

“新月”形隐埋波导耦合集成型 激光器的动态特性分析

王德宁 潘慧珍

(中国科学院上海冶金研究所)

提 要

本文在载流子扩散方程的基础上,用龙格-库塔、辛普生等数值分析法,对“新月”形隐埋波导耦合集成型激光器进行了动态特性分析。分析了器件结构参数的影响。探索降低阈值电流的途径。文内还指出了进一步提高器件质量和改进的方向。

一、引 言

近年来,由于单模光纤通讯的需要,研制出各种折射率波导横向限制的单模激光器^[1]。文献[2]指出,利用光注入锁频技术,可以保证在高速调制时,仍保持稳定的单纵模。然而,利用分立器件来实现光注入锁频,要求十分苛刻,而采用单片集成方法较为有利。文献[3]报道了用计算机模拟方法,设计了一种沟道隐埋波导耦合集成激光器,由于仍采用平板型有源区,阈值电流仍偏高(~500 mA左右),在实用上仍有一定困难。根据文献[4]的报道,InGaAsP长波长激光器采用“新月”形结构,阈值可降至10~20 mA。本文应用计算机模拟设计法,设计“新月”形GaAlAs/GaAs隐埋波导耦合集成型激光器,对其动态特性进行了理论分析,找出各结构参数与阈值电流间相互关系,探索降低阈值电流的途径。并按此制得了阈值电流为250 mA的集成型器件。进一步指出了降低阈值的方向。

二、设计的物理基础

GaAlAs/GaAs隐埋波导耦合集成型激光器的“新月”形结构的剖面图,如图1所示,是由两个四层不对称有源波导,通过一个三层不对称无波导耦合连接而成。四层不对称有源波导的有源区是呈“新月”形的,其厚度沿 y 方向(水平方向)逐渐变化,有源区紧邻的上、下两层是不对称的 $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 限制层和 $n\text{-Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ 凸透镜型的波导层,再下层是 $\text{Al}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$ 的限制层,其折射率^[5] $n_4=3.321$, $n_3=3.590$, $n_2=3.452$, $n_1=3.169$ 。三层无源波导中间一层与四层结构中的波导层相同,上、下两层为空气层和 $\text{Al}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$ 层,折射率分布为1, 3.452和3.169。本文考虑的动态特性——阈值电流性质,实际上只与四层有源波导区有关,无源波导只起耦合作用,有源波导与无源波导耦合的一面为腐蚀腔面,另一面为介理腔面。腐蚀腔面的反射率 $R_c=R \cdot T_c(0)$,这里 R 为解理腔面的反射率, $T_c(0)$ 为其

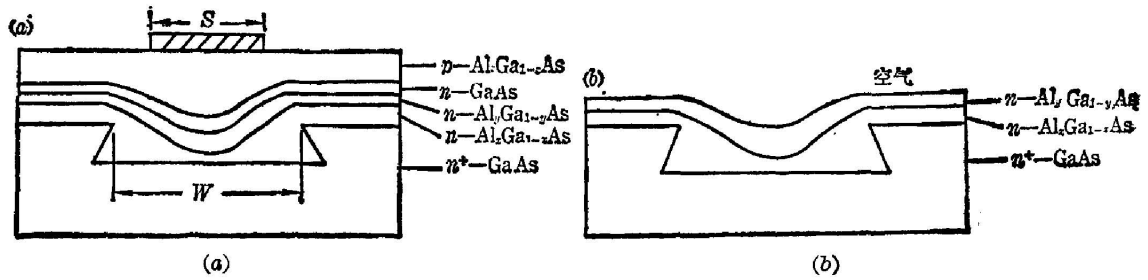


图 1

(a) 四层有源波导结构示意图(水平方向为 y , 垂直方向为 x);

(b) 三层无源波导结构示意图

Fig. 1

(a) Schematic diagram of the four-layer waveguide structure;

(b) Schematic diagram of the three-layer waveguide structure

限制因子^[6]。

众所周知,上述结构的载流子扩散方程为(水平方向)

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 N(y)}{dy^2} - \frac{N(y)}{L_D^2} &= -\frac{J_0}{eDd(y)}, \\ d(y) &= d_0 [1 - (2y/W)^2], \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中 $N(y)$ 为注入载流子在 y 方向上分布, y 为水平方向上距离, L_D 为空穴扩散长度(取值 $1\mu\text{m}$), D 为空穴扩散系数(取值 $5.63\text{cm}^2/\text{s}$), e 为电子电荷, $d(y)$ 为 y 方向上的“新月”形有源层厚度分布, J_0 为注入电流密度, W 为沟宽, d_0 为有源区的中心厚度。

按文献[5]的定义,在条宽 s 内、外的注入电流密度 J_0 分布为

$$J_0 = \begin{cases} J_0, & |y| \leq (S/2) \\ J_0 \left[1 + \frac{|y| - (S/2)}{l_0} \right]^{-2}, & |y| \geq (S/2) \end{cases} \quad (2)$$

式中 $l_0 = (0.10339/R_x J_0)^{1/2}$, $p\text{-Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ 材料的电阻 $R_x = \rho_x/d_x$, ρ_x 为其电阻率, d_x 为其厚度。按定义,注入电流 I_s (mA) 与 J_0 有如下关系

$$I_s = I_0 L (S + 2l_0), \quad (3)$$

将 l_0 值代入(3)式,可得

$$J_0^{1/2} = \frac{-2L(0.10339/R_x) \times 10^{-4} + \sqrt{[2L(0.10339/R_x) \times 10^{-4}]^2 + 4SLI_s \times 10^{-7}}}{2SL \times 10^{-8}}. \quad (4)$$

当给定 R_x , S , L 后,由 I_s 可求得(2)式中的 J_0 。但 $d(y)$ 和 J_0 均为 y 的函数,(1)式基本上不能用解析法求出 $N(y)$ 。本文采用龙格-库塔数值求解法解出 $N(y)$ 。而(1)式的边界条件为 $[dN(y)/dy]_{y=0} = \Delta x_{y=0} = 0$ 。若设步长 $h = y_1 - y_0$, (1)式变为

$$[d^2 N(y)/dy^2]_{y=0} = [N(0)/L_D^2] - (J_0/e d_0 D) = (2/h^2) [N(y_1) - N(0)] = (2/h^2) \Delta x_{y=0}, \quad (5)$$

$$\therefore \Delta x_{y=0} = (h^2/2) \{ [N(0)/L_D^2] - (J_0/e d_0 D) \}.$$

据龙格-库塔方程定义, $k_1 = h \{ [N(0)/L_D^2] - (J_0/e d_0 D) \}$, $k_2 = h \left[\frac{N(0) + (8k_1/h)}{L_D^2} - \frac{J_0}{e d_1 D} \right]$, 将 k_1 , k_2 代入(5)式,整理后可得

$$N(0) = \frac{J_e L_D^2}{ed_0 D} \left[1 + \frac{32L_D^2}{W^2} \right], \quad (6)$$

应用上述的边界条件,用龙格-库塔程序很方便地解出(1)式的 $N(y)$ 。

在阈值时,激光器的模增益应等于其损耗,即 $G_0 = L_0$, 而

$$\left. \begin{aligned} G_0 &= \frac{\int_0^\infty \Gamma_x(y) g(y) E^2(y) dy}{\int_0^\infty E^2(y) dy}, \\ L_0 &= \alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R[\Gamma_x(0)]^{1/2}}. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

要用辛普方法数值积分出式(7),必须知道 $E^2(y)$, $g(y)$ 和 $\Gamma_x(y)$ 的表式。

按文献[6],光场分布

$$\left. \begin{aligned} E^2(y) &= E_0^2 \exp[-(2y/W_a)^2], \\ W_a &= [4\lambda_g y_a^2 / \pi n_r g_0 \Gamma_x(0)]^{1/4}, \\ n_r &= [n_3^2 \Gamma_x(0) + n_2^2 (1 - \Gamma_x(0))], \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

在(8)式中,取波长 $\lambda_g = 0.9 \mu\text{m}$, 载流子吸收损耗 $\alpha_i = 30 \text{ cm}^{-1}$, 腔长 $L = 350 \mu\text{m}$, $g_0 = g(y)|_{y=0}$, $y_a = y_{g(y)=0}$ 。增益分布为

$$g(y) = aN(y) - b, \quad (9)$$

式中 $a = 1.08 \times 10^{16} \text{ cm}^2$, $b = 146 \text{ cm}^{-1}$ 。限制因子 $\Gamma_x(y)$ 的表式在文献[3]中已予评述,不再多叙,不过文献[3]中所涉及到是平板型有源区,其 d 不随 y 而变,这里所述的是“新月”形有源区,其限制因子也随 y 而变,因此不同的 $d(y)$ 有不同的限制因子 $\Gamma_x(y)$ 值。

综上所述,计算 J_{th} 和 I_{th} 可用如下步骤:先设定某 I_s , 由(4)式求出 J_e , 结合(1)式和龙格-库塔方程的边界条解出 $N(y)$ 分布,代入(9)式得 $g(y)$, 同时由(8)式求得 W_a 、 y_a 、 g_0 及 $E^2(y)$ 。用文献[3]方法得 $\Gamma_x(y)$ 。然后可用辛普生数值积分法求得(7)式的 G_0 。如果 $G_0 \neq L_0$, 不断调节 I_s , 反复迭代,直至 $G_0 = L_0$, 此时 I_s 即为阈值电流 I_{th} , $J_{\text{th}} = I_{\text{th}} \cdot LS$ 。同理,此时 $N(y)$, $E^2(y)$, $g(y)$ 分布为阈值时分布。如果选择不同的结构参数: S 、 L 、 W 、 d_0 和 L_D , 则可得结构参数与 I_{th} 、 J_{th} 关系。

三、动态特性

应用上述数值分析法,通过(1)~(4)式可得一系列结构参数对 J_{th} 、 I_{th} 的影响,现分叙如下:

1. 有源区厚度对 J_{th} 的影响

本文所述有源区厚度分布是服从(1)式 $d(y)$ 的“新月”形分布,因此这里讨论的厚度是指 d_0 (中心厚度)对 J_{th} 影响,根据定义,增益的极大值

$$g_{\text{max}} = aN(0) - b = \frac{aJ_{\text{nom}} L_D^2}{ed_0 D} \left[1 + \frac{32L_D^2}{W^2} \right] - b,$$

在阈值时, $\Gamma_x(0) g_{\text{max}} = \alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R[\Gamma_x(0)]^{1/2}} = G_{\text{th}}$ 及 $J_{\text{th}} = J_{\text{nom}}/\eta$, 代入上式可得

$$J_{th} = \frac{Ad_0}{\eta\Gamma_x(0)} \left[\alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R[\Gamma_x(0)]^{1/2}} \right] + \frac{bAd_0}{\eta} = \frac{Ad_0}{\eta} \left[\frac{G_{th}}{\Gamma_x(0)} + b \right], \quad (10)$$

$$A = \frac{eD}{\alpha_i L^2} \left[1 + \frac{32L_p^2}{W^2} \right]^{-1},$$

这里 η 为内量子效率。则(10)式对 d_0 取微分为零,得

$$d_{0,\min} = \frac{b\Gamma_x(0) + G_{th}}{G_{th}\Gamma_x(0)\Gamma'_x(0) + G'_{th}}, \quad (11)$$

这里 $\Gamma'_x(0)$ 和 G'_{th} 分别是 $\Gamma_x(0)$ 和 G_{th} 对 d_0 的微分,将(11)式代入(10)式可得

$$J_{th,\min} = \frac{A}{\eta} \left[\frac{G_{th}}{\Gamma_x(0)} + b \right]^2 \left[\frac{\Gamma_x(0)}{\Gamma_x(0)\Gamma'_x(0)G_{th} + G'_{th}} \right]. \quad (12)$$

若取 $W=6\mu\text{m}$, $S=3\mu\text{m}$, $L=350\mu\text{m}$, η 取 0.7。用数值分析法可得 d_0 与 J_{th} 关系,如图 2 所示。由图 2 可知,当 $d_0=0.17\mu\text{m}$ 时,其阈值为最低,其值与我们用(11)式计算得到的 $d_{0,\min}$ 值一致。说明:(1)本文采用的数值分析方法是准确的和本文推导的 $N(0)$ 的表式也是准确的;(2)从(10)式与从一般文献上求得的 J_{th} 表示式十分相似,但本文给出 A 系数有一定的表示式,物理意义明确,而一般文献中 A 系数是经验给定的,说明(10)式更具有量化;(3)当 $d_0 < 0.17\mu\text{m}$ 时, J_{th} 随 d_0 减小而急骤上升。这点在文献[3]中已指出,由于此时 $\Gamma_x(y)$ 随 d_0 急骤下降之故。而当 $d_0 > 0.17\mu\text{m}$ 时,此时 $\Gamma_x(y)$ 虽随 d_0 增加而增加,但 $g(y)$ 随 d_0 增加而迅速下降,两者相抵,使 J_{th} 随 d_0 缓缓地增加,只有当 $d_0=0.17\mu\text{m}$ 时,两者相抵得最佳值。

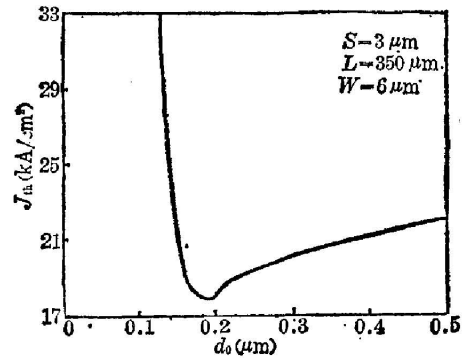


图 2 d_0 对 J_{th} 影响

Fig. 2 The effect of d_0 on J_{th}

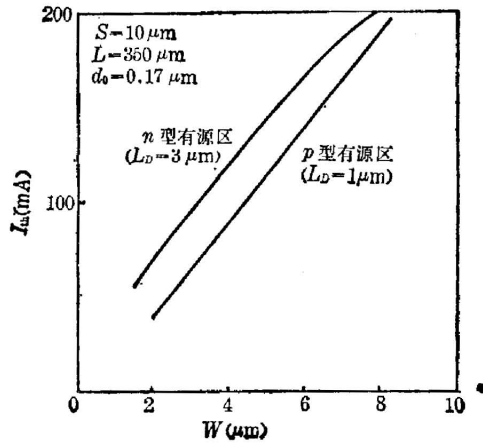
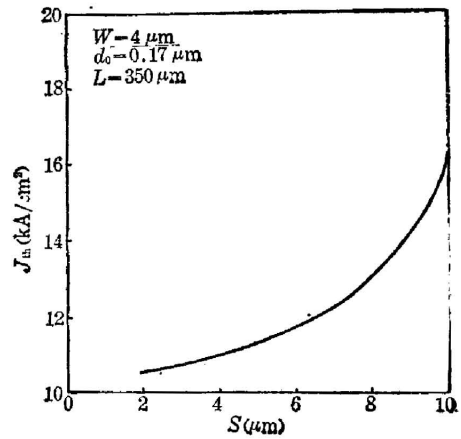
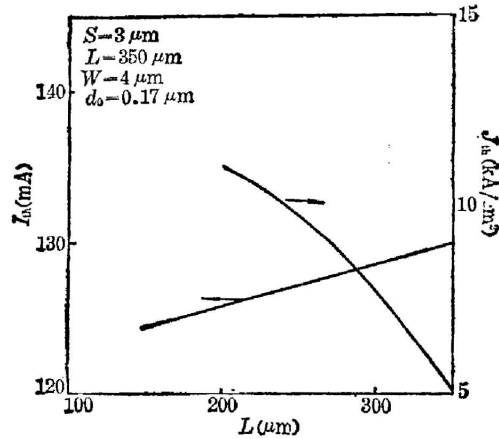
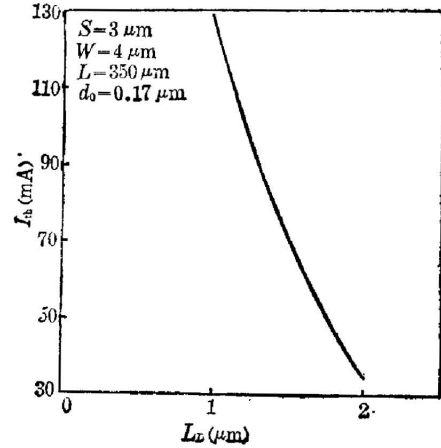
2. 沟宽 W 对 I_{th} 影响

在 $S=3\mu\text{m}$, $d_0=0.17\mu\text{m}$, $L=350\mu\text{m}$ 时,同样可应用数值分析方法得到沟宽 W 对 I_{th} 的影响,如图 3 所示。由图 3 可知, W 与 I_{th} 几乎呈正比关系, W 越窄, I_{th} 呈线性越陡,在技术条件许可情况下, W 应做得越窄越好。另外, W 越窄,文献[3]已详述过对控制单模越有利,故而是一举两得。由(8)式可得到不同沟宽 W 有不同的束宽 W_0 值, W 越窄 W_0 也越小,表示水平方向上限制越好,越有利于改善激光器的近场、远场特性,也越有利于保持单模,说明降低 W 值对改善激光器性能的重要性。从(10)式也可看出, J_{th} 与 A 呈正比,而 A 与 W 呈正比,因此 W 的减小有利于 J_{th} 的减小,与图 3 的结论是一致的。

3. 条宽 S 、腔长 L 对 I_{th} 、 J_{th} 的影响

在 $W=4\mu\text{m}$, $d_0=0.17\mu\text{m}$, $L=350\mu\text{m}$ 条件下,还分析了 S 对 J_{th} 的影响,如图 4 所示。由图 4 可知,条宽越小越有利于 J_{th} 的降低,而且降低的幅度也是较大的,但当 $S \leq 5\mu\text{m}$ 后, J_{th} 随 S 降低变缓,表示再降低 S ,作用就不大了。

图 5 表示 L 对 I_{th} 、 J_{th} 的影响, L 的增大有利于降低 J_{th} 。这点从(10)式中也可清楚地看到, J_{th} 与 L 呈反比。而由图 4 可知 L 与 I_{th} 的关系恰恰相反,但影响甚微。这是由于 J_{th} 虽与 L 呈反比, I_{th} 与 $J_{th}L$ 呈正比,两者相抵,使 L 对 I_{th} 的作用就甚微了。

图 3 W 对 I_{th} 的影响Fig. 3 The effect of W on I_{th} 图 4 S 对 J_{th} 的影响Fig. 4 The effect of S on J_{th} 图 5 L 对 I_{th} 、 J_{th} 的影响Fig. 5 The effect of L on I_{th} and J_{th} 图 6 L_D 对 I_{th} 的影响Fig. 6 The effect of L_D on I_{th}

4. 注入载流子扩散长度 L_D 对 I_{th} 的影响

在 $S=3\mu\text{m}$, $W=4\mu\text{m}$, $L=350\mu\text{m}$, $d_0=0.17\mu\text{m}$ 条件下, 应用数值分析法得到 L_D 对 I_{th} 的影响, 如图 6 所示。由图 6 可知, 阈值电流 I_{th} 随 L_D 的增加而急骤减小影响甚大, 这从(10)式中也可清楚地看到, J_{th} 与 L_D^2 呈反比, 它的作用比 d_0 、 S 和 L 的作用要来得明显, 因此尽量增大 L_D 是十分重要的。而 $L_D = \sqrt{D\tau}$, 它与复合寿命 τ 密切相关, 因此降低材料的非辐射复合中心, 如俄歇复合, 深能级中心, 表面复合等以求提高辐射复合率, 从而提高材料的 L_D 是十分重要的。由此联想到目前所采用的有源区是 n 型材料, 其少子是空穴, L_D 一般在 $1\mu\text{m}$ 左右, 如果我们采用 p 型有源区, 则其少子为电子, L_D 可达 $3\mu\text{m}$ 左右^[7], 则其 I_{th} 可望大为降低, 若取 $S=10\mu\text{m}$, $L=350\mu\text{m}$, $d_0=0.17\mu\text{m}$, 计算得到 W 对 I_{th} 关系, 如图 3 所示, 与 n 型相比较, 在同样 W 条件下, I_{th} 降低甚多, 若取 $S=3\mu\text{m}$, 则 I_{th} 可望降得更低, 这也是我们今后改进器件质量的方向。

由(1)式可知, 当 $y \rightarrow (W/2)$ 时, $d(y) \rightarrow 0$, $d^2N(y)/dy^2 \rightarrow -\infty$, 表示 $N(y)$ 随 y 的增加,

极快地下降,直至 $N(y) \rightarrow 0$ 。在我们的计算中,也发现当 $y=W_0$ 时, $N(y)$ 已比 $N(0)$ 下降了 2~3 个数量级。因此可以说,在本文的“新月”形结构中,由于有源区隐埋在折射率不同的材料中,在沟宽外不存在载流子扩散问题。这也就是隐埋结构其阈值低于条形结构的原因所在。根据我们的计算表明,当 $d(y) \rightarrow 0.05 \mu\text{m}$ 左右时,载流子扩散的影响已可忽略不计,因此不必过分地追求 $y \rightarrow (W/2)$ 时, $d(y) \rightarrow 0$,一般小于 0.05 就可以了。

四、结 论

根据以上分析,可以得到如下的结论:

(1) 按目前我们研制的器件条件进行了计算,在 $S=3 \mu\text{m}$, $L=350 \mu\text{m}$, $W>8 \mu\text{m}$, $d_0=0.17 \sim 0.2 \mu\text{m}$ 条件下,计算得到 $I_{\text{th}}=200 \sim 220 \text{mA}$,当实测值 $I_{\text{th}}=250 \mu\text{A}$ 左右还是比较接近的,并与利用(10)、(11)式求得的 $d_{0,\text{min}}$ 值也相近。这点说明本文所采用的数值分析法基本上是正确的。

(2) 为降低阈值电流密度,应尽量降低沟宽 W 和非辐射复合中心,条宽 S 降到 $5 \mu\text{m}$ 以下, d_0 取 $0.17 \mu\text{m}$ 左右, L 取 $350 \mu\text{m}$ 左右是较为合理的。

(3) 有源区由 n 型改为 p 型,可望 I_D 有较大增加,使 I_{th} 下降,其效果较改变其它条件来得明显,是今后改进器件的重要途径之一。

(4) 有源区呈“新月”形平板型效果好得多,这在四元系 $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ 激光器^[4]中曾得到证实,在本文理论计算中和实验测定中都再次得到了证实。

参 考 文 献

- [1] D. Botez; *Proc. SPIE*, 1980, Vol. 224 (Washington SPIE, 1980), 102.
- [2] Y. Yamada *et al.*; *Japan J. Appl. Phys.*, 1980, **19**, No. 11 (Nov), L6897.
- [3] 王德宁,潘慧珍;《光学学报》,1984, **4**, No. 2 (Feb), 126.
- [4] H. Ishikawa; *Electronics Lett.*, 1981, **17**, No. 13 (25 Jun), 465.
- [5] W. T. Tsang; *J. Appl. Phys.*, 1978, **49**, No. 3 (Mar), 1031.
- [6] P. A. Kirkby, G. H. B. Thompson; *J. Appl. Phys.*, 1976, **47**, No. 8 (Aug), 4573.

Analysis of dynamic characteristics of 'crescent' GaAs/(GaAl)As lasers integrated with buried passive waveguide

WANG DENING AND PAN HUIZHEN

(Shanghai Institute of Metallurgy, Academia Sinica)

(Received 7 December 1984; revised 4 March 1985)

Abstract

Based on the injection carrier diffusion equation, dynamic characteristics of the 'crescent' GaAs/(GaAl)As lasers integrated with buried passive waveguide have been analysed by using Runge-Kutta and Simpson numerical method.

Effects of structure parameters (such as central thickness d_0 of the active layer, stripe width S , channel width W , and carrier diffusion length L_D) on the threshold current I_{th} or threshold current density J_{th} are analysed.

According to the analysis, in order to reduce the threshold current or threshold density, the channel width W must be reduced to $2\sim 4\mu\text{m}$ and the stripe width S must be less than $5\mu\text{m}$. A cavity length $L=350$ and a thickness $d_0=0.17\mu\text{m}$ are reasonably recommended. Centers of non-radiative recombination should be reduced, the more the better. In this way, optimum results can be reached.

We also discuss the way to improve device quality and device structure in this paper.