

方波调制下自由载流子吸收测量半导体载流子 输运参数的时域模型*

张希仁[†] 高椿明

(电子科技大学光电信息学院, 成都 610054)

(2013年10月30日收到; 2014年3月19日收到修改稿)

本文建立了用于测量半导体载流子输运特性(载流子寿命、载流子扩散系数和前表面复合速度)的方波调制下自由载流子吸收(free carrier absorption, FCA)检测技术的时域理论模型. 通过数值模拟, 分析了在不同调制频率下时域曲线的变化趋势以及各个载流子输运参数对时域曲线的影响. 结果表明方波调制下的自由载流子吸收的时域信号对各个参数都用较高的灵敏度, 且参数值的测量范围大于频域测量范围.

关键词: 自由载流子吸收, 载流子输运特性, 方波调制

PACS: 78.20.nb, 42.25.Bs, 72.20.Jv

DOI: 10.7498/aps.63.137801

1 引言

半导体的载流子输运特性(载流子寿命 τ 、载流子扩散系数 D^* 和前表面复合速度 s_1)是评价半导体品质的重要参数. 如何准确测量这些参数一直是半导体制造业中一个十分重要的课题.

Sanii 等于1988年提出的调制自由载流子吸收(modulated free carrier absorption, MFCA)^[1,2]作为一种抽运-探测方法, 是测量半导体的载流子输运参数如载流子寿命及表面复合速度的重要方法, 具有非接触、非破坏性等特点. 目前已被广泛应用于半导体载流子输运特性(载流子寿命 τ 、载流子扩散系数 D^* 和前表面复合速度 s_1)的测量^[3-5].

在传统的MFCA方法还仅在频域中建立信号振幅或相位与调制频率^[1,2]或与抽运-探测光束位置^[4]的关系以及各种传输参数对模型的影响^[6,7]来获取样品参数值, 基于这些理论模型能精确测量的传输参数却局限在很小的范围^[7]. 而在实验过程中几乎都采用电光调制器、斩波器或声光调制器来实现对抽运光光强的方波调制, 而并不是正(余)弦调制. 显然, 我们能够通过研究时域信号随调制频率以及半导体的传输参数的变化来获取半导体的

传输特性. 尽管通过傅里叶级数能建立方波调制下的时域理论^[8], 但在该理论模型中不能反映参数与时域曲线特性如稳态值、上升时间或下降时间等的关系. 在本文我们将直接对连续性方程求解, 获取连续性方程的解析解, 建立方波调制下MFCA的一维时域理论模型并仿真分析时域曲线对载流子输运参数的依赖关系, 建立获取半导体参数的时域测量方法.

2 调制自由载流子吸收时域理论

在这里仅考虑各向同性的半导体, 在低注入情况下, 样品的载流子寿命、载流子扩散系数以及表

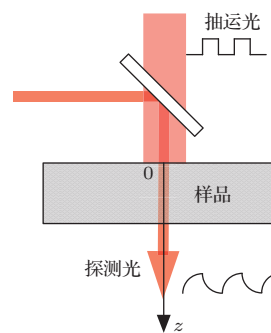


图1 理论模型

* 国家自然科学基金(批准号: 61107078)和中央高校基本科研业务费资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: xiren3208@163.com

面复合速度都是常量. 如果激励光斑半径远大于探测光斑半径, 如图 1 所示, 则探测区域内的载流子分布采用一维连续性方程描述.

2.1 调制自由载流子的产生及分布

当抽运光束(光子能量大于样品的禁带宽度)照射到样品表面时, 大量的光子被吸收, 在样本表面附近产生大量的过剩载流子, 载流子通过扩散及复合, 在半导体中形成一定分布. 建立如图 1 所示的坐标系, 载流子分布由连续性方程描述(仅考虑一维情况):

$$D^* \frac{\partial^2 \Delta N(z; t)}{\partial z^2} - \frac{\Delta N(z; t)}{\tau} - \frac{\partial \Delta N(z; t)}{\partial t} = - \frac{\alpha P_0 \eta_Q (1 - R_{\text{pump}})}{h\nu} \exp(-\alpha z) P(t), \quad (1)$$

其中 η_Q 是量子转换效率, P_0 是抽运光入射功率, α 是吸收系数, $h\nu$ 是光子能量, R 是样品对抽运光的反射率.

因大多数情况下, 光强是方波调制, 抽运光持续 τ_1 时间后被关断, 因此方程 (1) 中右边时间项表示为

$$P(t) = \begin{cases} 1, & mT \leq t < mT + \tau_1, \\ 0, & mT + \tau_1 \leq t < (m+1)T, \end{cases} \quad (2)$$

其中 T 为调制周期, m 是周期数.

方程 (1) 满足的边界条件为

$$\begin{aligned} D^* \frac{\partial}{\partial z} \Delta N(z; t)|_{z=0} &= s_1 \Delta N(0; t), \\ D^* \frac{\partial}{\partial z} \Delta N(z; t)|_{z=L} &= -s_2 \Delta N(L; t). \end{aligned} \quad (3)$$

令

$$\begin{aligned} \sigma^2 &= \frac{1}{D^* \tau}, \\ E &= - \frac{\alpha P_0 \eta_Q (1 - R)}{h\nu D^*}, \end{aligned}$$

则 (1) 式变为

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \Delta N(z; t)}{dz^2} - \sigma^2 \Delta N(z; t) \\ - \frac{1}{D^*} \frac{\partial \Delta N(z; t)}{\partial t} = E e^{-\alpha z} P(t). \end{aligned} \quad (4)$$

分两种情况求解:

1) 当 $mT \leq t \leq mT + \tau_1$ 时, 方程 (4) 的解可表示稳态解和齐次解之和^[9,10], 即

$$\Delta N_1(z; t) = \Delta N_{\text{st}}(z) + \Delta N_{\text{ho}}(z; t).$$

对于稳态解 $\Delta N_{\text{st}}(z; t)$ 满足的方程为

$$\frac{d^2 \Delta N_{\text{st}}(z)}{dz^2} - \sigma^2 \Delta N_{\text{st}}(z) = E e^{-\alpha z}. \quad (5)$$

对应的边界条件为

$$\begin{aligned} D^* \frac{\partial}{\partial z} \Delta N_{\text{st}}(z)|_{z=0} &= s_1 \Delta N_{\text{st}}(0), \\ D^* \frac{\partial}{\partial z} \Delta N_{\text{st}}(z)|_{z=L} &= -s_2 \Delta N_{\text{st}}(L), \end{aligned} \quad (6)$$

其解为

$$\Delta N_{\text{st}}(k, z) = A e^{-\sigma z} + B e^{\sigma z} + C e^{-\alpha z}, \quad (7)$$

其中

$$C = \frac{E}{(\alpha^2 - \sigma^2)}, \quad (8)$$

$$A = - \frac{(s_1 + \alpha D^*)(s_2 + \sigma D^*) e^{\sigma L} + (s_1 - \sigma D^*)(-s_2 + \alpha D^*) e^{-\alpha L}}{(s_1 + \sigma D^*)(s_2 + \sigma D^*) e^{\sigma L} - (s_1 - \sigma D^*)(s_2 - \sigma D^*) e^{-\sigma L}} C, \quad (9)$$

$$B = - \frac{-(s_1 + \sigma D^*)(-s_2 + \alpha D^*) e^{-\alpha L} - (s_1 + \alpha D^*)(s_2 - \sigma D^*) e^{-\sigma L}}{(s_1 + \sigma D^*)(s_2 + \sigma D^*) e^{\sigma L} - (s_1 - \sigma D^*)(s_2 - \sigma D^*) e^{-\sigma L}} C. \quad (10)$$

对于齐次解 $\Delta N_{\text{ho}}(z; t)$ 满足的方程为

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \Delta N_{\text{ho}}(z; t)}{dz^2} - \sigma^2 \Delta N_{\text{ho}}(z; t) \\ - \frac{1}{D^*} \frac{\partial \Delta N_{\text{ho}}(z; t)}{\partial t} = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

对应的边界条件为

$$\begin{aligned} D^* \frac{\partial}{\partial z} \Delta N_{\text{ho}}(z; t)|_{z=0} &= s_1 \Delta N_{\text{ho}}(0; t), \\ D^* \frac{\partial}{\partial z} \Delta N_{\text{ho}}(z; t)|_{z=L} &= -s_2 \Delta N_{\text{ho}}(L; t). \end{aligned} \quad (12)$$

通过分离变量法并结合边界条件得到齐次方程 (11) 的通解为

$$\begin{aligned} \Delta N_{\text{ho}}(z; t) \\ = e^{-D^* \sigma^2 t} \sum_{n=0}^{+\infty} B_n (\lambda_n \cos \lambda_n z + H_1 \sin \lambda_n z) \\ \times e^{-D^* \lambda_n^2 t}, \end{aligned} \quad (13)$$

B_n 为待定系数. λ_n 为如下超越方程的解:

$$\cot(\lambda_n L) = \frac{\lambda_n^2 - H_1 H_2}{\lambda_n (H_1 + H_2)}, \quad (14)$$

其中 $H_1 = s_1/D^*$, $H_2 = s_2/D^*$.

这个超越方程有无限多个根, 这里仅考虑正根的情况^[9]. 为了分析这些根的分布情况, 我们给出了

$$y = \cot(\lambda_n L)$$

和

$$y = \frac{\lambda_n^2 - H_1 H_2}{\lambda_n (H_1 + H_2)}$$

的曲线(如图2所示), 它们的交点的横坐标就是所求的根. 其中载流子扩散系数 $D^* = 20 \text{ cm}^2/\text{s}$, 前表面复合速度 $s_1 = 10^3 \text{ cm/s}$, 后表面复合速度 $s_2 = 10^6 \text{ cm/s}$, 样品厚度 $L = 450 \text{ }\mu\text{m}$. 从图2我们看出, 在每个区间 $[n\pi, (n+1)\pi]$ (n 为大于等于零的整数) 内有且仅有一个根, 且随着 λ 的增加, λ_n 趋近于 $n\pi$, 即扩散系数和表面复合速度对 λ_n 的影响逐渐减小.

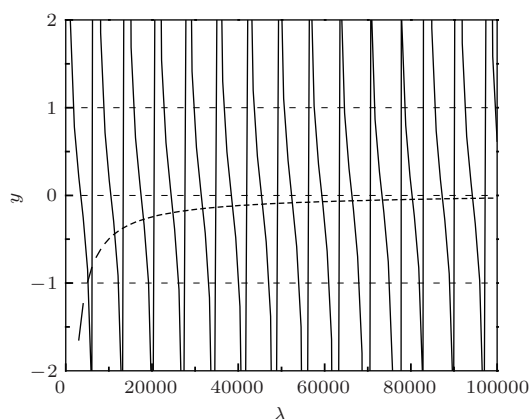


图2 函数 $y = \cot(\lambda_n L)$ (实线) 和 $y = \frac{\lambda_n^2 - H_1 H_2}{\lambda_n (H_1 + H_2)}$ (虚线) 的曲线

通过(14)式求出特征值 λ_n 后, 其通解为

$$\begin{aligned} \Delta N_1(z; t) &= \Delta N_{\text{st}}(z) + \Delta N_{\text{ho}}(z; t) \\ &= A e^{-\sigma z} + B e^{\sigma z} + C e^{-\alpha z} \\ &\quad + e^{-D^* \sigma^2 t} \sum_{n=0}^{+\infty} B_n (\lambda_n \cos \lambda_n z + H_1 \sin \lambda_n z) \\ &\quad \times e^{-D^* \lambda_n^2 t}. \end{aligned} \quad (15)$$

2) 当 $mT + \tau_1 \leq t \leq (m+1)T$ 时为齐次问题. 其通解为

$$\Delta N_1(z; t) = e^{-D^* \sigma^2 (t - \tau_1)} \sum_{n=0}^{+\infty} C_n (\lambda_n \cos \lambda_n z + H_1 \sin \lambda_n z)$$

$$\times e^{-D^* \lambda_n^2 (t - \tau_1)}, \quad (16)$$

其中 C_n 为待定系数, 其余参数同上.

为了求解系数 B_n 和 C_n , 将(15)和(16)式代入连续性条件(17)和(18)中:

$$\Delta N_1(k, z; mT + \tau_1) = \Delta N_2(k, z; mT + \tau_1), \quad (17)$$

$$\Delta N_1(k, z; mT) = \Delta N_2(k, z; mT + T), \quad (18)$$

得到

$$\begin{aligned} B_n &= \frac{1 - e^{-D^* \sigma^2 (T - \tau_1)} e^{-D^* \lambda_n^2 (T - \tau_1)}}{e^{-D^* \sigma^2 \tau_1} e^{-D^* \lambda_n^2 \tau_1} - 1} C_n \\ &= d_n C_n, \end{aligned} \quad (19)$$

$$d_n = \frac{1 - e^{-D^* (\sigma^2 + \lambda_n^2) (T - \tau_1)}}{e^{-D^* (\sigma^2 + \lambda_n^2) \tau_1} - 1}. \quad (20)$$

进而将(19)式代入(14)式并利用连续性条件(16)有

$$\begin{aligned} &A e^{-\sigma z} + B e^{\sigma z} + C e^{-\alpha z} + e^{-D^* \sigma^2 (mT + \tau_1)} \\ &\times \sum_{n=0}^{+\infty} d_n C_n (\lambda_n \cos \lambda_n z + H_1 \sin \lambda_n z) \\ &\times e^{-D^* \lambda_n^2 (mT + \tau_1)} \\ &= e^{-D^* \sigma^2 ((mT + \tau_1) - \tau_1)} \\ &\times \sum_{n=0}^{+\infty} C_n (\lambda_n \cos \lambda_n z + H_1 \sin \lambda_n z) \\ &\times e^{-D^* \lambda_n^2 ((mT + \tau_1) - \tau_1)}. \end{aligned}$$

从而有

$$\begin{aligned} &\sum_{n=0}^{+\infty} C_n (\lambda_n \cos \lambda_n z + H_1 \sin \lambda_n z) f_n \\ &= A e^{-\sigma z} + B e^{\sigma z} + C e^{-\alpha z}, \end{aligned} \quad (21)$$

其中

$$f_n = \frac{e^{-D^* (\sigma^2 + \lambda_n^2) T} - 1}{e^{-D^* (\sigma^2 + \lambda_n^2) \tau_1} - 1} e^{-D^* (\lambda_n^2 + \sigma^2) mT}.$$

对(20)式左右两边利用广义傅里叶级数进行展开, 进一步求得

$$C_n = \frac{D_n}{G_n}, \quad (22)$$

其中

$$G_n = f_n \frac{1}{2} \left[(\lambda_n^2 + H_1^2) \left(L + \frac{H_2}{\lambda_n^2 + H_2^2} \right) + H_1 \right], \quad (23)$$

$$\begin{aligned}
 D_n = & A \frac{e^{-\sigma L} \left(-(\sigma + H_1) \lambda_n \cos \lambda_n L + (\lambda_n^2 - \sigma H_1) \sin \lambda_n L \right) + \lambda_n (\sigma + H_1)}{\sigma^2 + \lambda_n^2} \\
 & + B \frac{e^{\sigma L} \left((\sigma - H_1) \lambda_n \cos \lambda_n L + (\lambda_n^2 + \sigma H_1) \sin \lambda_n L \right) - \lambda_n (\sigma - H_1)}{\sigma^2 + \lambda_n^2} \\
 & + C \frac{e^{-\alpha L} \left(-(\alpha + H_1) \lambda_n \cos \lambda_n L + (\lambda_n^2 - \alpha H_1) \sin \lambda_n L \right) + \lambda_n (\alpha + H_1)}{\alpha^2 + \lambda_n^2}. \quad (24)
 \end{aligned}$$

根据 (19) 式求得 B_n .

2.2 调制自由载流子吸收检测技术的时域理论

当半导体中周期性产生自由载流子后, 再将一束探测光束 (光子能量小于半导体禁带宽度) 照射到样品表面上, 由于浓度周期性变化的自由载流子对探测光有微弱吸收 (即自由载流子吸收), 使得透射的探测光光强呈周期性变化. 这时, 检测信号表示为 [4]

$$\begin{aligned}
 \Delta I(t) &= -\sigma_{fc} I_1 \int_0^L \Delta N(z; t) dz \\
 &= -\sigma_{fc} I_1 \Delta N_r(t). \quad (25)
 \end{aligned}$$

$\Delta I(t)$ 是检测量, σ_{fc} 是载流子对光子的俘获截面, $\Delta N(z; t)$ 是载流子浓度, 由连续性方程推导出. 将 (14) 或 (15) 式代入上式就得到了自由载流子吸收信号的表达式

$$\begin{aligned}
 & -\Delta I(t) \\
 &= \sigma_{fc} I_1 \int_0^L dz \Delta N_1(z; t) \\
 &= \begin{cases} \sigma_{fc} I_1 \left[\frac{A}{\sigma} (1 - e^{-\sigma L}) + \frac{B}{\sigma} (e^{\sigma L} - 1) \right. \\ \quad \left. + \frac{C}{\alpha} (1 - e^{-\alpha L}) + e^{-t/\tau} \sum_{n=0}^{+\infty} B_n \frac{1}{\lambda_n} \right. \\ \quad \times (\lambda_n \sin \lambda_n L + H_1 - H_1 \cos \lambda_n L) \\ \quad \times e^{-D^* \lambda_n^2 t} \Big], \\ \quad mT \leq t \leq mT + \tau_1, \\ \sigma_{fc} I_1 e^{-(t-\tau_1)/\tau} \sum_{n=0}^{+\infty} C_n \frac{1}{\lambda_n} (\lambda_n \sin \lambda_n L \\ \quad + H_1 - H_1 \cos \lambda_n L) e^{-D^* \lambda_n^2 (t-\tau_1)}, \\ \quad mT + \tau_1 \leq t \leq (m+1)T. \end{cases} \quad (26)
 \end{aligned}$$

载流子扩散长度定义为 $L_e = \sqrt{D^* \tau}$.

从 (26) 式清楚地看到, 调制自由载流子吸收信号与少数载流子寿命 τ 、载流子扩散系数 D^* 以及

前后表面复合速度 s_1 和 s_2 的关系非常复杂, 从中分离出信号与每个参数的简单表达式是非常困难, 因此必须进行模拟仿真分析.

3 仿真

从 (26) 式知, 调制自由载流子吸收的时域信号不仅与载流子的输运特性相关, 而且也与调制周期有关. 在本节我们将分析在不同调制周期下载流子输运参数对时域信号的影响. 在下面的仿真中, 除了特别说明, 所有参数都设定为: 载流子寿命 $\tau = 10 \mu\text{s}$, 载流子扩散系数 $D^* = 20 \text{ cm}^2/\text{s}$, 前表面复合速度 $s_1 = 10^3 \text{ cm/s}$, 后表面复合速度 $s_2 = 10^6 \text{ cm/s}$, 样品厚度 $L = 450 \mu\text{m}$, 样品对激励光的吸收系数 $\alpha = 2.04 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$, 对应半导体 Si 对波长为 785 nm 的激光的吸收系数. 抽运光照射持续时间 $\tau_1 = T/2$. 每条曲线等间距计算 128 个点, 采用 Newton-Raphson 算法 [11] 计算本征值 λ_n .

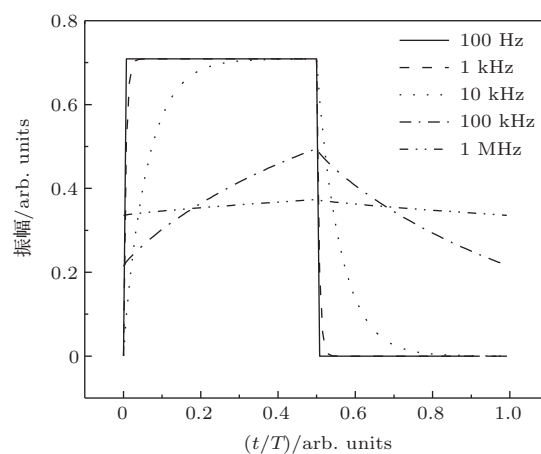


图3 在不同调制频率下的时域信号曲线

图3给出了调制频率分别为 100 Hz, 1 kHz, 10 kHz, 100 kHz 和 1 MHz 时的时域信号曲线. 从图3看出: 随着调制频率的增加, MFCA 时域波形逐渐从类似于方波波形变化到类似于三角波波形, 信号强度也逐渐减小. 这是因为: 在低频

时光生载流子寿命小于 $T/2$, 因此在整个周期内能快速产生及复合使得吸收信号波形与抽运光调制波形相同(图3中100和1 kHz曲线); 并且在光照时间内($mT \leq t \leq mT + \tau_1$)存在稳态(其值由(26)式稳态部分决定, 与载流子输运特性有关), 故信号迅速上升到稳态值, 其上升时间由载流子寿命、扩散系数和本征值 λ_n 决定; 但在无光照时间内($mT + \tau_1 \leq t \leq mT + T$)因不存在稳态值(如(26)式所示), 所以信号都衰减到零. 在高频, 光生载流子在整个周期内不能完全复合使信号波形不再与抽运光调制波形(方波)保持一致(图3中10 kHz, 100 kHz和1 MHz曲线). 在光照时间内因当样品中载流子从产生到复合的时间(载流子寿命)小于

$T/2$ 导致在光束激励时间段内信号并不能到达稳态, 即信号还没有上升到稳态抽运光就被关断, 信号类似于指数上升曲线, 同时在光束关断时间段内不能衰减到零, 信号呈类指数衰减形式. 下面我们将进一步分析输运特性对时域信号的影响.

3.1 寿命对模型的影响

图4给出了调制频率分别为100 Hz, 1 kHz, 10 kHz, 100 kHz和1 MHz, 载流子寿命从0.1 μs 变化到1000 μs 时的MFCA时域曲线. 从图4中我们发现在低频(图4(a), (b)), 对于仿真的所有寿命的样品, 在抽运光激励时间段($mT \leq t \leq mT + \tau_1$)内信号都会按类似于指数形式上升到不同的稳态

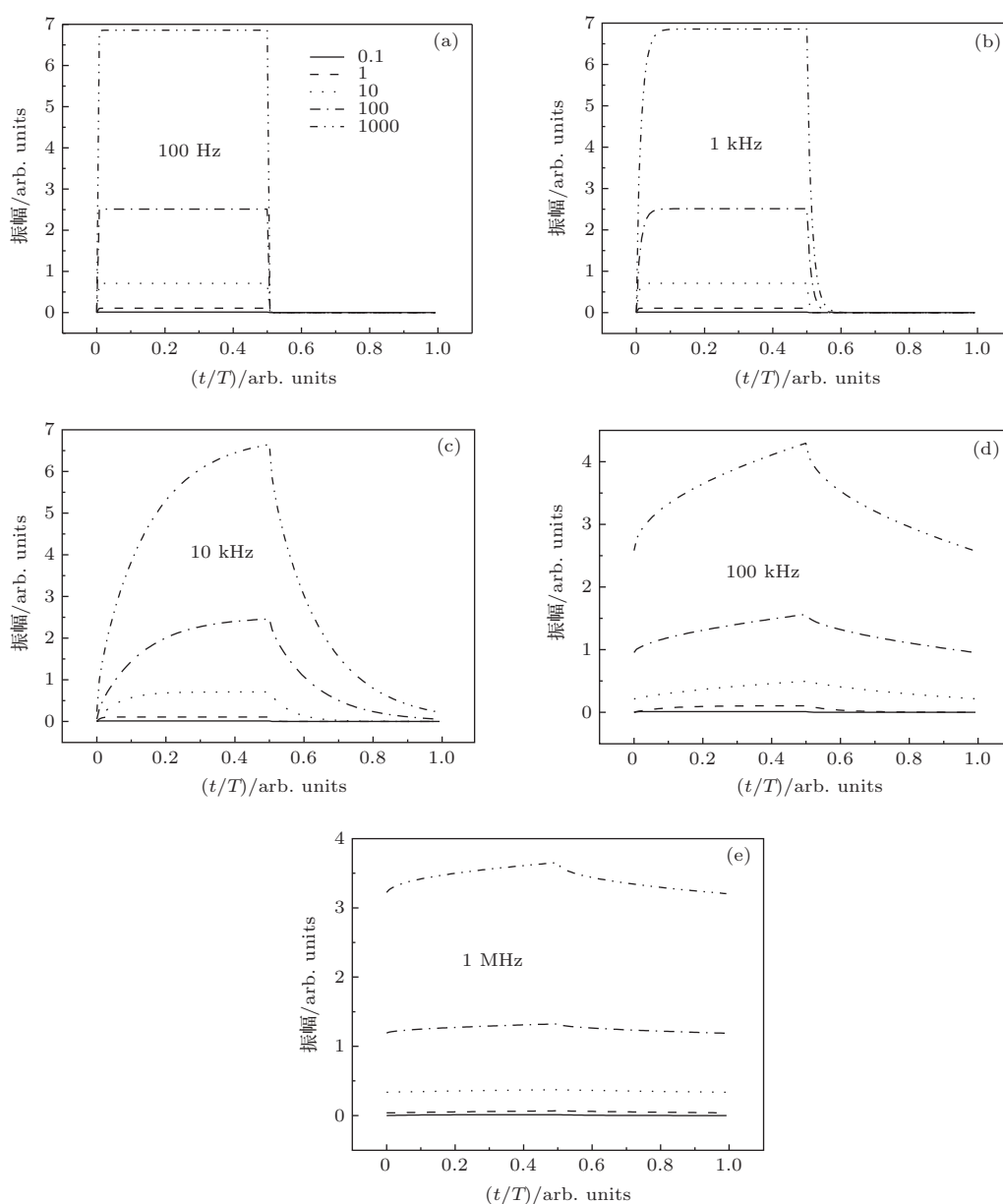


图4 调制频率分别为100 Hz, 1 kHz, 10 kHz, 100 kHz和1 MHz, 载流子寿命从0.1 μs 变化到1000 μs 时的MFCA时域曲线

值, 且稳态值随着寿命的增加而增加(由(26)式稳态部分决定); 在抽运光束关断时间内衰减时间随寿命的增加而增加. 在高频(图4(c)–(e)), 由于载流子寿命不同导致产生的光生载流子复合情况不同: 对于短寿命的样品, 光生载流子从产生到复合的时间小于 $T/2$, 因此在抽运光激励时间段内信号上升到稳态值, 在抽运光关断时间内原先产生的光生载流子能完全复合导致信号仍能衰减到零, 波形仍类似于方波信号(如图4(c)中寿命为 $0.1 \mu\text{s}$ 曲线); 但对于长寿命的样品, 光生载流子从产生到复合时间大于 $T/2$, 在抽运光激励时间段内信号还没有上升到稳态值抽运光就被关断, 呈现类指数上升形式, 在抽运光关断时间内原先产生的载流子不能

完全复合, 导致信号不能衰减到零, 使波形逐渐向类三角波变化. 进一步分析图4(b)–(e)发现, 无论是高频还是低频, 时间曲线的上升(下降)时间随寿命的增加而增加. 这也能从(26)式推导出: 无论是上升还是下降时间都是由(26)式中的求和部分决定的, 而在(26)式中求和部分都有公共的时间指数衰减因子 $e^{-t/\tau}$ (光照时间段) 或 $e^{-(t-\tau_1)/\tau}$ (无光照时间段), 并且这个公共因子衰减时间随着寿命的增加而增加. 但是在频域扫描方法中当 $\omega\tau \gg 1$ 时, 有效扩散长度 $L_{\text{app}} = (D/j\omega)^{1/2}$ 几乎与载流子寿命无关导致MFCA频域信号对寿命的灵敏度降低.

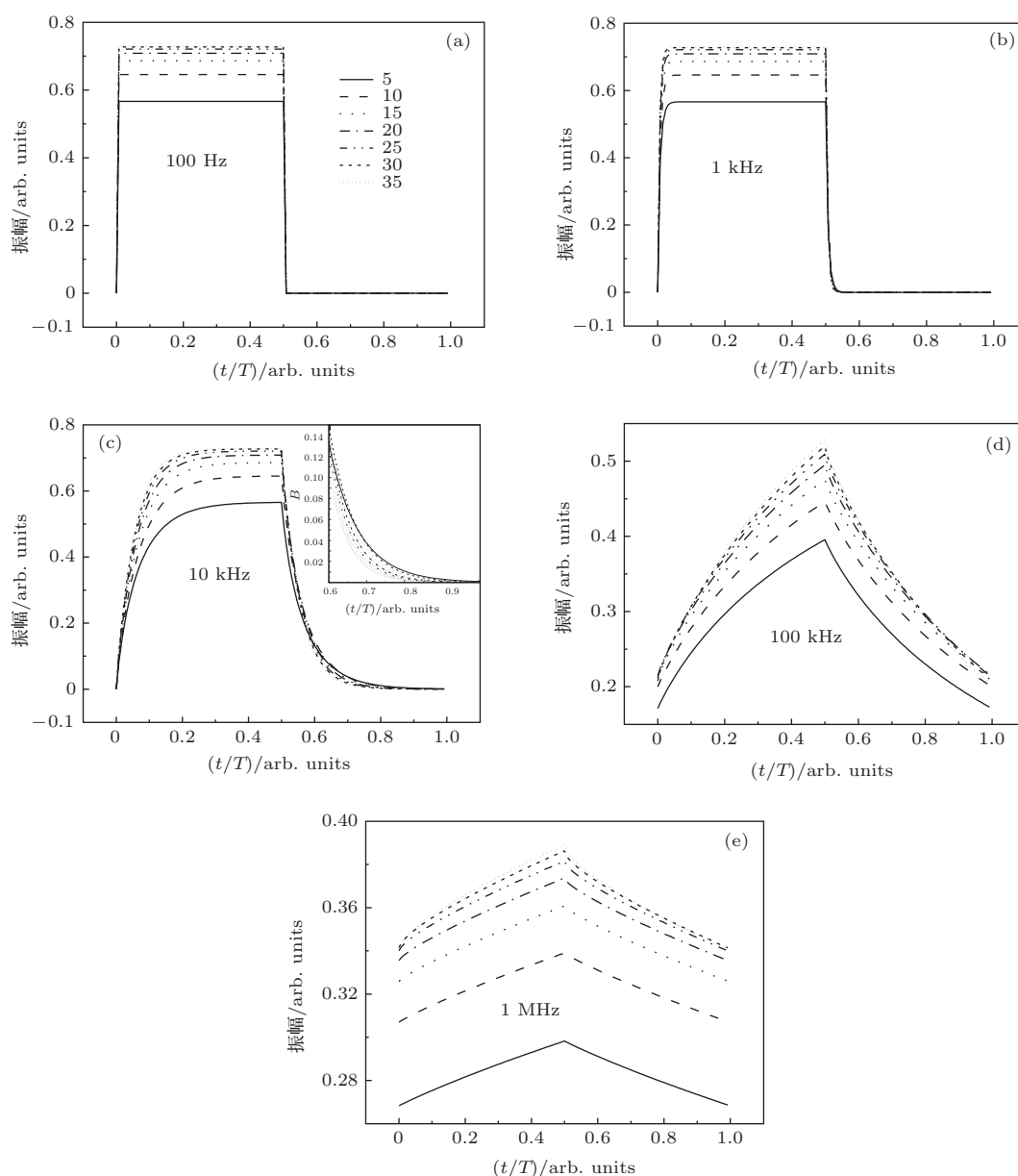


图5 调制频率分别为100 Hz, 1 kHz, 10 kHz, 100 kHz和1 MHz, 载流子扩散系数从 $5 \text{ cm}^2/\text{s}$ 变化到 $35 \text{ cm}^2/\text{s}$ 时的MFCA时域曲线

从图4中看出, 在所有调制周期内, 调制自由载流子吸收时域信号在0.1 μs 和1 μs 的曲线几乎都重合, 这表明时域信号对寿命小于1 μs 的样品的灵敏度大大降低. 对于长寿命(如1000 μs) 的样品, 时域信号仍有很高的灵敏度. 从图1看出, 可准确载流子寿命的范围至少是1 μs —1 ms, 这远远超过了频率的测量范围(10—100 μs) [7]. 因此, 若采用时域信号测量载流子寿命, 将大大提高寿命的可测量范围.

3.2 扩散系数对模型的影响

图5给出了调制频率分别为100 Hz, 1 kHz, 10 kHz, 100 kHz和1 MHz, 载流子扩散系数从5 cm^2/s 变化到35 cm^2/s 时的MFCA时域曲线. 从图5(a)—(c) 看出光照时间段MFCA时域信号的稳态值随着扩散系数的增加而增大, 这与频域里一

维简化模型 [12] 的预测是一致的. 进一步仔细观察图5(c) 我们发现无论是在上升时间还是在下降时间都随扩散系数的增加而减小. 这也能从前理论模型定性进行解释: 从(14) 式(可通过分析左边和右边函数的交点随扩散系数的增加的变化情况进行分析) 发现 λ_n 随扩散系数的增加而增加, 因此, 在(26) 式中, 求和部分的指数函数的时间常数与 $D^*\lambda_n^2$ 成反比, 这导致指数函数的衰减时间随着扩散系数的增加而减小. 但是在高频(如图3(d), (e) 所示), 因为光生载流子产生到复合的时间小于 $T/2$, 信号不能上升到稳态或下降到零, 但信号强度仍随扩散系数的增加而增加.

3.3 前表面复合速度对模型的影响

图6给出了调制频率分别为100 Hz, 1 kHz,

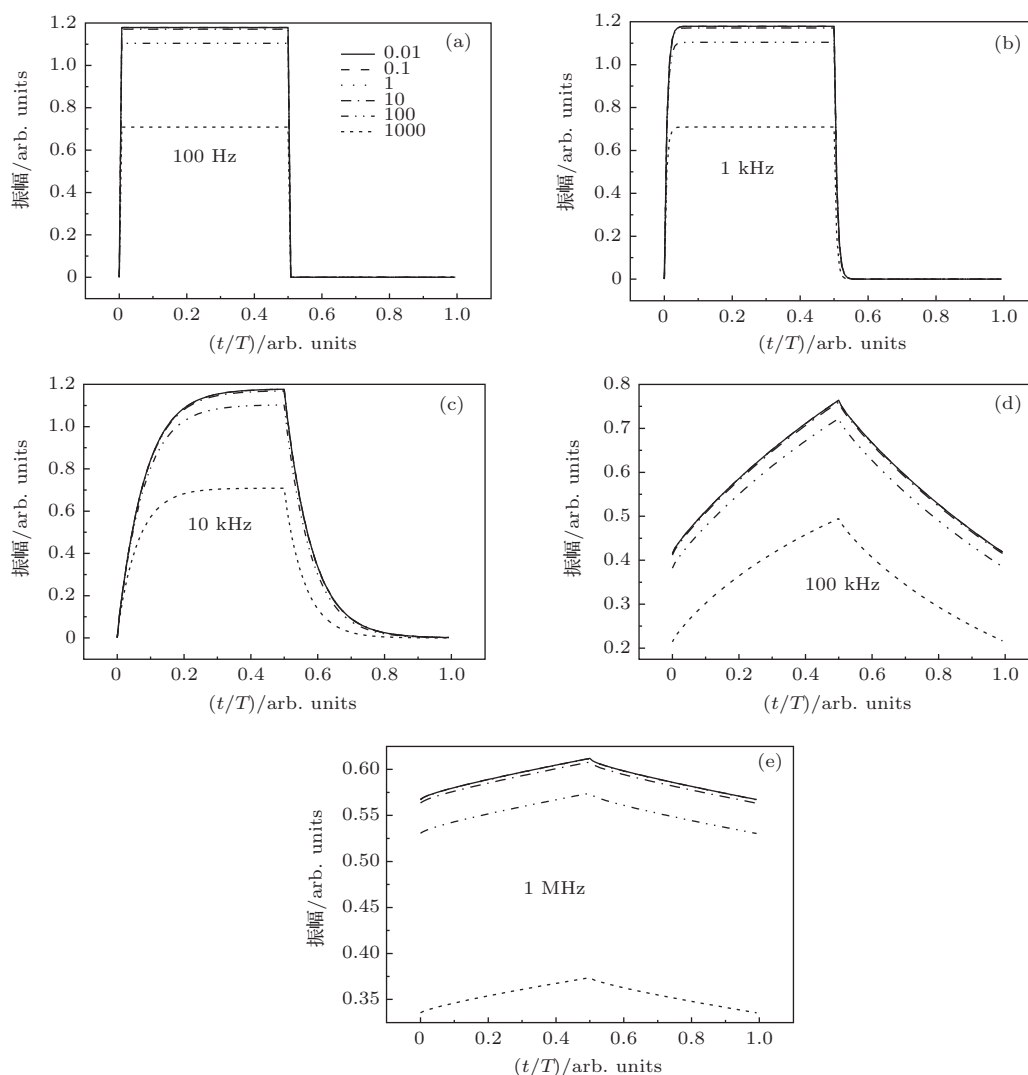


图6 调制频率分别为100 Hz, 1 kHz, 10 kHz, 100 kHz和1 MHz, 前表面复合速度从0.01 cm/s 变化到1000 cm/s 时的MFCA时域曲线

10 kHz, 100 kHz 和 1 MHz, 前表面复合速度从 0.01 cm/s 变化到 1000 cm/s 时 MFCA 时域曲线. 从图 6 看出 MFCA 时域信号在抽运光束激励时间段内的稳态值随着前表面复合速度的增加而减小, 这是因为前表面复合速度的增加必然使探测区内的光生载流子数目减小, 从而影响了光生载流子对探测光的吸收, 使检测信号减小. 进一步分析低频时时域曲线(图 3(c))的上升或下降沿我们发现时域信号的上升或下降时间随表面复合速度的增加而增加. 事实上, 从(14)式(可通过分析左边和右边函数的交点随前表面复合速度的增加的变化情况进行分析)发现本征值 λ_n 随前表面复合速度的增加而减小, 而(26)式中求和部分的指数函数的时间常数与 $D \cdot \lambda_n^2$ 成反比, 因此曲线衰减时间随着前表面复合速度的增加而减小. 但是在高频(如图 6(d), (e)所示), 因为光生载流子产生到复合的时间小于 $T/2$, 信号不能上升到稳态或下降到零, 但信号强度仍随前面复合速度的增加而减小.

从以上分析来看, 各个参数对时域曲线的影响存在显著的差异, 不同输运参数对 MFCA 信号产生不同影响, 这使我们可以通过实验测量不同调制频率下样品的时域曲线, 然后再通过多参数拟合获取半导体的输运参数值.

4 结 论

调制自由载流子吸收检测技术具有高分辨率、非接触、非破坏性等优点, 是检测半导体载流子输运特性的一种可行方法, 但目前仅在频域内来分析和测量半导体参数. 而本文建立了方波调制下自由载流子吸收技术的时域理论模型并分析了各个参

数对时域信号的影响. 分析表明各个参数对时域信号曲线的影响不同, 这使我们可以通过实验测量样品在不同调制频率时的时域曲线, 然后再通过多参数拟合获取半导体的输运参数值, 并且还能提高参数的测量范围. 此外, 本文的建立的理论还可用于光生载流子辐射技术, 再进一步推广后还可应用于光热辐射和光热调制反射等用于半导体检测的光热技术的时域信号分析.

参考文献

- [1] Sanii F, Schwartz R J, Pierret R F 1988 *Proceedings of the 20th IEEE Photovoltaic Specialists Conference* p575
- [2] Sanii F, Giles F P, Schwartz R J 1992 *Solid-State Electronics* **35** 311
- [3] Zhang X, Li B, Gao C 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 112120
- [4] Zhang X, Li B, Liu X 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7310 (in Chinese)[张希仁, 李斌成, 刘显明 2008 物理学报 **57** 7310]
- [5] Zhang X, Gao C, Zhou Y, Wang Z 2011 *Chin. Phys. B* **20** 068105
- [6] Zhang X, Li B, Gao C 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 033709
- [7] Li B, Shaughnessy D, Mandelis A 2005 *J. Appl. Phys.* **97** 023701
- [8] Mandelis A, Pawlak M, Wang C 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 123518
- [9] Ozisik N M 1993 *Heat Conduction Second Edition* p44 (New York: John Wiley & Sons, Inc.)
- [10] Kousik G S, Ling Z G, and Ajmera P K 1992 *J. Appl. Phys.* **72** 141
- [11] Press W H, Teukolsky S A, Vetterling W T, Flannery B P 1992 *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing Second Edition* p362 (Cambridge: Cambridge University Press)
- [12] Sheard S J, Somekh M G, Hiller T 1990 *Mater. Sci. Eng. B* **5** 101

Time domain theory of the electronic transport property of semiconductors measured by means of square-wave-modulated free carrier absorption technique*

Zhang Xi-Ren[†] Gao Chun-Ming

(School of Optoelectronic Information, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

(Received 30 October 2013; revised manuscript received 19 March 2014)

Abstract

A time-domain model for the square-wave-modulated free carrier absorption (MFCA) is developed in measuring the electronic transport properties (the carrier lifetime, the carrier diffusivity, and the front surface recombination velocity) of semiconductor wafers. The dependences of time-domain MFCA signals on the electronic transport properties at different modulation frequencies are investigated by computer simulation. It is found that there are the high sensitivities of MFCA signal to the individual transport parameter. Furthermore, compared with the results by frequency-domain MFCA, in time-domain MFCA measuring ranges the transport properties can be improved.

Keywords: modulated free carrier absorption, electronic transport properties, square wave modulation

PACS: 78.20.nb, 42.25.Bs, 72.20.Jv

DOI: 10.7498/aps.63.137801

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61107078), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities of China.

[†] Corresponding author. E-mail: xiren3208@163.com