

半导体光声层析中的电场效应

方健文 张淑仪

(南京大学声学研究所 近代声学国家重点实验室 南京·210093)

1 引言

光声效应对样品的光学、热学性质差异非常敏感,利用光声效应对多层次固体样品进行无损的深度剖面检测一直是人们重视的课题。多年来已发展了多种获取固体深度信息的光声测量方法,并成功地应用于半导体材料和器件的亚表面检测及分层成像^[1,2]。然而在一般的调制频率下,光声效应对某些电学参量的差异却并不十分灵敏^[3]。最近,我们对处于工作状态的集成电路器件进行了动态光声显微成像^[4]和分层显微成像^[5],发现直流电场对半导体中的光声效应有着重要的作用,能使样品中一些电学参量不均匀的区域因电场作用而得以明显区分。

对于半导体材料,由于光生载流子所产生的等离子体波的存在,使得半导体光声层析的物理机制比一般固体复杂。根据半导体的性质,Zhang^[1]和Shen^[2]等人提出了通过相位选择进行半导体光声层析的一维理论模型。Opsal和Rosewaig^[6]也采用一维模型,从理论上定性研究了热波和等离子体波的层析作用。然而,当半导体中存在外加电场时,电场的作用使得样品内热源分布发生了变化^[7],这种变化与半导体材料本身的性质以及激励光的调制频率有关。故研究在电场的作用下,半导体材料的光声层析机理及不同调制频率下,电场对具有不同电学参量的半导体光声层析的作用是非常有意义的。

2 理论模型

所采用的理论模型如图1所示。为了简化理论,假设:外加电场平行于样品表面并仅限于样品内;不考虑力学参量的差异,认为换能器(PZT)极化方向与样品中的声波波矢方向相同。另外,由于所涉及入射光的调制频率较高,相对于光生载流子(PGC)和热波的波长而言,样品可视为半无限区域。

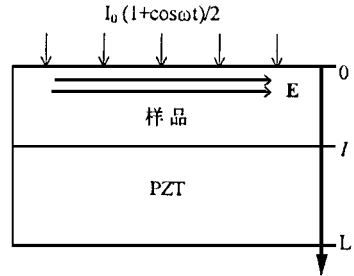
2.1 等离子体波和热波

样品中PGC的扩散方程和相应的边界条件为:

$$\frac{P(x,t)}{t} = D_p \frac{P^2(x,t)}{x^2} - \frac{P(x,t)}{x} + \frac{I_0}{2h}(1 + \cos \omega t) \exp(-x) \quad (1)$$

$$D_p \frac{P(x,t)}{x} \Big|_{x=0} = SP(0,t); \quad P(x,t) \Big|_{x=L} = 0 \quad (2)$$

式中 $P(x,t)$ 为PGC密度, D_p 和 S 分别为PGC的双极扩散系数和寿命, I_0 为PGC的表面复合系数,为样品的光吸收系数, h 为入射光子能量,为光激发量子效率, I_0 为入射光强,为光强调制圆频率。由方程(1)和(2)可解得由PGC形成的等离子体波。



E 为电场强度, l 为样品厚度, $(L-l)$ 为PZT厚度

图1 一维理论模型

当调制光入射到存在电场的样品上时,除了等离子体在样品表面和内部通过非辐射复合产生热波外,等离子体波在电场中传播还将产生Joule热波。样品中的交变温度场 $T(x,t)$ 方程可写为:

$$\frac{1}{D_t} \frac{T(x,t)}{t} = \frac{2T(x,t)}{x^2} + \frac{E_g P(x,t)}{k_t} + \frac{eE^2}{k_t} (n + p) \cdot P(x,t) + \frac{h - E_g}{2h k_t} I_0 \exp(-x + j t) \quad (3)$$

$$k_t \frac{T(x,t)}{x} \Big|_{x=0} = -SE_g P(0,t); \quad T(x,t) \Big|_{x=L} = 0 \quad (4)$$

式中 D_t, k_t 分别为样品的热扩散系数和热导率, E 为外加电场强度, e 为电子电量, E_g 为半导体能隙, n 和 p 分别为电子和空穴的迁移率。方程(3)等式右边第三项即为电场对温度场的贡献。由方程(3)和(4)可解得样品中的热波。

2.2 不同深度声激发源产生的光声信号

对于半导体材料,样品中的弹性波除由热波通过热弹效应产生外,样品中的等离子体波也将通过电子应变效应产生声波^[8]。因此,在自由边界条件下,样品及换能器中的弹性方程可表示为:

$$\frac{d^2(x)}{dx^2} + k^2(x) = \frac{3+2}{+2} \cdot [T(x) - pP(x)] \quad (5)$$

$$(x) = 0, \quad x = 0, \quad x = L \quad (6)$$

式中 (x) 为位移势函数, k 为声波矢,和均为

Lame 常数, α, ρ 分别为样品的热膨胀系数和电子应变系数。样品某深度 x 处激发的声信号可表示为^[2]:

$$V(x) = \frac{2k^2x}{L} \cdot \frac{3+2}{+2} \cdot [\alpha T(x) - \rho P(x)] \cdot \frac{n}{n=1} \frac{1}{k^2 - \frac{n}{2}} \int \sin(\alpha x) dx \quad (7)$$

其中 $n = n/L$ 。在实际测量中, 换能器输出的信号需经锁相放大器抑制噪声后输出, 锁相放大器实际输出的光声信号是样品中所有声激发信号的叠加, 即输出信号为:

$$\bar{V} = \int V_0(x) dx = \bar{V}_0 \cos(\omega t + \phi_0 - \phi) \quad (8)$$

$$V_0(x) = v(x) \cos[\omega(x) + \phi_0 - \phi] \quad (9)$$

$V_0(x)$ 为 (x) 处声激发源对总信号的贡献, $\omega(x)$ 为声激发源信号的相位, ϕ 为总信号的相位, ϕ_0 为锁相放大器参考信号的相位(参考相位), ϕ 为检测系统产生的附加相位, 对于确定的系统, ϕ_0 为常数。

3 结果与讨论

3.1 光声层析现象与电场影响

由公式(9)可知, 不同深度声激发源产生的信号具有不同的相位 $\omega(x)$, 改变锁相放大器的参考相位, 就可选择各深度声激发源对总信号的权重, 从而实现光声层析^[2]。

图 2 表示在参考相位为 80° 时, 当外加电场强度不同时, 总信号中各深度声激发源信号的分布情况。由图可见: 信号随电场的增加而增加, 说明等离子体波在电场中传播而产生的 Joule 热对光声信号有着重要的影响。由于等离子体波在样品中存在的区域有限, 因而只有当电场增强到一定程度时, 电场效应才能显著地影响信号, 这也说明了在动态半导体器件的光声成像中, 为什么只有存在较大电场的电阻区域才能被明显显示的实验现象^[4]。电场效应在影响信号大小的同时, 也会影响声激发源信号的相位, 造成与不加电场时层析深度的差异^[5]。

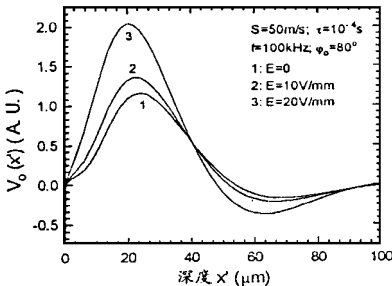


图 2 电场强度不同时, $V_0(x)$ 与 x 的关系曲线

3.2 不同调制频率下的电场效应

PGC 的表面复合系数 S 和寿命 τ 是半导体材料的两个重要电参量。根据 Opsal 和 Rosencwaig 的理论^[6], 当样品的 τ 1 时, 等离子体波失去波动性, 传播方式可视为纯扩散。当 τ 1 时, 等离子体的传播方式是具有强衰减性的波。反映了样品内等离子体的存在区域和传播方式。根据方程(2)和(4), 样品的表面复合系数 S 可决定表面热源的强弱并影响样品内等离子体的密度。

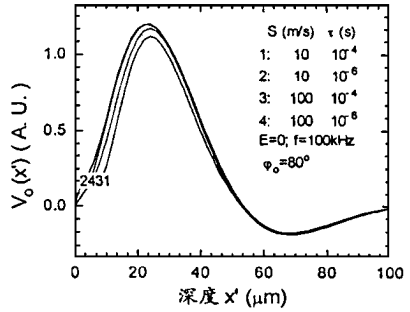
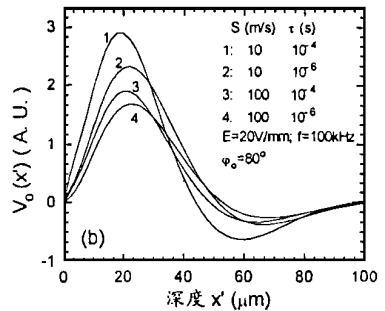
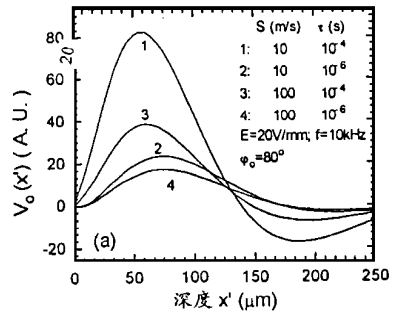


图 3 不加电场时, 不同参量的样品中 $V_0(x')$ 与 x' 的关系曲线



光调制频率为: 10kHz(a); 100kHz(b)

图 4 施加电场后, 各样品中 $V_0(x)$ 与 x 的关系曲线

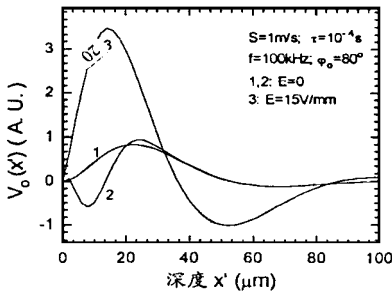


图5 电子应变效应较大时的电场作用

图3表示不加电场时,不同样品中各深度声激发源信号的分布情况。不加电场时,参量 S 大小的材料信号较大,信号中主要是等离子体在表面和近表面的复合所产生的热波。对于1的样品,相对于热波波长而言,等离子体的复合发生在距样品表面极近的区域(相当于在表面复合形成表面热源)。其行为与参量 S 大的样品相似。此时,光声信号确如文献[3]所认为的那样,不易区分材料的电参量差异。当样品中存在电场时(如图4所示),等离子体所引起的Joule热增强声信号的激发。输出信号反映了样品内等离子体波的强度、传播方式等情况,而这些又与样品的电参量有关。样品电参量的差异通过电场效应而得以放大,从而使光声检测对材料的电参量差异变得灵敏。另外,由于电场效应,光声层析深度不仅与不加电场时相异,而且在不同参量的样品间,其层析深度也不同。

3.3 电子应变效应与电场效应

由式(5)可知,半导体的电子应变效应与热弹效应是两种相位几乎相反的声波来源。当调制频率较高或体内等离子体密度较大(即 S 小的样品)时,电子应

变效应的作用会大于热弹效应,甚至会使信号反相^[8]。图5表示当电子应变效应较大时的电场作用。曲线1和2表示未加电场时的情形,其中曲线1仅考虑热弹效应而未考虑电子应变效应,曲线2和3考虑热弹效应和电子应变效应。因电场效应与电子应变效应一样均与等离子体密度有关,故电场效应增大了热弹效应,并改变了光声信号的大小与相位。

4 结论

电场是通过等离子体波在场中传播所产生的Joule热而影响半导体的光声效应。电场既能改变光声信号的大小,也会影响光声层析的深度。电场效应使得光声信号与材料参量的关系变得更为密切,材料参量的差异通过等离子体波反映在Joule热中,增大样品中的电场强度可使这些差异得到放大。因此,采用在半导体样品中施加电场的方法(如在集成电路器件的光声显微成像中,对器件施加偏压)。能使光声检测更为灵敏地反映样品的性质。

参考文献

- 1 S. Y. Zhang, L. Chen. Photoacoustic and thermal wave phenomena in semiconductors. edited by A. Mandelis, Elsevier, New York, 1987; 27
- 2 Y. C. Shen, S. Y. Zhang. IEEE Trans. on UFFC, 1992; 39: 227
- 3 M. Liu, M. B. Suddendorf, M. G. Sonekh, S. J. Sheard. Semicond. Sci. Technol., 1993; 8: 1639
- 4 J. W. Fang, Y. C. Shen, Y. S. Lu, J. C. Cheng, S. Y. Zhang. Acoustical Imaging. Vol. 20, edited by Y. Wei and B. Gu, (Plenum, New York, 1992) 321
- 5 J. W. Fang, S. Y. Zhang, J. C. Cheng, J. de. Phys. IV, 1994; C7 ~ 199
- 6 J. Opsal, A. Rosencwaig. Appl. Phys. Lett., 1985; 47: 498
- 7 Y. S. Lu, S. Y. Zhang, J. C. Cheng. J. Appl. Phys., 1990; 66: 1066
- 8 G. S. Kino, R. G. Stean. Appl. Phys. Lett., 1985; 47: 1048

一种热导率深度剖面重构的算法

徐明华 程建春 张淑仪

(南京大学声学研究所 近代声学国家重点实验室 南京·210093)

1 引言

在无损检测中,不均匀固体的深度剖面分析一直是人们十分关心的问题。近来, Mandelis等^[1]提出一种数值算法,利用自适应的方法来进行频域内热波反演。后来,程等^[2]又提出一种算法,利用脉冲谱和伪逆技术来解决其热导率连续变化的光不透明固体样品热导率重构问题,并且针对一维模型,以表面

的温度值为假定的测量数据,进行了数值模拟。其结果表明,该算法只对无误差的数据是很有效的。

本文一方面改进程提出的算法,利用正则法代替伪逆技术,使之对有误差的数据有效。另一方面,在光热实验中,测得的是与样品表面温度场有关的物理量。所以,本文根据调制光反射技术的实验系统,推导了以样品表面的调制光反射信号为假定测