

光生电势的一般方程及横向光生电势*

李丹之

(上海大学理学院, 上海 201800)

(1998 年 12 月 31 日收到; 1999 年 4 月 14 日收到修改稿)

在一个包括 p^+-n-n^+ 结构的光生电势物理模型基础上导出了光生电势的一般方程. 在三种光生电势发生的特定条件下, 它可简化出结场光生电势、丹倍电势和横向光生电势的函数关系式. 该方程统一了各种光生电势的行为机理. 依据一般方程理论导出的横向光生电势与光点位置的函数关系研制了光电位置传感器, 该器件的光电位置特性优越, 从应用实践角度说明了该理论的正确性.

PACC: 7300

1 引 言

半导体的光电效应是光电器件的物理基础和器件设计的理论依据. 它不但成就了众多传统的半导体光电器件, 近来在光集成和微波与光相互作用等领域内的新器件设计中也得到了众多的应用, 所以一直受到人们的重视.

过去, 对于非均匀半导体 ($p-n$ 结, $n-n^+$ 结等) 受到光子能量大于半导体禁带宽度 ($h\nu > E_g$) 的光照时会产生垂直于结平面的纵向光生电势^[1, 2]; 非均匀光照 ($h\nu > E_g$) 在均匀半导体上会在光强度梯度为负的方向上产生丹倍 (Dember) 电势^[3]; 非均匀半导体受到非均匀光照 ($h\nu > E_g$) 时, 在结平面的平行方向上还会产生一种横向光电效应^[4, 5]的三种光生电势的产生机制都已作了研究^[6, 7].

本文的目的是在一个光生电势的物理模型基础上导出描述包括各个机制的纵向和横向光生电势 $\varphi(r, z, t)$ 的一般方程及其解的简化表达式, 企图统一各种光生电势的产生机理. 由于现有各种光生机制和理论毫无共同之处, 至今未见光电效应的统一方程的报道. 为检验理论的正确性, 根据一般方程导出的横向光生电流表达式确立的各参量之间的函数关系, 设计一种光电位置传感器. 实验结果表明, 这种器件的线性等光电位置特性比传统的光电位置传感器 (PSD) 的相应性能有显著的改善.

2 光生电势的一般方程

当光束照在一个含有 $p-n$ 结的半导体光电器件

的表面, 而该光束的截面积又大大小于器件的受光表面积时, 上面所述的三种光电效应都会发生, 即该 $p-n$ 结的光电输出中应包括上述三种光生电势的贡献. 无论从微观的光电子输运过程或是从宏观的光电输出量的单值连续性看, 在该结构中同时出现的三种光生电势行为应该是可以用一个统一的光生电势方程来描述, 问题是用什么方法来描述!

为了更接近光伏型器件的实际情况, 现选择一个 p^+-n-n^+ 结构予以讨论, 如图 1 所示. 在此结构基

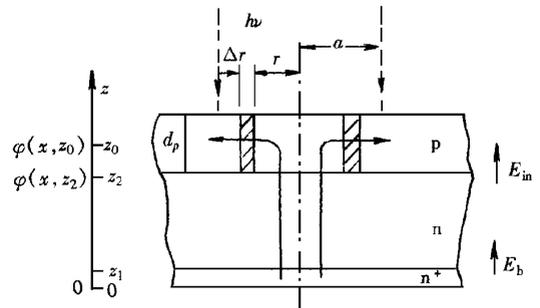


图 1 光生电势物理模型

础上假设一个光生电势的物理模型. 该模型的 p^+ 薄层为受光表面, 它相对衬底 n 层为一均匀低阻层, 衬底背面 n^+ 层被视为 0 电位的等势面. 图示的内建场 E_{in} 和背结场 E_b 分别建立在 p^+-n 结界面和 $n-n^+$ 背结界面的高阻 n 区一侧. n 区基本耗尽, 两个结场区的电力线方向皆由 n^+ 贯穿整个 n 区而垂直指向 p^+ 层. 在 p^+ 层内由于低阻, 电力线沿表面横向指向两端输出电极.

取柱坐标系, 以光束光轴为中轴, 原点为 0 点, z 方向由 n 指向 p^+ 区. 在 p^+ 层区内作一闭合圆环

*上海市重点办科技攻关项目(批准号 033101)资助的课题.

柱体,圆环柱内层半径为 r ,外层半径为 $r + \Delta r$,圆环柱体高为 d_p ,即 p^+ 层厚度。(如图 1, p^+ 区中的斜线环柱区)。

在稳定光照情况下,通过该圆环柱体的纵向(z 向)电流密度 J_T 应为 p^+ - n 结的结电流和光生电流 $J_p^i(r, z)$ 组成,

$$J_T(r, z) = J_s(e^{q\phi(r, z)/kT} - 1) - J_p^i(r, z). \quad (1)$$

J_s 为 p^+ - n 结的反向饱和电流, $\phi_p^i(r, z)$ 为位于 p^+ 区坐标 (r, z) 的纵向电势(相对于 n^+ 层 0 电势), $J_p^i(r, z) = qn(r, z)m(r, z)$ 为每秒每单位体积内产生的光生电子数。

由于横向光生电势(包括丹倍电势)的存在支持着图 1 物理模型中 p^+ 区电力线的横向走势,在考虑横向光生电流 $J_p^i(r, z)$ 参与的情况下,它们的电流连续方程应为

$$\oint_s [J_p^i(r, z) + J_T(r, z)] \cdot ds = 0. \quad (2)$$

在动态情况下,光生电流的瞬态响应还应与光生载流子的迁移过程和响应速度有关。

在一般情况下,光生载流子的迁移可分为两个离散过程。第一阶段为光生电子、空穴的扩散和被场分离,它主要发生在耗尽区,过程时间以少子寿命计。第二阶段是分离后的载流子的重新分布,主要形成 p^+ 薄层区中的横向电场 E_1 ,

$$E(r, z) = \frac{-\Delta\phi(r, z)}{\Delta r} = -\rho_p J_p^i(r, z) \neq 0. \quad (3)$$

第二阶段电荷重新分布所需时间应由 p^+ - n 结电容 C_j 和表层串联电阻的积决定。在动态情况下,光生电流和电势均应考虑瞬态响应的影响,动态下的电流连续方程应为微分形式,

$$\nabla \cdot [J_p^i(r, z, t) + J_T(r, z, t)] = -\frac{\partial}{\partial t} \rho_p(r, z, t). \quad (4)$$

$\rho_p(r, z, t)$ 为 p^+ 区 z 层 r 处附近时刻 t 的电荷密度, q 为电子电荷量。

$$\begin{aligned} \rho_p(r, z, t) &= \frac{c_i}{d_p} \phi(r, z, t), \\ \nabla \cdot J_T(r, z, t) &= \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\oint_s J_T(r, z, t) \cdot ds}{\Delta V} \\ &= \frac{1}{d_p} J_T(r, z, t), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\nabla \cdot J_p^i(r, z, t) = -\frac{1}{d_p} J_T(r, z, t) - \frac{c_i}{d_p} \frac{\partial}{\partial t} \phi(r, z, t), \quad (6)$$

$$\lim_{\Delta r \rightarrow 0} \frac{\Delta\phi(r, z, t)}{\Delta r} = \frac{\partial\phi(r, z, t)}{\partial r} = -\rho_p J_p^i(r, z, t). \quad (7)$$

综合以上诸式可得

$$\begin{aligned} \nabla^2 \phi(r, z, t) - \frac{\rho_p c_i}{d_p} \frac{\partial}{\partial t} \phi(r, z, t) \\ - \frac{\rho_p J_T}{d_p} [e^{q\phi(r, z, t)/kT} - 1] \\ = -\frac{q\rho_p}{d_p} n(r, z, t). \end{aligned} \quad (8)$$

(8) 式就是光生电势的一般方程。该方程为二阶非齐次偏微分方程。方程的第二项是瞬态响应项,在稳定状态情况下为 0。(8) 式的第三项是结场电流的贡献,方程的右边项为光生电流产生项。

当半导体的整个结平面受到均匀恒定光照时,半导体结平面的平行方向上不存在电势的一级或二级梯度,即(8) 式的第一项和第二项均为零,(8) 式便变成了(1) 式所描写的一般 p - n 结的结场光生电流方程。

若光照下的光导半导体材料是均匀的,也不考虑动态变化,则(8) 式的第二项和第三项均为零。

$$\frac{\partial^2 \phi(r, z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi(r, z)}{\partial r} = -\frac{q\rho_p}{d_p} n(r, z). \quad (9)$$

在 $r > a$ 的光束外区域(9) 式的右边为 0,(9) 式变成齐次方程。经降阶积分后的一阶偏导方程为

$$\frac{\partial \phi(r, z)}{\partial r} = \frac{c}{r}, \quad (10)$$

c 为积分常数。

即非均匀光照在均匀半导体上,它的横向电场 $E(r, z) = -\partial\phi(r, z)/\partial r \neq 0$,这里产生的光生电势 $\phi_D(r, z)$ 称作丹倍电势,它应满足(9) 式(具体表达式推导从略)。

当非均匀光照在非均匀半导体上时(8) 式的各项均不为零,在确定 p^+ 电阻层的一个横向平面 $z = z_0$ 后,该平面上的光生电势 $\phi(r, z_0, t)$ 只是 r 和 t 的函数,(8) 式也描写了横向光生电势的函数方程。

从以上的分析可知,在传统的各种光生电势产生的特定条件下(8) 式都简化为相应的结场光生电势、丹倍电势或横向光生电势方程。每种光生电势的光电行为只不过是该方程的一种特例。因此(8) 式是描写至今发现的三种光生伏特效应的电势的一般方程⁸¹。

3 光生电势 $\phi(r, z, t)$ 的一种表达式

由于光生电流包含着信号光和非信号背景光两

种产生机制,因而在非均匀光照下的不同区域,光生电势应分别表示为信号光生电势 $\varphi_s(r, z, t)$ 和非信号光生电势 $\varphi'(r, z, t)$.

$$\varphi(r, z, t) = \varphi_s(r, z, t) + \varphi'(r, z, t) \quad (11a)$$

$$n(r, z, t) = n_s(r, z, t) + n'(r, z, t) \quad (11b)$$

n_s, m' 分别表示信号光生电子密度和非信号光生电子浓度.

为了求解(8)式的光生电势表达式,下面考虑一些近似假设,以求得到较简化的函数式.

设信号光较弱,以致满足

$$\frac{q\varphi_s(r, z, t)}{KT} \ll 1. \quad (12)$$

K 为布朗克常数, T 为绝对温度.

(8)式的第三项括号内的函数式可进行 Taylor 级数展开,在二级近似下,

$$e^{q\varphi_s + \varphi' / KT} - 1 = \frac{q}{KT} e^{q\varphi' / KT} \varphi_s + e^{q\varphi' / KT} - 1, \quad (13)$$

将(13)式代入(8)式,

$$\begin{aligned} & \nabla^2 \varphi_s(r, z, t) - \frac{\rho_p c_j}{d_p} \frac{\partial}{\partial t} \varphi_s(r, z, t) \\ & - \frac{q\rho_p J_s}{KTd_p} e^{q\varphi'(r, z, t) / KT} \varphi_s(r, z, t) \\ & = - \frac{q\rho_p}{d_p} n_s(r, z, t). \end{aligned} \quad (14)$$

在只关心信号光生电势情况下(14)式中的 φ_s 脚标常被略去. 鉴于光生电势函数 φ 和光生电子数 n_s 是单值连续函数,该方程的求解满足 Laplace 变换,下设原函数

$$F(r, z, t) = \int_0^\infty e^{-st} n_s(r, z, t) dt. \quad (15)$$

设

$$m_0^2 = \frac{q\rho_p J_s}{KTd_p} e^{q\varphi'(r, z, t) / KT}, \quad (16)$$

$$\alpha = \frac{d_p}{\rho_p c_j}, \quad (17)$$

$$\begin{aligned} m^2 &= \frac{\rho_p c_j}{d_p} s + \frac{q\rho_p J_s}{KTd_p} e^{q\varphi'(r, z, t) / KT} \\ &= m_0^2 + \frac{s}{\alpha}. \end{aligned} \quad (18)$$

对(14)式进行 Laplace 变换后,归纳为

$$\nabla^2 \varphi(r, z, s) - m^2 \varphi(r, z, s) = - \frac{q\rho_p}{d_p} F(r, z, s). \quad (19)$$

求得该线性偏微分方程的解在不同区域分别为

$$\begin{aligned} \varphi(r, z, s) &= A \cosh mr + B \cosh mr \\ &+ \frac{q\rho_p F(r, z, s)}{m^2 d_p} \quad (r \leq a) \end{aligned} \quad (20a)$$

$$\varphi(r, z, s) = A_1 \cosh mr + B_1 \cosh mr \quad (r > a). \quad (20b)$$

a 为光束半径. 为确定(20)式的四个常数 A, B, A_1, B_1 , 首先利用 A, B 两输出电极的边界条件

$$\left. \frac{1}{\rho_p} \frac{d\varphi(r, s)}{dr} \right|_{r=r_A} = \frac{\varphi(r_A, s)}{d_p W_p R}, \quad (21a)$$

$$\left. \frac{1}{\rho_p} \frac{d\varphi(r, s)}{dr} \right|_{r=r_B} = \frac{\varphi(r_B, s)}{d_p W_p R}. \quad (21b)$$

再利用 $r=a$ 的 $\varphi(r, z, s)$ 和 $\frac{\partial}{\partial r} \varphi(r, z, s)$ 的连续性另立二个方程,该四个方程联立便可确立方程(20)中的四个常数,并解得 $r=r_A$ 的 A 电极的输出光生电势 $\varphi_A(r_A, s)$,

$$\begin{aligned} \varphi_A(r_A, s) &= \frac{qW_p \alpha R_0 F(r_A, s)}{R_0/R + km_l} \{ \cosh mr_A \\ &- k \sinh mr_A \}. \end{aligned} \quad (22)$$

其中 R_0 为 A, B 二极间的表面电阻

$$R_0 = \rho_p l / d_p W_p. \quad (23)$$

两输出电极 r_A 和 r_B 之间的距离为 l , W_p 为与 l 垂直的受光面 p^+ 薄层纵深向的宽度,受光面积 $s = l \cdot W_p$, R 为外接电路的负载电阻.

$$k = \frac{R_0 / ml + R \tanh ml}{R + (R_0 / ml) \tanh ml}. \quad (24)$$

且光束直径大大小于受光面线度时,即

$$ma \ll 1, \quad (25)$$

$$\begin{aligned} I_A(s) &= \frac{qW_p \alpha F(r_A, s) R_0 / R}{R_0 / R + km_l} \{ \cosh mr_A \\ &- k \sinh mr_A \}, \end{aligned} \quad (26)$$

设 $R_0/R = 1$ (26)式中的 R_0/R 消去,再对(26)式进行 Laplace 反变换,可得

$$\begin{aligned} \frac{I_A(r_A, t)}{I_0} &= \frac{\sinh m_0(l - r_A)}{\sinh m_0 l} \\ &+ 2\pi k \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k \sin k\pi(1 - r_A/l)}{(k\pi)^2 + (m_0 l)^2} \\ &\cdot \exp\{-[(m_0 l)^2 + (k\pi)^2] \alpha / l^2 t\}, \end{aligned} \quad (27)$$

$$I_0 = q\pi \alpha^2 n_l = q\eta\psi, \quad (28)$$

I_0 为总光生电流强度, η 为量子产额, ψ 为表面光子通量.

$$\begin{aligned} \varphi_A(r_A, t) &= \frac{I_0 R \sinh m_0(l - r_A)}{\sinh m_0 l} + 2\pi \sum_{k=1}^{\infty} \\ &\cdot \frac{(-1)^k I_0 R k \sinh k\pi(1 - r_A/l)}{\beta} \\ &\cdot \exp\left(-\frac{\alpha\beta}{l^2} t\right). \end{aligned} \quad (29)$$

式中

$$\beta = (m_0 l)^2 + (k\pi)^2. \quad (30)$$

(29)式便是代入了四个边界条件后(8)式所解得的一种光生电势的具体表达式,该式表现出A电极的输出电势 $\varphi_A(r_A, t)$ 和输出光电流 $I_A(r_A, t)$ 同光束中心点的横向距离 r_A 密切相关,而且呈双曲函数变化关系,它们随时间 t 呈周期性的衰减变化.

4 横向光生电势及光电位置传感器(简称 PSD)

(27)(29)式反映了结型半导体输出电极的输出光生电流 I_A 或 I_B 和输出光生电势 φ_A 或 φ_B 都是光束中心点距输出电极横向距离的单值函数.它是横向光生电势的一般表达式.在一般情况下横向光生电势 $\varphi_A(r_A, t)$ 随光束中心位置 r_A (r_A 定义为端电极至光束中心点间距离)的变化是很复杂的.通过(27)式的分析,可以看到输出归一化光生电流 I_A/I_0 和参数 m_0 的关系很重要.为此,根据它们的数值解画出了不同 $m_0 l$ 值情况下的 $I_A(r_A)/I_0$ 与 r_A/l 曲线,如图2.从图可看出,当 $m_0 l = 0$ 时, $I_A(r_A)/I_0$ 与 r_A/l 之间函数关系为一理想的直线,而且

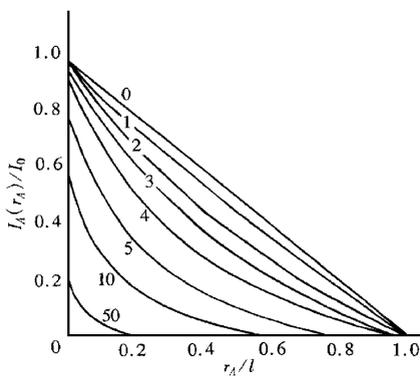


图2 $I_A(r_A)/I_0$ 与 r_A/l 关系曲线

(27)式变为

$$\frac{I_A(r_A, t)}{I_0} = \lim_{m_0 l \rightarrow 0} \frac{\sinh m_0(l - r_A)}{\sinh m_0 l} = 1 - \frac{r_A}{l}. \quad (31)$$

相对应的另一端B电极的 $I_B(r_B)$ 为

$$\frac{I_B(r_B)}{I_0} = \frac{r_A}{l}, \quad (32)$$

$$\frac{I_A(r_A) - I_B(r_B)}{I_0} = 1 - \frac{2r_A}{l}. \quad (33)$$

两相对输出电极输出的光生电流差的归一化值

$\Delta I/I_0$ 是光束中心点位置的线性函数.

当 $m_0 l \neq 0$ 时 $I_A(r_A)/I_0$ 与 r_A/l 之间的二次函数曲线将偏离 $m_0 l = 0$ 的理想直线. m_0 越大,偏离程度越大,线性也越差. $m_0 l = 50$ 时,由图2可见,该横向光电效应已基本消失.一般光电器件是很难观察到横向光电效应的,这从图2所示的 $I_A/I_0 - r_A/l$ 函数的不同 $m_0 l$ 曲线簇中可以得到精确地解释.

根据以上理论推导出的横向光生电势表达式(29)式,我们研制了光电位置传感器,光电位置传感器是只对射到它受光面上光束中心点位置敏感的光电器件.PSD的结构图如图3所示,以A电极为原点,光点P到原点的距离以 r 表示,则光点位置 r_A 与输出光电流 $I(r)$ 间的函数关系如(31)~(33)式表示.从理论上讲,它与光点聚焦的大小和光强无关(参见(33)式),这增加了它的实用性.它是目前微位移和大距离测量兼优的无接触测量的上佳器件.一般PSD的测量原理是将受光 P^+ 薄层看作一个以光点位置来调节的电位器,它也可以得到(33)式同样结果.但这种等效电路法不能提供上述光生电势一般方程所能提供的微观参数.我们研制的PSD的各项工艺参数和外加条件都是根据上述理论设计制作的.

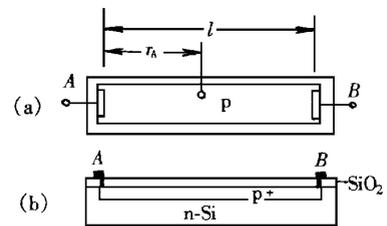


图3 一维 PSD 平面图(a)和剖面图(b)

从 m_0 表达式(16)表明 m_0 不仅与PSD内部参数有关,还和一些外加参数和环境因素有关.非信号光生电势 $\varphi'(r, z, t)$ 对 m_0 影响最大.若负载电阻和表面电阻压降可以忽略,则 $\varphi' \approx -V_R$.所以PSD应在较大反偏下工作,器件的高阻衬底材料和优质的表面钝化工艺是必须选择.

以我们研制的SK1886的一维PSD为例,在 $T = 300 \text{ K}$, $V_R = -8 \text{ V}$ 时比 $V_R = 0$ 时的 m_0 值要小 e^{97} 倍,可见影响之大.实际上影响 m_0 值的因素还较多,降低表面层电阻率 ρ_p 和p-n结反向饱和电流 J_s 也是降低 m_0 的重要途径.所以,实际测量的有负偏和无负偏时非线性度没有理论值那么高.我们选择的表面电阻率只有日本产品的一半,因此我们放弃了离子注入法.表面钝化采用了LPCVD二次钝化,从而提高了反偏电位.下面列出日本PSD产品^[5]和

我们的 PSD 产品(该产品的成果登记被列为 1994 年上海市赶超世界先进水平成果)的比较表。

从下表可见,我们研制的 PSD 较国外同类产品有较大的反向工作电压,而我们的 PSD 位置检测误

差相当同类产品的几十分之一,由于选择高阻材料, PIN 结电容约 1 pf,它的响应时间也同比小了三个数量级。由标准化测试报告说明依据我们的理论设计制作 的 PSD 是成功的。

参数 型号	有效面积	峰值波长	反向电压	位置检测误差		位置分辨率	暗电流	向应时间	最大光电流
	/mm ²	/nm	/V	典型值/ μm	最大值/ μm	/ μm	$v_R = 10 \text{ V/nA}$	$v_R = 10 \text{ V}$	/ μA
SI544(日本)	1×6	900	20	±30	±120	0.3	2-20	8 μs	40
SK1886(上大)	1×6	850	≥30	±1	±3	≤0.3	4	$t_r = 3.5 \text{ ns}$ $t_1 = 4$	60

5 讨 论

(1)(8)式的推导没有作过近似假设,它的成立应该是严格的。在均匀光照下(8)式的第一项为 0,它演变为结场光生电势方程。对于均匀半导体(8)式的第三项为 0,它演变为丹倍光生电势方程。在一般情况下对(8)式简化求解,它得到的结果同已证实的横向光电效应器件的光生电流电压输出公式是一致的^[5]。可见(8)式应为光生电势的一般方程。它统一了三种光生电势的输运行为。

(2)根据光生电势一般方程提供的与微观过程相关的各宏观参数函数之间的关系。我们选择了新的 PSD 三维结构和工艺参数。结果表明,按新理论设计的 PSD 具有比目前国外同类产品更加优良的光电位置敏感特性,大大的减小了 PSD 的位置探测

误差(非线性度)。应用实践说明上述理论是正确的,它的形式也是最简明的。

- [1] S. M. Sze. Physics of Semiconductor Devices (John Wiley and Sons, NJ, 1981), pp. 74—84.
- [2] R. A. Smith. *Semiconductor*. Cambridge. (5)1978.
- [3] Yu-Ying Zhang, *Semiconductor. Photoelectronic* (Shanghai Science and Technology Press, Shanghai, 1987), pp. 81—90 (in Chinese).
- [4] Da Qiao, Shan Ben, *Electron Materials*. (1980), pp. 119—124 (in Japanese).
- [5] Hamanastu. Position Sensitive Detectors. Sample Book (Japan), 1988.
- [6] Woltring Hemom J. IEEE Transaction on Elect. Deviecs August (1985), pp. 581—590.
- [7] J I. Pankore. Optical Process in Semiconductor. Prentice Hell. Englewood Cliffs N J. pp. 313—359, 1971.
- [8] 李丹之, *上海大学学报(自然科学版)*, V. 4, No. 1, 1998. pp. 284—288 [Li Dan-zhi *Journal of Shanghai University (Natural Science)*, V. 4, No. 1, 1998. pp. 284—288 (in Chinese)].

UNIVERSAL EQUATION OF PHOTOVOLTAGE AND TRANSVERSE PHOTOVOLTAGE EFFECT*

LI DAN-ZHI

(School of Science, Shanghai University, Shanghai 201800)

(Received 31 December 1998; revised manuscript received 14 April 1999)

ABSTRACT

We have derived a universal equation of photovoltage using a physics model of photovoltage effects, which involves a $p^+ - n - n^+$ structure. Under specified condition, the equation is simplified to expressions of junction field photovoltage, De-mber photovoltage and transverse photovoltage.

According to the function relation between the transverse photovoltage and the position of light point derived from the universal equation of photovoltage we fabricated the position sensitive detector (PSD) with excellent characteristics of position sensitivity on photocurrents. The theory is thus proven by the successful fabrication of the PSD.

PACC: 7300