

УДК 621.382.27

ЛАВИННО-ПРОЛЕТНЫЙ ДИОД С ВАРИЗОННОЙ ОБЛАСТЬЮ УМНОЖЕНИЯ

В. М. АРУТЮНЯН, Л. Н. ГРИГОРЯН, С. Г. ПЕТРОСЯН

Ереванский государственный университет.

(Поступила в редакцию 27 сентября 1984 г.)

Теоретически исследованы статические и динамические характеристики лавинно-пролетных диодов с варизонной областью умножения. Вычислена зависимость малосигнального импеданса диода от градиента ширины запрещенной зоны.

Плавное пространственное изменение параметров варизонного полупроводника, как известно [1—3], позволяет управлять процессом ударной ионизации и коэффициентом усиления тока в различных лавинных гетероструктурах. В сочетании с легированием изменение состава полупроводника может привести к заданному оптимальному распределению параметров лавинных структур. В частности, имеется возможность для полного разделения областей умножения и дрейфа в лавинно-пролетных диодах (ЛПД). Именно эта концепция лежит в основе работы гетеропереходного ЛПД, предложенного впервые в [4]. Однако практическая реализуемость преимуществ гетеропереходных ЛПД довольно проблематична в связи с тем, что не всегда возможен выбор гетеропереходной пары с заданными ионизационными свойствами, одновременно удовлетворяющей условиям идеальности гетероперехода.

Наличие граничных состояний в области сильного поля приводит к возникновению большого избыточного тока насыщения, разрушающего работу ЛПД. Для устранения этого эффекта требуется, по крайней мере, уменьшить несоответствие постоянных решеток до 10^{-3} А [4]. В значительной степени эту трудность можно обойти, используя плавный переход по составу от области умножения к области дрейфа в ЛПД. Здесь мы рассматриваем влияние такой варизонности на статические и динамические характеристики ЛПД.

Пусть имеется структура типа диода Рида с варизонной областью умножения (рис. 1), в которой ширина запрещенной зоны в области $-W \leq x \leq 0$ плавно меняется по линейному закону: $E_g(x) = E_g(0) + |\nabla E_g| x$. Знак и величина градиента ширины запрещенной зоны, как будет видно из дальнейших расчетов, существенно влияют на работу ЛПД. Для конкретности в работе рассматривается наиболее интересный случай, когда направления градиентов электрического поля и ширины запрещенной зоны совпадают, так что в области максимального поля (граница раздела $p_{\text{вар-л}}^+$) $E_g(x)$ минимальна. При незначительной концентрации акцеп-

торов в $p_{\text{вар}}$ -области для ЛПД фактически имеем $p^+ - i - n^+$ -структуру, часть запертого слоя которой является варизонной. Известно, что как статическая вольт-амперная характеристика лавинного диода, так и его высокочастотные свойства значительно изменяются при изменении размеров области интенсивной ударной ионизации и переходе от узкого слоя умножения, локализованного в плоскости максимального поля или минимальных коэффициентов ударной ионизации, к умножению, равномерно распределенному по всему запертому слою.

В предлагаемых структурах локализация ударной ионизации может иметь место не только за счет неоднородности поля, но и за счет неоднородности ширины запрещенной зоны. На рис. 1 показано распределение ширины запрещенной зоны и электрического поля в структурах типа

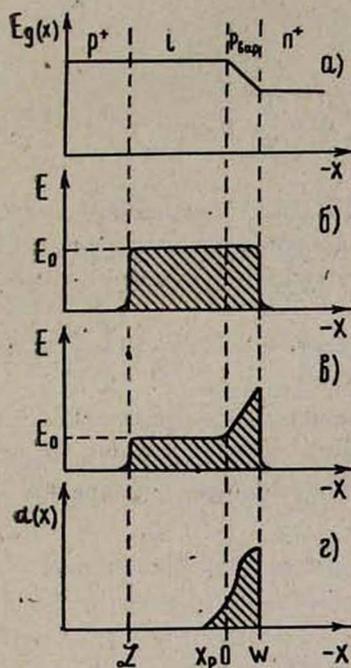


Рис. 1. Пространственное распределение в ЛПД: ширины запрещенной зоны (а), напряженности электрического поля (б — $p^+ - i - i_{\text{вар}} - n^+$, в — $p^+ - i - p_{\text{вар}} - n^+$) и коэффициента ударной ионизации (z).

$p^+ - i - i_{\text{вар}} - n^+$ и $p^+ - i - p_{\text{вар}} - n^+$ при обратных смещениях, близких к пробойному, когда i - или $p_{\text{вар}}$ -области полностью обеднены свободными носителями. При однородном легировании $p_{\text{вар}}$ -области поле в этой области увеличивается по закону

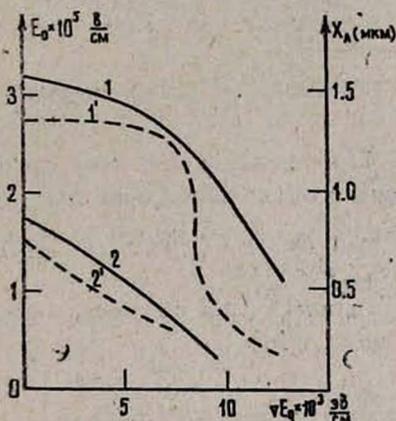


Рис. 2. Изменение с градиентом ширины запрещенной зоны напряженности пробоя E_0 (1, 2) (левая шкала) и толщины слоя умножения X_d (1', 2') (правая шкала) для структур $p^+ - i - i_{\text{вар}} - n^+$ (1, 1') и $p^+ - i - p_{\text{вар}} - n^+$ (2, 2'); $L=4$ мкм, $W=1$ мкм, $N=10^{16}$ см $^{-3}$.

$E(x) = E_0 - eNx/\epsilon\epsilon_0$, где N — концентрация акцепторов, а E_0 — напряженность поля в i -слое, величина которой определяется из условия пробоя

$$\int_{-W}^L \alpha(x, E(x)) dx = 1. \quad (1)$$

В локальном приближении [1] коэффициенты ударной ионизации для электронов и дырок (для простоты расчетов они полагаются равными) можно представить в виде

$$a(x, E(x)) = a_0 \exp\left(-\gamma \frac{E_g(0) + |\nabla E_g| x}{E_0 + \frac{eN}{\epsilon\epsilon_0} x}\right), \quad (2)$$

где γ — коэффициент, определяемый эффективными массами и длиной свободного пробега электронов и дырок, которые слабо меняются с изменением состава.

После подстановки (2) в (1) получается следующее уравнение для определения напряженности поля пробоя:

$$\begin{aligned} a'_0 L \exp\left(-\frac{1}{E_0}\right) + a'_0 A \frac{E_0}{N'} \exp\left(\frac{v}{N'}\right) \left\{ \text{Ei}(-A) - \text{Ei}\left(-\frac{A}{1 + \frac{N'}{E_0}}\right) + \right. \\ \left. + \frac{1}{A} \exp(-A) + \frac{1 + \frac{N'}{E_0}}{A} \exp\left(\frac{A}{1 + \frac{N'}{E_0}}\right) \right\} = 1, \quad (3) \end{aligned}$$

где $A = (N' + vE_0)/N'E_0$, $N' = eNW/\gamma\epsilon\epsilon_0 E_g(0)$, E_0 — безразмерное поле, $v = |\nabla E_g| W/E_g(0)$ — относительное изменение ширины запрещенной зоны, L — отношение длины пролетного пространства к длине варизонной области, a'_0 — безразмерный коэффициент, а $\text{Ei}(x) = \int_{-\infty}^x t^{-1} e^t dt$.

Приведенное уравнение решается численно при различных значениях градиента ширины запрещенной зоны и легирования $p_{\text{вар}}$ -области. При $N \rightarrow 0$ из (3) получается соответствующее уравнение для $p^+i\text{-}i_{\text{вар}}\text{-}n^+$ -диода.

Толщина слоя умножения определяется из общепринятого для ЛПД условия [4, 5]

$$\int_{-W}^{-x_A} a(x, E(x)) dx = 0,95. \quad (4)$$

Это уравнение для $p^+i\text{-}i_{\text{вар}}\text{-}n^+$ -диода решается аналитически при малых $|\nabla E_g|$, когда выполняется условие $a'_0 L \exp\left(-\frac{1}{E_0}\right) > 0,05$, а слой умножения охватывает всю варизонную область и часть i -области, причем

$$x_A = L - \frac{0,05}{a'_0} \exp\left(\frac{1}{E_0}\right). \quad (5)$$

При больших $|\nabla E_g|$ толщина слоя умножения уменьшается и становится меньше W . В этом случае x_A изменяется с ростом $|\nabla E_g|$ по закону

$$x_A = \frac{E_0}{v} \ln \left(e^{v/E_0} - \frac{0,95}{\alpha_0} \frac{v}{E_0} e^{1/E_0} \right). \quad (6)$$

Зависимости $E_0(|\nabla E_g|)$ и $x_A(|\nabla E_g|)$ представлены на рис. 2. Кривые 1, 1' относятся к структуре $p^+ - i - i_{\text{вар}} - n^+$, а 2, 2' — к структуре $p^+ - i - p_{\text{вар}} - n^+$. Из этих графиков следует, что даже при отсутствии легирования варизонного слоя возможны пространственная локализация ударной ионизации и полное разделение запирающего слоя на области дрейфа и умножения. С увеличением $|\nabla E_g|$ уменьшается средняя ширина запрещенной зоны в слое умножения, и поэтому поле пробоя также уменьшается. При наличии же в варизонном слое ионизированных акцепторов локализация процесса ударной ионизации является более сильной и обусловлена как неоднородностью поля, так и E_g . При расчете этих кривых для параметров γ , α_0 , $E_g(0)$ нами использовались численные значения, характерные для твердых растворов $Ga_x Al_{1-x} As$ [6].

Зная распределение внешнего поля по структуре, можно оценить также КПД ЛПД по известной формуле

$$\eta = \frac{1}{\pi} \left(1 - \frac{U_A}{U_0} \right),$$

где U_0 и U_A — падения напряжения на всем запирающем слое и на слое умножения. Для η легко получить выражение

$$\eta = \frac{1}{\pi} \frac{L + 1 - x_A + \frac{N'}{2E_0} (1 - x_A)^2}{L + 1 + \frac{N'}{2E_0}}.$$

С увеличением $|\nabla E_g|$ КПД диода возрастает. Так, например, при $|\nabla E_g| = 5 \cdot 10^3$ эВ/см η достигает 17% для $p^+ - i - i_{\text{вар}} - n^+$ и 27% для $p^+ - i - p_{\text{вар}} - n^+$.

Зная статические характеристики, можно перейти к анализу динамических свойств рассматриваемых структур. В линейном приближении, когда все переменные составляющие малы по сравнению с постоянными составляющими, задачу можно решить до конца аналитически. Система уравнений, описывающих динамические процессы в ЛПД, включает в себя уравнение непрерывности для электронов и дырок, уравнение Пуассона и уравнение для полного тока. Эта система решается аналогично тому, как это делается для обычных диодов Рунда [7, 8]. Не приводя это громоздкое решение, выпишем окончательное выражение для малосигнального импеданса диода $Y(\omega) = G(\omega) + iB(\omega)$:

$$Y(\omega) = \omega C \frac{y'(1 - \cos \omega \tau)}{1 - \cos \omega \tau + 2y(y - \sin \omega \tau)} +$$

$$+ i\omega C \frac{y'(2y - \sin \omega \tau)}{1 - \cos \omega \tau + 2y(y - \sin \omega \tau)},$$

$$y' = \frac{\omega \tau}{2} \left(1 - \frac{\omega^2 \tau^2}{R} \frac{L + x_A}{L + 1} \right), \quad y = \frac{\omega \tau}{2} \left(1 - \frac{\omega^2 \tau^2}{R} \right),$$

$\tau = (W - x_A)/v_s$ и $\tau = (L + x_A)/v_s$ — соответственно времена дрейфа через слой умножения и пролетное пространство,

$$R = \frac{2 J_0^0 \tau^2 (L + x_A)}{\gamma E_g(0) \varepsilon \varepsilon_0 \tau_A (L + 1)} \int_{-1}^{-x_A} \left(\frac{\partial a}{\partial E} \right)_E dx,$$

$C = \varepsilon \varepsilon_0 / (L + x_A)$ есть емкость области дрейфа, J_0^0 — постоянная составляющая полного тока.

Величина R , по сути дела, характеризует индуктивность лавины и зависит от градиента запрещенной зоны. При условии

$$\alpha_0 L \exp\left(-\frac{1}{E_0}\right) > 0,05 \text{ имеем}$$

$$R = \frac{2 \alpha_0 J_0^0 \tau^2 (L + x_A)}{\gamma E_g(0) \varepsilon \varepsilon_0 \tau_A (L + 1)} \left[\int_{-1}^0 \frac{1 + vx}{(E_0 - N'x)^2} \times \right. \\ \left. \times \exp\left(-\frac{1 + vx}{E_0 - N'x}\right) dx + \frac{x_A}{E_0^2} \exp\left(-\frac{1}{E_0}\right) \right],$$

а при обратном соотношении $\alpha_0 L \exp\left(-\frac{1}{E_0}\right) < 0,05$ —

$$R = \frac{2 \alpha_0 J_0^0 \tau^2 (L + x_A)}{\gamma E_g(0) \varepsilon \varepsilon_0 \tau_A (L + 1)} \int_{-1}^{-x_A} \frac{1 + vx}{(E_0 - N'x)^2} \exp\left(-\frac{1 + vx}{E_0 - N'x}\right) dx.$$

Приведенные формулы в пределе $N \rightarrow 0$ непосредственно применимы для расчета импеданса и $p^+ - i - i_{\text{вар}} - n^+$ -диода. На рис. 3 и 4 представлены в безразмерных единицах зависимости $G(\omega)$ и $B(\omega)$ для обеих типов

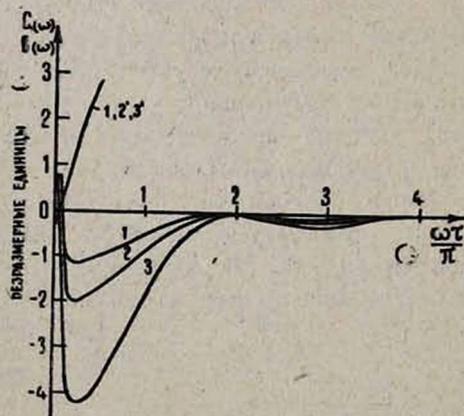


Рис. 3. Зависимость активной $G(\omega)$ (1, 2, 3) и реактивной $B(\omega)$ (1', 2', 3')

частей импеданса $p^+ - i - i_{\text{вар}} - n^+$ ЛПД

от частоты: $J_0^0 = 50 \text{ А/см}^2$;

1, 1' — $v = 0,5$; 2, 2' — $v = 0,6$;

3, 3' — $v = 0,7$,

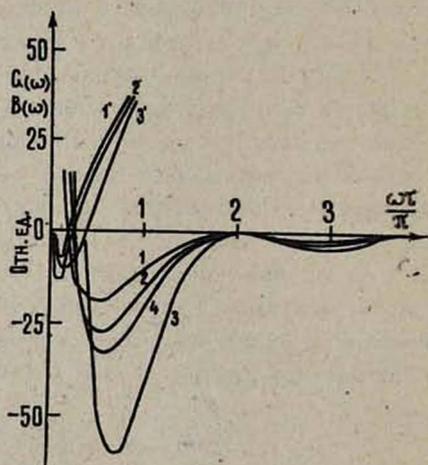


Рис. 4. Зависимость активной $G(\omega)$ (1, 2, 3, 4) и реактивной $B(\omega)$

(1', 2', 3')

частей импеданса $p^+ - i - i_{\text{вар}} - n^+$ ЛПД от частоты: $J_0^0 = 50 \text{ А/см}^2$,

1, 1' — $v = 0,02$; 2, 2' — $v = 0,2$; 3, 3' — $v = 0,5$;

$J_0^0 = 25 \text{ А/см}^2$, 4 — $v = 0,2$.

структур. При $\omega \rightarrow 0$ активная часть проводимости положительна, а полная реактивность диода носит индуктивный характер. С увеличением частоты активная проводимость становится отрицательной при $\omega > \omega_{гр}$, причем граничная частота

$$\omega_{гр} = \frac{1}{\tau} \sqrt{\frac{R(L+1)}{L+x_A}}$$

возрастает с ростом $|\nabla E_z|$. В промежутке между $\omega_{гр}$ и $\omega_1 = 2\pi/\tau G(\omega)$ достигает максимального отрицательного значения. Из графиков видно, что величина $G(\omega)$ в максимуме с ростом $|\nabla E_z|$ существенно возрастает. Величина активной проводимости зависит и от плотности постоянного тока J_0^0 . Создание варизонности в слое умножения позволяет значительно снизить плотность этого тока при сохранении максимального значения $G(\omega)$ (рис. 4, кривые 2 и 4). Из рисунков следует также, что реактивная проводимость слабо зависит от $|\nabla E_z|$ и при частотах $\omega > \omega_{гр}$ практически определяется емкостью запорного слоя.

Таким образом, создание варизонного слоя улучшает согласование постоянных решеток и позволяет даже в отсутствие неоднородного легирования полностью разделить области лавинного умножения и дрейфа, что приводит к увеличению величины динамического отрицательного сопротивления и эффективности ЛПД с одновременным уменьшением постоянной составляющей общего тока через прибор и ослаблением роли тепловых эффектов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арутюнян В. М., Петросян С. Г. ФТП, 14, 2001 (1980).
2. Sarago F. et al. Contrib. Papers 9-th Int. Symp. "Gallium Arsenide and Related Compounds", Oiso, Japan, 1981. Bristol, London, 1982, p. 473-478.
3. Баранов А. И. и др. ФТП, 17, 753 (1983).
4. Gulshaw B., Gibbin R., Blakey P. Int. J. Electr., 37, 577 (1974); 39, 121 (1975), 40, 521 (1976).
5. Classen M., Kupper P., Harth W. Int. J. Electr., 44, 145 (1973).
6. Дмитриев А. П., Михайлова М. П., Ясевич Н. Н. ФТП, 17, 46 (1983).
7. Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. ЛПД и их применение в технике СВЧ. Изд. Советское радио, М., 1968.
8. Пикус Г. Е. Основные теории полупроводниковых приборов. Физматгиз, М., 1965.

ՎԱՐԻԶՈՆԱՅԻՆ ԲԱԶՄԱՅՄԱՆ ՏԻՐՈՒՅԹՈՎ ՀԵՂԵՂԱ-ԹՈՒԶՔԱՅԻՆ ԴԻՈԴ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒՅՈՒՆՅԱՆ, Լ. Ն. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Ս. Գ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Տեսականորեն հետազոտված են վարիզոնային բազմացման տիրույթով հեղեղա-թուղթային դիոդների ստատիկ և դինամիկ բնութագրերը: Հաշվված է սարքի թույլ ազդանշանային իմպեդանսի կախվածությունը արգելված գոտու գրադիենտից:

AN IMPATT DIODE WITH GRADED-GAP AVALANCHE ZONE

V. M. HARUTYUNYAN, L. N. GRIGORYAN, S. G. PETROSYAN

Static and dynamic characteristics of IMPATT diodes with graded-gap avalanche zone are theoretically investigated. The dependence of small-signal impedance of the device on the gradient of band gap has been calculated.