

УДК 538.56 + 621.382.2

МОДУЛЯЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В РАСПРЕДЕЛЕННОМ ЛАВИННО-ПРОЛЕТНОМ ДИОДЕ

А. В. Корнаухов

В линейном приближении исследована модуляция электромагнитной волны в распределенном лавинно-пролетном диоде (РЛПД), вызванная изменением во времени плотности тока питания и обусловленная сильной зависимостью постоянной нарастания (затухания) волны в диоде от плотности постоянного тока. Показано, что вследствие отрицательной динамической проводимости $p-n$ -перехода СВЧ сигнал в РЛПД может быть существенно усилен и иметь глубину модуляции значительно большую, чем ток питания. Форма огибающей определяется параметрами РЛПД и выбором рабочего режима

В работах [1-3] экспериментально и теоретически была показана перспективность применения распределенного лавинно-пролетного диода (РЛПД) в качестве широкополосного усилителя СВЧ диапазона электромагнитных волн. Наличие сильной зависимости динамической проводимости РЛПД от плотности тока питания делает возможным эффективное управление коэффициентом усиления и фазовой скоростью волны в диоде.

В настоящей работе теоретически исследовалось влияние медленной временной зависимости плотности тока питания на характеристики распространяющегося в РЛПД СВЧ сигнала. Показано, что вследствие отрицательной динамической проводимости $p-n$ -перехода и зависимости постоянной нарастания (затухания) электромагнитной волны от плотности тока питания диода при изменении во времени рабочей точки на вольт-амперной характеристике РЛПД возможно получение усиления СВЧ сигнала и одновременная модуляция его амплитуды с коэффициентом модуляции, близким к единице.

В линейном приближении в рамках одномерной модели рассматривался РЛПД, представляющий собой несимметричную, полосковую линию передачи, в которой слой диэлектрика заменен полупроводниковой структурой с резким несимметричным $p-n$ -переходом, плоскость которого параллельна плоскости металлических электродов. При этом предполагалось, что

- 1) металлические электроды обладают высокой проводимостью;
- 2) скин-эффектом в низкоомных областях полупроводника можно пренебречь;
- 3) размеры структуры таковы, что для анализа волновых процессов можно пользоваться теорией длинных линий [4];
- 4) низкочастотные флуктуации тока и напряжения, вызванные эффектом лавинного размножения носителей заряда в $p-n$ -переходе, пренебрежимо малы;
- 5) плотность тока питания J является медленной функцией времени и изменяется по косинусоидальному закону:

$$J = J_0(1 + \mu \cos \gamma t). \quad (1)$$

Здесь μ и γ — соответственно глубина и частота модуляции плотности тока питания РЛПД. Для простоты будем считать, что $\mu \ll 1$, а вели-

чина γ такова, что связь между низкочастотными напряжением и током определяется их мгновенными значениями. В указанных приближениях формулы расчета активной и реактивной составляющих импеданса РЛПД на частоте ω согласно [3, 5] имеют вид*

$$R(\omega) \omega C = -\beta_L^2 \omega W^{-1} [(1 - \beta_L^2) \chi(\nu) - \sigma \lambda(\nu)] / [(1 - \beta_L^2)^2 + \sigma^2]; \quad (2a)$$

$$X(\omega) \omega C = -\{1 + \beta_L^2 \omega W^{-1} [(1 - \beta_L^2) \lambda(\nu) + \sigma \chi(\nu)] / [(1 - \beta_L^2)^2 + \sigma^2]\}. \quad (2b)$$

В отличие от обозначений, принятых в [5], здесь C — погонная емкость обратно смещенного p — n -перехода при напряжении лавинного пробоя, $C = \epsilon b/W$, где b — ширина полосковой линии, ϵ — диэлектрическая проницаемость полупроводника, W — ширина p — n -перехода. Кроме того, из-за выполнения для плотности тока соотношения (1) квадрат лавинной частоты РЛПД Ω_L^2 является гармонической функцией, а параметр β_L^2 изменяется синфазно с током:

$$\beta_L^2 = \frac{\Omega_L^2(J)}{\omega^2} = \beta_0^2(1 + \mu \cos \gamma t). \quad (3)$$

Учитывая (3), выражение для импеданса ЛПД можно записать в виде суммы постоянной и изменяющейся во времени составляющих:

$$R(\omega) = R_0(\omega, \beta_0^2) + R_{\sim}(\omega, \beta_0^2, \mu, \gamma); \quad (4)$$

$$X(\omega) = X_0(\omega, \beta_0^2) + X_{\sim}(\omega, \beta_0^2, \mu, \gamma). \quad (5)$$

Вводя обозначение

$$\Theta = \frac{\omega L}{r} \left| \frac{R_0(\omega, \beta_0^2)}{X_0(\omega, \beta_0^2)} \right| \quad (6)$$

(L и r — соответственно погонная индуктивность РЛПД и погонное сопротивление скин-слоя металлических электродов), дисперсионное уравнение, определяющее инкременты распространяющейся в РЛПД вдоль оси z параллельно плоскости p — n -перехода электромагнитной волны типа $u(z) = u(0) \exp[i(\omega t - kz)]$, можно представить в виде

$$k^2 = -\frac{r}{X(\omega)} \left\{ \left[\frac{R(\omega)}{X(\omega)} + \Theta \frac{X_0(\omega, \beta_0^2)}{R_0(\omega, \beta_0^2)} \right] + i \left[\Theta \frac{X_0(\omega, \beta_0^2) R(\omega)}{R_0(\omega, \beta_0^2) X(\omega)} - 1 \right] \right\}. \quad (7)$$

При $\mu = 0$ и $X(\omega), R(\omega) < 0$ условие $\Theta \geq 1$ соответствует области усиления электромагнитной волны на частоте ω , а $\Theta < 1$ — ее затуханию. Изменение во времени плотности тока питания приводит к зависимости области активности РЛПД от амплитуды и частоты осцилляции тока.

В качестве примера была рассмотрена модуляция электромагнитной волны с частотой 100 ГГц в однопролетном РЛПД с шириной p — n -перехода и эквивалентного слоя размножения 0,4 мкм и 0,08 мкм соответственно. Считалось, что плотность тока утечки J_s равна 10^{-3} А, $\beta_0^2 = 0,25$, а произведение rb выбиралось равным 0,115 Ом, что соответствует длинной линии с золотыми полосками. Величины μ , Θ и z варьировались. Значения параметров μ , Θ и z для четырех расчетных вариантов приведены в табл. 1.

* Обозначения те же, что и в [5].

На рис. 1 приведена форма огибающей СВЧ сигнала в точке z РЛПД при вариации вышеперечисленных параметров. Видно, что слабая осцилляция плотности тока питания приводит к существенной модуляции монохроматической волны и появлению в ее спектре гармоник с номерами $\omega \pm k\gamma$ ($k = 0, 1, 2, \dots$).

Таблица 1

Значения параметров Θ, μ, z				
n	1	2	3	4
Θ	1	2	2	1
μ	0,1	0,1	0,3	0,1
z	0,5	0,5	0,5	1

Спектральный состав огибающих сигнала для рассмотренных вариантов приведен в табл. 2.

Таким образом, снижение СВЧ потерь (увеличение Θ) приводит к значительному росту коэффициента усиления и амплитуды огибающей радиоимпульса (кривые 1, 2) и несколько слабее сказывается на коэффициенте модуляции и спектре огибающей сигнала.

Изменение амплитуды низкочастотных колебаний плотности тока питания сильно влияет и на коэффициент усиления волны, и на форму радиоимпульсов (варианты 1, 3).

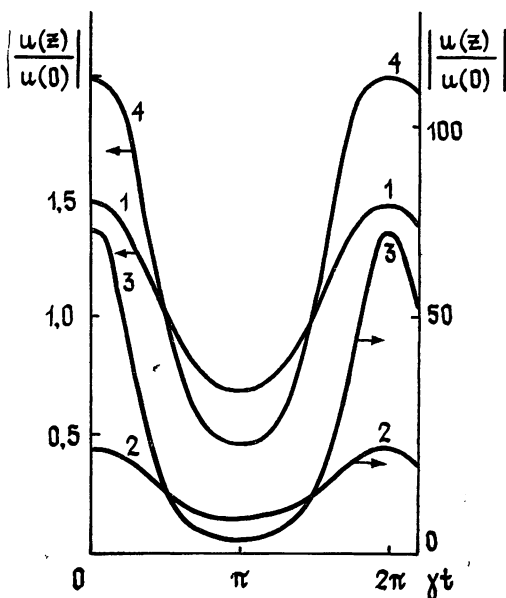


Рис. 1.

Таблица 2

Спектральный состав огибающих СВЧ сигнала

$k \backslash n$	0	1	2	3	4	5	6	7	8
1	2,081	0,533	0,041	0,120	0,002	0,115	0,006	0,110	0,011
2	29,19	9,097	1,028	1,480	0,038	1,360	0,076	1,301	0,132
3	48,22	30,69	11,03	3,22	0,519	0,523	0,018	0,390	-0,035
4	2,341	0,96	0,173	0,101	0,004	0,076	0,004	0,072	0,006

Увеличение длины взаимодействия электромагнитной волны с РЛПД приводит к увеличению крутизны фронтов, коэффициента модуляции волны и сложному перераспределению энергии в спектре огибающей (варианты 1, 4).

Так как динамическая проводимость РЛПД является функцией квадрата отношения лавинной и сигнальной частот, а также угла пролета носителей заряда в обедненном слое $p-n$ -перехода, то похожие результаты могут быть получены при модуляции не плотности тока питания, а частоты электромагнитной волны.

Требуется отметить, что искажение формы сигнала в результате преобразования его спектрального состава при осцилляции тока питания имеет место и для сосредоточенных ЛПД [6], но в РЛПД за счет эффекта накопления проявляется значительно сильнее.

В заключение заметим, что рассмотренные в настоящей работе процессы могут наблюдаться и в других распределенных активных системах с сильной зависимостью динамической проводимости от низкочастотных изменений тока либо поля, например в диодах Ганна, туннельных диодах и сверхрешетках (подобная задача в квантовых сверхрешетках решена в работе [7]) и могут быть использованы для модуляции или детектирования высокочастотного сигнала с одновременным его усилением.

Автор глубоко признателен Л. К. Орлову за помощь на начальном этапе работы и Ю. А. Романову за ряд ценных замечаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Midford T. A., Bowers H. C.—Proc. IEEE, 1968, 56, № 10, p. 1724.
2. Давыдова Н. С., Данюшевский Ю. З., Телятников Л. И.—Радиотехника, 1972, 27, № 8, с. 77.
3. Корнаухов А. В., Шабанов В. Н.—Изв. вузов—Радиоэлектроника, 1976, 19, № 3, с. 29.
4. Рамо С., Уиннери Дж. Поля и волны в современной радиотехнике.—М.—Л.: Гостехиздат, 1950.
5. Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ.—М.: Сов. радио, 1968.
6. Кокорин И. А.—Электронная техника. Сер. 2, 1976, вып. 5, с. 6.
7. Орлов Л. К., Романов Ю. А.—Изв. вузов—Радиофизика, 1980, 23, № 2, с. 232.

Научно-исследовательский физико-технический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
29 ноября 1979 г.,
после доработки
9 июля 1980 г.

MODULATION OF AN ELECTROMAGNETIC WAVE IN A DISTRIBUTED IMPATT-DIODE

A. V. Kornaukhov

In the linear approximation a modulation of an electromagnetic wave is investigated in a distributed IMPATT-diode (DIMPATT-diode). It is induced by time variation of the current supply density and is due to a strong dependence of a wave increment damping in the diode on the direct current density. It is shown that due to a negative dynamic conductivity of $p-n$ transition a microwave signal in IMPATT may be amplified essentially and has a considerably larger modulation depth than the current supply. The form of the envelope is defined by IMPATT parameters and the choice of the operating regime.