

文章编号: 0253-2239(2005)10-1391-5

硅材料场致等效二阶极化率张量的研究*

刘秀环 陈占国 贾刚** 张晓婷 张玉红

(吉林大学电子科学与工程学院, 长春 130023)

摘要: 具有反演对称中心的硅单晶在电场作用下体内的反演对称中心消失,因而理论上应产生偶数阶非线性极化率。从理论上根据矢量与张量的作用,利用 $\chi_{\text{eff}}^{(2)} = \chi^{(3)} \cdot \mathbf{E}$ 这一关系和张量变换理论系统地阐述了硅材料在内建电场或外加电场的作用下,具体在方向分别沿[111]、 $[\bar{1}10]$ 和[001]的电场作用下,得到的等效二阶极化率张量 $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ 分别与 C_{3v} 、 C_{2v} 和 C_{4v} 点群的二阶极化率张量具有相同的形式,说明在物理性质方面,硅的对称性由 O_h 群在相应方向电场作用下分别被降低为 C_{3v} 、 C_{2v} 和 C_{4v} 群,因此应该具有相应对称性晶体的二阶非线性光学性质;提出了电场 \mathbf{E} 沿任意方向时硅的等效二阶极化率张量 $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ 的计算方法,对研究硅材料和其他具有反演对称中心材料的场致二阶非线性光学性质实验具有指导意义。

关键词: 非线性光学; 双光子响应; 等效二阶极化率张量; 倍频吸收; 双光子吸收

中图分类号: O437; O732⁺.1; O734⁺.1 文献标识码: A

Research on Effective Second-Order Susceptibilities Induced by Electric Field Applied to Silicon

Liu Xiuhuan Chen Zhanguo Jia Gang Zhang Xiaoting Zhang Yuhong

(College of Electronic Science and Engineering, Jilin University, Changchun 130023)

Abstract: Electric field applied to silicon, which is a kind of centrosymmetric materials, induces effective even-order nonlinear susceptibilities for silicon due to the vanishing of its inversion symmetry. The tensors of effective second-order susceptibilities of silicon are systematically studied according to the theories of $\chi_{\text{eff}}^{(2)} = \chi^{(3)} \cdot \mathbf{E}$ and tensor transformation when the directions of the applied electric fields or the built-in fields in the bulk of silicon crystal are along the crystal orientations of [111], $[\bar{1}10]$ and [001], respectively. The results show that the forms of effective second-order susceptibilities agree with those of point groups of C_{3v} , C_{2v} and C_{4v} , respectively, which indicates that silicon single crystal should belong to C_{3v} , C_{2v} or C_{4v} group instead of O_h group under corresponding electric field, and thus, it should possess second-order nonlinear optical properties corresponding to related symmetric crystal. Also, a general deduction of $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ for silicon under an arbitrary applied electric field \mathbf{E} is proposed, which can provide theoretical fundamentals for electric field-induced second-order nonlinear optical experiments of silicon and for those of other centrosymmetric materials.

Key words: nonlinear optics; two-photon response; effective second-order susceptibility; doubled-frequency absorption; two-photon absorption

1 引 言

硅材料工艺成熟,在以集成电路为代表的微电子学领域里具有广泛的应用。因此硅基光电子学研究一直倍受青睐。市售商品硅光电探测器多是为单

光子吸收设计的。近些年来,双光子吸收一直是非线性光学研究的一个热点。硅 p-n 结型、硅波导型、硅 p-i-n 型和硅雪崩二极管等作为双光子吸收探测器在测量超短脉冲激光的自相关函数中得到应

* 国家自然科学基金(60476027, 60176009)资助项目。

作者简介: 刘秀环(1968~)女,吉林大学电子科学与工程学院博士研究生,主要从事微电子学与固体电子学方面的研究。

E-mail: xhliu@jlu.edu.cn

** 通信联系人。E-mail: jiagang@jlu.edu.cn

收稿日期: 2004-12-14; 收到修改稿日期: 2005-03-04

用^[1~4]。由于双光子吸收是三阶非线性光学效应,双光子吸收系数很小(对于 1.54 μm 的激光,双光子吸收系数是 0.45 cm/GW)^[2],所以很难提高双光子吸收光电探测器的灵敏度。

1996 年有人根据硅材料表面有二次谐波产生这一现象推测,可能是被测光首先经过倍频,然后光子能量大于禁带宽度的倍频光被吸收^[3,5],即倍频吸收。把倍频吸收和双光子吸收统称为双光子响应。由于硅是具有反演对称中心的晶体,在偶极近似下不产生偶数阶非线性光学效应^[6],所以理想情况下不产生二阶非线性效应中的倍频效应。但是硅在外加电场的作用下,或者由于硅中的内建电场的存在,硅的对称性被破坏,反演对称中心消失^[7],硅中或硅与其他材料的分界面处(如 Si-SiO₂ 界面)将产生二次谐波^[8]。这种倍频吸收是电场诱导的二阶非线性光学效应,理论上要比三阶非线性的双光子吸收显著,而且可以通过增加外加电场强度来加强场致倍频吸收。

在双光子响应中究竟倍频吸收和双光子吸收哪一种机制是主要的,还是二者兼而有之,目前尚无定论。我们已经实验证明双光子响应中包含倍频吸收和双光子吸收两种物理机制,倍频吸收甚至可能是主要的物理机制^[9~11]。所以研究硅的场致倍频效应不仅有助于明确双光子响应的物理机制,而且为研制出高灵敏度的硅双光子响应光电探测器提供理论基础。由于硅的吸收限是 1.1 μm ,硅双光子响应光电探测器的使用波长范围是 1.2~2.1 μm ,恰好覆盖光通信所用的波长 1.3 μm 和 1.5 μm ,所以高灵敏度的硅双光子响应光电探测器将在高速光电子学、光通信、太赫兹波科学与技术等许多领域具有广阔的应用前景。

明确硅材料在不同方向的电场的作用下的等效二阶极化率张量 $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ 的形式是研究硅的场致倍频吸收等二阶非线性光学效应的必要前提。电场诱导的等效二阶极化率张量等于三阶极化率张量与电场强度的点积。硅材料具有 $O_h(m3m)$ 的点群对称性,三

阶极化率张量 $\chi^{(3)}$ 的 81 个元素中,有 21 个非零元素,其中只有 4 个是独立的。三阶极化率张量与电场强度点积结果是具有 27 个元素的等效二阶极化率张量 $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ 。由于电场强度在晶体主轴坐标系中的方向不同,得到的 $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ 将对应于不同的点群对称性。我们系统地研究了硅的场致等效二阶极化率张量的形式,并提出了计算 $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ 的一般方法。

2 理论分析

硅属于立方晶系 $m3m(O_h)$ 类晶体,其三阶极化率张量 $\chi^{(3)}$ 共有 81 个元素,其中只有 21 个非零元素,并且只有 4 个是独立的。为方便,在下面的分析中,把 $\chi^{(3)}$ 的各个分量 $\chi_{\mu,\alpha,\beta,\gamma}^{(3)}$ ($\mu,\alpha,\beta,\gamma=x,y,z$) 以及 $\chi_{\text{eff}}^{(3)}$ 的各个分量 $\chi_{\text{eff},\alpha,\beta,\gamma}^{(2)}$ ($\alpha,\beta,\gamma=x',y',z'$) 均以其各坐标分量表示,那么 $\chi^{(3)}$ 的 21 个非零元素可表示为

$$\begin{aligned} &xxxx = yyyy = zzzz, \\ &xyxy = xxzz = yyxx = yyzz = zzzx = zzyy, \\ &yzyz = zyzy = zxxz = xzxz = xyxy = yxyx, \\ &yzyz = zyzy = xzxx = xzxz = xyxy = yxyx, \end{aligned}$$

$\chi^{(3)}$ 以四并矢的形式可表示为

$$\begin{aligned} \chi^{(3)} = &xxxxiiii + yyyyjjjj + zzzzkkkk + \\ &yyyzjjkk + zzyykkjj + zxxkkkii + \\ &xxzziikk + xyxyiijj + yxyxjjii + \\ &yzyzjjkk + zyzykjjk + xzxikki + \\ &zxzkkiik + xyxaijji + yxyjii + \\ &yzyzjkjk + zyzykjkj + xzxkiki + \\ &xzxkikik + xyxyijij + yxyxjiji, \end{aligned} \quad (1)$$

把电场强度 E 在直角坐标系下表示为

$$E = E_x i + E_y j + E_z k, \quad (2)$$

在电场 E 的作用下,硅的等效二阶极化率张量 $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ 等于 $\chi^{(3)}$ 与电场 E 的点积^[12],即

$$\chi_{\text{eff}}^{(2)} = \chi^{(3)} \cdot E, \quad (3)$$

将(1)式和(2)式代入(3)式中,把结果表示成矩阵形式:

$$\chi_{\text{eff}}^{(2)} = \begin{bmatrix} E_xxxxx & E_xxyyx & E_xxzzx & 0 & 0 & E_xxzxz & E_zxxxz & E_yxyxy & E_yxyxy \\ E_yyxxx & E_yyyyy & E_yyzzz & E_zyyzz & E_zyzyz & 0 & 0 & E_xxyyx & E_xyyxx \\ E_zzzxx & E_zzyyz & E_zzzzz & E_zzyzy & E_zzyzy & E_xzzxx & E_xzzxz & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (4)$$

(4) 式所表示的 $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ 是在原主轴坐标系下的形式。在内建电场或外加电场 E 的作用下,硅原子原本重

合的正负电荷中心发生相对位移,硅的电子云形状被扭曲,从而使硅的对称中心消失^[7],其主轴坐标

系将发生改变,需要寻找新的主轴坐标系,并进行张量变换,从而找出 $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ 在新主轴坐标系下的形式。

2.1 E 沿 $[111]$ 方向

设 E 的幅值为 E_0 , 此时 E 可写作

$$\mathbf{E} = \frac{E_0}{\sqrt{3}}\mathbf{i} + \frac{E_0}{\sqrt{3}}\mathbf{j} + \frac{E_0}{\sqrt{3}}\mathbf{k}, \quad (5)$$

硅的主轴坐标系 $Oxyz$ 的三个坐标轴方向分别沿 $[100]$ 、 $[010]$ 、 $[001]$ 方向,如图 1 所示。

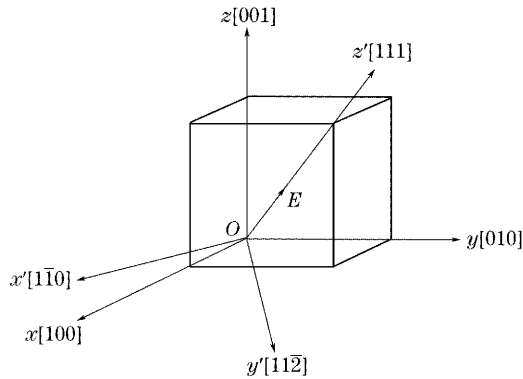


图 1 无外电场以及在 $[111]$ 方向电场作用下的硅的主轴坐标系

Fig.1 The principal axis coordinate systems for Si without any electric field and under $[111]$ -oriented electric field, respectively

在 $[111]$ 方向的电场 E 的作用下,新的主轴坐标系为 $Ox'y'z'$ 系。令 z' 轴的方向与 E 的方向相同,则与 z' 轴垂直的平面为 (111) 面,即 x' 和 y' 轴所在的平面方程在原主轴坐标系下可写作

$$x + y + z = 0, \quad (6)$$

由于 x' 轴在由(6)式决定的平面上,其三个坐标分量满足(6)式,令其 z 分量为零(令三个分量中的任意一个分量为零结果均一致),则另外两个分量的关系为 $x = -y$ 。 x' 轴在原主轴坐标系下可表示为

$$\mathbf{x}' = \mathbf{i} - \mathbf{j} + 0\mathbf{k},$$

即 x' 轴方向沿 $[1\bar{1}0]$ 方向。由于 x' 、 y' 和 z' 满足右手定则,利用 $\mathbf{y}' = \mathbf{z}' \times \mathbf{x}'$ 有

$$\mathbf{y}' = \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & -1 & 0 \end{vmatrix} = \mathbf{i} + \mathbf{j} - 2\mathbf{k},$$

即 y' 轴在原主轴坐标系中沿方向 $[11\bar{2}]$ 。这样,新的主轴坐标系的三个坐标轴 x' 、 y' 和 z' 方向分别沿 $[1\bar{1}0]$ 、 $[11\bar{2}]$ 和 $[111]$ 方向。于是坐标系变换矩阵

$$\mathbf{A}_1 = \begin{bmatrix} 1/\sqrt{2} & -1/\sqrt{2} & 0 \\ 1/\sqrt{6} & 1/\sqrt{6} & -2/\sqrt{6} \\ 1/\sqrt{3} & 1/\sqrt{3} & 1/\sqrt{3} \end{bmatrix}, \quad (7)$$

新旧坐标之间的关系为

$$\begin{bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} = \mathbf{A}_1 \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix}, \quad (8)$$

将(7)式代入(8)式得

$$\begin{cases} x' = \frac{1}{\sqrt{2}}(x - y), \\ y' = \frac{1}{\sqrt{6}}(x + y - 2z), \\ z' = \frac{1}{\sqrt{3}}(x + y + z), \end{cases} \quad (9)$$

三阶张量的变换最简单的一种方法是各张量分量直接按各坐标分量乘积进行变换,只是变换过程中各坐标分量的前后顺序不能改变^[12]。利用(4)式和(9)式,在新主轴坐标系下的 $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ 不为零的各分量如下:

$$x'z'x' = \frac{E_0}{3}(xxxx + 2xyxy - xyyx - xxyy),$$

$$x'x'z' = \frac{E_0}{3}(xxxx - xyyx - xyxy + 2xxyy),$$

$$x'x'y' = \frac{E_0}{3\sqrt{2}}(xxxx - xyyx - xyxy - yyzz) = \frac{y'y'y'}{y'y'y'},$$

$$x'y'x' = \frac{E_0}{3\sqrt{2}}(xxxx - xyyx - xyxy - xxyy) = \frac{y'y'y'}{y'y'y'},$$

$$y'x'x' = \frac{E_0}{3\sqrt{2}}(xxxx - yxxy - xyxy - xxyy) = \frac{y'y'y'}{y'y'y'},$$

$$y'y'y' = \frac{E_0}{3\sqrt{2}}(-xxxx + xyyx + xyxy + xxyy),$$

$$y'y'z' = \frac{E_0}{3}(xxxx - xyxy - zxxz + 2xxyy) = x'x'z',$$

$$y'z'y' = \frac{E_0}{3}(xxxx + 2xyxy - xyyx - xxyy) = x'z'x',$$

$$z'x'x' = \frac{E_0}{3}(xxxx + 2yxxy - xyxy - xxyy),$$

$$z'y'y' = \frac{E_0}{3}(xxxx + 2yxxy - xyxy - xxyy) = z'x'x',$$

$$z'z'z' = \frac{E_0}{3}(xxxx + 2xyxy + 2yxxy + 2xxyy),$$

其余的各分量均为零。把 $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ 在新主轴坐标系下以矩阵的形式表示为

$$\chi_{\text{eff}}^{(2)} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & x'z'x' & x'x'z' & \overline{y'y'y'} & \overline{y'y'y'} \\ \overline{y'y'y'} & y'y'y' & 0 & x'x'z' & x'z'x' & 0 & 0 & 0 & 0 \\ z'x'x' & z'x'x' & z'z'z' & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (10)$$

(10)式表明硅材料在 $[\bar{1}11]$ 方向的电场作用下等效二阶极化率张量与 C_{3v} 点群晶体的二阶极化率张量的形式完全一致,硅的对称性降为 C_{3v} 。

2.2 E 沿 $[\bar{1}10]$ 方向

如果 E 沿 $[\bar{1}10]$ 方向,可把 E 表示成

$$E = E_x i + E_y j = -\frac{E_0}{\sqrt{2}} i + \frac{E_0}{\sqrt{2}} j, \quad (11)$$

这种情况下新的主轴坐标系的三个坐标轴方向的确定与在2.1中阐述的方法相同,从而确定 x' 、 y' 和 z' 方向分别沿 $[001]$ 、 $[110]$ 和 $[\bar{1}10]$ 方向。于是坐标系变换矩阵

$$A_2 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} & 0 \\ -1/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} & 0 \end{bmatrix}, \quad (12)$$

进行张量变换后可以得到在新主轴坐标系下 $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ 的矩阵形式为

$$\chi_{\text{eff}}^{(2)} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & x'z'x' & x'x'z' & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & y'y'z' & y'z'y' & 0 & 0 & 0 & 0 \\ z'x'x' & z'y'y' & z'z'z' & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (13)$$

(13)式表明硅材料在 $[\bar{1}10]$ 方向的电场 E 作用下等效二阶极化率张量与 C_{2v} 点群晶体的二阶极化率张量的形式完全一致,此时硅的对称性降为 C_{2v} 。

2.3 E 沿 $[001]$ 方向

当 E 沿 $[001]$ 方向时,不需要变换主轴坐标系,可得出硅在 $[001]$ 方向电场 E 的作用下 $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ 的矩阵形式为

$$\chi_{\text{eff}}^{(2)} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & xxz & xxz & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & xxz & xzx & 0 & 0 & 0 & 0 \\ zxx & zxx & zzz & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (14)$$

(14)式表明硅材料在 $[001]$ 方向的电场 E 作用下等效二阶极化率张量与 C_{4v} 点群晶体的二阶极化率张量的形式完全一致,此时硅的对称性降为 C_{4v} 。

3 讨 论

如果作用于硅的电场 E 沿任意方向 $[a, b, c]$,电场强度 E 的三个方向余弦分别是

$$\begin{cases} \alpha = a / \sqrt{a^2 + b^2 + c^2}, \\ \beta = b / \sqrt{a^2 + b^2 + c^2}, \\ \gamma = c / \sqrt{a^2 + b^2 + c^2}, \end{cases} \quad (15)$$

那么与 E 垂直的平面方程为

$$\alpha(x - x_0) + \beta(y - y_0) + \gamma(z - z_0) = 0, \quad (16)$$

对于原点, $(x_0, y_0, z_0) = (0, 0, 0)$, (16)式化简为

$$\alpha x + \beta y + \gamma z = 0, \quad (17)$$

即与 E 垂直的平面为 (α, β, γ) 面。由于电场的作用,硅的反演对称中心消失。为确定在电场的作用下硅

材料在新主轴坐标系下的等效二阶极化率张量的形式,可令新主轴坐标系的 z' 轴与电场 E 同方向,由于 x' 轴和 y' 轴在(17)式决定的平面内,为使讨论简化,令 x' (y')轴在原主轴坐标系中的任意一个分量为零,由(17)式得出另外两个分量的关系,即可确定出 x' (y')的方向。然后利用三个坐标轴满足右手定则的关系来确定另一主轴 y' (x')的方向,从而确定出坐标系变换矩阵,以进行 $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ 的变换。我们已经在实验上验证了硅中存在电场诱导的二阶非线性效应中的光整流效应^[10]。实验中我们在本征硅材料(10 mm×4 mm×0.4 mm)沿 $[\bar{1}10]$ 方向的上下表面蒸Al电极,形成Si/Al肖特基势垒,从而在硅中建立起 $[\bar{1}10]$ 方向的内建电场。我们测量了光生电压随光的偏振方向的变化,实验结果与以上所述的通过张量变换所得到的 C_{2v} 点群晶体的光整流理论相一致(详见文献^[10]),说明在肖特基势垒所引起的 $[\bar{1}10]$ 方向内建电场的作用下硅的对称性被降低为 C_{2v} 。

4 结 论

我们在理论上系统地研究了硅材料在方向分别沿 $[111]$ 、 $[\bar{1}10]$ 和 $[001]$ 方向的电场作用下等效二阶极化率张量 $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ 的各分量,结果分别与 C_{3v} 点群、 C_{2v} 点群和 C_{4v} 点群的二阶极化率张量的形式完全一致,说明在物理性质方面,硅的对称性由 O_h 群在相应方向电场作用下分别被降低为 C_{3v} 、 C_{2v} 和 C_{4v} 群,因此应该具有相应对称性晶体的二阶非线性光学性质。理论上只要硅中有电场存在,就应产生二阶非线性光学效应。为能明显地观察到硅的场致二阶非线性光学效应,应使强场作用于硅单晶,但要小于硅的击穿场强。实验上作用于硅的电场在 $10^3 \sim 10^5$ V/cm比较合适。硅材料在电场作用下等效二阶极化率张量的研究将为进一步研究双光子响应的物理机制究竟是倍频吸收还是双光子吸收,或者鉴别出两种效应在双光子响应中哪一种占主导地位,以及研究硅中电场诱导的光整流效应和线性电光效应等二阶非线性光学效应提供必要的理论基础。深入讨论电场沿任意方向时硅的等效二阶极化率张量,若能从理论上进一步确定出沿什么方向加电场可使硅的场致二阶非线性光学效应最显著,再结合我们已经成熟的半球型固浸透镜技术^[13],则可为研制出高灵敏度的球形双光子响应硅光电探测器提供明确的指导方向。这种分析方法可以应用于研究其他具有反演对称中心的半导体材料的场致二阶非线性光学效应,从而开发这类材料的新用途,特别是可能为硅基光电子学开辟出一条新的研究路线。

参 考 文 献

- 1 T. K. Liang, H. K. Tsang, I. E. Day *et al.*. Silicon waveguide two-photon absorption detector at 1.5 μm wavelength for autocorrelation measurements[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2002, **81**(7): 1323~1325
- 2 H. K. Tsang, C. S. Wong, T. K. Liang *et al.*. Optical dispersion, two-photon absorption and self-phase modulation in silicon waveguides at 1.5 μm wavelength[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2002, **80**(3): 416~418
- 3 L. P. Barry, P. G. Bollond, J. M. Dudley *et al.*. Autocorrelation of ultrashort pulses at 1.5 μm based on nonlinear response of silicon photodiodes[J]. *Electron. Lett.*, 1996, **32**(20): 1922~1923
- 4 K. Kikuch. Highly sensitive interferometric autocorrelator using Si avalanche photodiode as two-photon absorber[J]. *Electron. Lett.*, 1998, **34**(1): 123~125
- 5 D. T. Reid, M. Padgett, C. McGowan *et al.*. Light-emitting diodes as measurement devices for femtosecond laser pulses[J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(4): 233~235
- 6 Shi Shunxiang, Chen Guofu, Zhao Wei *et al.*. *Nonlinear Optics* [M]. Xi'an: Xidian University Press, 2003. 16~17 (in Chinese) 石顺祥, 陈国夫, 赵卫等. 非线性光学[M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2003. 16~17
- 7 Vl. A. Margulis, E. A. Gaiduk, E. N. Zhidkin *et al.*. Electric-field-induced optical second-harmonic generation and nonlinear optical rectification in semiconducting carbon nanotubes[J]. *Opt. Commun.*, 2000, **183**: 317~326
- 8 Elena D. Mishina, Nobuko Tanimura, Seiichiro Nakabayashi *et al.*. Photomodulated second-harmonic generation at silicon-silicon oxide interfaces: from modeling to application[J]. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 2003, **42**: 6731~6736
- 9 Liu Yunlong, Jia Gang, Zhou Zhixiong *et al.*. Two-photon response in a Si photodiode[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2001, **30**(6): 709~711 (in Chinese) 刘云龙, 贾刚, 周志雄等. 硅光电二极管的双光子响应[J]. 光子学报, 2001, **30**(6): 709~711
- 10 Liu Yunlong, Jia Gang, Zhou Zhixiong *et al.*. Optical rectification induced by Al-Si Schottky barrier potential and mechanism of two-photon response[J]. *Chin. J. Semiconductors*, 2002, **23**(8): 805~808
- 11 Xiaoting Zhang, Hailan Li, Gang Jia *et al.*. The research and making of two-photon response Si photodetector[C]. *Proc. SPIE*, 2002, **4927**: 15~18, 755~759
- 12 Li Jiase, Zhu Baoliang, Wei Guanghui. *Crystal Optics* [M]. Beijing: Beijing Institute of Technology Press, 1989. 43~44 李家泽, 朱宝亮, 魏光辉. 晶体光学[M]. 北京: 北京理工大学出版社, 1989. 43~44
- 13 Chen Zhanguo, Jia Gang, Yi Maobin *et al.*. Sub-micron external electro-optic testing technique[J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(5): 607~611 (in Chinese) 陈占国, 贾刚, 衣茂斌等. 亚微米外部电光检测技术[J]. 光学学报, 2002, **22**(5): 607~611