



## НЕЛИНЕЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ВАКУУМНЫХ МИКРОЭЛЕКТРОННЫХ СТРУКТУРАХ

*В.А. Солнцев*

Приведены результаты исследований физических процессов в вакуумных микроэлектронных структурах с матрицами автоэмиссионных катодов (МАЭК). Рассмотрен ряд методов теории, нелинейные явления и структуры, известные ранее и предложенные в последнее время: вычисление гармоник тока и решение уравнений движения электронов в структурах с модуляцией эмиссии, СВЧ-диод с МАЭК, высокочастотный автоэмиссионный контакт, ЛОВ с автомодуляцией эмиссии (карсинотрод), фрактальный автоэмиссионный катод. Разработаны общие подходы к построению аналитической и численной теории приборов с модуляцией эмиссии. Дана классификация режимов работы диода с МАЭК и получена полная картина поведения КПД и электронной проводимости диода с МАЭК в режимах с отсечкой и без отсечки тока; предельный КПД составляет 30–40%. Рассмотрено влияние неоднородности поля у острейшего катода. Показана возможность существования высокочастотного автоэмиссионного контакта между двумя проводниками при отсутствии статического поля, найдена его вольтамперная характеристика, отличающаяся от закона Фаулера – Нордхейма. Дана нелинейная теория ЛОВ с автомодуляцией эмиссии полем обратной волны (карсинотрод), позволяющей повысить КПД с 15% в обычной ЛОВ до 35% в карсинотроде при сохранении электронной перестройки частоты. Показана возможность увеличения КПД в изофазном карсинотроде до 60–70%. С целью получения предельных характеристик рассматриваемых структур предложены фрактальные автоэмиссионные катоды со специальной формой поверхности для существенного усиления электрического поля на остриях и увеличения тока с таких катодов при ограниченном напряжении.

В вакуумной микроэлектронике перспективным путем создания усилителей, генераторов и других устройств сверхвысоких частот является сочетание модуляции эмиссии электронов на катоде СВЧ полем с использованием пролетных эффектов при взаимодействии электронов с полем в сосредоточенных или распределенных электродинамических структурах. Для триодных структур с матрицами автоэмиссионных катодов (МАЭК), где используется только модуляция эмиссии (электростатическое управление), а пролетные эффекты не существенны, экспериментально получено усиление на частотах до 1.3 ГГц [1]. Между тем в ряде работ [2–5] показано, что использование пролетных эффектов даже в простейших диодных структурах позволяет ожидать усиления и генерации сантиметровых и миллиметровых волн за счет образования отрицательной проводимости электронного потока. Сочетание пролетных явлений с модуляцией эмиссии особенно эффективно при использовании МАЭК, в которых имеется резкая зависимость тока эмиссии от приложенного электрического поля. Это

справедливо для указанных однозачорных диодных структур, клистронов с МАЭК [6,7], представляющих структуры с двумя высокочастотными зазорами, многозачорных структур с длительным взаимодействием электронов и поля, в частности структур с обратной волной [8]. Ряд других приборов с модуляцией эмиссии рассмотрен в [9].

В настоящей работе дан обзор некоторых результатов, полученных в последнее время для одно- и многозачорных структур с модуляцией эмиссии, а также приведен ряд новых результатов.

Разработаны общие подходы к построению аналитической и численной теории приборов с модуляцией эмиссии. Аналитическая нелинейная теория основана на записи с помощью закона сохранения энергии усредненного уравнения движения сформированного на катоде сгустка электронов [10]. Как показывает сравнение с численными результатами, она хорошо описывает главные нелинейные эффекты и может служить основой для их исследования в широкой области изменения параметров. При численном моделировании используются крупные частицы с разным зарядом, определяемым законом эмиссии электронов с катода [11].

Дана классификация режимов работы диода с МАЭК. Получена полная картина поведения КПД и электронной проводимости диода с МАЭК в режимах без отсечки и с отсечкой тока; предельный КПД составляет 30–40% в зависимости от величины поля на катоде и работы выхода электронов [10,11]. Рассмотрено влияние неоднородности поля у острейного катода, показано, что резкое изменение потенциала вблизи острия снижает величину КПД и отрицательной электронной проводимости электронного потока.

Для расчета электростатических полей в МАЭК с большим разбросом линейных размеров использованы сеточные методы в сочетании с алгоритмом «лупы». Сначала рассматривается поле во всем диоде между анодом и катодом на крупной сетке, затем выделяются меньшие области и наконец области вблизи острий, покрытые мелкой сеткой [12]. Исследовано также влияние пространственного заряда, которое приводит к снижению КПД.

Показана возможность существования высокочастотного автоэмиссионного контакта между двумя проводниками при отсутствии статического поля ( $\mu=1$ ), найдена его вольтамперная характеристика, отличающаяся от закона Фаулера – Нордхейма.

Дана нелинейная теория предложенной в [8] ЛОВ с автомодуляцией эмиссии полем обратной волны (карсинотрод), показывающая возможность существенного повышения КПД с 15% в обычной ЛОВ до 35% в карсинотроде при сохранении электронной перестройки частоты [13]. Аналитическая и численная теория показывают также возможность дальнейшего увеличения КПД в изофазном карсинотроде до 60–70%.

Для получения предельных характеристик рассматриваемых структур предложены фрактальные автоэмиссионные катоды со специальной формой поверхности, показана возможность существенного усиления электрического поля на остриях и увеличения тока с таких катодов при ограниченном напряжении [4].

## 1. Гармоники тока и уравнения движения

Рассматривая одномерную модель электронного потока, используем нерелятивистское уравнение движения электронов в переменных Лагранжа  $t, t_0$ , либо  $z, t_0$

$$\partial(mv)/\partial t = eE(z,t), \quad \partial(mv^2/2)/\partial z = eE(z,t), \quad (1)$$

где  $t$  – текущее время,  $z$  – продольная координата,  $t_0$  – момент вылета электрона с поверхности острейного катода ( $z=0$ ),  $v$  – скорость электрона. Продольное поле  $E(z,t)$  является суммой внешнего статического поля  $E_0(z)$ , высокочастотного поля

электродинамической системы с амплитудой  $E_1(z)$  и частотой  $\omega$  и поля пространственного заряда  $\hat{E}(z,t)$

$$E(z,t) = E_0(z) + \operatorname{Re} E_1(z) \exp(-i\omega t) + \hat{E}(z,t). \quad (2)$$

В приборах с модуляцией эмиссии на поверхности катода  $z=0$  существует не только статическое, но и высокочастотное поле. При использовании МАЭК на катоде согласно закону Фаулера – Нордхейма имеем для плотности тока  $j(0,t)$  (или тока  $J(0,t)$ )

$$j(0,t) = \begin{cases} -AE^2(0,t) \exp\{-B/(-E(0,t))\}, & \text{при } -E(0,t) > 0, \\ 0, & \text{при } -E(0,t) < 0, \end{cases} \quad (3)$$

где  $A, B$  – положительные постоянные, определяемые материалом и структурой катода.

Если пренебрегать полем пространственного заряда, либо его высшими гармоническими составляющими, то можно записать

$$E(0,t) = E_0(0) + E_1(0) \cos \omega t = E_{\max} [1 - \mu(1 - \cos \omega t)], \quad (4)$$

где  $\mu = E_1(0)/E_{\max}$  – коэффициент модуляции по отношению к максимальному полю на катоде  $E_{\max} = E_0(0) + E_1(0)$ .

В зависимости от соотношения постоянного и переменного поля возможны разные режимы работы катода.

При ускоряющем электронами статическом поле ( $-E_0 > 0$ ) возможна передача энергии ВЧ полю. В этом случае при  $0 < \mu < 1/2$  нет отсечки тока. При  $1/2 < \mu < 1$ , когда ВЧ поле  $-E_1 > -E_0$ , существует угол полной отсечки тока  $\pi > \psi > \pi/2$ , который определяем соотношением  $\cos \psi = 1 - 1/\mu$ .

При тормозящем статическом поле ( $-E_0 < 0$ ) или его отсутствии ( $E_0 = 0$ ) электроны вылетают с катода только под действием высокочастотного поля и забирают у него энергию. В этом случае  $\mu \geq 1$ ,  $0 \leq \psi \leq \pi/2$ .

Определяемая соотношениями (3), (4) форма электронных сгустков около катода показана на рис. 1. Для катодов с полевой эмиссией из-за резкой зависимости тока от поля реальный угол отсечки  $\psi_B$  получается меньше полного угла отсечки  $\psi$ . Видно, что фазовая ширина сгустков получается  $2\psi_B \leq \pi$  при  $\mu \geq 0.25$ ,

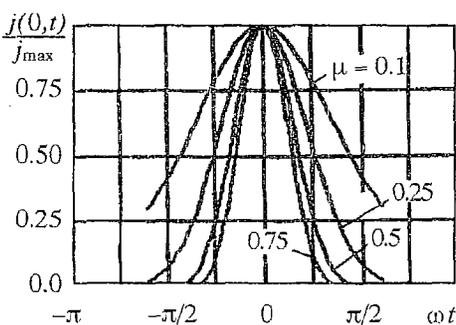


Рис. 1. Форма электронных сгустков

а при  $\mu > 0.5$  у катода формируются тонкие электронные сгустки  $2\psi_B < \pi/2$ , которые при движении от катода к аноду смещаются в тормозящую фазу ВЧ поля и отдают ему свою энергию. При полном угле пролета сгустков  $\theta = \pi$ . В этом случае можно ожидать высокий КПД диода, который по механизму работы в этом режиме аналогичен полупроводниковому лавинно-пролетному диоду [15].

Плотность тока  $j(z,t)$  является суммой гармоник

$$j(z,t) = j_0 + \operatorname{Re} \sum_{n=-\infty}^{\infty} j_n(z) \exp(-in\omega t), \quad (5)$$

$$j_n(z) = 1/[\pi(1+\delta_{0n})] \int_0^{2\pi} j(z,t) \exp(in\omega t) d(\omega t) = 1/[\pi(1+\delta_{0n})] \int_0^{2\pi} j(0,t_0) \exp[in\omega t(z,t_0)] d(\omega t_0),$$

где  $\delta_{nn} = 1$ , при  $n=m$ ;  $\delta_{mn} = 0$ , при  $n \neq m$  – символ Кронекера.

Гармоникам тока на катоде  $j_n(0)$  соответствует  $t=t_0$  и для них получается следующее выражение:

$$j_n(0) = \alpha_n j_{\max}, \quad j_{\max} = -AE_{\max}^2 \exp(-\beta), \quad \beta = B/(-E_{\max}), \quad (6)$$

$$\alpha_n = 1/[\pi(1+\delta_{0n})] \int_{-\psi}^{\psi} [1-\mu(1-\cos\omega t)^2] \exp\{-\beta\mu(1-\cos\omega t)/[1-\mu(1-\cos\omega t)]\} \cos(n\omega t) d(\omega t),$$

причем  $\psi = \pi$  при  $\mu < 1/2$ ,  $\cos\psi = 1 - 1/\mu$  при  $\mu > 1/2$ .

Типичные зависимости относительных значений гармоник тока  $\alpha_n$  от коэффициента модуляции  $\mu$  приведены на рис. 2. В работе [16] эти зависимости были записаны для режимов без отсечки тока ( $\mu < 1/2$ ) и другой нормировки тока; в [17] рассматривался случай  $\psi \approx \pi/2$  ( $\mu \approx 1$ ). Расчеты показывают, что для значений параметра эмиссии  $6 < \beta < 15$  первая гармоника тока имеет максимальное значение при небольшом коэффициенте модуляции  $\mu \approx 0.1 \div 0.2$ , когда  $E_1/E_0 = \mu/(1-\mu) \approx 0.11 \div 0.25$ . Заметим, что величины  $\alpha_n$ , вычисляемые при законе эмиссии (3), по смыслу аналогичны коэффициентам Берга, применяемым для приближенного расчета приборов с отсечкой тока при кусочно-линейной аппроксимации их характеристик. Важное значение имеет отношение первой гармоники тока к среднему току  $j_1/j_0 = \alpha_1/\alpha_0$  (рис. 3). Эта величина характеризует толщину электронного сгустка, вылетающего из катода. Для очень тонкого сгустка  $j_1/j_0 \rightarrow 2$ .

Сгустки меняют свою форму в результате группировки электронов ВЧ полем при пролете через прибор. Однако как было показано в теории малого сигнала [4,5], для диода с полевой эмиссией этот эффект обычно меньше влияет на обмен энергией между электронами и полем, чем смещение сгустка относительно фазы поля. Поэтому для построения приближенной аналитической теории можно пренебречь изменением формы сгустка электронов при его пролете через прибор. Положим

$$\omega t(z, t_0) = \omega t_0 + \theta_0(z) + \tilde{\vartheta}(z, t_0), \quad (7)$$

где

$$\theta_0(z) = \omega \int_0^z [dz/v_0(z)] = \omega \int_0^z [dz/v_e(z)] + \vartheta_0(z)$$

– средний угол пролета электронов, определяемый статическим и высокочастотным полем;  $v_e(z)$  – скорость электронов в статическом поле;  $v_0(z)$  – средняя скорость электронов в статическом и высокочастотном поле;  $\tilde{\vartheta}(z, t_0)$  – переменная составляющая фазы электронов, определяющая изменение формы сгустка. Пренебрегая переменной составляющей фазы  $\tilde{\vartheta}$ , получим

$$j_n(z) = j_n(0) \exp[in\theta_0(z)] = j_{\max} \alpha_n \exp[in\theta_0(z)]. \quad (8)$$

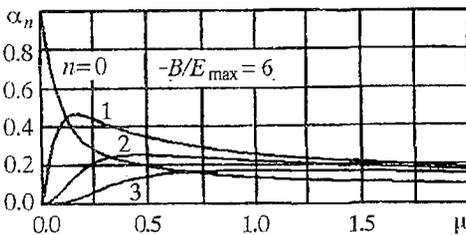


Рис. 2. Гармоники тока на катоде  $\alpha_n = j_n(0)/j_{\max}$  в зависимости от коэффициента модуляции  $\mu$

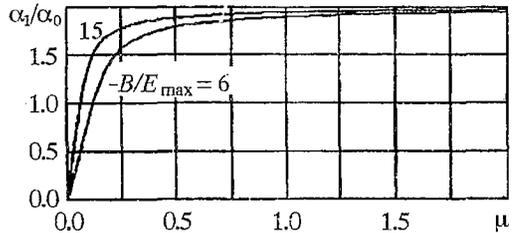


Рис. 3. Отношение первой гармоники тока к среднему току  $\alpha_1/\alpha_0 = j_1/j_0$  в зависимости от коэффициента модуляции  $\mu$

Для вывода усредненного уравнения движения сгустка используем закон преобразования энергии. Поток кинетической энергии электронов определяется соотношением

$$P_k(z) = 1/(2\pi) \int_0^{2\pi} [m_e v^2(z,t)/2] [j(z,t)/e] d(\omega t) = 1/(2\pi) \int_0^{2\pi} [m_e v^2(z,t_0)/2] [j(0,t_0)/e] d(\omega t_0), \quad (9)$$

в котором  $v(z,t_0) = v[z, t(z, t_0)]$ . Пренебрегая высшими гармониками поля пространственного заряда, уравнение движения электронов (1) в переменных  $z, t_0$  проинтегрируем по всем электронам, то есть по  $t_0$ . Тогда получим уравнение, выражающее закон преобразования энергии,

$$dP_k/dz = E_0(z)j_0 + 1/2 \operatorname{Re} E_1(z)j_1^*(z). \quad (10)$$

В предположении, что сгусток мало меняет свою форму при пролете через прибор, для  $j_1(z)$  имеем приближенное выражение (8). Поток кинетической энергии вычислим через среднюю скорость сгустка  $v_0(z)$

$$P_k(z) = [m_e v_0^2(z)/2] j_0/e. \quad (11)$$

Из соотношений (9)–(11) получается усредненное уравнение движения сгустка, которое будет записано ниже в аналитической нелинейной теории диода и карсинограда.

При численном моделировании уравнения движения (1) решались методом крупных частиц, имеющих разный заряд  $q_i$ , определяемый током катода в момент вылета частицы  $t_{0i}$ . Имеем:

$$t_{0i} = \Delta t_0 i, \quad \Delta t_0 = 2\pi/(\omega N), \quad i = 0, 1, \dots, N.$$

$$q_i = \begin{cases} -\Delta t_0 A E^2(0, t_{0i}) \exp\{-B/[-E(0, t_{0i})]\}, & \text{при } -E(0, t_{0i}) > 0, \\ 0, & \text{при } -E(0, t_{0i}) < 0. \end{cases} \quad (12)$$

Поле пространственного заряда  $\hat{E}_i$ , действующее на  $i$ -ю частицу, определяется соотношением

$$\hat{E}_i = \sum_j q_j \hat{E}_{ij}, \quad (13)$$

где  $\hat{E}_{ij}$  – функция Грина, определяемая формой области взаимодействия.

## 2. СВЧ-диод с матрицей автоэмиссионных катодов

В плоском диоде ширины  $d$  мощность взаимодействия электронов с полем  $P$ , комплексная электронная проводимость  $Y_e = G_e - iB_e$  и КПД  $\eta$  на основной частоте  $\omega$  определяются соотношениями

$$P = 1/2 \int_0^d E_1^*(z) j_1(z) dz = (V_1^2/2) Y_e, \quad \eta = -\operatorname{Re} P / (j_0 |V_a). \quad (14)$$

В этих соотношениях  $V_a, V_1$  – постоянное напряжение и амплитуда переменного напряжения на аноде, так что

$$E_1(z) = -(V_1/d) f(z), \quad E_0(z) = -(V_0/d) f(z), \quad \int_0^d f(z) dz = 1, \quad (15)$$

где функция  $f(z)$  учитывает неоднородность поля около острий. Из этих формул получим

$$P = (V_1/2) |j_{\max}| \alpha_1 M, \quad M = (1/d) \int_0^d f(z) \exp[j\theta_0(z)] dz, \quad (16)$$

где  $M$  – коэффициент взаимодействия электронов и поля в диоде.

Вблизи острий на небольшом расстоянии  $z < d_c \ll d$  имеется сильное неоднородное электрическое поле  $f(z) > 1$  (рис. 4). При этом надо учитывать два момента. Обычно рассматривается только коэффициент усиления поля на острие  $K = f(0)$  по сравнению с полем плоского конденсатора, который определяется производной потенциала на острие. Однако важной независимой величиной является также величина изменения потенциала  $V_1(0)$  в узком слое  $d_c$  вблизи катода,  $V_1(0) \sim f(0)d_c$ . В этой области угол пролета мал  $\theta_0(z) \ll 1$ , сгусток электронов ускоряется не только статическим, но и высокочастотным полем, что приводит к уменьшению коэффициента взаимодействия. Для приближенного учета этого эффекта заметим, что

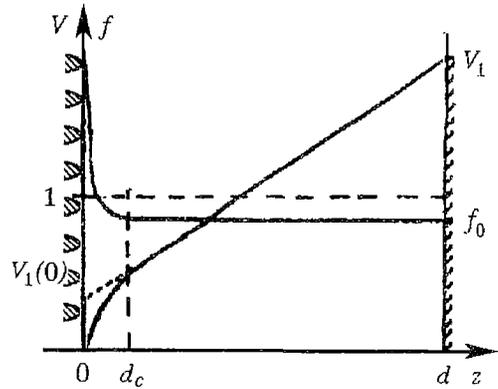


Рис. 4. Потенциал  $V$  и функция распределения электрического поля  $f$  в диоде с острым катодом

$$V_1(0) \approx -\int_0^{d_c} E_1(z) dz = (V_1/d) \int_0^{d_c} f(z) dz.$$

Тогда из соотношений (15), (16) при  $\theta_0(z) \ll 1$ ,  $z < d_c \ll d$  получим

$$M = (1/d) \int_0^{d_c} f(z) \exp[i\theta_0(z)] dz + (f_0/d) \int_{d_c}^d \exp[i\theta_0(z)] dz \approx V_1(0)/V_1 + [1 - V_1(0)/V_1] M_0,$$

где  $M_0$  соответствует однородному полю  $f(z) \equiv 1$ . При слабом сигнале ( $\mu \rightarrow 1$ ) имеем в однородном поле [4,5]:

$$M_0 = 2(\cos\theta + \theta \sin\theta - 1)/\theta^2 + i \cdot 2(\sin\theta - \theta \cos\theta)/\theta^2. \quad (17)$$

Из рис. 5 видно, что отрицательная электронная проводимость может исчезать при сильной неоднородности поля, когда  $V_1(0)/V_1 \geq 0.375$ . Оценки для реальных структур дают  $V_1(0)/V_1 \sim 0.1 \div 0.2$ , так что влияние неоднородности поля может оказаться существенным.

Для аналитического вычисления нелинейной электронной проводимости и КПД диода запишем поток кинетической энергии (11) в виде

$$P_k(z) = (m_e \omega^2 / 2) (dz/d\theta_0)^2 j_0 / e$$

и подставим его в (10) вместе с (9), (15). Тогда получим усредненное уравнение движения сгустка, которое в однородном поле  $f \equiv 1$  интегрируется и дает

$$z = -e/(m_e \omega^2 d) [V_0 \theta_0^2 / 2 + V_1 \alpha_1 / (2\alpha_0) (1 - \cos\theta_0)]. \quad (18)$$

При большой модуляции эмиссии, когда  $\mu = V_1 / (V_0 + V_1) > 0.5$ , имеем  $1.8 < \alpha_1 / \alpha_0 < 2$  и выражение (18) для  $z$  мало отличается от решения, полученного в [17] для одной частицы.

Для вычисления нелинейного коэффициента взаимодействия в однородном поле запишем его в виде

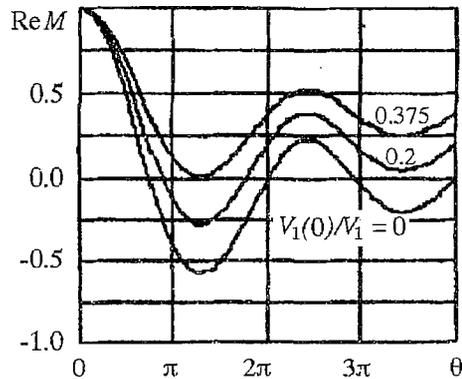


Рис. 5. Влияние параметра неоднородности поля  $V_1(0)/V_1$  на коэффициент взаимодействия

$$M_0 = (1/d) \int_0^d \exp[i\theta_0(z)] dz = (1/d) \int_0^\theta \exp(i\theta_0) (dz/d\theta_0) d\theta_0, \quad \theta = \theta_0(d).$$

Тогда получим

$$\operatorname{Re} M_0 = 1/2 [4(1-\mu)(\cos\theta + \theta \sin\theta - 1) + \mu(\alpha_1/2\alpha_0)(1 - \cos 2\theta)] / [(1-\mu)\theta^2 + \mu(\alpha_1/\alpha_0)(1 - \cos\theta)], \quad (19)$$

$$\operatorname{Im} M_0 = 1/2 [4(1-\mu)(\sin\theta + \theta \cos\theta) + \mu(\alpha_1/2\alpha_0)(2\theta - \sin 2\theta)] / [(1-\mu)\theta^2 + \mu(\alpha_1/\alpha_0)(1 - \cos\theta)],$$

причем в рассматриваемом приближении, согласно (6), (15), средний динамический угол пролета  $\theta$  связан с углом пролета электронов в статическом поле  $\theta_e$  соотношением

$$\theta_e^2 = \theta^2 + [\mu/(1-\mu)](\alpha_1/\alpha_0)(1 - \cos\theta), \quad \theta_e = \omega \int_0^d [dz/v_e(z)]. \quad (20)$$

В итоге для электронной проводимости и КПД имеем выражения

$$G_e = G_m(\alpha_1/\mu)\operatorname{Re} M, \quad \eta = -\mu/(1-\mu)(\alpha_1/2\alpha_0)\operatorname{Re} M, \quad (21)$$

где  $G_m = j_{\max}/V_{\max}$  — проводимость диода по постоянному току при максимальном напряжении. Эти аналитические выражения учитывают также неоднородность поля у катода согласно соотношению (17).

Полученные аналитические соотношения позволяют сравнительно просто рассмотреть влияние на характеристики диода его основных обобщенных параметров — угла пролета электронов  $\theta$ , коэффициента модуляции  $\mu = E_1/E_{\max} = V_1/V_{\max}$  и параметра эмиссии  $\beta = B/(-E_{\max})$ . Соотношения (19) показывают, что величина коэффициента взаимодействия электронов и поля в диоде  $M_0$  определяется в основном углом пролета электронов  $\theta$ , слабо зависит от параметра эмиссии  $\beta$  и несколько больше — от коэффициента модуляции  $\mu$ . При  $\theta \rightarrow 0$  имеем  $M_0 \rightarrow 1$  (нет пролетных эффектов), а с ростом  $\theta$  пролетные эффекты приводят сначала к уменьшению абсолютной величины  $\operatorname{Re} M_0$ , а затем к отрицательным значениям  $\operatorname{Re} M_0$  в зоне  $0.8\pi \leq \theta < 2\pi$ , то есть к отрицательной электронной проводимости на частоте  $\omega$  (рис. 6). При  $\theta = \pi$  получаем простые выражения

$$\operatorname{Re} M_0 = -4(1-\mu) / [(1-\mu)\pi^2 + 2\mu\alpha_1/\alpha_0],$$

$$\operatorname{Im} M_0 = (\pi/2) [4(1-\mu) + 2\mu(\alpha_1/\alpha_0)] / [(1-\mu)\pi^2 + 2\mu(\alpha_1/\alpha_0)],$$

из которых видна слабая зависимость  $M_0$  от параметра эмиссии  $\beta$ , входящего только в отношение  $\alpha_1/\alpha_0$  (см. рис. 3).

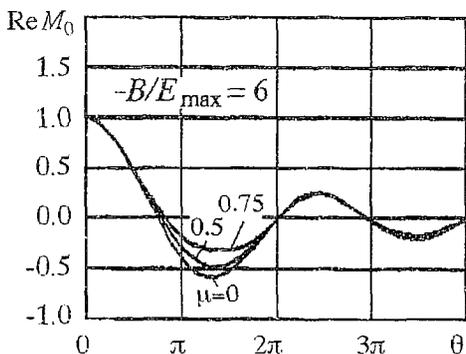


Рис. 6. Коэффициент взаимодействия электронов и поля в диоде  $M_0$  в зависимости от угла пролета электронов  $\theta$

Как видно из рис. 6, величина высокочастотного напряжения (здесь  $\mu \sim E_1$ ) мало влияет на положение зон отрицательной электронной проводимости по углу пролета  $\theta$ . Величина КПД возрастает с ростом  $\mu$ , однако при этом уменьшается значение относительной отрицательной электронной проводимости  $G_e/G_m < 0$ , что требует увеличения добротности электродинамических систем при использовании диода для генерации или усиления колебаний.

Абсолютное значение электронной проводимости  $G_e$  и мощность

взаимодействия  $P$  существенно зависят от параметра эмиссии  $\beta$ , так как он определяет максимальный ток диода согласно закону Фаулера – Нордхейма (3), (6). В частности, при малой модуляции ( $\mu \rightarrow 0$ ) имеем

$$G_e = G_m g_0, \text{ где } g_0 = \operatorname{Re} M \alpha_1(\mu) / \mu |_{\mu \rightarrow 0} = \operatorname{Re} M(2 + \beta)$$

– крутизна статической вольтамперной характеристики диода.

Для определения предельного КПД СВЧ-диода с МАЭК численно решались уравнения движения крупных частиц (слоев). Неоднородность поля вблизи острий учитывалась введением скачка потенциала  $V_1(0)$  (см. рис. 4), определяющим величину параметра неоднородности  $\xi = V_1(0)/V_1$ . При этом можно рассматривать плоский диод с однородным уменьшенным внешним полем

$$E(z, t) = -(1 - \xi)(V_0 + V_1 \cos \omega t) / d + \hat{E}(z, t) \quad (22)$$

и конечной начальной скоростью частиц на катоде

$$v(0, t_{0i}) = v_{\max} [\xi(1 - \mu + \mu \cos \omega t_{0i})]^{1/2}. \quad (23)$$

При вычислении поля пространственного заряда, согласно (13), использовалась функция Грина плоского диода

$$\hat{E}_{ij} = \begin{cases} (1/\epsilon_0) z_j / d, & \text{при } z_j < z_i, \\ -(1/\epsilon_0)(1 - z_j / d), & \text{при } z_j > z_i, \\ (1/\epsilon_0)(z_j / d - 1/2), & \text{при } j = i. \end{cases} \quad (24)$$

Уравнения записывались в безразмерных переменных, при этом диод описывается пятью параметрами:  $\mu$  – параметр модуляции;  $\theta_m = \omega / v_{\max}$  – угол пролета при максимальной скорости  $v_{\max}$ , соответствующей максимальному потенциалу анода  $V_{\max} = V_0 + V_1$ ;  $\xi$  – параметр неоднородности поля у катода;  $\sigma = \omega_p / \omega$  – параметр пространственного заряда, определенный через плазменную частоту, соответствующую средней по МАЭК, но максимальной во времени плотности тока;  $\beta = -B/E_{\max}$  – параметр эмиссии при максимальном поле на катоде. При  $\xi = 0$  угол пролета  $\theta_m$  связан со средним углом пролета ступки, используемым в аналитической теории, соотношением

$$\theta_m^2 = \theta^2(1 - \mu)/4 + (\mu/4)(\alpha_1/\alpha_0)(1 - \cos \theta). \quad (25)$$

Оценка влияния неоднородности поля и параметра эмиссии дана в аналитической теории, а параметр пространственного заряда в МАЭК, как правило, невелик. Поэтому можно получить обобщенные численные зависимости КПД и электронной проводимости диода от коэффициента модуляции  $\mu$  и угла пролета  $\theta_m$ , построенные на рис. 7 и дающие полную картину поведения характеристик диода с полевой эмиссией электронов без учета пространственного заряда ( $\sigma^2 = 0$ ) и неоднородности поля ( $\xi = 0$ ).

При малом коэффициенте модуляции  $\mu \leq 0.01$  результаты соответствуют известной теории малого сигнала. Первая зона усиления лежит в пределах  $1.33 \leq \theta_m \leq 3.17$ , что, согласно (20), (25), соответствует невозмущенному углу пролета в статическом поле  $2.66 \leq \theta_e \approx \theta \leq 6.34$ . Максимум абсолютного значения относительной электронной проводимости составляет  $(-g_e) = 3.55$  при  $\theta_m = 2.1 \div 2.2$ .

С ростом коэффициента модуляции КПД возрастает, а относительная электронная проводимость  $g_e = G_e/G_m$  уменьшается, что получается также из приближенной нелинейной теории. Численное моделирование дает значения максимально возможного КПД  $\eta_{\max} = 31\%$  при  $\theta_m = 1.55$  и  $\mu = 0.6$ , относительная

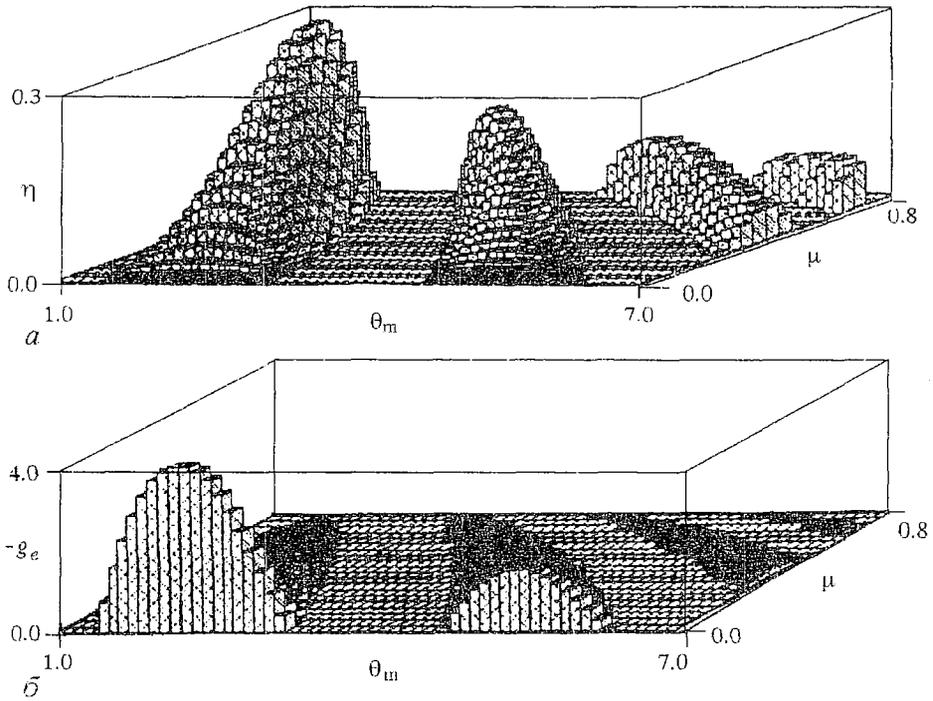


Рис. 7. КПД (а) и электронная проводимость (б) диода с МАЭК на плоскости параметров  $(\theta_m, \mu)$  при  $\beta=6, \sigma^2=0, \xi=0$

электронная проводимость в этой точке значительно меньше, чем при малом сигнале и составляет  $(-g_e)=0.128$ .

С дальнейшим ростом модуляции при  $\mu > 0.6$  КПД уменьшается из-за поворота части электронов к катоду. На рис. 8 представлены построенные по

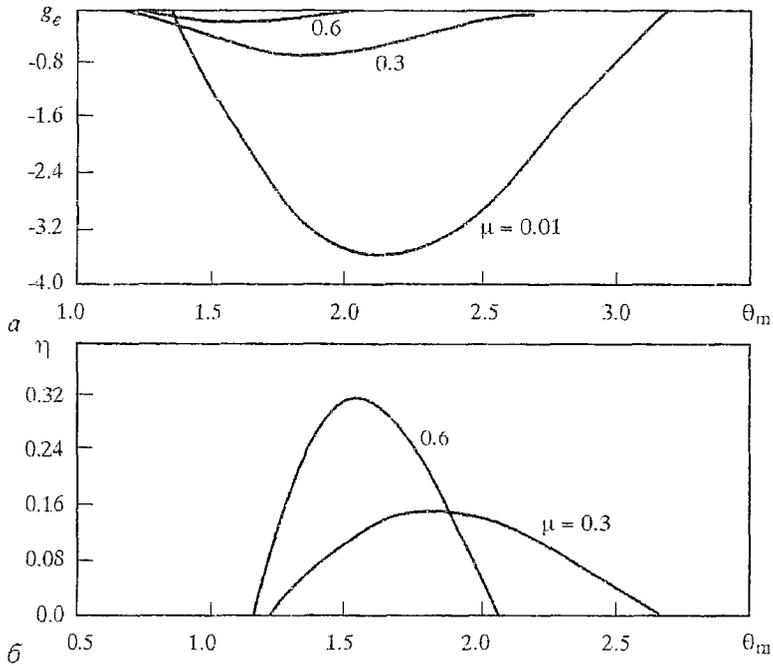


Рис. 8. Зависимость электронной проводимости (а) и КПД (б) от угла пролета  $\theta_m$  при разных коэффициентах модуляции;  $\beta=6, \sigma^2=0, \xi=0$

данным рис. 7 зависимости КПД и  $g_e$  от  $\theta_m$  при  $\mu=0.01, 0.3, 0.6$  в первой зоне отрицательной электронной проводимости.

Сравним теперь некоторые результаты численной и аналитической нелинейной теории. Как уже отмечалось выше, при малом сигнале ( $\mu=0.01$ ) результаты численной и аналитической теории практически совпадают. При увеличении  $\mu$  надо учитывать различие в параметрах  $\theta_m$  и  $\theta$ , входящих соответственно в численную и аналитическую теории и связанных соотношением (25). Согласно аналитической теории верхняя  $\theta_v$  и нижняя  $\theta_n$  границы первой зоны существования отрицательной электронной проводимости по углу  $\theta$  имеют значения  $\theta_v=2\pi, \theta_n=3\pi/4$ . При этом получаем

$$\theta_{mn} = \pi(1-\mu)^{1/2}, \quad \theta_{mn} \approx [1.39 - \mu(1.39 - 0.43\alpha_1/\alpha_2)]^{1/2}.$$

Эти простые выражения определяют область существования первой зоны на плоскости  $(\theta_m, \mu)$ , удовлетворительно совпадающую с численными результатами рис. 7.

Все приведенные выше результаты получены при параметре эмиссии  $\beta=6$ . Как показывают численные расчеты, при изменении этого параметра в пределах  $6 \leq \beta \leq 15$  общая картина поведения КПД и  $g_e$  в зависимости от  $\theta_m$  и  $\mu$  сохраняется, а их величина изменяется сравнительно мало, так как КПД может возрастать до 40% при  $\beta=15$ .

Влияние пространственного заряда приводит к уменьшению КПД и абсолютного значения отрицательной электронной проводимости (рис. 9).

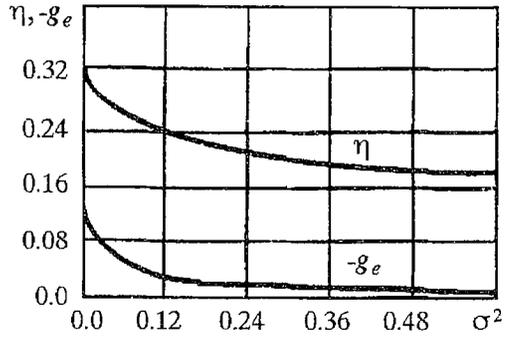


Рис. 9. Влияние пространственного заряда на КПД и электронную проводимость в точке максимального КПД;  $\theta_m=1.56, \mu=0.6, \beta=6, \sigma^2=0, \xi=0$

### 3. Высокочастотный автоэмиссионный контакт

Рассмотрим зазор между двумя проводниками, поверхность которых может быть гладкой или представлять совокупность острий, как в автоэмиссионном катоде. Если приложить к нему переменное напряжение  $V(t)=V_1 \cos \omega t$ , то при достаточно малой величине зазора  $d$  возможна полевая эмиссия с обоих проводников, то есть возникает автоэмиссионный высокочастотный контакт между проводниками. Такой зазор можно рассматривать как диод, в котором нет различия между катодом и анодом. Для определения вольтамперной характеристики контакта по переменному току используем полученные выше соотношения аналитической теории диода. При этом надо удвоить ток, так как электроны вылетают с разных электродов в разных фазах поля. Поскольку статического поля нет  $E_0=0, V_0=0$ , то имеем  $\mu=1$  и получаем следующие выражения для коэффициента взаимодействия  $M_0$ , электронной проводимости контакта  $Y_e$  и амплитуды первой гармоники наведенного тока  $I_1$ :

$$M_0 = (1+\cos\theta)/2 + i(\theta - \sin\theta \cos\theta)/(1-\cos\theta), \quad Y_e = G_e - iB_e = 2S[|j_{\max}|/V_1]\alpha_1 M, \quad (26)$$

$$I_1 = Y_e V_1 = 2SA(V_1/d)^2 \exp(-Bd/V_1)\alpha_1 M, \quad (27)$$

где  $S$  – эффективная площадь контакта. Угол пролета  $\theta$  определяется законом движения сгустка (18), который при  $V_0=0$  имеет вид

$$z = [-e/(m_e \omega^2 d)] V_1 (\alpha_1 / 2\alpha_0) (1 - \cos \theta_0). \quad (28)$$

При  $z=d$  найдем  $\theta = \theta_0(d)$

$$\cos \theta = 1 - 2V_{\text{пор}}/V_1, \quad \text{где } V_{\text{пор}} = [m_e \omega^2 / (-e)] \alpha_0 / \alpha_1 \quad (29)$$

– пороговое значение напряжения. Если  $V_1 < V_{\text{пор}}$ , то сгусток не долетает до противоположного электрода и  $I_1 = 0$ . Из соотношений (26)–(29) получаем следующее выражение для вещественной части характеристики контакта по переменному току:

$$I_1 = (2SA/d^2) \exp(-Bd/V_1) \alpha_1 V_1 (V_1 - V_{\text{пор}}), \quad V_1 > V_{\text{пор}}. \quad (30)$$

При  $\omega \rightarrow 0$  эта характеристика переходит в обычный закон Фаулера – Нордгейма. С ростом частоты пороговое значение напряжения поля и относительная крутизна характеристики возрастают, что может быть полезным в некоторых применениях.

#### 4. ЛОВ с автомодуляцией эмиссии (карсинотрод)

В обычном карсинотроне (ЛОВ) электроны взаимодействуют с обратной электромагнитной волной, поток энергии которой направлен от коллектора к катоду и амплитуда волны возрастает в этом же направлении. При этом электроны группируются в сильном поле в начале замедляющей системы, а образовавшиеся сгустки отдают свою энергию более слабому полю в конце замедляющей системы, что снижает эффективность взаимодействия. Поэтому ЛОВ имеет значительно меньший КПД, чем ЛБВ, где амплитуда волны нарастает в направлении движения электронов. Для увеличения КПД ЛОВ предлагались различные методы. Например, увеличение сопротивления связи замедляющей системы к концу лампы.

Новые возможности открываются при использовании модуляции эмиссии электронов на катоде высокочастотным полем, когда сгустки электронов образуются непосредственно на катоде. Например, применение этого принципа в клистроне позволило создать клистрод, в котором образующиеся на катоде сгустки электронов после пролета пространства дрейфа отдают свою энергию полю выходного резонатора [18]. Модуляция эмиссии оказывается особенно эффективной при использовании катодов с полевой эмиссией ввиду резкой зависимости тока эмиссии от поля на катоде.

В работах [8,13] предложен новый вариант приборов – ЛОВ с автомодуляцией эмиссии генерируемым в приборе высокочастотным полем (карсинотрод). Для автомодуляции эмиссии на катод передается высокочастотное выходное поле замедляющей системы. Для этого используются дополнительные электроды или волноведущие структуры, образующие цепь обратной связи между замедляющей системой и катодом (КОС – катодная обратная связь). Конкретный вид КОС зависит от типа применяемой замедляющей системы и катода. В некоторых случаях катод может быть погружен в замедляющую систему.

В результате модуляции эмиссии на катоде создается высокочастотный ток, а при большой выходной мощности образуются сгустки электронов, попадающие при влете в замедляющую систему в сильное высокочастотное поле обратной волны. Поэтому при правильной фазировке этих сгустков относительно поля с помощью КОС они отдают свою энергию полю с высоким КПД, превышающим КПД обычной ЛОВ. Важно, что выбором КОС можно обеспечить широкую полосу электронной перестройки частоты, присущую ЛОВ.

Ниже дана приближенная нелинейная теория и приведены результаты численного моделирования карсинотрода, базирующиеся на развитых выше методах.

Нелинейное взаимодействие электронов и поля в карсинотроде описывается такими же уравнениями, как и в обычной ЛОВ. Отличие состоит в том, что на входе в замедляющую систему задан высокочастотный ток. Его амплитуда и фаза определяются законом эмиссии электронов с катода и цепью обратной связи. Если

используется катод с полевой эмиссией электронов, то входной ток  $J(t_0)=j(0,t_0)S$  определяется законом Фаулера – Нордхейма (3). Считая, что  $z=0$  соответствует началу замедляющей системы (рис. 10), в (3) вместо  $E(0,t)$  надо подставить поле на катоде  $E_c(t_0)$ , определяемое соотношением

$$E_c(t_0)=E_0 + |K_{cf}|E(0)\cos(\omega t_0 - \theta_{cf}), \quad (31)$$

где  $E(0)\cos\omega t_0$  – поле замедляющей системы при  $z=0$ ;  $K_{cf} = |K_{cf}|\exp(i\theta_{cf})$  – коэффициент катодной обратной связи;  $E_0$  – статическое поле, действующее на катод со стороны сетки и анода. Коэффициент модуляции  $\mu$ , определяющий величину модуляции тока на катоде, имеет при этом вид

$$\mu = \frac{|K_{cf}|E(0)}{E_0 + |K_{cf}|E(0)}.$$

Значение  $\mu=0$  соответствует обычной ЛОВ без модуляции эмиссии.

Комплексная амплитуда поля  $E$  обратной волны определяется уравнением возбуждения

$$dE/dz - ihE = 1/2 Kh^2 J_1, \quad (32)$$

где  $h$ ,  $K$  – волновое число и сопротивление связи обратной волны. Поле пространственного заряда не учитываем.

Уравнения (8)–(10), (32) имеют интеграл, выражающий закон сохранения энергии. Он имеет вид

$$P_k(z) - P_k(0) = \frac{|E(z)|^2 - E^2(0)}{2Kh^2}, \quad (33)$$

если пренебречь затуханием волны в замедляющей системе без электронного пучка. В этом случае электронный КПД  $\eta_e$  и полевой КПД  $\eta_F$  совпадают при любом  $z$

$$\eta_e(z) = \frac{P_k(0) - P_k(z)}{P_k(0)}, \quad \eta_F(z) = \frac{E^2(0) - |E(z)|^2}{2Kh^2 J_0 U_e}, \quad \eta_e(z) = \eta_F(z), \quad (34)$$

где  $J_0$  – средний ток пучка;  $V_e$  – ускоряющее напряжение, определяющее скорость электронов  $v_e$  при  $z=0$ .

Для получения аналитических соотношений учтем, что при достаточно большом коэффициенте модуляции  $\mu_0 > 0.3 \div 0.5$  в замедляющую систему влетают узкие сгустки электронов. При этом можно приближенно рассматривать движение этих сгустков в замедляющей системе без учета их деформации, как это делалось при расчете СВЧ-диода. Тогда нелинейные уравнения карсинотрода имеют аналитическое решение, которое позволяет найти КПД взаимодействия сгустков и обратной волны. Как и при расчете диода, в выражении (7) для текущей фазы электрона пренебрежем величиной  $\tilde{v}(z,t_0)$ , определяющей изменение формы сгустка при его движении в замедляющей системе. Тогда закон сохранения энергии (33) примет вид

$$1 - \frac{1}{[1+C(d\vartheta_0/d\xi)]^2} = \frac{C}{\alpha_0} \frac{F^2(0) - |F(\xi)|^2}{2}, \quad (35)$$

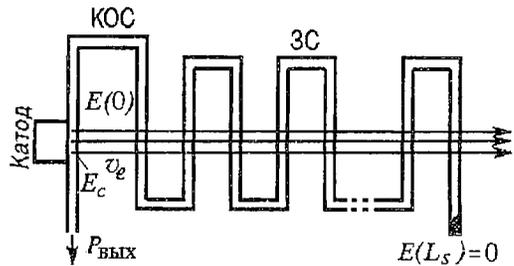


Рис. 10. Схема карсинотрода

где использованы следующие обычные безразмерные величины:

координата  $\zeta = Ch_e z = 2\pi C(z/\lambda_e)$ ,  $h_e = 2\pi/\lambda_e = \omega/v_e$ ;

амплитуда поля  $F = |F|\exp(i\alpha) = e/(m_e \omega U_e C^2) E \exp(-ih_e z)$ ,  $\alpha(0) = 0$ ;

параметр усиления  $C = K|J_{\max}|/(4V_e) \cdot (h/h_e)^2 \approx K|J_{\max}|/(4V_e)$ ;

средний ток  $I_0 = J_0/J_{\max} = \alpha_0$ .

Вводя также безразмерную первую гармонику тока  $I_1 = J_1/J_{\max} = |I_1|\exp(i\psi_1)$  и параметр скорости  $b = (h - h_e)/(Ch_e)$ , запишем уравнение возбуждения (32) в виде

$$dF/d\zeta - ibF = I_1. \quad (36)$$

Это комплексное уравнение сводится к двум вещественным

$$d|F|/d\zeta = |I_1| \cos\varphi, \quad (37)$$

$$d\varphi/d\zeta = -b + d\psi_1/d\zeta - |I_1|/|F| \sin\varphi, \quad (38)$$

где  $\varphi = (\psi_1 - \alpha)$  – разность фаз между током и полем. Пренебрегая изменением формы сгустка электронов, имеем  $|I_1| \equiv |I_1(0)| = \alpha_1$ ,  $\psi_1 = \psi_1(0) + \vartheta_0(\zeta)$ . В этом случае из уравнений (37), (38) получим уравнение

$$d(\sin\varphi)/d|F| = -\sin\varphi/|F| - (b - d\vartheta_0/d\zeta)/\alpha_1, \quad (39)$$

которое вместе с законом сохранения энергии (35) имеет аналитическое решение. В режиме генерации поле обращается в нуль на коллекторном конце лампы при  $\zeta = \zeta_s$ , и решение имеет вид

$$\sin\varphi = x \{ \sin\varphi_0 + (2\alpha_0)^{1/2}/(\alpha_1 C^{3/2}) [\eta^{1/2}/(1-\eta(1-x^2)) + (1-\eta)^{1/2}]^{1/2} - [1 - (1-\eta)^{1/2}/\eta^{1/2}] \}, \quad (40)$$

где  $x = |F|/F(0)$ . При этом выполняется также условие генерации

$$[\alpha_1 C^{3/2}/(2\alpha_0)^{1/2}] 2\eta^{1/2} \sin\varphi_0 + 2[(1-\eta)^{1/2} - 1] + \eta(1+Cb) = 0. \quad (41)$$

Начальное значение разности фаз тока и поля определяется цепью обратной связи.

$$\varphi_0 = \psi_1(0) - \alpha(0) = \theta_{cf}, \quad (42)$$

а полный КПД карсинотрода  $\eta$  связан с полем  $F(0)$  соотношением

$$h = CF^2(0)/(2\alpha_0).$$

Полная безразмерная длина замедляющей системы связана с полем и КПД уравнением (37), которое приводит к эллиптическому интегралу

$$\zeta_s = (F(0)/\alpha_1) \int_0^1 dx / (1 - \sin^2\varphi)^{1/2}. \quad (43)$$

Система уравнений (40), (41) позволяет определить КПД и частоту генерации карсинотрода в зависимости от параметра усиления  $C$ , фазы катодной обратной связи  $\theta_{cf}$  и коэффициента модуляции  $\mu$  (так как  $\alpha_0 = \alpha_0(\mu)$ ,  $\alpha_1 = \alpha_1(\mu)$ ).

Рассмотрим случай небольших  $C \leq 0.1$ , предполагая, что  $\eta \leq 0.3$ . Тогда соотношения (40), (41) можно упростить путем разложения в ряд Тейлора по  $\eta$ . В результате получим

$$\sin\varphi = x[\sin\varphi_0 - F^3(0)(x^2 - 1)/(16\alpha_1\alpha_0)], \quad (44)$$

$$\sin\varphi_0 + F(0)/(2\alpha_1)[b - F^2(0)/(8\alpha_0)] = 0. \quad (45)$$

Соотношение (44) определяет максимально возможный КПД карсинотрода. Действительно, из него следует, что

$$F^3(0)/(16\alpha_0\alpha_1) \leq (1 - x\sin\varphi_0)/[x(1 - x^2)].$$

Минимум правой части неравенства получается в некоторой точке  $0 \leq x = x_m \leq 1$ , которая и определяет максимально возможное значение поля  $F_m(0)$  и КПД  $\eta_m$

$$\sin\varphi_0 = (3x_m^2 - 1)/(2x_m^3), \quad F_m(0) = 2(\alpha_0\alpha_1)^{1/3}/x_m, \quad (46)$$

$$\eta_m/C = F_m^2(0)/(2\alpha_0) = 2\alpha_1^{2/3}/(x_m^2\alpha_0^{1/3}).$$

Условие (45) определяет необходимый параметр скорости  $b$ , то есть отклонение частоты генерации от частоты, определяемой точным синхронизмом электронов и обратной волны.

При численном моделировании нелинейные уравнения карсинотрода записывались для безразмерных переменных и решались методом частиц. Начальная модуляция электронного пучка по току рассчитывалась по закону (3). Параметр усиления  $C$  вычислялся для максимального тока пучка  $J_{\max}$ , который определяется максимальным полем на катоде  $E_{\max} = E_0 + |k_c|E(0)$ . При решении уравнений задавались параметр усиления  $C$ , коэффициент модуляции  $\mu$ , фаза обратной связи  $\theta_{cf}$ , а также величина начального поля  $F(0)$ . Для нахождения режима генерации подбирался параметр скорости  $b$ , при котором  $F(\zeta) = 0$  на длине  $\zeta = \zeta_s = 2\pi CN$ , где  $N = l/\lambda_e$  — число электронных волн на полной длине замедляющей системы  $l$ . Увеличивая  $F(0)$ , можно найти максимальное значение поля  $F_m(0)$  (и соответственно максимальный КПД  $\eta_m$ ), при превышении которого генераторный режим невозможен, то есть  $F(\zeta) \neq 0$ .

На рис. 11, 12 приведены результаты численного моделирования при  $C = 0.1$ . Параметр скорости  $b$  для карсинотрода (кривые  $\mu = 0.5, 0.95$ ) минимален при некотором  $F(0)$  (см. рис. 11), то есть в отличие от обычной ЛОВ ( $\mu = 0$ ) частота генерации наиболее близка к частоте синхронизма электронов и обратной волны при среднем значении выходной мощности, соответствующей этому  $F(0)$ . Заметим, что результаты численного моделирования хорошо подтверждают аналитическое условие генерации (45). Согласно аналитическим соотношениям (20)

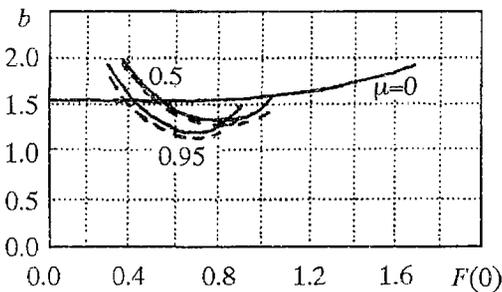


Рис. 11. Зависимость параметра скорости от поля в карсинотроде ( $\mu = 0.5; 0.95$ ) и обычной ЛОВ ( $\mu = 0$ ) для:  $B/E_{\max} = 6$ ,  $\theta_{cf} = -\pi/2$ ,  $C = 0.1$

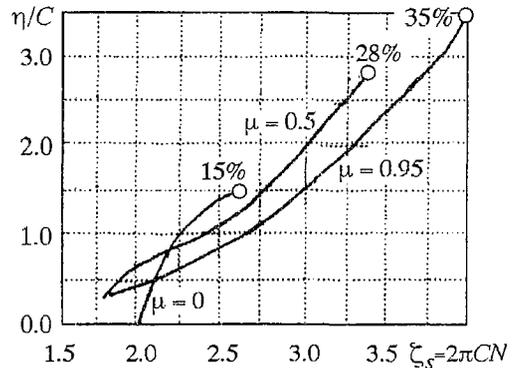


Рис. 12. КПД и полная безразмерная длина карсинотрода ( $\mu = 0.5; 0.95$ ) и обычной ЛОВ ( $\mu = 0$ ) для:  $B/E_{\max} = 6$ ,  $\theta_{cf} = -\pi/2$ ,  $C = 0.1$

максимальный КПД получается при  $\varphi_0 = \theta_{cf} = -\pi/2$  (когда  $x_m = 0.5$ ). Найденные численно зависимости КПД от длины для этого случая (см. рис. 12) показывают возможность получения максимального КПД карсинотрода  $\eta_m = 28\%$  при  $\mu = 0.5$  и  $\eta_m = 35\%$  при  $\mu = 0.95$ , тогда как в обычной ЛОВ ( $\mu = 0$ ) имеем  $\eta_m = 15\%$ .

Численное моделирование показывает также уменьшение  $\eta_m$  с изменением  $\theta_{cf}$  от  $-\pi/2$  до  $-3\pi/2$ , что соответствует аналитической теории. Аналитические соотношения (44), (45) дают, однако, завышенные значения  $\eta_m$ . Они могут быть уточнены при использовании более строгих соотношений (40), (41).

Используя обобщенные кривые рис. 11, 12, можно получить также различные характеристики карсинотрода – зависимость КПД от тока, напряжения и др. КПД карсинотрода ограничен из-за смещения сгустков электронов в ускоряющую фазу поля обратной волны. Для увеличения КПД надо уменьшать фазовую скорость волны вдоль замедляющей системы, чтобы сгустки электронов оставались в тормозящем поле. При этом разность фаз между первой гармоникой тока и полем должна лежать в пределах  $\pi/2 \leq \varphi = \psi_1 - \alpha \leq 3\pi/2$ . Положим

$$\varphi \equiv \varphi_0 = \theta_{cf}, \quad (47)$$

а уравнение (38) будем использовать для вычисления закона изменения параметра скорости  $b$  вдоль замедляющей системы.

Аналитическая теория, в которой предполагается  $|I_1| \equiv |I_1(0)| = \alpha_1$ , дает в этом случае, согласно уравнению (37),

$$|F| = F(0) + \alpha_1 \cos \varphi_0 \zeta = F(0)(\zeta_s - \zeta), \quad \zeta_s = -F(0)/(\alpha_1 \cos \varphi_0), \quad (48)$$

$$b = d \vartheta_0 / d\zeta - (\alpha_1 / |F|) \cdot \sin \varphi_0, \quad (49)$$

где  $d\vartheta_0/d\zeta$  определяется законом сохранения энергии (35). Таким образом, поле изменяется линейно вдоль замедляющей системы. Наиболее эффективная передача энергии от сгустка к полю получается при  $\varphi_0 = \pi$ , когда сгусток находится в максимуме тормозящего поля. При этом параметр скорости  $b$  и фазовая скорость  $v_{ps}$  в конце замедляющей системы согласно (23), (10) имеют значения

$$b_s = (\eta/C) / \{(1-\eta)^{1/2} [1 + (1-\eta)^{1/2}]\}, \quad v_e/v_{ps} = 1 + Cb_s. \quad (50)$$

Отсюда видно, что максимальный КПД, согласно аналитической теории, ограничивается возможностями изменения фазовой скорости, например,

$$v_e/v_{ps} = 1.82 \quad \text{при } \eta = 0.7,$$

$$v_e/v_{ps} = 3.16 \quad \text{при } \eta = 0.9.$$

Эти результаты были уточнены путем численного моделирования. При этом, как и в аналитической теории, полагалось  $\varphi \equiv \varphi_0$ , а уравнение (38) использовалось для вычисления  $b$ . Распределение поля и первой гармоники тока вдоль изофазного карсинотрода приведены на рис. 13 при  $\varphi_0 = \pi$ . Поле изменяется почти линейно, амплитуда тока уменьшается к коллекторному концу. При большом КПД некоторые электроны могут останавливаться и

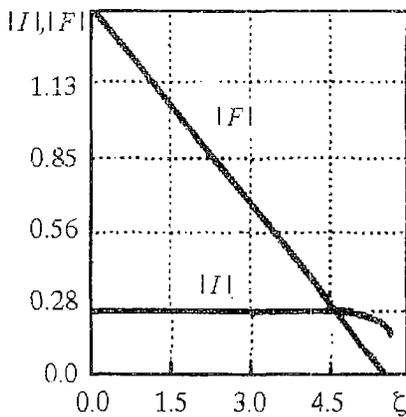


Рис. 13. Распределение поля  $F$  и первой гармоники тока  $I$  вдоль изофазного карсинотрода

поворачивать к пушке. Эти явления не описываются исходным уравнением движения и закон сохранения энергии в форме (33) нарушается, получается  $\eta_e \neq \eta_r$ . Поэтому при численном моделировании изофазного карсинотрода поле  $F(0)$  увеличивалось до значения  $F_m(0)$ , при котором еще выполняется условие  $\eta_e = \eta_r$ , и по  $F_m(0)$  находился максимально возможный КПД. Приведем результаты расчета двух вариантов при  $\mu=0.95$ ,  $\varphi_0 = \pi$

$$\eta=44\%, \quad 2\pi CN=6.9 \text{ при } C=0.05; \quad \eta=65\%, \quad 2\pi CN=6.0 \text{ при } C=0.1.$$

В общем случае можно не использовать условие (47), а подбирать закон изменения  $\varphi(\zeta)$  и соответствующий закон изменения  $b$ , обеспечивающие удержание большинства электронов в тормозящемся сгустке и дальнейшее повышение КПД.

Рассмотрим теперь возможность перестройки частоты в карсинотроде. В ЛОВ перестройка частоты осуществляется изменением ускоряющего напряжения  $V_e$  между катодом и замедляющей системой. Частота генерации  $\omega$  определяется условием синхронизма

$$v_e = v_p(\omega)(1 + Cb), \quad (51)$$

где  $v_p(\omega)$  – фазовая скорость обратной волны. В карсинотроде надо обеспечить еще необходимую фазу обратной связи  $\theta_{cf}(\omega)$  во всей полосе электронной перестройки частоты. Покажем, что это возможно сделать на примере изображенной на рис.10 замедляющей системы типа изогнутой длинной линии. Пусть образованный на катоде сгусток электронов влетает в замедляющую систему ( $z=0$ ) в максимуме тормозящего ВЧ поля. Это максимальное значение поля будет передано на катод через время  $t_{cf} = S_{cf}/c$ , где  $S_{cf}$  – длина витка длинной линии от начала замедляющей системы ( $z=0$ ) до катода. При этом поле на катоде будет ускоряющим из-за геометрического поворота линии и из катода вылетит следующий сгусток. Время его пролета до замедляющей системы можно записать как  $t_c = L_c \gamma / v_e$ , где  $\gamma$  определяется распределением статического потенциала на отрезке  $L_c$  между катодом и замедляющей системой. В стационарном режиме этот сгусток опять должен попасть в максимум тормозящего ВЧ поля, то есть должно выполняться условие положительной обратной связи

$$\omega t_{cf} + \omega t_c = 2\pi n, \quad n = 1, 2, \dots \quad (52)$$

Поскольку время пролета сгустка  $t_c$  зависит от напряжения  $V_e$  и следовательно от частоты  $\omega$ , то при определенных условиях это соотношение для замедляющих систем с обратной волной может выполняться в широкой полосе частот. Действительно, в простейшем случае фазовая скорость обратной волны определяется соотношением

$$c/v_p = \lambda L - S_L/L, \quad (53)$$

где  $L$  – период системы,  $S_L$  – длина изогнутой длинной линии на одном периоде. В результате из соотношений (51) – (53) получаем условие возможности перестройки частоты карсинотрода

$$S_{cf}/\lambda + (1 - S_L/\lambda)L_c\gamma/[L(1+Cb)] = n, \quad n = 1, 2, \dots \quad (54)$$

Поскольку  $C \ll 1$ , то оно будет выполняться в широкой полосе частот, если размеры цепи обратной связи и замедляющей системы связаны соотношениями

$$S_{cf} = nS_L, \quad L_c\gamma/L = n. \quad (55)$$

Таким же образом и для других замедляющих систем можно выбрать цепь

обратной связи, обеспечивающую широкую полосу электронной перестройки частоты. Можно показать также, что это свойство будет сохраняться и в изофазных карсинотродах с высоким КПД, если изменять фазовую скорость обратной волны вдоль замедляющей системы при выполнении дополнительных условий на ее размеры.

### 5. Фрактальный автоэмиссионный катод

В приборах с полевой эмиссией электронов важное значение имеет не только увеличение тока с катода, но и электронной проводимости пучка – отношения тока к напряжению, которая непосредственно влияет, например, на характеристики рассмотренного выше СВЧ диода. При этом важное значение имеет коэффициент усиления электрического поля на остриях, с которых происходит эмиссия электронов. Для увеличения коэффициента усиления уменьшают толщину вершины острия, она достигает 0.05 мкм в решетках полевых эмиттеров с сеточным электродом (МАЭК) и может быть еще меньше при использовании углеродных или алмазных бессеточных катодных структур с полевой эмиссией и с «длинными» (20–200 мм) остриями [5,9].

В работе [14] предложен другой путь увеличения коэффициента усиления поля с помощью формирования фрактальной (точнее предфрактальной [19]) поверхности катода из двух или более ступеней. Такая поверхность состоит из выступов первой ступени, на которых расположены еще более мелкие острия второй ступени, на них могут быть расположены еще более мелкие острия и т.д. Выступы могут представлять собой усеченные конусы, цилиндры, ребра, а на последней  $N$ -й ступени это эмитирующие острия.

Рассмотрим коэффициент усиления поля на такой поверхности, следуя [14]. Возьмем диод, на одном из электродов которого расположены усеченные конусы или цилиндры с шагом  $L$  (рис. 14), расстояние от вершины конуса до противоположного электрода (анода)  $d > L$ .

Пусть сначала  $h_1 = h_2 = \dots = 0$ . Тогда катод является плоскостью, расположенной на расстоянии  $d$  от анода, однородное электрическое поле между катодом и анодом имеет величину  $E_0 = V/d$ , где  $V$  – напряжение на аноде.

В одноступенчатой структуре  $h_1 \neq 0$ ,  $h_2 = h_3 = \dots = 0$ , при этом поле концентрируется на выступах 1-й ступени. Выступы могут быть прямоугольными, как изображено на рис. 14, или иметь форму трапеции, усеченного конуса и др. Для простоты будем считать, что в любом случае вершина выступа имеет плоскую

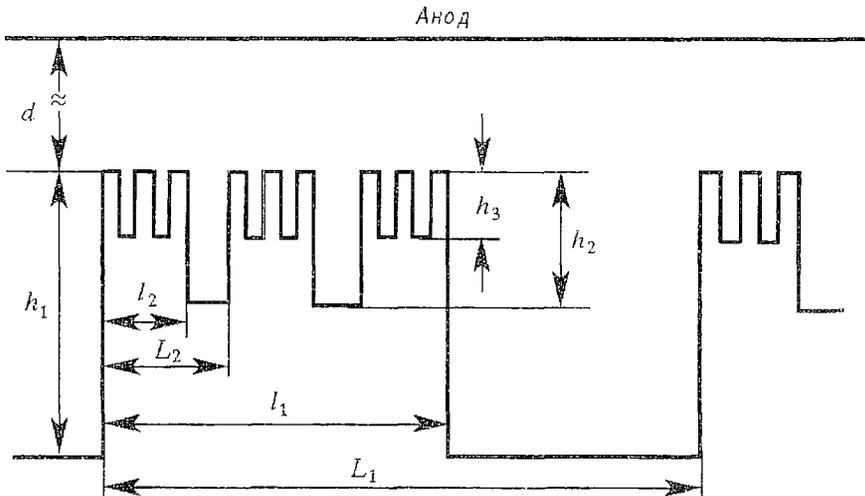


Рис. 14. Катод с фрактальной поверхностью

часть шириной  $l_1$  для 1-й ступени. Тогда вблизи вершины на расстояниях  $d_1 < l_1$  электрическое поле  $E_1$  будет приблизительно однородным, перпендикулярным поверхности вершины, а его величину можно записать в виде  $E_1 = K_1 E_0$ , где  $K_1$  – коэффициент усиления электрического поля на 1-й ступени, определяемый формой и размерами выступов, шагом их расположения  $L_1$ . Грубо можно считать, что

$$K_1 = \chi_1^{(2)} L_1 / l_1 \quad \text{или} \quad K_1 = \chi_1^{(3)} (L_1 / l_1)^2$$

для двумерных и трехмерных выступов, соответственно, где коэффициенты  $\chi_1^{(2)} < 1$ ,  $\chi_1^{(3)} < 1$  учитывают рассеяние силовых линий на боковых поверхностях выступов. Расчеты электростатического поля показывают, что значения  $K_1$  могут составлять от нескольких единиц до десятков.

Перейдем теперь к двухступенчатой структуре  $h_1 \neq 0$ ,  $h_2 \neq 0$ ,  $h_3 = h_4 = \dots = 0$  и допустим, что на вершине одного выступа 1-й ступени размещено несколько выступов 2-й ступени. Тогда на расстоянии  $d_1 > L_2$  от вершины поле  $E_1$  останется приблизительно однородным, а ближе к вершине силовые линии поля  $E_1$  концентрируются на выступах 2-й ступени, где образуется усиленное поле 2-й ступени  $E_2 = K_2 E_1$ , коэффициент усиления которого  $K_2$  определяется формой, размерами и шагом расположения выступов 2-й ступени.

Продолжая те же рассуждения для 3-й и следующих ступеней, получим простой закон: полный коэффициент усиления электрического поля на фрактальной многоступенчатой поверхности равен произведению коэффициентов усиления отдельных ступеней

$$K = K_1 K_2 K_3 \dots \quad (56)$$

Если острия разных ступеней подобны, то при определенных условиях на размеры имеем  $K_1 = K_2 = K_3 = \dots$  и возможно значительное усиление поля даже для двухступенчатой структуры. Важно отметить, что если минимальный размер острий 2-й или  $N$ -й ступени технологически ограничен, то для увеличения коэффициента усиления можно увеличивать размеры предыдущих ступеней.

Полученные соотношения позволяют объяснить некоторые известные экспериментальные результаты для углеродных катодов, а также влияние микроострий, расположенных на металлических остриях.

В работах [20,21] приведены результаты экспериментального исследования матричных углеродных катодов с полевой эмиссией. В этих катодах углеродные выступы имеют вид усеченных конусов, с размерами, указанными на рис. 15. При приближении анода к вершинам конусов на небольшое расстояние  $d = 5$  мкм сравнимое с  $l_1 = 3$  мкм измеренный коэффициент усиления поля имеет величину  $K_2 = 41$ . Это указывает на то, что на вершине углеродного конуса имеются микроострия, составляющие 2-ю ступень поверхности и приводящие к усилению  $K_2$ . Если же удалить анод от катода на расстояние  $d = 200$  мкм значительно большее  $L = 20$  мкм и считать поверхность конусов гладкой, то рассчитанное электростатическое поле в такой структуре имеет эквипотенциали, показанные на рис. 15, и коэффициент

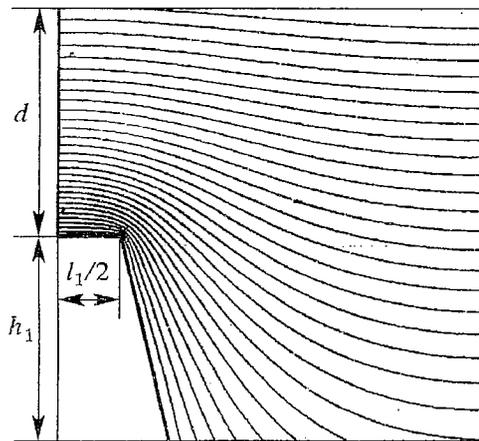


Рис. 15. Эквипотенциали электрического поля вблизи гладкой вершины усеченного конуса 1-й ступени со следующими размерами (мкм):  $d > 50$ ,  $l_1 = 3$ ,  $L_1 = 20$ ,  $h_1 = 15$  [20,21]; коэффициент усиления поля  $K_1 = 3.35 \div 8$

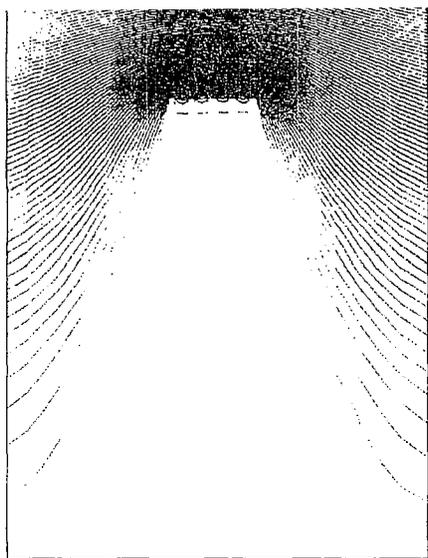


Рис. 16. Эквипотенциали электрического поля в трехступенчатой фрактальной структуре

ления, согласно (56), имеет величину  $K=K_1K_2=137\div 328$ , что хорошо согласуется с измеренным в [22] значением  $K=261$ .

На рис. 16 приведена картина эквипотенциальных линий поля в двумерной трехступенчатой фрактальной структуре с ребрами. Для расчета электрического поля использовалась модифицированная вычислительная программа на основе метода сеток с последовательным переходом от крупной к мелкой сетке (алгоритм «лупы»). Она позволяет с большой точностью рассчитать поле вблизи острий. Проведенный расчет также подтверждает установленную закономерность. В изображенной структуре, состоящей из трех подобных ступеней, расчет одной ступени дает в середине ребра  $K_1\approx 1.75$ , в целом на трех ступенях  $K\approx 6.4$ .

### Заключение

Приведенные результаты показывают, что нелинейные процессы в вакуумных микроэлектронных структурах могут значительно отличаться от процессов в обычных приборах СВЧ. Эти отличия связаны не только с малыми размерами и особой конфигурацией структур, но и с модуляцией эмиссии высокочастотным полем, которая особенно заметна при использовании автоэмиссионных катодов. Модуляция эмиссии в ряде случаев оказывает главное влияние на формирование электронных сгустков, что приводит к качественному изменению механизма работы приборов. Вакуумные СВЧ-диоды с автоэмиссионными катодами в режимах большой модуляции аналогичны лавинно-пролетным диодам, при отсутствии статического поля в них возможен высокочастотный автоэмиссионный контакт. Лампа обратной волны при автомодуляции эмиссии полем обратной волны приобретает новые свойства, позволяющие эффективно использовать механизм изофазного повышения КПД до 60–70%.

Использование известных в настоящее время МАЭК с плотностью тока в десятки и сотни  $A/cm^2$  или предложенных фрактальных катодов позволяет ожидать реализации рассмотренных здесь вариантов приборов с указанными параметрами.

Автор благодарен Т.М. Андреевской, А.Н. Родионову и Д.А. Савенкову за помощь в подготовке статьи и проведении расчетов.

*Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, гранты №96–15–96543 и №97–02–16577.*

### Библиографический список

1. Phillips P.M., Neidert R.E., Hor C., Spindt C.A. Design projection for F.E.triode using low capacitance spindt structures // 6th Int. Vacuum Microelectronics Conf. Newport, USA, July 12–15, 1993. Technical Digest. P.155.

2. *Solntsev V.A.* Possibility of amplification of microwaves using the negative conduction of an electron beam (polytron) // *J. Vac. Sci. Technol. B.* 1993. Vol.11, № 2 (Mar/Apr). P.484.

3. *Galdetsky A.V., Solntsev V.A., Stepanchuk V.V.* The processes of microwave generation and amplification in structures with medium electron transit angles // 7th Int. Vacuum Microelectronics Conf. Grenoble, France, July 4–7, 1994. P.286.

4. *Yokoo K., Ishihara T.* Field-emitting monotron for THz emission // Eighth Int. Vacuum Microelectronics Conf. Portland, USA, July 30 – August 3, 1995. Technical Digest. P.123.

5. *Солнцев В.А., Галдецкий А.В., Клеев А.И.* Приборы вакуумной СВЧ микроэлектроники со средним углом пролета // Лекции по СВЧ электронике и радиофизике. 10-я школа-семинар. Кн. 1. Т. 1. Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 1996. С.76.

6. *Yokoo K., Shimawaky H., Ono S.* Proposal of a high efficiency microwave power source using a field emission array: 6th Int. Vacuum Microelectronics Conf. Newport, USA, July 12–15, 1993. Technical Digest. P.153.

7. *Ryskin N.M.* Efficiency of the klystrode with field emission cathode array // 9th Int. Vacuum Microelectronics Conf. St. Petersburg, Russia, July 7–12, 1996. P.606.

8. *Солнцев В.А.* Взаимодействие электронов и поля в многозатворных структурах с модуляцией эмиссии электронов // Тез. докл. Междунар. научно-техн. конф. «Актуальные проблемы электронного приборостроения», Саратов, 10–12 сентября 1996. Ч.1. С.18.

9. *Трубецков Д.И., Рожнев А.Г., Соколов Д.В.* Лекции по сверхвысокочастотной вакуумной микроэлектронике. Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 1996.

10. *Solntsev V.A.* Nonlinear electron conductance and avalanche transit-time effects in the field emission diode // 9th Int. Vacuum Microelectronics Conf. St. Petersburg, Russia, July 7–12, 1996. P.571.

11. *Солнцев В.А., Савенков Д.А.* Траекторный анализ нелинейных процессов преобразования энергии в СВЧ диодах с полевой эмиссией электронов // Тез. докл. ЛП научная сессия, посвященная Дню радио. М., 1997. Ч.П. С.12.

12. *Родионов А.Н., Солнцев В.А.* Расчет электростатических полей в сложных структурах с большим разбросом размеров // Тез. докл. Междунар. научно-техн. конф. «Актуальные проблемы электронного приборостроения», Саратов, 10–12 сентября 1996. Ч.1. С.112.

13. *Solntsev V.A.* Carcinotrode – the BWO with the automodulation of the cathode emission // 10th Int. Vacuum Microelectronics Conf. Kyongju, Korea, August 17–21, 1997. P.730.

14. *Solntsev V.A.* The electric field gain in the cathode with fractal multistep surface // 10th Int. Vacuum Microelectronics Conf. Kyongju, Korea, August 17–21, 1997. P.349.

15. *Тагер А.С., Вальд-Перлов В.М.* Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. М.: Сов. Радио, 1968.

16. *Шарбонье Ф.М., Барбур Дж.Р., Гаррет Л.Ф., Дайк В.П.* Исследование природы и прикладных свойств холодной эмиссии на СВЧ // ТИИЭР. 1963. Т.51, № 7. С.989.

17. *Galdetsky A.V.* RF properties of FEC diode and microwave generation // 6th Int. Vacuum Microelectronics Conf. Newport, USA, July 12–15, 1993. Technical Digest. P.128.

18. *Прист В.Х., Шредер М.Б.* Клистрод – необычная мощная лампа, потенциально пригодная для ТВ-вещания в УВЧ диапазоне // ТИИЭР. 1982. Т.70, № 11. С.84.

19. *Федер Е.* Фракталы. М.: Мир, 1991.

20. *Gulyaev Yu.V., Sinitsyn N.I., Torgashov G.V. and et al.* Emission of low-voltage multi-tip carbon matrices coated by carbon clusters // 9th Int. Vacuum Microelectronics Conf. St. Petersburg, Russia, July 7–12, 1996. P.519.

21. *Григорьев Ю.А.* Матричные углеродные автоэмиссионные катоды –

экспериментальные результаты и перспективы применения в приборах СВЧ // Лекции по СВЧ электронике и радиофизике. 10-я школа-семинар. Кн. 1. Т. 2. Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 1996. С.143.

Московский  
государственный институт  
электроники и математики

Поступила в редакцию 16.01.98

## THE NONLINEAR PHENOMENA IN VACUUM MICROELECTRONIC STRUCTURES

*V.A.Solntsev*

The results of researches of physical processes in vacuum microelectronics structures with matrixes field emission of cathodes (FEA) are given. A number of theory methods, nonlinear phenomena and structures known earlier and offered recently are considered: calculation of harmonics of a current and decision of the equations of a electrons movements in structures with modulation of emission, microwave diode with FEA, high-frequency field emission contact, BWO with auto modulation of emission (carcinotrode), fractal field emission the cathode. The general approaches to construction of the analytical and numerical theory of devices with modulation of emission are developed. The classification of modes of operations of the diode with FEA is given and the complete picture of behavior of efficiency and electronic conductivity of the diode with FEA in modes without cutoff and with the current cutoff is received; the limiting efficiency makes 30–40 %. The influence of heterogeneity of a field at the cathode is considered. The opportunity of existence of the high-frequency field emission contact between two conductors is shown with absence of a static field, the characteristic distinguished from the F–N law is found. The nonlinear theory of BWO with automodulation of emission by a field of a return wave is offered and the opportunity of essential increase of efficiency from 15 % in usual BWO up to 35 % in carcinotrode is shown with the conservation of electronic tuning of the frequency. The opportunity of the further increase of efficiency in the isophase carcinotrode up to 60–70% is also shown. For getting of the limiting characteristics of considered structures fractal field emission cathodes with the special form of a surface are offered, the possibility of essential gain of an electrical field on tips and increase of a current for the limited voltage from such cathodes is shown.



*Солнцев Виктор Анатольевич* – родился в 1931 году в Москве, окончил физический факультет Московского государственного университета (1953). Заведующий кафедрой радиоэлектроники Московского государственного института электроники и математики, доктор физико-математических наук, профессор. Область научных интересов – СВЧ электроника и радиофизика. Опубликовал более 200 научных трудов по исследованию физических процессов в электронных потоках и нелинейных явлениях на сверхвысоких частотах, разработке новых методов и приборов для усиления и генерирования электромагнитных колебаний, разработке методов математического моделирования и автоматизации проектирования в СВЧ электронике и радиофизике, вакуумной микроэлектронике. Соавтор монографии «Лекции по сверхвысокочастотной электронике» (1973).