

# MSM 光探测器的直流特性\*

武 术 林世鸣 刘文楷

(中国科学院半导体研究所 集成光电子国家重点实验室, 北京 100083)

**摘要:** 在稳态条件下金属-半导体-金属 (MSM) 光探测器的光电流一维模型可以通过求解电流连续方程和传输方程来建立并求解。在这种条件下, 器件内部的载流子分布情况和总体光电流可以得到解析解而不用数值方法求解。本文从电流连续方程和传输方程出发详细推导了这一过程, 并将这一结果应用于具体的 InGaAs MSM 光探测器的直流等效电路模型上, 取得了很好的效果。

**关键词:** MSM 光探测器; 直流; 稳态; 等效电路; InGaAs

**EEACC:** 8220B

中图分类号: TN 36

文献标识码: A

文章编号: 0253-4177(2001)11-1462-06

## 1 引言

MSM 光探测器由于它的高灵敏度、高响应度等特点, 近年来得到人们的普遍关注。更由于它的结构简单、造价低以及易于集成, 在光电集成电路系统上的应用也越来越广泛。人们普遍用它来代替传统的 PIN 型光探测器<sup>[1-3]</sup>。

制造 MSM 光探测器的材料也是非常丰富的, 包括 GaAs、InGaAs、GaN 和 Si 等。其中 GaAs 材料的 MSM 光探测器由于它的带隙较宽可以用于短波长、短距离的通讯系统, 而 InGaAs 型的 MSM 光探测器的带隙较窄可以应用于长波长、远距离的通讯系统。其它型的探测器也有广泛的用途。

最近国内外对于 MSM 光探测器的研究在制造、模拟等各个方面都取得了很大的成绩。亚微米技术已经应用于 MSM 光探测器的制造技术上, 器件的带宽已经达到上百兆赫兹, 最近已超过 500MHz; 而器件的模拟工作主要集中在计算器件的带宽和瞬态响应特性等器件的单方面的特性上。器件的一维模型也已经建立。这些工作绝大多数采用的是数值

计算的方法而无法给出相应解析解, 这对于工程应用还是相当复杂, 通用性也相对较差<sup>[4-7]</sup>。基于科研和工程需要的考虑, 我们推导了 MSM 光探测器在稳态条件下载流子分布和光电流的解析解。为了检验其实际效果, 我们将其应用于实际的器件等效电路模型之中来作为检验, 结果是令人满意的。

## 2 模型建立及推导

MSM 光探测器的基本结构和尺寸如图 1、2 所示。器件所用的金属材料为 Ti/Au, 呈指状交叉, 金属指间距与金属指宽度均为  $1\mu\text{m}$ 。InAlAs 的厚度为  $50\text{nm}$ , 与金属构成肖特基结, InGaAs 作为主要吸收层位于 InAlAs 层之下, 厚度为  $2\mu\text{m}$ 。InGaAs 与衬底之间为一个 InAlAs 缓冲层, 厚度为  $50\text{nm}$ 。整个器件的长宽均为  $50\mu\text{m}$ 。

当器件对入射光子的吸收较快即入射光子的扩散深度相对金属的指间距离很小时, 器件内部电场的电力线的弯曲程度比较小, 因此 MSM 结构可以看做一个一维结构。相应地可以建立一维模型。这个条件在实际情况下大多数是成立的, 我们也正是基

\* 国家自然科学基金资助项目(批准号: 69896260, 69937010)。

武 术 男, 1975 年出生, 硕士研究生, 现主要从事半导体光电器件模拟方面的研究。

林世鸣 男, 1945 年出生, 研究员, 现主要从事半导体光电器件方面的研究。

刘文楷 男, 1968 年出生, 博士研究生, 现主要从事半导体光电器件方面的研究。

于上述考虑建立一维模型。为了避免模型过于复杂，我们作了如下假设：

- (1) 入射光在器件范围内是持续的、均匀的；(2) 金属是完全透明的；(3) 器件表面的性质是均匀的；(4) 器件的任何相邻的金属指间的电场均相同。

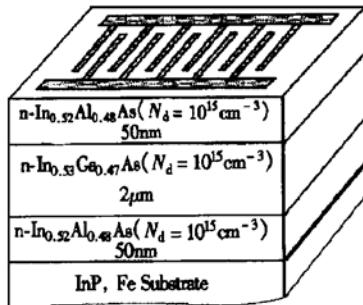


图 1 MSM 光探测器的结构、尺寸示意图

FIG. 1 Schematic of MSM Photodetector

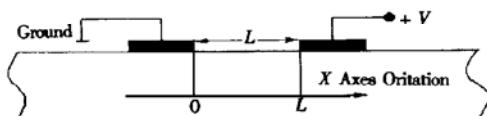


图 2 MSM 光探测器的剖面示意图

FIG. 2 Cross-Section of MSM Photodetector

## 2.1 载流子分布的计算

为了得到器件内部载流子的分布情况，我们必须联立求解连续方程和传输方程。连续方程和传输方程的形式如下：

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{1}{q} \times \frac{dJ_n}{dx} + G - R_n \quad (1)$$

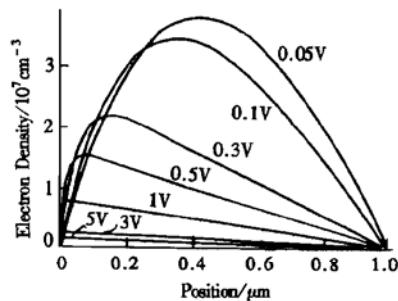


图 3 载流子浓度在不同偏压下的理论分布曲线 各参数为  $L = 1\mu\text{m}$ ,  $E_{ph} = 1.47\text{eV}$ ,  $\mu_n = 12000\text{cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ ,  $\mu_p = 400\text{cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ ,  $V_{nl} = 6.4 \times 10^6\text{cm/s}$ ,  $V_{pl} = 4.8 \times 10^6\text{cm/s}$ ,  $\tau = 10^{-7}\text{s}$ .

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{1}{q} \times \frac{dJ_p}{dx} + G - R_p \quad (2)$$

$$J_n = q\mu_n n E + qD_n \frac{dn}{dx} \quad (3)$$

$$J_p = q\mu_p p E - qD_p \frac{dp}{dx} \quad (4)$$

这里  $n, p$  分别表示电子和空穴的浓度； $J_n, J_p$  表示电子、空穴的光生电流密度； $R_n, R_p$  表示电子、空穴的复合率； $G$  表示载流子产生率； $E$  为器件内部电场； $\mu_n, \mu_p$  为电子、空穴的迁移率； $D_n, D_p$  为电子、空穴的扩散系数。

电子、空穴复合率、产生率遵从 Shockley-Hall-Read (SHR) 理论，则  $R$  可以表示为<sup>[8]</sup>：

$$R = \frac{p n - n_i^2}{[p + n + 2n_i \cosh(\frac{E_i - E_j}{kT})] \tau} \quad (5)$$

这里  $\tau$  表示复合时间； $E_i$  表示费米能级； $n_i$  为本征载流子浓度。为了进一步简化，我们将电子、空穴复合率分别表示为  $R_n = n/2\tau_n$ ,  $R_p = p/2\tau_p$ 。

因为我们假设的是稳态条件，所以式(1)、(2)的左面均为零。我们还假设边界具有无穷大的复合率。这样我们可以得到  $n(x)$  的一般解的形式，如图 3 所示。图 3 显示了器件内部的载流子分布的计算结果。在 850nm 的激光照射下，偏置电压分别为 5、3、1、0.5、0.3、0.1 和 0.05V 时的电子密度的分布曲线以及偏置电压分别为 0.5、0.3、0.1 和 0.05V 时的空穴密度的分布曲线。从图中我们可以看出随着偏置电压的增加载流子密度的最大值趋近于边界，这是由于随着偏置电压的增加，光电流中的漂移成分将越来越大。

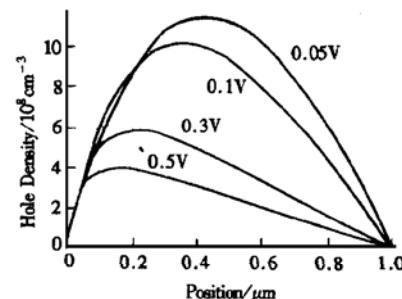


图 3 载流子浓度在不同偏压下的理论分布曲线 各参数为  $L = 1\mu\text{m}$ ,  $E_{ph} = 1.47\text{eV}$ ,  $\mu_n = 12000\text{cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ ,  $\mu_p = 400\text{cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ ,  $V_{nl} = 6.4 \times 10^6\text{cm/s}$ ,  $V_{pl} = 4.8 \times 10^6\text{cm/s}$ ,  $\tau = 10^{-7}\text{s}$ .

FIG. 3 Distribution of Carrier Densities Under Different Bias Voltages The parameters are  $L = 1\mu\text{m}$ ,  $E_{ph} = 1.47\text{eV}$ ,  $\mu_n = 12000\text{cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ ,  $\mu_p = 400\text{cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ ,  $V_{nl} = 6.4 \times 10^6\text{cm/s}$ ,  $V_{pl} = 4.8 \times 10^6\text{cm/s}$ ,  $\tau = 10^{-7}\text{s}$  respectively.

$$n(x) = \exp(-\phi_n x) [A_n \cosh(\theta_n x) + B_n \sinh(\theta_n x)] + 2G_{\text{con}} \tau_n \quad (6)$$

式中  $\phi_n, \theta_n, A_n, B_n$  分别为

$$\phi_n = \frac{E \mu_n}{2D_n} \quad (7)$$

$$\theta_n = \sqrt{\frac{\mu_n^2 E^2 + 2D_n}{2D_n}} \quad (8)$$

$$A_n = -2G_{\text{con}} \tau_n \quad (9)$$

$$B_n = -A_n [e^{\phi_n L} - \cosh(\theta_n x)] \operatorname{csch}(\theta_n x) \quad (10)$$

相应地,  $p(x)$  可以表示为:

$$p(x) = \exp[-\phi_p(L-x)] \{A_p \cosh[\theta_p(L-x)] + B_p \sinh[\theta_p(L-x)]\} + 2G_{\text{con}} \tau_p \quad (11)$$

式中  $\phi_p, \theta_p, A_p, B_p$  分别为

$$\phi_p = -\frac{E \mu_p}{2D_p} \quad (12)$$

$$\theta_p = \sqrt{\frac{\mu_p^2 E^2 + 2D_p}{2D_p}} \quad (13)$$

$$A_p = -2G_{\text{con}} \tau_p \quad (14)$$

$$B_p = A_p [e^{\phi_p L} - \cosh(\theta_p x)] \operatorname{csch}(\theta_p x) \quad (15)$$

随着器件内部电场的变化, 载流子的速率  $V_n$ 、 $V_p$  呈非线性的规律。虽然我们并没有发现有现成的理论公式可以描述这种规律, 但是从前人的工作中<sup>[1]</sup>我们可以用以下的经验公式来表示这种函数关系。

$$V_n(E, \mu_n, \gamma) = (\mu_n |E| + \beta V_{nL} |E|^\gamma) / (1 + \beta |E|^\gamma) \quad (16)$$

$$V_p(E, \mu_p) = V_{pL} \tanh(\mu_p |E| / V_{pL}) \quad (17)$$

式中  $V_{nL}, V_{pL}$  分别表示电子和空穴在强电场中的速度;  $V_{nL} = 6.4 \times 10^6 \text{ cm/s}$ ;  $V_{pL} = 4.8 \times 10^6 \text{ cm/s}$ ;  $\beta$  为可调整参数, 这里取  $\beta = 7.4 \times 10^{-10}$ ,  $\gamma = 2.5$ 。式中电子和空穴的迁移率  $\mu_n, \mu_p$  是与电场、器件材料、掺杂浓度、温度等因素有关的函数。为了简化, 我们取其为常数, 其值<sup>[2, 4]</sup>为  $\mu_n = 12000 \text{ cm}^2 / (\text{V} \cdot \text{s})$ 、 $\mu_p = 400 \text{ cm}^2 / (\text{V} \cdot \text{s})$ 。 $V_n$  和  $V_p$  作为电场函数的曲线如图 4 所示。

根据爱因斯坦关系, 电子、空穴的扩散系数可以表示为(见图 5):

$$D_n = \frac{kT}{Q_e} \left| \frac{V_n}{E} \right| \quad (18)$$

$$D_p = \frac{kT}{Q_e} \left| \frac{V_p}{E} \right| \quad (19)$$

式中  $V_n, V_p$  取值见(16)、(17)式;  $k$  为玻尔兹曼常数;  $T$  为绝对温度;  $Q_e$  为单位电荷电量。从图中可以看出电子、空穴的扩散系数  $D_n, D_p$  随着电场强度增加, 趋近为常数。

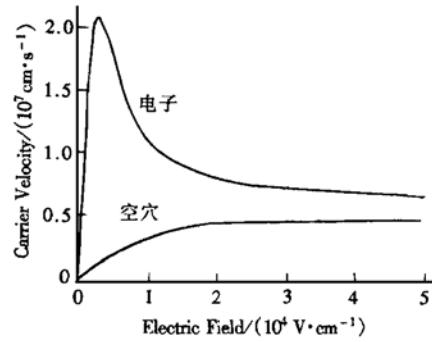


图 4 电子和空穴速率随电场强度变化的曲线 载流子浓度约为  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 。

FIG. 4 Electron and Hole Velocities Versus Electric Field The carrier density is about  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ .

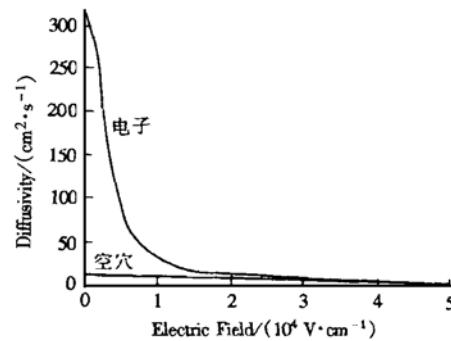


图 5 电子和空穴的扩散系数随电场变化的曲线

FIG. 5 Electron and Hole Diffusivities Versus Electric Field

## 2.2 光电流及量子效率的计算

为了得到最后的量子效率, 必须先计算光电流。我们可以从如下的式子中推导出光电流与量子效率的关系<sup>[9—12]</sup>:

$$J_{\text{ph}} = \eta \frac{Q_e P_{\text{ph}}}{h\nu} \quad (20)$$

$$J_{\text{ph}} = \eta Q_e F \quad (21)$$

$$\eta = \frac{J_{\text{ph}}}{Q_e F} \quad (22)$$

$$J_{\text{ph}} = J_n + J_p \quad (23)$$

$$\eta = \frac{J_n + J_p}{Q_e F} \quad (24)$$

式中  $J_p, J_n$  表示空穴、电子电流密度;  $P$  表示入射光功率;  $h\nu$  表示单位光子的能量;  $F$  表示光通量密

度。

将我们已经得到的载流子密度代入(1)—(4)式, 可以得到电子和空穴光电流的表达式(25)和(26):

$$J_n = \exp\left(-\frac{E\mu_n(L+x)}{2D_n}\right) G_{\text{con}} Q_e T \operatorname{csch}\left(\frac{L\sqrt{\frac{2D_n}{T} + E^2\mu_n^2}}{2D_n}\right) \left\{ \sqrt{\frac{2D_n}{T} + E^2\mu_n^2} \cosh\left(\frac{\sqrt{\frac{2D_n}{T} + E^2\mu_n^2}}{2D_n}x\right) \right. \\ - \exp\left(\frac{EL\mu_n}{2D_n}\right) \sqrt{\frac{2D_n}{T} + E^2\mu_n^2} \cosh\left[\frac{\sqrt{\frac{2D_n}{T} + E^2\mu_n^2}}{2D_n}(L+x)\right] + E\mu_n \left\{ \sinh\left(\frac{L\sqrt{\frac{2D_n}{T} + E^2\mu_n^2}}{2D_n}\right) \right. \\ \left. + \sinh\left(\frac{\sqrt{\frac{2D_n}{T} + E^2\mu_n^2}}{2D_n}x\right) - \exp\left(\frac{E\mu_n L}{2D_n}\right) \sinh\left[\frac{\sqrt{\frac{2D_n}{T} + E^2\mu_n^2}}{2D_n}(x+L)\right] \right\} \quad (25)$$

$$J_p = \exp\left(-\frac{E\mu_n L}{2D_n}\right) G_{\text{con}} Q_e \sqrt{T} \operatorname{csch}\left(\frac{L\sqrt{2D_n + TE^2\mu_n^2}}{2D_n \sqrt{T}}\right) \left\{ -\exp\left[\frac{E\mu_n(L-x)}{2D_n}\right] \sqrt{2D_n + TE^2\mu_n^2} \times \right. \\ \cosh\left[\frac{(L-x)\sqrt{2D_n + TE^2\mu_n^2}}{2D_n \sqrt{T}}\right] + \exp\left[\frac{E\mu_n(2L-x)}{2D_n}\right] \sqrt{2D_n + TE^2\mu_n^2} \cosh\left(\frac{x\sqrt{2D_n + TE^2\mu_n^2}}{2D_n \sqrt{T}}\right) \\ + E \sqrt{T} \mu_n \left\{ 2\exp\left(\frac{E\mu_n L}{2D_n}\right) \sinh\left(\frac{L\sqrt{2D_n + TE^2\mu_n^2}}{2D_n \sqrt{T}}\right) - 3\exp\left[\frac{E\mu_n(L-x)}{2D_n}\right] \times \right. \\ \left. \sinh\left[\frac{(L-x)\sqrt{2D_n + TE^2\mu_n^2}}{2D_n \sqrt{T}}\right] - 3\exp\left[\frac{E\mu_n(2L-x)}{2D_n}\right] \sinh\left(\frac{x\sqrt{2D_n + TE^2\mu_n^2}}{2D_n \sqrt{T}}\right) \right\} \quad (26)$$

从(24)—(26)式我们可以很容易得到量子效率的表达式, 这里就不列出了。我们在图 6 中画出了量子效率作为偏置电压的函数的曲线。从图中可以看出当偏压小于平带电压时曲线上升很快, 反之当偏

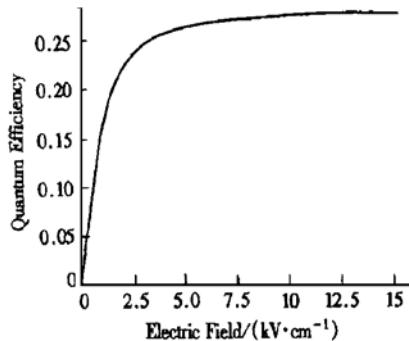


图 6 量子效率的计算曲线

FIG. 6 Calculation Result of Quantum Efficiency

压大于平带电压时曲线趋于平坦。这是由于当偏压小于穿透电压时, 从正偏的肖特基结注入的空穴电流远远小于从反偏的肖特基结注入的电子电流。随

着偏压的增加, 正偏的肖特基结的耗尽区越来越薄, 而反偏的肖特基结的耗尽区越来越厚, 当偏压达到平带电压时正偏的肖特基结的耗尽区为零, 该处的电场强度为零, 整个器件完全耗尽, 电场均为反偏。在偏压从穿透电压上升至平带电压的过程中, 电子电流增加很慢, 而空穴电流却增加非常快, 所以整个光电流增加很快, 相应地曲线呈现比较陡峭的上升趋势。空穴电流的增加是由于偏压增大引起的空穴势垒的降低。当偏压进一步增大, 空穴势垒将达到极值—肖特基势垒, 因此电子电流和空穴电流均增加很慢, 相应地曲线也变得平坦。

### 3 应用检验

MSM 光探测器的基本结构可以看作是两个背靠背的肖特基结。当偏置电压加到电极上时两个肖特基结一个正偏一个反偏。当偏压较小时两个结的耗尽区不相连, 也就是说两个结的耗尽区之和小于金属指间距。随着偏压的增大, 反偏结的耗尽区将变

厚而正偏结的耗尽区却变薄。当偏压达到穿透电压时,两个结的耗尽区将相遇。随着偏压的进一步加大直至平带电压时,正偏结的耗尽区消失,器件内部达到全部反偏。

InGaAs MSM 光探测器的直流特性可以通过改变偏压大小测量在持续光照情况下探测器的光电流来获得,具体曲线见图 7。曲线如我们分析的结果一致呈现先陡后缓的上升趋势。为了检验前文计算结果的实用性,我们用它建立了该 InGaAs 器件的直流模型,现介绍如下:模型分为两部分——偏置电压小于平带电压和偏置电压大于平带电压。根据 Sze<sup>[9]</sup> 的理论,平带电压可以表示为:

$$V_{FB} = \frac{Q_e N_d L^2}{2\epsilon_s} \quad (27)$$

式中  $N_d$  为 InGaAs 的掺杂浓度;  $L$  为金属指间距;  $\epsilon_s$  为介电常数;  $V_{FB}$  为平带电压。由于该器件的掺杂浓度介于  $1.0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  和  $2.0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  之间,计算出的平带电压约为  $0.7 \text{ V}$ ,这与试验数据比较吻合。

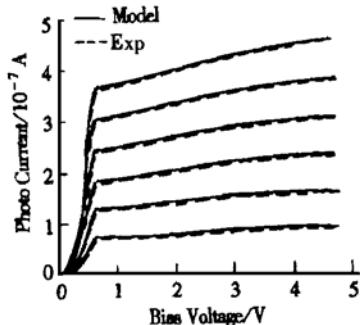


图 7 MSM 光探测器的理论与试验直流特性曲线 入射光波长  $0.85\mu\text{m}$ , 光功率从  $1.9\mu\text{W}$  到  $0.4\mu\text{W}$

FIG. 7 Simulation and Experimental Results of MSM Photodetector. The wavelength of the input laser is  $0.85\mu\text{m}$ ; the power is from  $1.9\mu\text{W}$  to  $0.4\mu\text{W}$ .

当偏置电压大于平带电压时,按照理论分析,载流子的速度将达到饱和,光电流也应当同时达到饱和。但是实际情况却是当偏置电压大于平带电压时,光电流也有缓慢的增加。这主要是由于肖特基结和 InAlAs/InGaAs 异质结的界面上陷阱造成电荷堆积和肖特基势垒随偏压增大而降低造成的。我们相应地采取在模型中增加隧道电流项来完善模型<sup>[3]</sup>。隧道电流可以表示为:

$$I_{tunneling-current} = A e^{-\frac{B}{V}} \quad (28)$$

最终器件直流模型如下所示:

$$I_{dc} = I_0 e^{-\frac{(Q_e(V-V_{FB})^2)}{4V_{FB}kT}} + I_{ph}A e^{-\frac{B}{V}}, \quad V < V_{FB} \quad (29)$$

$$I_{dc} = I_{ph}(1 + A e^{-\frac{B}{V}}), \quad V > V_{FB} \quad (30)$$

$$I_{ph} = J_{ph}S \quad (31)$$

式中  $S$  为器件的有效面积;  $A = 0.52$ ,  $B = 3.17$  为可调参数;  $I_0$  是为了保证两条曲线连续所定的参数。我们用 PSPICE 模拟了该模型并和试验曲线进行了比较,结果见图 7。

## 4 总结

我们在文中详细推导了稳态下 MSM 光探测器中的光电流的理论解,并在此基础上设计了一套 MSM 光探测器的直流模型,最后进行了模拟,模拟的结果和试验结果相当吻合。

## 参考文献

- [1] Eiichi Sano, A Device Model for Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors and Its Applications to Optoelectronic Integrated Circuit Simulation, IEEE Trans. Electron Devices, 1990, **37**(9): 1964.
- [2] Ali F. Salem and Kevin F. Brennan, Theoretical Study of the Response of InGaAs Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors, IEEE J. Quantum Electron., 1995, **31**(5): 944.
- [3] Andrew Xiang, Walter Wohlmuth, Patrick Fay and Sung-Mo Kang, Modeling of InGaAs MSM Photodetector for Circuit-Level Simulation, J. Lightwave Technol., 1996, **14**(5): 716.
- [4] K. C. Song, M. A. Matin and B. Robinson, High Performance InP/InGaAs-Based MSM Photodetector Operating at  $1.3\text{--}1.5\mu\text{m}$ , Solid-State Electronics, 1996, **39**(9): 1283.
- [5] Dejan M. Gvozdic and Jovan B. Radunovic, Nonstationary Response of MSM Photodetectors, IEEE Trans. Electron Devices, 1996, **43**(2): 371.
- [6] Dejan M. Gvozdic, Analysis of Transfer Function of Metal-Semiconductor Equivalent Circuit, Appl. Phys. Lett., 1997, **70**(3): 286.
- [7] Shao Chuan-fen and Shi Changxin, Characteristics of Double Schottky Barrier GaAs Particle Detectors, Chinese Journal of Semiconductors, 2000, **21**(8): 792 [邵传芬, 史常忻, 双面 Schottky 势垒型 GaAs 粒子探测器特性, 半导体学报, 2000, **21**(8): 792].
- [8] Anthony W. Sarto and Bart J. van Zeghbroeck, Photocurrents in a Metal-Semiconductor-Metal Photodetector, IEEE J. Quantum Electron., 1997, **33**(12): 2188.
- [9] S. M. Sze, D. J. Coleman, Jr and A. Loya, Current Transport In Metal-Semiconductor-Metal (MSM) Structures, Solid-State

- Electronics, 1971, **14**: 1209.
- [10] J. M. Andrews and M. P. Lepeltier, Reverse Current-Voltage Characteristics of Metal-Silicide Shottky Diodes, Solid-State Electronics, 1970, **13**: 1011.
- [11] Yong-Liang Huang and Chi-Kuang Sun, Nonlinear Saturation Behaviors of High-Speed p-i-n Photodetectors, J. Lightwave Technol., 2000, **18**(2) : 203.
- [12] Ali F. Salem, Arlynn W. Smith and Kevin F. Brennan, Theoretical Study of the Effect of an AlGaAs Double Heterostructure on Metal-Semiconductor-Metal Photodetector Performance, IEEE Trans. Electron Devices, 1994, **41**(7) : 1112.

## DC Characteristics of Metal-Semiconductor-Metal Photodetector\*

WU shu, LIN Shi-ming and LIU Wen-kai

(Institute of Semiconductors, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China)

**Abstract:** The 1-D DC circuit-level model of a metal-semiconductor-metal photodetector is built and presented, whose photocurrents are analyzed by using the steady-state continuity equations. The analytical solutions of the carrier density and the photocurrent are derived. The quantum efficiency (the number of electron-hole pairs generated per incident photon) is calculated and the model is simulated by using PSPICE. The results are in good agreement with the experiment data.

**Key words:** metal-semiconductor-metal photodetector; DC; steady-state; InGaAs

**EEACC:** 8220B

**Article ID:** 0253-4177(2001)11-1462-06

\* Project Supported by National Natural Science Foundation of China (Under Grant Nos. 69896260 and 69937010).

WU Shu male, was born in 1975. He is presently working towards his Master degree with focus on the simulation of optoelectronic devices.

LIN Shi-ming male, professor, was born in 1945. Now his major interest includes design and fabrication of optoelectronic devices and OEIC-CAD.

LIU Wen-kai male, was born in 1968. He is presently working towards his PhD degree with focus on optoelectronics.