间近似为线性关系,当入射脉冲激光能量达到约 1mJ 时,系统开始对入射脉冲激光起限制作用。此入射激光能量称为关闭能量。当入射激光能量继续增加时,出射激光能量近似保持不变。我们还测量了无 Si 样品时系统的人射能量-出射能量特性曲线。可以看出,它们呈线性对应关系。

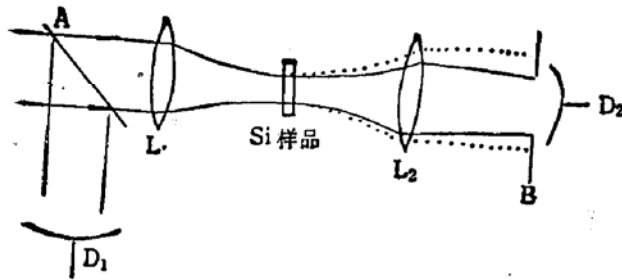


图2 测量 Si 单晶光学限制效应装置及原理图
A:分光板 L₁、L₂ 为透镜 (焦距为 $f = 13\text{cm}$)
D₁、D₂:能量计 B:光闸

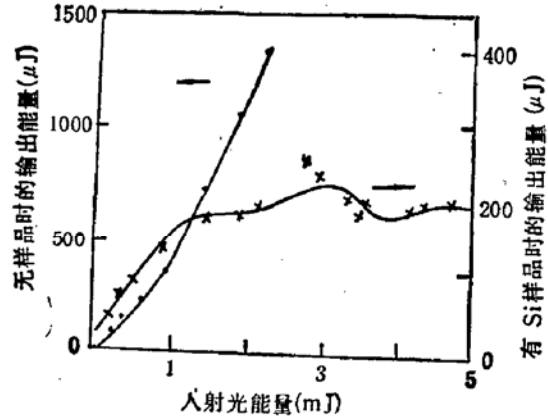


图3 系统的人射-出射能量特性曲线

三、Si 单晶光学限制效应原理

半导体材料组成的光学限制器产生限制作用来自两个方面。首先,半导体材料对强激光的非线性吸收,这包括非线性光生载流子吸收及多光子吸收(如双光子吸收)。再有,由非线性吸收产生的非线性折射,非线性吸收随着光强的增加而变大,因而对强光产生限制作用。非线性折射为自透镜效应,随着入射激光能量的增加,自散焦效应随之加强(图2中虚线所示)。当入射激光能量很低时,光束受自散焦效应的影响很弱,系统的透过率与其线性透过率相同。当入射激光能量较高时,自散焦效应加强,光束通过样品后将沿图2中虚线所示的情形传播,光束被展宽。因而系统的透过率(D_2/D_1)下降,系统起到光学限制效应。

室温下 Si 单晶对 $1.06\mu\text{m}$ 脉冲激光的非线性吸收被普遍认为来自于单光子过程产生的自由载流子的非线性吸收。但在非常短的脉冲激光照射下,双光子吸收可以变得很显著^[6],其临界光强约为 $10\text{GW}/\text{cm}^2$, 临界脉宽为 8.5ps 。在我们的实验条件下,激光脉冲宽度为 18ns , 且光强远小于 $10\text{GW}/\text{cm}^2$, 因而非线性吸收主要来源于线性吸收产生的自由载流子的非线性吸收。非线性折射产生于光生载流子引起的折射率非线性,而文献[7]的关于非线性吸收的机制与此相矛盾。

考虑到我们所用 Si 单晶样品的厚度较小,光束在样品中的直径改变可以忽略。当样品的厚度远小于光束的焦深时,自透镜效应可考虑为外自散焦,为了处理问题方便,一般满足样品厚度小于样品中的焦深即可。

当光强为 I 的高斯激光束沿 z 方向通过 Si 样品时,我们有如下方程,

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -\alpha I - \sigma N I, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Delta \phi}{\partial z} = -\gamma N = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_{e-h}. \quad (2)$$

其中 σ 为自由载流子吸收截面, N 为光生载流子浓度, Δn_{e-h} 为电子-空穴对导致的折射率变化, $\Delta \phi$ 为位相变化.

$$\gamma = -\frac{e^2}{2n_0 m_{e,h} \epsilon_0 \omega^2}. \quad (3)$$

$m_{e,h}$ 为电子-空穴的折合质量.

Si 具有非直接带隙, 其载流子寿命较长. 在我们所用的光强范围 (Mw/cm^2 量级), 其不小于微秒量级^[6]. 我们所用激光的脉冲宽度为 18 ns , 因而在激光脉冲照射时间内, 载流子的复合可以忽略. 则,

$$N(z, r, t) = \int_{-\infty}^t \frac{\alpha I}{\hbar \omega} dt. \quad (4)$$

入射的高斯光束可表达为:

$$I(0, r, t) = I_0 \exp(-t^2/t_0^2) \exp(-r^2/r_0^2). \quad (5)$$

其中 t_0 为脉冲宽度, r_0 为样品表面处的光束半径.

方程(2)只有数值解, 只有当光强较小时才有解析解, 能流密度定义为,

$$F(z, r) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(z, r, t) dt. \quad (6)$$

将式(2)代入式(1), 并对式子两端进行时间积分, 可得能流密度满足,

$$\frac{dF}{dz} = -\alpha F - (\sigma \alpha / 2\hbar \omega) F^2, \quad (7)$$

其解为

$$F(L, r) = T_0 F(0, r) / [1 + F(0, r)/F_a]. \quad (8)$$

此为样品后端面出射激光的能流密度, 其中, $T_0 = (1 - R)^2 R^{-\alpha L}$, R 为 Si 样品的表面反射率, α 为 Si 样品对入射激光的线性吸收系数.

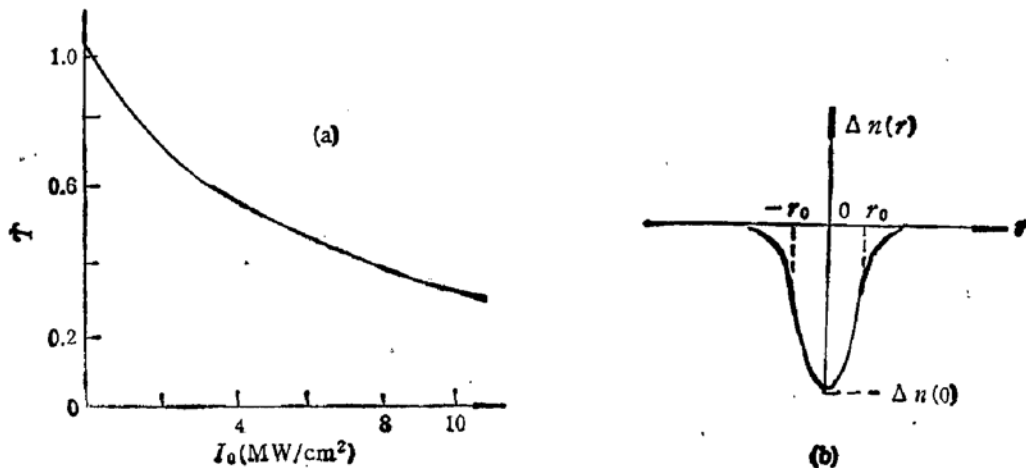


图 4

(a) Si 样品能流密度透过率随光强变化曲线 (b) Si 中光生载流子引起的折射率非线性的径向分布

$$F_{cl} = 2\hbar\omega / [\sigma(1-R)(1-e^{-\alpha L})]. \quad (9)$$

F_{cl} 为临界能流密度, $\hbar\omega$ 为入射激光光子能量, σ 为自由载流子吸收截面. 对于 Si 而言, $\sigma \sim 5 \times 10^{-3} \text{cm}^2$, $\alpha \sim 10 \text{cm}^{-1}$, $R = 0.31$, 入射激光光子能量为 $\hbar\omega = 1.17 \text{eV}$, 则 $F_{cl} \sim 170 \text{mJ/cm}^2$. 由图 4(a) 我们可以看出, 轴上 ($V=0$) 能流密度的透过率 T 随入射光强的增大而逐渐减小, 这为自由载流子非线性吸收所致.

式(2)中的折射率非线性项 Δn_{ch} 为

$$\Delta n_{ch} = - \frac{e^2 N}{2nm_e \epsilon_0 \epsilon \omega^2} \quad (10)$$

考虑弱非线性吸收的情况, 则

$$\begin{aligned} \Delta n(r) &= \Delta n(0) e^{-(r/r_0)^2}, \\ \Delta n(0) &= - \frac{e^2 \alpha I_0 t_0 \sqrt{\pi}}{4\hbar \omega^3 n m_e^*}. \end{aligned} \quad (11)$$

图 4(b) 说明了折射率非线性的径向分布, 由于 Δn 为负值且中心处绝对值为最大, 则样品对入射激光起着类负透镜的作用. 因而当激光束通过它时, 将产生自散焦效应, 使得远场的能流密度下降, 起到光学限制效应.

四、结 论

从实验结果看, Si 对 $1.06 \mu\text{m}$ 、纳秒脉冲激光具有较好的限制作用. 但由于 Si 对 $1.06 \mu\text{m}$ 波长的光波是亚透明的, 因而它将对所保护光敏器件对外界信号的响应有所影响, 所以它并不是十分理想的光学限制材料. 利用半导体的双光子吸收可以克服此缺点, 同时还使工作光谱范围加宽 (只要满足 $E_g/2 \leq \hbar\omega < E_g$ 即可, E_g 为材料的禁带宽度).

在这里我们非常感谢南开大学物理系固体专业博士生李江及温金柯教授给予的大力协助.

参 考 文 献

- [1] R.C. Leite *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **13**, 100 (1967).
- [2] M.J. Soileau, *J. Opt. Soc. Am.*, **70**, 1051(A) (1980).
- [3] M. Shcik-bahal *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron* **QE23**, 1974 (1987).
- [4] D.J. Hagan *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.*, **A3**(13), 105 (1986).
- [5] T.F. Boggess *et al.*, *Opt. Lett.*, **9**, 291 (1984).
- [6] T.F. Boggess *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron*, **QE22**, 360 (1986).
- [7] J.M. Ralston *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **15**, 164 (1965).
- [8] R.K. Jain *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **36**, 454 (1979).

Optical limiting effect in Silicon

Tian Jianguo Zhang Chunping and Zhang Guangyin

(Department of Physics, Nankai University, Tianjin, 300072)

Abstract

We observed the optical limiting effect in Silicon when $1.06\mu\text{m}$ pulse laser beam produced by Q-switched Nd:YAG Laser passed through it. Mechanism of this phenomena is analysed.