

Показано, что наблюдающийся в режиме микротокков эффект максимизации фликкерных шумов полупроводниковых диодов обусловлен влиянием флуктуаций сопротивления утечки. В германиевых диодах этот эффект не наблюдался из-за сравнительно больших значений обратного тока насыщения, обусловленных малой шириной запрещенной зоны. Для возникновения эффекта диод должен обладать сравнительно большими токами утечки и мощными фликкерными флуктуациями соответствующего сопротивления. Разумеется, при практическом использовании диодов следует стремиться к обратной ситуации.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Головки А. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 10, с. 1531.
2. Головки А. Г. — ФТП, 1978, 12, № 12, с. 2386.
3. Головки А. Г. — ФТП, 1978, 12, № 9, с. 1842.
4. Kleppner T. G. M. — Physica, 1980, 98 В+С, № 4, p. 289.
5. Малахов А. Н. — Радиотехника и электроника, 1958, 3, № 4, с. 547.
6. Фонгер В. — В сб.: Шумы в электронных приборах / Пер. с англ. — М. — Л. Энергия, 1964, с. 409.
7. Якимов А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1974, 17, № 8, с. 1170.
8. Якимов А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 6, с. 722.
9. Якимов А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 2, с. 238.
10. Eberhard J. W., Hoop R. M. — Phys. Rev., 1978, 18, № 12, p. 6681.
11. Якимов А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 3, с. 308.
12. Шишняну Ф. С. Диффузия и деградация в полупроводниковых материалах и приборах. — Кншинев: Шттинца, 1978.
13. Wall E. L. — Sol. Stat. Electr., 1976, 19, № 5, p. 389.

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию  
6 января 1983 г.,  
в окончательном варианте  
7 июня 1983 г.

*Примечание при корректуре.* Аналогичный теоретический и экспериментальный анализ  $p-n$ -переходов на основе  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  выполнен в работе [14]. Показано, что наличие флуктуаций сопротивления утечки действительно приводит к появлению эффекта максимизации шумов. При этом утечки контролировались по вольт-амперным характеристикам диода.

14. Климов А. Э., Неизвестный И. Г., Шумский В. Н. — ФТП, 1983, 17, № 10, с. 1766.

УДК 621.385.633

## ОПТИМИЗАЦИЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ В РЕЖИМЕ ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ ПОЛЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ПРОДОЛЬНОМ СТАТИЧЕСКОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Е. Д. Белявский

В [1] рассмотрена распределенная система, состоящая из периодической во времени последовательности протяженных электронных сгустков, захваченных продольной составляющей поля бегущей электромагнитной волны большой амплитуды в продольно ориентированном статическом электрическом поле. Показано, что в такой распределенной системе осуществляется устойчивое преобразование энергии статического поля в энергию электромагнитной волны (или обратное преобразование) с высоким значением КПД. В [2-4] описаны различные схемы реализации этого механизма преобразования энергии, а в [5] исследованы условия устойчивости его существования. В этих работах также показано, что отмеченный механизм преобразования энергии допускает значительный произвол в выборе величины и формы статического электрического поля. При этом естественно возникает задача оптимизации эффективности преобразования энергии путем выбора величины и формы этого поля.

В данной работе такая оптимизация осуществляется на основе вариационного метода.

**1. Исходные положения.** Преобразование энергии в рассматриваемой распределенной системе описывается следующей системой нелинейных уравнений и неравенств [5]:

$$E^2 = E_0^2 + 2RI_0 \int_0^z E_{ст} dz; \quad (1)$$

$$E e^{jX_0} = j E_{ст} J_0^{-1}(q) - \Omega^2 q (2J_1(q) \eta h_0)^{-1}; \quad (2)$$

$$q^* \Omega = q_0^2 \Omega_0; \quad (3)$$

$$|E_{ст}| E^{-1} < J_0(q). \quad (4)$$

Здесь  $q(z)$  — наибольшая амплитуда осцилляторов в сгустке в точке  $z$  ( $2q = \Delta$  — фазовая ширина сгустка),  $\eta = e/mz$ ,  $\Omega(z)$  — круговая частота осциллятора,  $q_0 = q(0)$ ,  $\Omega_0 = \Omega(0)$ ,  $E(z)$  — модуль амплитуды продольной составляющей ВЧ поля,  $E_0 = E(0)$ ;  $E_{ст}(z)$  — напряженность статического электрического поля,  $R = E^2/2P$  — параметр связи,  $I_0$  — полный ток невзмущенного потока электронов,  $J_n(q)$  — функция Бесселя.

Закон изменения статического поля  $E_{ст}(z)$  в значительной мере произвольный и ограничивается только условием устойчивости движения осцилляторов (4).

**2. Оптимизация преобразования энергии.** Рассмотрим более подробно случай преобразования энергии статического поля в энергию бегущей волны. Задача оптимизации в этом случае состоит в поиске такой зависимости  $E_{ст}(z)$  ( $E_{ст} > 0$ ), для которой дифференциальный коэффициент усиления является максимальным при заданных входных условиях и при выполнении условия устойчивости (4). Для решения этой задачи можно использовать вариационные методы [6, 7].

Будем искать оптимальный закон изменения  $E_{ст}(z)$  среди зависимостей, для которых  $E(z)$  является монотонно меняющейся функцией. При этом в качестве функционала удобно выбрать длину  $L$ , на которой получается заданное усиление (рассматриваемый режим преобразования энергии не имеет насыщения [1]).

$$L = \int_{E_0}^{E_1} \frac{E dE}{R I_0 E_{ст}}. \quad (5)$$

В общем случае подобная вариационная задача (из-за ограничений в виде неравенств (4)) может быть решена при помощи принципа максимума Понтрягина [6]. В данном случае вариационная задача может быть сведена к более простой вариационной задаче [7]. Для этого введем новую переменную величину  $\Psi$  по формуле

$$\sin \Psi = E_{ст} (E J_0(q))^{-1}. \quad (6)$$

При этом уравнения (2), (3) записываются в виде

$$\begin{aligned} \Omega^2 &= (2\eta h_0 E q^{-1} J_1(q))^2 \cos^2 \Psi, \quad X_0 = \pi - \Psi, \\ E q^3 J_1(q) \cos \Psi &= E_0 q_0^3 J_1(q_0) \cos \Psi_0, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $\Psi_0 = \Psi(0)$

При помощи (6) и (7) исходная вариационная задача приводится к виду

$$L = \int_{E_0}^{E_1} \frac{dE}{R I_0 J_0(q) \sin \Psi}; \quad (8)$$

$$E q^3 J_1(q) \cos \Psi = \alpha, \quad (9)$$

где  $\alpha = q_0^3 E_0 J_1(q_0) \cos \Psi_0$  ( $\alpha$  — постоянная, зависящая от начальных условий). Неравенство (4) выполняется автоматически, так как  $\sin \Psi$  всегда не более единицы по абсолютной величине. Уравнение (9) в данном случае является голономной связью между величинами  $q$  и  $\Psi$ .

Следуя общему правилу [7], составим вспомогательный функционал

$$J_H = \int_{E_0}^{E_1} \{ [R I_0 J_0(q) \sin \Psi]^{-1} + p(E) [q^3 E J_1(q) \cos \Psi - \alpha] \} dE, \quad (10)$$

где  $p(E)$  — вспомогательная функция

Уравнения Эйлера для функционала (10) имеют вид

$$\begin{aligned} - [R I_0 J_0(q) \sin \Psi]^{-1} (J_0'(q)/J_0(q)) + p(E) E \cos \Psi [q^3 J_1(q)]' &= 0, \\ (\cos \Psi / \sin \Psi) [R I_0 J_0(q) \sin \Psi]^{-1} + p(E) E q^3 J_1(q) \sin \Psi &= 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь везде штрих обозначает дифференцирование по  $q$ . Исключая из (11)  $p(E)$ , получаем

$$[\ln J_0(q)]' \operatorname{tg}^2 \Psi = - [\ln q^3 J_1(q)]'. \quad (12)$$

Используя известные соотношения

$$J_0'(q) = -J_1(q), \quad J_1'(q) = J_0(q) - J_1(q)q^{-1},$$

представим эту зависимость в следующем виде:

$$\operatorname{tg}^2 \Psi = J_0^2(q)/J_1^2(q) + 2J_0(q)/qJ_1(q). \quad (13)$$

Величины  $E$ ,  $E_{\text{сг}}$ ,  $z$  также могут быть записаны как функции от  $q$ :

$$\frac{E}{\alpha} = \frac{1}{q^3 J_1(q)} \left[ 1 + \frac{2J_0(q)}{qJ_1(q)} + \frac{J_0^2(q)}{J_1^2(q)} \right]^{1/2}; \quad (14)$$

$$\frac{E_{\text{сг}}}{\alpha} = \frac{J_0(q)}{q^3 J_1(q)} \left[ \frac{2J_0(q)}{qJ_1(q)} + \frac{J_0^2(q)}{J_1^2(q)} \right]^{1/2}; \quad (15)$$

$$z = (\alpha/RJ_0) [F(q_0) - F(q)], \quad (16)$$

где

$$F(q) = \int_1^q \left[ \left( \frac{2}{q} + \frac{J_0}{J_1} \right) \left( 1 + \frac{2J_0}{qJ_1} + \frac{J_0^2}{J_1^2} \right) + \left( \frac{1}{q} + \frac{J_0}{J_1} + \frac{J_0^3}{J_1^3} \right) \left( \frac{2J_0}{qJ_1} + \frac{J_0^2}{J_1^2} \right)^{-1/2} \frac{dq}{q^3 J_1 J_0} \right]. \quad (17)$$

Здесь  $J_0 = J_0(q)$ ,  $J_1 = J_1(q)$ . Уравнения (13) — (17) представляют собой решение вариационной задачи в параметрической форме.

Графики зависимостей  $\operatorname{tg}^2 \Psi$ ,  $E/\alpha$ ,  $E_{\text{сг}}/\alpha$ ,  $F$  от  $q$  приведены на рис 1, 2. Из этих рисунков видно, что  $\operatorname{tg}^2 \Psi$ ,  $E$ ,  $E_{\text{сг}}$  являются монотонно убывающими, а  $F$  — монотонно возрастающей функцией от  $q$ . Из этого факта следует:

1) По мере увеличения амплитуды бегущей волны фазовая ширина сгустка  $\Delta = 2q$  монотонно уменьшается ( $\Delta \rightarrow 0$  при  $E \rightarrow \infty$ ).

2) По мере уменьшения фазовой ширины центр сгустка осцилляторов смещается в сторону максимума тормозящего поля бегущей волны ( $\operatorname{tg}^2 \Psi \rightarrow \infty$  при  $\Delta \rightarrow 0$ ).

3) Отношение  $E/E_{\text{сг}}$  при уменьшении  $\Delta$  стремится к своему предельному значению, равному единице.

4) Фазовая ширина сгустка  $\Delta$  уменьшается, а амплитуда волны увеличивается в направлении вдоль системы.

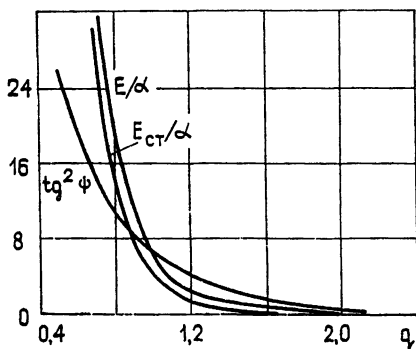


Рис. 1.

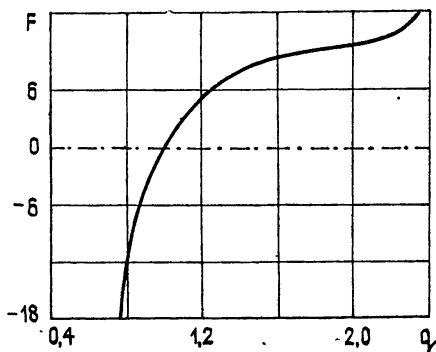


Рис. 2.

Таким образом, оптимизация энергообмена осуществляется непрерывным смещением центра сгустка электронов в сторону максимума тормозящего ВЧ поля с одновременным уменьшением его фазовой ширины.

Эффективность оптимизации отражает рис. 3, на котором приведены зависимости  $E/E_0$  от нормированной длины  $x = (Rl_0/E_0)z$  для различных значений параметра  $q_0$  ( $2q_0 = \Delta_0$  — начальная фазовая ширина сгустка). Из этого рисунка видно, что эффективность нарастания  $E$  существенно зависит от  $q_0$ , особенно при  $q_0 > 1$ .

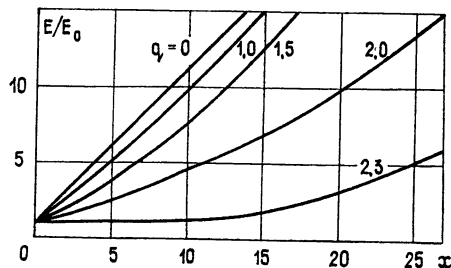


Рис. 3.

Это связано с тем, что при большой ширине сгустка для обеспечения его устойчивости необходимо сильно смещать центр сгустка по отношению к максимуму тормозящего полупериода бегущей волны, резко уменьшая тем самым эффективность взаимодействия. По мере увеличения  $E$  фазовая ширина сгустка уменьшается и появляется возможность его смещения в сторону максимума тормозящего ВЧ поля без нарушения устойчивости, что приводит к улучшению эффективности взаимодействия. Особенно эффективна оптимизация при больших  $q_0$ . В этом легко убедиться, если провести на рис. 3

касательные к кривым в начале координат (касательные описывают закон увеличения  $E/E_0$  в изофазном режиме, рассмотренном в [1]). Этот результат важен для практической реализации описываемого режима преобразования энергии в автофазной ЛБВ. КПД такой ЛБВ существенно зависит от числа захваченных электронов в сгустке по сравнению со всеми электронами, вылетевшими из катода за период ВЧ поля. Большой процент захвата электронов можно получить только в случае больших значений  $\Delta_0$ , близких к предельным по устойчивости ( $\Delta_0 \sim 3\pi/2$ ). Но при этом для получения усиления порядка 5—10 дБ и более при использовании изофазного закона изменения необходимо брать очень большую длину автофазного участка. Полученный выше оптимальный закон изменения  $E_{ст}(z)$  позволяет резко уменьшить эту длину.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Белявский Е. Д. — Радиотехника и электроника, 1971, 16, № 1, с. 208.
2. Белявский Е. Д. Авторское свидетельство № 340347. Бюл. изобрет., 1981, № 12, с. 288.
3. Белявский Е. Д. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1973, вып. 4, с. 30.
4. Белявский Е. Д. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1982, вып. 2, с. 64.
5. Белявский Е. Д. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 10, с. 1312.
6. Бочаров Е. П., Левин Ю. И., Трубецков Д. И. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1975, № 3, с. 3.
7. Смирнов В. И. Курс высшей математики. — М.: Гостехиздат, 1953, т. 4.

Поступила в редакцию  
27 октября 1982 г.

#### Аннотации депонированных статей

УДК 621.372.8

#### ГИБРИДНЫЕ НАПРАВЛЯЕМЫЕ $EH$ -МОДЫ АСИММЕТРИЧНОГО ПЛОСКОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

А. Д. Титов, А. П. Халалюк

Из всех возможных решений дисперсионного уравнения гибридных  $EH$ -мод асимметричного плоского диэлектрического волновода при наличии поглощения (усиления) в сердцевине, подложке и покрытии,

$$\text{tg} [kd(h + i\tau)] = i(h + i\tau) \left[ N_{12}^2 \sqrt{N_2^2 - N_1^2 + (h + i\tau)^2} + N_{13}^2 \sqrt{N_3^2 - N_1^2 + (h + i\tau)^2} \right] \times \\ \times \left[ (h + i\tau)^2 + N_{12}^2 N_{13}^2 \sqrt{N_2^2 - N_1^2 + (h + i\tau)^2} \sqrt{N_3^2 - N_1^2 + (h + i\tau)^2} \right]^{-1}, \quad (1)$$