

半导体介质波导中光生载流子的浓度分布¹

吴祥应 周世平* 徐得名

(上海大学通信工程系 上海 201800)

*(上海大学物理系 上海 201800)

摘要 本文采用数值方法求解半导体矩形介质波导中光生载流子的非线性连续方程, 获得了光生载流子在波导中的三维空间稳态分布, 为严格分析光控矩形介质波导毫米波传播特性打下了基础。

关键词 光生载流子, 半导体介质波导, 超松弛迭代法

中图分类号 TN814.5

1 引言

最近十几年, 光控微波器件因其具有宽带、控制信号与被控制信号几乎完全隔离、易于光电集成等优点引起了人们的极大兴趣和关注^[1,2]。其基本原理是, 利用半导体材料中的一阶光电效应(入射光频 ν 满足 $h\nu > E_g$), 当激光照射到半导体材料上时, 受光照射的半导体中将产生电子-空穴对, 使材料的介电特性/光电导特性改变, 从而实现控制微波信号的传播特性。

注入的光生载流子浓度一般与入射光强和波长有关, 但其浓度分布决定于半导体材料的物理特性。由于光生载流子存在着扩散和复合, 其动态过程服从一非线性二阶偏微方程, 求解光生载流子的浓度分布是一个复杂的问题。因此, 许多研究者将光生载流子分布近似看成半导体表面均匀分布的等离子层^[3-7]。然而比较粗糙的均匀分布假设对分析结果将带来不良影响^[4]。

本文以半导体矩形介质波导为例, 首次较严格地求解光生载流子三维空间浓度分布。对连续激光照射下的光生载流子的稳态分布问题, 通过求解光生载流子的非线性扩散方程可以获得光生载流子浓度空间分布, 从而可以建立光控矩形介质波导传播特性的精确分析模型, 为进一步研究光控半导体介质波导特性作准备。

2 理论分析

图 1 为光控矩形介质波导示意图。介质波导由高电阻率的半导体材料制成, 宽和高分别为 a 、 b 。一束频率为 ν 强度为 I_0 的连续激光照射在波导上表面, 当入射光量子 $h\nu$ 大于材料的禁带宽度 E_g 时, 将激发出高浓度的电子-空穴对, 使半导体材料的介电特性改变, 从而, 波导中传播的毫米波信号相位和幅度也随之改变。

介质波导内光生载流子满足下述连续性方程^[8]

$$\partial n / \partial t = D \{ \partial^2 n / \partial x^2 + \partial^2 n / \partial y^2 + \partial^2 n / \partial z^2 \} - n / \tau_f + f(x, y, z, t), \quad (1)$$

¹ 1995-12-11 收到, 1996-08-19 定稿
国家自然科学基金资助项目

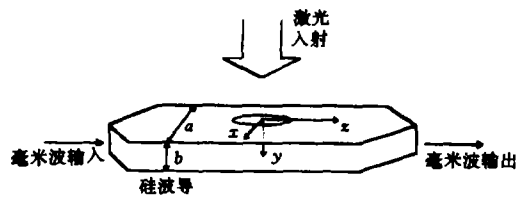


图 1 光控矩形介质波导

式中

$$f(x, y, z, t) = q\alpha(1 - R)I_0 e^{-\alpha y} U(|r - r_0|) / h\nu \quad (2)$$

为光生载流子的产生率, α 为半导体材料的光吸收系数, q 为量子效率, ν 为入射光频, h 为 Planck 常数, R 为材料表面光反射系数, 函数 $U(|r - r_0|)$ 表示光照区域。

对于连续光照射, 经过一段时间后, 波导内光生非平衡载流子的分布趋于稳定状态, 即 $\partial n / \partial t = 0$, 光生载流子浓度分布不随时间变化, 因此连续性方程 (1) 式变为稳态下扩散方程:

$$D\{\partial^2 n / \partial x^2 + \partial^2 n / \partial y^2 + \partial^2 n / \partial z^2\} = n / \tau_f - f(x, y, z). \quad (3)$$

(1)、(3) 式中 D 为光生载流子的扩散系数, τ_f 为光生载流子寿命, 其定义如下:

$$\tau_f = 1 / [r(n_0 + p_0 + n)], \quad (4)$$

式中 r 为电子-空穴复合几率, n_0 、 p_0 为本征载流子浓度, n 为光生载流子浓度。当为小注入时, 即 $n \ll n_0, p_0$, 寿命 $\tau_f \approx 1 / [r(n_0 + p_0)]$ 为定值; 当为大注入时, 即 $n \gg n_0, p_0$, $\tau_f \approx 1 / m$, 此时光生载流子寿命不再为定值, 而与浓度有关。在这种情况下, (3) 式为非线性偏微分方程。

光生载流子的扩散应包含光生电子和光生空穴两种载流子的扩散。这两种载流子具有不同的扩散系数和迁移率, 但由于 Dember 效应的存在, 光生电子和空穴是联合扩散的, 又称双极扩散。考虑电子、空穴扩散复合的电中性原则, 有 $n = p$, (4) 式代入 (3) 式, 得

$$D_a \{\partial^2 n / \partial x^2 + \partial^2 n / \partial y^2 + \partial^2 n / \partial z^2\} = r(n_0 + p_0 + n)n - f(x, y, z), \quad (5)$$

式中 D_a 为双极扩散系数, 一般取为^[9]

$$D_a = (D_n \sigma_{p0} + D_p \sigma_{n0}) / (\sigma_{p0} + \sigma_{n0}), \quad (6)$$

这里 D_n , D_p 分别为电子空穴的扩散系数, $\sigma_{n0} + \sigma_{p0}$ 为平衡电导率。当半导体材料表面存在较大的表面复合时, 光照区域注入的表面载流子浓度为

$$n_s = q\alpha(1 - R)I_0 \tau_s, \quad (7)$$

其中 τ_s 为注入的表面光生载流子寿命。考虑半导体表面复合, 波导各界面边界条件为

$$\left. \begin{aligned} D_a \partial_n(x, 0, z) / \partial y &= sn(x, 0, z), \\ -D_a \partial_n(x, b, z) / \partial y &= sn(x, b, z), \\ D_a \partial_n(-a/2, y, z) / \partial x &= sn(-a/2, y, z), \\ -D_a \partial_n(a/2, y, z) / \partial x &= sn(a/2, y, z), \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

式中 s 为半导体表面复合速度。在波导传播方向, 设置自然边界条件, 即

$$n(x, y, |z| = L) = 0, \quad (9)$$

L 为一较大的数, 表示载流子扩散一足够长的距离后, 光生载流子浓度为零。

(5) 式为一三维非线性非齐次偏微分方程, 一般难以得到解析解, 为此我们采用差分法求解, 分别写出 (5) 式及其对应边界条件的差分格式如下:

$$\begin{aligned} & D_a\{n(i+1, j, k) - 2n(i, j, k) + n(i-1, j, k)\}/dx^2 \\ & + D_a\{n(i, j+1, k) - 2n(i, j, k) + n(i, j-1, k)\}/dy^2 \\ & + D_a\{n(i, j, k+1) - 2n(i, j, k) + n(i, j, k-1)\}/dz^2 \\ & - r\{n_0 + p_0 + n(i, j, k)\}n(i, j, k) + f(i, j, k) = 0, \\ & i = 1, 2, \dots, M-1, \quad j = 1, 2, \dots, N-1, \quad k = 1, 2, \dots, K-1; \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} & D_a\{n(i, j, k) - n(i, 0, k)\}/dy = sn(i, 0, k), \\ & - D_a\{n(i, N, k) - n(i, N-1, k)\}/dy = sn(i, N, k), \\ & D_a\{n(i, j, k) - n(0, j, k)\}/dx = sn(0, j, k), \\ & - D_a\{n(M, j, k) - n(M-1, j, k)\}/dx = sn(M, j, k), \\ & n(i, j, 0) = 0, \quad n(i, j, k) = 0, \quad i = 0, 1, 2, \dots, M, \quad j = 0, 1, 2, \dots, N, \quad k = 0, 1, 2, \dots, K; \end{aligned} \quad (11)$$

其中

$$f(i, j, k) = \begin{cases} [q\alpha(1-R)I_0 e^{-\alpha_j dy}]/h\nu, & \text{当 } (x_i, z_k) \leq (x_0, z_0); \\ 0, & \text{其它.} \end{cases} \quad (12)$$

(10) 式为非线性代数方程组。考虑方程组的维数较大, 采用超松弛迭代法求解比较方便, 相应迭代公式为

$$\begin{aligned} n^{p+1}(i, j, k) = & \omega\{D_a[n^p(i+1, j, k) + n^{p+1}(i-1, j, k)]/dx^2 \\ & + D_a[n^p(i, j+1, k) + n^{p+1}(i, j-1, k)]/dy^2 \\ & + D_a[n^p(i, j, k+1) + n^{p+1}(i, j, k-1)]/dz^2 \\ & - r\{n_0 + p_0 + 2n^p(i, j, k)\}n^p(i, j, k) + f(i, j, k)\} \\ & \times [2(D_a/dx^2 + D_a/dy^2 + D_a/dz^2)]^{-1} + (1-\omega)n^p(i, j, k), \\ & i = 1, 2, \dots, M-1, \quad j = 1, 2, \dots, N-1, \quad k = 1, 2, \dots, K-1. \end{aligned} \quad (13)$$

其边界条件相应的迭代公式如下:

$$\begin{aligned} n^{p+1}(i, 0, k) = & \omega D_a\{n^{p+1}(i, 1, k) - n^p(i, 0, k)\} + (1-\omega)n^p(i, 0, k)/dys, \\ n^{p+1}(i, N, k) = & -\omega D_a\{n^p(i, N, k) - n^{p+1}(i, N-1, k)\} + (1-\omega)n^p(i, N, k)/dys, \\ n^{p+1}(0, j, k) = & \omega D_a\{n^{p+1}(1, j, k) - n^p(0, j, k)\} + (1-\omega)n^p(0, j, k)/dxs, \\ n^{p+1}(M, j, k) = & -\omega D_a\{n^p(M, j, k) - n^{p+1}(M-1, j, k)\} + (1-\omega)n^p(M, j, k)/dxs, \\ & i = 0, 1, 2, \dots, M, \quad j = 0, 1, 2, \dots, N, \quad k = 0, 1, 2, \dots, K. \end{aligned} \quad (14)$$

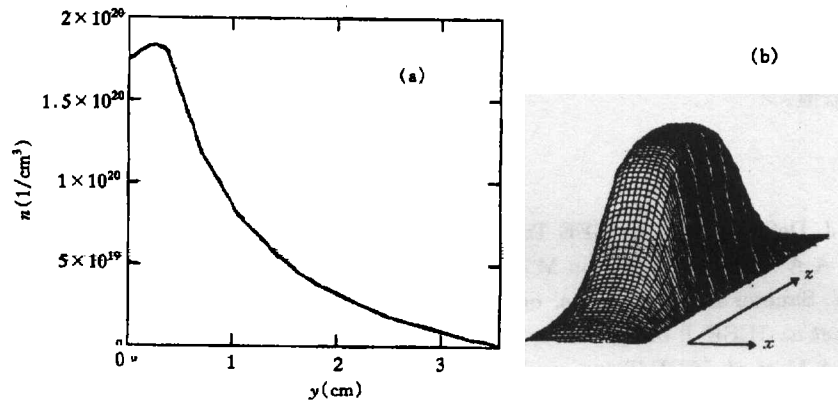


图 2 硅波导内光生载流子浓度分布
(a) 光生载流子沿光入射方向分布, (b) 光生载流子在入射光垂直面上的分布

这里 ω 为迭代因子, 一般认为 ω 取 0-2, 算法收敛。数值结果表明, 这里迭代因子 ω 必须在 0-1 之间取值, 以上各式方收敛。

3 计算实例

上节我们给出了计算介质波导中光生载流子三维浓度分布公式。这里以 p 型硅介质波导为例, 利用上节公式具体计算光生载流子的浓度分布。选取的硅材料, 其平衡载流子浓度约为 $3 \times 10^{12}/\text{cm}^3$, 电阻率约为 $3 \times 10^3 \Omega \cdot \text{cm}$, 介电常数 11.8, 截面尺寸为 $7.112 \times 3.556 \text{mm}^2$, (选择这一截面尺寸主要为了实验方便, 而不考虑实际应用情况。) 在 800nm 连续激光照射下 (光斑大小约为 $3 \times 2.5 \text{mm}^2$), 吸收系数约为 10^3cm^{-1} , 量子效率约为 1, 反射系数约为 30%。选取硅的复合几率 $r = 5 \times 10^{-11} \text{cm}^3/\text{s}$, 表面复合速度 $s = 10^4 \text{cm/s}$, 电子和空穴的迁移率分别为 $\mu_n = 1500 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, $\mu_p = 600 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, 扩散系数可由爱因斯坦关系式确定, 可计算出硅波导内光生载流子的浓度分布, 如图 2 所示。图 2(a) 为光生载流子沿光入射方向 (y 轴方向) 的分布, 图 2(b) 为入射光垂直面 ($x-z$ 面) 上光生载流子的浓度分布。

从图中可以看到, 光生非平衡载流子的分布在与光入射方向垂直面上是一旋转钟型状, 沿光入射方向由于表面复合作用, 其表面浓度值略低于体内浓度最大值; 在光照区附近, 由于浓度较大, 寿命较短, 导致浓度随空间位置衰减较快。这些结果正确地反映了强注入情况下, 载流子运输的基本特性^[9]。

4 讨论

通过求解非线性连续方程 (3) 式, 获得了硅波导中光生载流子浓度的三维空间分布, 其正确性通过研究受光控制的波导传输毫米波时对后者的影响 (相位、幅度的改变量) 与实验结果比较得到证实。由于光生载流子浓度分布是坐标位置的函数, 其对毫米波作用的等效介电常数也是坐标位置的函数, 因而均匀介质波导在光生载流子区变为非均匀波导, 我们采用较为适合该方法 (FDTD 法) 求解该光控波导的传播特性。这一部分工作将在另一篇文章中阐述^[10]。

最后必须指出, 这里我们研究的是连续光照射产生的载流子的稳态分布, 对于脉冲激光照射, 由于此时光生载流子的产生过程是一瞬态过程, 必须求解连续方程 (1) 式, 同时公式中各参数应取瞬态值。

参 考 文 献

- [1] Seeds A J, DeSalles A A A, IEEE Trans. on MTT, 1990, MTT-38(5): 577-585.
- [2] DeSalles A A A, IEEE Trans. on MTT, 1983, MTT-31(5): 812-820.
- [3] Platte W, Sauerer B, IEEE Trans. on MTT, 1989, MTT-37(1): 139-149.
- [4] Lee C H, *et al.* IEEE J. of QE, 1980, QE-16(3): 277-288.
- [5] Vaucher A M, *et al.* IEEE Trans. on MTT, 1983, MTT-31(2): 209-216.
- [6] Tsutsumi M, Shimasaki H, Morgan G B. IEE Proc.-H, 1991, 138(6): 527-531.
- [7] Shen Y, Nickerson K, Litva J. IEEE Trans. on MTT, 1993, MTT-41(6/7): 1005-1010.
- [8] Lee C H, Ed, Picosecond Optoelectronic Devices. Orlando, FL: Academic, 1984: 127.
- [9] К Н П Е В И С. Semiconductor Physics. English translation, Moscow: Mir Publishers, 1978: 602, 461-496.
- [10] 吴祥应, 周世平, 徐得名. 光控矩形介质波导毫米波传播特性的 FDTD 法分析. 电子科学学刊, 19(4):

THE PHOTO-INDUCED CARRIER DISTRIBUTION IN A SEMICONDUCTOR RECTANGULAR WAVEGUIDE

Wu Xiangying Zhou Shiping* Xu Deming

(Dept. of Electronic Engineering, Shanghai University, Shanghai 201800)

*(Dept. of Physics, Shanghai University, Shanghai 201800)

Abstract A numerical procedure to solve the non-linear continuity equation of the photo-injection carrier in a semiconductor rectangular waveguide is derived. The 3-dimension distribution of the photo-induced carrier in a semiconductor waveguide was presented, which is available for the study of the optically controlled dielectric waveguide.

Key words Photo-induced carriers, Semiconductor dielectric waveguide, Over relaxation iterative method

吴祥应: 男, 1965 年生, 博士, 现在华南理工大学从事博士后研究工作.

周世平: 男, 1959 年生, 教授, 博士, 主要从事高温超导和微波与光结合技术研究.

徐得名: 男, 1934 年生, 教授, 主要从事微波测量技术和微波与光结合技术研究.