

# 硅材料的场致线性电光效应

陈占国 赵建勋 张玉红 贾刚\* 刘秀环 任策 武文卿 孙鉴波 曹昆 王爽 时宝

(集成光电子学国家重点联合实验室吉林大学电子科学与工程学院, 吉林 长春 130012)

**摘要** 从经典的极化理论出发,分析了直流电场、低频调制电场和光波电场共同存在时硅材料折射率的变化,从理论上揭示了场致线性电光效应的物理实质。以近本征硅材料为样品,采用金属-绝缘体-半导体样品结构,搭建了由塞纳蒙(Senarmont)补偿器改进成的横向电光调制系统。在硅材料空间电荷区内观测到显著的线性电光调制效应,系统的半波电压小于 170 V,从实验上直接证实了硅材料中内建电场诱导的场致线性电光效应的存在。此外还观测到由克尔效应引起的二次电光调制信号,以及由场致光整流效应引起的、随线偏振光的方位角的二倍余弦变化的电信号。实验结果与经典极化理论的预期完全一致,也间接证实了硅材料中场致线性电光效应的存在。

**关键词** 非线性光学; 场致线性电光效应; 场致光整流; 克尔效应; 横向电光调制; 硅材料

**中图分类号** O436 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20092905.1336

## Electric-Field-Induced Linear Electro-Optic Effect in Silicon

Chen Zhanguo Zhao Jianxun Zhang Yuhong Jia Gang Liu Xiuhuan Ren Ce  
Wu Wenqing Sun Jianbo Cao Kun Wang Shuang Shi Bao

(State Key Laboratory on Integrated Optoelectronics, College of Electronic Science and Engineering,  
Jilin University, Changchun, Jilin 130012, China)

**Abstract** Based on classical polarization theory, the change of refractive index of silicon is analyzed when direct-current (dc) electric field, alternating-current (AC) modulation electric field, and optical field exist simultaneously, and the physical nature of the electric-field-induced linear electro-optic effect is theoretically indicated. Near-intrinsic silicon is constructed into a metal-insulator-semiconductor sample, and a transverse electro-optic modulation system composed of the modified Senarmont compensator is applied. The obvious linear electro-optic modulation signal is observed in the space charge region of silicon, and the half-wave voltage of the modulation system less than 170 V is estimated. The electric-field-induced linear electro-optic effect caused by the built-in electric field in silicon is experimentally demonstrated. In addition, the secondary electro-optic modulation signal generated by Kerr effect, and electric signal which changes with the cosine function of double azimuth of the linear polarized light and is induced by electric-field-induced optical rectification, are measured. These results are in good accordance with the classical polarization theory, and demonstrate the electric-field-induced linear electro-optic effect indirectly.

**Key words** nonlinear optics; electric-field-induced linear electro-optic effect; electric-field-induced optical rectification; Kerr effect; transverse electro-optic modulation; silicon

## 1 引言

硅不仅是微电子学中的主体材料,而且也是光子集成、光电混合集成的首选材料<sup>[1]</sup>。硅基光子学自 20 世纪 80 年代被提出以来,经过二十多年的发展,各种硅基光子器件相继被研制成功,如硅基拉曼激光器<sup>[2]</sup>、硅基光波导<sup>[3]</sup>、硅基电光调制器<sup>[4,5]</sup>等。由于硅材料属于  $O_h$  点群,是具有反演对称中心的

晶体,所以理想的硅材料不具有线性电光效应,很难制成高性能的硅基电光器件,这正是限制硅基光子学发展的主要障碍之一。虽然硅材料具有克尔效应和弗兰兹-凯尔迪什效应<sup>[6]</sup>,但这两种效应都比较弱,无法应用于实际的电光器件。目前的硅基电光调制器都基于等离子色散效应<sup>[4,5]</sup>,即通过电场改变硅材料中载流子浓度,载流子浓度的改变会引起

**收稿日期**: 2008-08-19; **收到修改稿日期**: 2008-10-15

**基金项目**: 国家自然科学基金(60506016,60476027)和中俄合作交流(60811120023,60711120182)资助项目。

**作者简介**: 陈占国(1972—),男,博士,副教授,主要从事硅基光电子学和非线性光学方面的研究。E-mail: czg@jlu.edu.cn

\* **通信联系人**。E-mail: jiagang@jlu.edu.cn

硅材料的吸收系数和折射率的变化,从而间接实现电光调制作用。基于这种效应的硅基电光调制器的工作速度常常受到载流子复合寿命、载流子扩散或漂移速度的限制。虽然近年来人们通过改进硅基电光调制器的电学结构和光学结构,大幅度提高了器件的工作频率,但这些器件的工艺要求非常高,以国内的工艺条件很难实现。

要实现工艺简单、性能优良的硅基电光调制器,就必须寻求新的工作机制。场致线性电光效应的基本思想是通过直流电场的极化作用,使得硅原子原本重合的正负电中心发生分离,从而硅材料顺着电场方向和逆着电场方向的物理性质将不再相同,从物理上看,相当于硅材料的反演对称性被破坏,从而诱导产生了倍频效应、光整流效应、线性电光效应等场致二阶非线性光学效应。目前,场致倍频效应已经被广泛证实,并成为研究和探测硅材料或硅器件的表面及界面性质的有力工具<sup>[7,8]</sup>。但电场诱导的场致线性电光

效应和场致光整流效应还未见研究报道。

本文从理论和实验两方面证明了场致线性电光效应的存在。在近本征硅样品的空间电荷区内不仅观测到内建电场诱导的很显著的场致线性电光效应,同时还观测到内建电场诱导的场致光整流效应,以及交流调制电压引起的硅材料的克尔效应。

## 2 理论分析

用简单的标量运算来定性分析场致线性电光效应。运算中忽略极化率的色散特性。

假设硅材料中同时存在直流电场  $E_{10}$ , 低频调制电场  $E_2(\Omega, t) = E_{20} \exp(-i\Omega t) + c. c.$ , 以及光波电场  $E_3(\omega, t) = E_{30} \exp(-i\omega t) + c. c.$ , 其中,  $\Omega, \omega$  分别为低频调制电场和光波电场的频率, 且  $\Omega \ll \omega$ ,  $c. c.$  表示前一项的复数共轭。则三种电场在硅材料中产生的极化强度  $P(t)$  为

$$P(t) = P_L(t) + P_{NL}(t) = \epsilon_0 \chi_1 [E_{10} + E_2(\Omega, t) + E_3(\omega, t)] + \epsilon_0 \chi_3 [E_{10} + E_2(\Omega, t) + E_3(\omega, t)]^3 + \dots, \quad (1)$$

式中  $\chi_1$  为线性极化率,  $\chi_3$  为三阶非线性极化率,  $\epsilon_0$  为真空电容率,  $P_L(t)$  为线性极化强度,  $P_{NL}(t)$  为三阶非线性极化强度。(1) 式中忽略了更高阶的非线性极化。现在只考虑非线性极化强度  $P_{NL}(t)$ , 则

$$\begin{aligned} P_{NL}(t) = & \epsilon_0 \chi_3 [E_{10} + E_2(\Omega, t) + E_3(\omega, t)]^3 = \epsilon_0 \chi_3 \{ E_{10} (E_{10}^2 + 6E_{20}^2 + 6E_{30}^2) + E_{20}^3 [\exp(-i3\Omega t) + c. c.] + \\ & 3E_2(\Omega, t) (E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2E_{30}^2) + 3E_{10} E_{20}^2 [\exp(-i2\Omega t) + c. c.] + 3E_3(\omega, t) (E_{10}^2 + 2E_{20}^2 + E_{30}^2) + \\ & 3E_{10} E_{30}^2 [\exp(-i2\omega t) + c. c.] + E_{30}^3 [\exp(-i3\omega t) + c. c.] + \\ & 3E_{20} E_{30}^2 \{ \exp[-i(2\omega + \Omega)t] + c. c. + \exp[-i(2\omega - \Omega)t] + c. c. \} + \\ & 3E_{20}^2 E_{30} \{ \exp[-i(\omega + 2\Omega)t] + c. c. + \exp[-i(\omega - 2\Omega)t] + c. c. \} + \\ & 6E_{10} E_{20} E_{30} \{ \exp[-i(\omega + \Omega)t] + c. c. + \exp[-i(\omega - \Omega)t] + c. c. \} \}, \end{aligned} \quad (2)$$

实际上, (2) 式也可看作是三种不同频率(其中之一为零频)的电场混频的结果。从(2)式可见, 等式右边的第一项是直流极化强度, 包含光整流效应, 第四项和第六项分别是频率为  $2\Omega$  和  $2\omega$  的极化强度, 分别对应于低频调制电场和光波电场的倍频效应, 最后一项就是所要研究的线性电光效应。这些典型的二阶非线性光学效应都与直流电场  $E_{10}$  有关, 由直流电场  $E_{10}$  诱导产生, 因此称为场致二阶非线性光学效应, 其等效的二阶非线性极化率为三阶非线性极化率与直流电场强度的乘积, 即  $\chi_{2\text{eff}} = \chi_3 E_{10}$ , 可见只要直流电场足够强, 就能获得可观的等效二阶非线性极化率。

为了研究材料对频率为  $\omega$  的光波的折射作用, 只需考虑频率为  $\omega$  的极化强度项。由于  $\Omega \ll \omega$ , 所以  $\omega \pm \Omega$  和  $\omega \pm 2\Omega$  都可看作  $\omega$ , 根据电磁学理论, 频率为  $\omega$  的电位移矢量为

$$\begin{aligned} D(\omega, t) = & \epsilon_0 E_3(\omega, t) + P_L(\omega, t) + P_{NL}(\omega, t) = \\ & \epsilon_0 [1 + \chi_1 + 3\chi_3 (E_{10}^2 + E_{30}^2) + 3\chi_3 E_2^2(\Omega, t) + \\ & 6\chi_3 E_{10} E_2(\Omega, t)] E_3(\omega, t), \end{aligned} \quad (3)$$

式中  $(1 + \chi_1)$  为没有电场和光场时硅材料最初的相对介电常数  $\epsilon_r$ , 其大小为初始折射率  $n_0$  的平方。电场和光场的存在使得相对介电常数  $\epsilon_r$  改变了, 改变量为

$$\Delta\epsilon_r = 3[\chi_3 (E_{10}^2 + E_{30}^2) + \chi_3 E_2^2(\Omega, t) + 2\chi_{2\text{eff}} E_2(\Omega, t)]. \quad (4)$$

一般  $\Delta\epsilon_r \ll \epsilon_r$ , 因而此时硅的折射率为

$$n = (\epsilon_r + \Delta\epsilon_r)^{1/2} = n_0 + \Delta n, \quad (5a)$$

$$\begin{aligned} \Delta n = & \frac{3}{2n_0} [\chi_3 (E_{10}^2 + E_{30}^2) + \chi_3 E_2^2(\Omega, t) + \\ & 2\chi_{2\text{eff}} E_2(\Omega, t)], \end{aligned} \quad (5b)$$

(5b) 式第一项为直流电场  $E_{10}$  引起的电光克尔效应, 以及光波电场  $E_3(\omega, t)$  引起的自聚焦效应, 第二

项是调制电场引起的电光克尔效应,第三项就是所要研究的场致线性电光效应,可以看出这一项对应的折射率的变化与调制电场成正比。

需要说明的是,实际的非线性极化率为张量,以上的标量运算可以看作是张量的某个非零分量的运算形式,因此用来进行定性说明没有问题。

### 3 实 验

为了直接从实验上证实场致线性电光效应的存在,以沿(111)面切割的近本征硅[简称为(111)-Si]为样品,开展了相应的实验研究。实际的硅样品总是有限的,由于在表面处晶体生长的自然中断,表面处原子的对称性与体内原子不同,其反演对称性将被破坏。对于(111)-Si表面,其对称性为 $C_{3v}$ 点群<sup>[9]</sup>。由于表面态等原因,(111)-Si表面下还存在空间电荷区,空间电荷区内存在沿[111]晶向的很强的内建电场。内建电场的作用同样将破坏硅材料的反演对称性。已经证明,在[111]方向的直流电场作用下,硅材料的对称性将由 $O_h$ 点群降低为 $C_{3v}$ 点群<sup>[10]</sup>。也就是说,(111)-Si的空间电荷区可以看作是光轴沿[111]方向的单轴晶体,因而将具有线性电光效应、光整流效应等场致二阶非线性光学效应。

#### 3.1 场致线性电光效应实验

根据线性电光效应的基本理论,如果沿(111)-Si的[111]方向施加一调制电场 $E = E_0 \cos \Omega t$ ,则当探测光波沿 $[11\bar{2}]$ 方向传播时,其相位延迟可写为

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 + \Delta\varphi(E), \quad (6a)$$

$$\Delta\varphi_0 = 2\pi l(n_e - n_o)/\lambda, \quad (6b)$$

$$\Delta\varphi(E) = \pi l(n_e^3 \gamma_{33} - n_o^3 \gamma_{13})E/\lambda, \quad (6c)$$

式中 $n_e$ 和 $n_o$ 分别为非常光和寻常光折射率, $l$ 为探测光传播长度, $\lambda$ 为探测光真空波长, $\gamma_{33}$ 和 $\gamma_{13}$ 为(111)-Si空间电荷区的电光系数。 $\Delta\varphi_0$ 为探测光经过(111)-Si空间电荷区引起的自然相位延迟, $\Delta\varphi(E)$ 为由内建电场诱导的场致线性电光效应引起的相位延迟。

为了在实验上观测场致线性电光效应,构建了图1所示的横向电光调制系统。样品采用金属-绝缘体-半导体(MIS)结构,如图1(a)所示。为了消除等离子色散效应的影响,采用近本征(111)-Si为样品。其尺寸为 $1\text{ mm} \times 10\text{ mm} \times 20\text{ mm}$ ,电阻率为 $4000\ \Omega\text{cm}$ ,对应的载流子浓度约为 $1.2 \times 10^{12}\text{ cm}^{-3}$ ,样品的侧面分别为 $(\bar{1}\bar{1}0)$ 和 $(11\bar{2})$ 晶面。 $(11\bar{2})$ 面被抛光,以减小探测光通过表面时的损耗。绝缘层是厚度约为 $160\ \mu\text{m}$ 的聚酯绝缘胶纸,其介电常数为

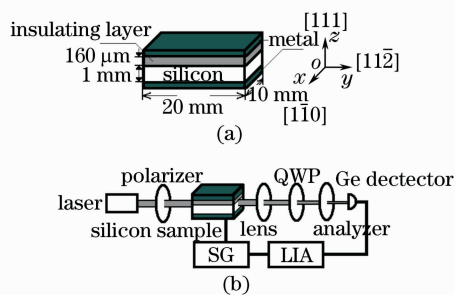


图1 近本征硅样品结构(a)及横向电光调制系统(b)  
Fig. 1 Near-intrinsic silicon sample (a) and the transverse electro-optic modulation system (b)

3.0,因此绝缘层的电容约为 $C_i = 33.2\text{ pF}$ 。而测量得到的整个样品结构的总电容约为 $C = 33\text{ pF}$ 。根据载流子浓度,可以计算样品表面的德拜长度为

$$L_D = \sqrt{\epsilon_0 \epsilon_{rs} kT / Ne^2}, \quad (7)$$

式中 $\epsilon_{rs} = 12$ 为硅样品的相对介电常数, $k$ 为玻尔兹曼常数, $T$ 为绝对温度, $N$ 为载流子浓度, $e$ 为单位电量。计算得到使用的硅样品在室温下的德拜长度约为 $3.8\ \mu\text{m}$ 。因而在小信号近似下,硅样品空间电荷区的平带电容约为 $5.6\text{ nF}$ ,即使在反偏情况下,空间电荷区的电容也不小于 $1.2\text{ nF}$ 。所以加在样品上的电压,绝大部分降在绝缘层上,只有很小部分降在样品表面下的空间电荷区上。

实验中所用的横向电光振幅调制器实际上是由塞纳蒙(Senarmont)补偿器改进而成的<sup>[11]</sup>,如图1(b)所示。(111)-Si样品的[111]轴,即 $Z$ 轴,为空间垂直方向。检偏器的偏振方向与 $Z$ 轴平行,而起偏器和四分之一波片(QWP)的快轴与 $Z$ 轴成 $45^\circ$ 。由琼斯矩阵运算可得输出光强为

$$I_o = \frac{I_i [1 \pm \sin(\Delta\varphi)]}{2} \approx \frac{I_i [1 \pm \Delta\varphi(E)]}{2}, \quad (8)$$

式中 $I_i$ 是输入光强, $\Delta\varphi \ll 1$ 。需要说明的是,在硅的空间电荷区内, $n_e \approx n_o$ ,所以 $\Delta\varphi_0$ 很小,可忽略,即使不忽略,也只需要稍稍调整检偏器的偏振方向进行补偿,使(8)式成立。

实验中的光源波长为 $1.342\ \mu\text{m}$ ,功率为 $200\text{ mW}$ 的连续波激光器。从硅样品出射的探测光有一些发散,所以使用长焦透镜将探测光聚焦到锗光电探测器。从信号发生器输出的 $770\text{ Hz}$ 正弦信号加载到样品上。电光信号由锁相放大器测量。由(6c)式,(8)式可知,测量的电光信号 $V_{co}$ 与外加电压信号 $V_{appl}$ 之间的关系可以写成:

$$V_{co} = \frac{1}{2} \alpha I_{in} \frac{\pi}{V_\pi} \frac{C_i}{C_i + C_s} V_{appl}, \quad (9)$$

式中  $V_\pi = \lambda d / (n_e^3 \gamma_{33} - n_o^3 \gamma_{31}) l$  为半波电压,  $\alpha$  为与光电探测器、锁相放大器(LIA)等有关的比例系数,  $d$  为空间电荷区厚度,  $C_s$  为硅样品的等效电容。

实验中外加电压从 10 V 增大到 200 V, 测到的电光信号与外加电压的关系曲线如图 2 所示。可见, 这是一条很好的线性电光响应实验曲线, 与(9)式符合。实际上, 降落到硅样品空间电荷区的调制电压只有 60 mV 到 1.2 V 左右。为了估算系统的半波电压, 在图 1(b) 中插入斩波扇, 测量了光信号大小约为 25 mV。实验中, 探测光束没有聚焦, 以消除多光子吸收的影响<sup>[12]</sup>。探测光束的束腰大约为 1 mm, 远远大于空间电荷区的厚度(约为 4  $\mu\text{m}$ )。因此, 实际作用于空间电荷区的光信号远小于 25 mV。在(9)式中, 假设  $\alpha I_{\text{in}}/2 \approx 1$  mV, 根据图 2 中响应曲线的斜率, 估算系统的半波电压  $V_\pi$  至多有 170 V。

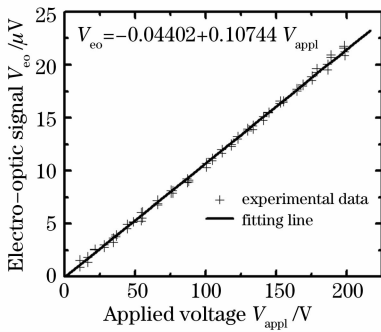


图 2 电光信号与外加电压的关系曲线

Fig. 2 Electro-optic signal versus applied voltage

载流子的等离子色散效应也能引起硅材料折射率受外加电信号的调制<sup>[6]</sup>。根据相关理论可以推导出<sup>[4]</sup>, 等离子色散效应引起具有 MIS 电容结构的硅样品的半波电压可以表示为

$$V'_\pi = \frac{5.68 \times 10^{26} ed.d\lambda}{\epsilon_0 \epsilon_{rs} l}, \quad (10)$$

式中所有的物理量都采用国际单位制,  $d_i$  为绝缘层厚度。假设  $d = 1 \mu\text{m}$  (与德拜长度同一量级), 计算得到  $V'_\pi = 9.2 \times 10^3$  V, 远大于估算的半波电压  $V_\pi$ 。这说明对于近本征硅样品, 等离子色散效应很弱, 完全可以忽略。所以测到的电光信号主要是由硅样品的空间电荷区中内建电场诱导的场致线性电光效应所引起的。

### 3.2 克尔效应实验

从(5b)式可以看出, 对硅材料的折射率起到调制作用的, 还有调制电场引起的电光克尔效应。假设正弦调制信号为  $V(\Omega, t) = V_0 \cos \Omega t$ , 则克尔信号将与正

弦调制信号的平方成比例, 即  $V_{\text{Kerr}} \sim V(\Omega, t)^2 \sim V_0^2 (\cos 2\Omega t + 1)/2$ 。可见, 克尔信号由直流项和频率为调制信号频率的二倍的交流项构成。用锁相放大器进行检测时, 直流项可被滤除, 将锁相放大器的参考信号设定为调制信号的二次谐波, 即可使用图 1(b) 所示的系统测量出克尔信号的交流项。克尔信号随外加电压变化的实验曲线如图 3 所示, 可见, 这是一条很好的二次函数曲线, 即克尔信号与调制电压的有效值的平方成比例, 与理论完全符合。

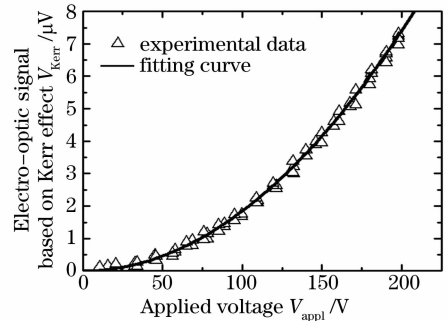


图 3 克尔信号随外加调制电压的变化关系

Fig. 3 Kerr signal versus applied modulation voltage

### 3.3 场致光整流效应实验

光整流效应常被看作是线性电光效应的逆效应。由(2)式可知, 场致光整流效应应该与场致线性电光效应同时存在。为了测量场致光整流效应, 构建了如图 4 所示的实验系统。样品的取向和结构与图 2 中的样品相同。假设线偏振光的偏振方向与  $x$  轴(即  $[1\bar{1}0]$  轴)的夹角为  $\theta$ , 则在  $z$  方向的直流极化强度可以表示为

$$P_z^0 = \epsilon_0 E_0^2 \{ [\chi_{zzz}^{(2)} + \chi_{zxx}^{(2)}] - [\chi_{zzz}^{(2)} - \chi_{zxx}^{(2)}] \cos(2\theta) \}, \quad (11)$$

式中  $E_0$  为探测光波的电场强度,  $\chi_{zzz}^{(2)}$  和  $\chi_{zxx}^{(2)}$  为硅样品空间电荷区内的等效二阶极化率。当连续波激光束沿  $y$  轴通过硅的空间电荷区时, 将产生  $z$  方向的直流极化电场。如果在光路中插入斩波扇, 硅样品的金属电极两端将产生交变的电信号, 可以用锁相放大器来探测。通过旋转半波片, 改变线偏振光的偏

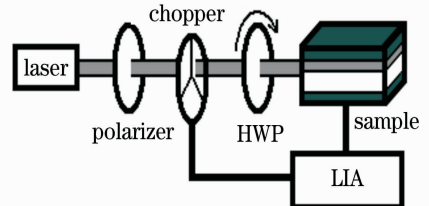


图 4 测量场致光整流效应的实验系统

Fig. 4 Experimental setup for electric-field-induced optical rectification

振方向,测量了场致光整流效应的各向异性。实验曲线如图5所示。拟合的结果与(11)式完全符合。注意到测量的光整流信号有很大的与线偏振光方位角无关的背景成分,可能的原因是 $\chi_{zzz}^{(2)}$ 和 $\chi_{zxx}^{(2)}$ 十分接近,导致(11)式中与方位角无关的项远大于与方位角有关的项。如果不考虑其他效应的影响,由实验数据估算 $\chi_{zxx}^{(2)}/\chi_{zzz}^{(2)}\approx 0.965$ 。此外,样品中的杂质、缺陷以及表面态等引起的对探测光的残余吸收作用也可能对背景信号有贡献<sup>[13]</sup>。

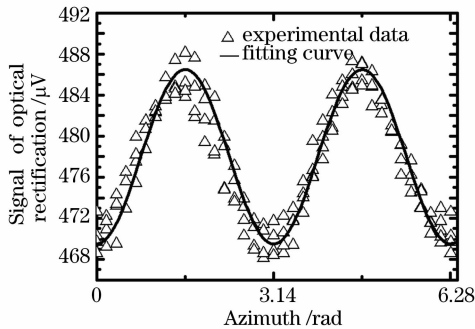


图5 场致光整流信号随线偏振光方位角的变化关系

Fig. 5 Signals of optical rectification versus azimuth of linear polarized light

## 4 结 论

在沿(111)面切割的近本征硅样品的空间电荷区中,同时观测到了内建电场引起的场致线性电光效应和场致光整流效应,以及调制电场引起的克尔效应。所观测的实验现象与经典极化理论的预期相一致。对于近本征硅样品,其空间电荷区的厚度可到几个微米,因而所观察到的场致线性电光效应和光整流效应可以看作是近本征硅的体效应,现象很显著。实验中近本征硅样品中的场致线性电光效应比熟知的等离子色散效应更显著,因此在设计硅基光波导、硅基光调制器等光子器件时必须考虑这些效应的影响,甚至可以应用场致线性电光效应来研制新型的硅基电光器件。此外,在硅基电子器件

和光电器件的界面、PN结和其他的空间电荷区内也应该存在场致线性电光效应,所以场致线性电光效应可能被用作研究硅基器件的表面和界面性质的有力工具。

## 参 考 文 献

- 1 M. Salib, L. Liao, R. Jones *et al.*. Silicon photonics[J]. *Intel Technol. J.*, 2004, **8**(2): 143~160
- 2 H. Rong, R. Jones, A. Liu *et al.*. A continuous-wave Raman silicon laser[J]. *Nature*, 2005, **433**(7027): 725~728
- 3 A. Liu, H. Rong, M. Paniccia *et al.*. Net optical gain in a low loss silicon-on-insulator waveguide by stimulated Raman scattering[J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(18): 4261~4268
- 4 A. Liu, R. Jones, L. Liao *et al.*. A high-speed silicon optical modulator based on a metal-oxide-semiconductor capacitor[J]. *Nature*, 2004, **427**(6975): 615~618
- 5 K. J. Vahala. Optical microcavities[J]. *Nature*, 2003, **424**(6950): 839~846
- 6 R. A. Soref, B. R. Bennett. Electrooptical effects in silicon[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1987, **QE-23**(1): 123~129
- 7 D. Xiao, E. Ramsay, D. T. Reid *et al.*. Optical probing of a silicon integrated circuit using electric-field-induced second-harmonic generation[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2006, **88**(11): 114107
- 8 T. V. Dolgova, A. A. Fedyanin, O. A. Aktsipetrov. Dc-electric-field-induced second-harmonic interferometry of the Si(111)-SiO<sub>2</sub> interface in Cr-SiO<sub>2</sub>-Si MOS capacitor[J]. *Phys. Rev. B*, 2003, **68**(7): 073307
- 9 J. E. Sipe, D. J. Moss, H. M. van Driel. Phenomenological theory of optical second- and third-harmonic generation from cubic and centrosymmetric crystals[J]. *Phys. Rev. B*, 1987, **35**(3): 1129~1141
- 10 Liu Xiuhuan, Chen Zhanguo, Jia Gang *et al.*. Research on effective second-order susceptibilities induced by electric field applied to silicon[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(10): 1391~1395
- 刘秀环,陈占国,贾刚等.硅材料场致等效二阶极化率张量的研究[J]. *光学学报*, 2005, **25**(10): 1391~1395
- 11 Y. Lu, Z-Y Cheng, S. Park *et al.*. Linear electro-optic effect of 0.88Pb(Zn<sub>1/3</sub>Nb<sub>2/3</sub>)-0.12PbTiO<sub>3</sub> single crystal[J]. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 2000, **39**(1): 141~145
- 12 J. Zhang, Q. Lin, G. Piredda *et al.*. Anisotropic nonlinear response of silicon in the near-infrared region[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2007, **91**(7): 071113
- 13 M. Hass, B. Bendow. Residual absorption in infrared materials[J]. *Appl. Opt.*, 1977, **16**(11): 2882~2890