

МОДИФИКАЦИЯ ЗАКОНА ЧАЙЛЬДА-ЛЕНГМЮРА- БОГУСЛАВСКОГО ДЛЯ ДИОДНОГО ПРОМЕЖУТКА В СИСТЕМЕ С ВИРТУАЛЬНЫМ КАТОДОМ

И.И. Магда, О.Г. Мележик, А.В. Пащенко, С.С. Романов, И.Н. Шаповал, В.Е. Новиков
Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,

Харьков, Украина

E-mail: shapoval@kipt.kharkov.ua

Теоретически исследовано взаимовлияние процессов в диоде и пространстве дрейфа устройства с виртуальным катодом. Получено выражение для модифицированного закона Чайльда-Ленгмюра-Богуславского (ЧЛБ). Показано, что возникновение отражённого потока может приводить к исчезновению виртуального катода. Получено условие на отношении длин диода и промежутка с виртуальным катодом, обеспечивающее существование виртуального катода.

ВВЕДЕНИЕ

Действие виркатора [1] – электронного прибора для генерации СВЧ-излучения, основано на возбуждении неустойчивости виртуального катода (ВК), возникающего при превышении током инжекции некоторого предельного значения. В простейшем случае система с ВК состоит (Рис.1) из диода (промежуток K_1 -А), создающего электронный поток, и пространства дрейфа А- K_2 , в котором электронный поток образует ВК. Теоретическое и экспериментальное исследования диода описаны во многих монографиях (см., например, [2]) и основополагающих работах [3-9]. Пространство дрейфа электронного потока представляет собой анод-коллекторный промежуток, в который из диода инжектируется электронный поток, т.е. является диодом Бурсиана [9]. Диод Бурсиана исследовался в [9-13].

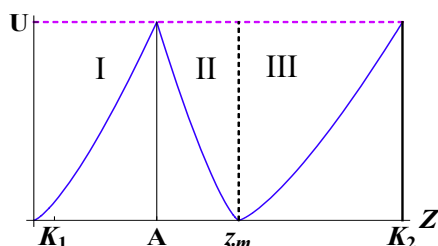


Рис.1. Принципиальная схема планарной системы с ВК

В настоящей работе изучается взаимодействие эмиссионного диода и диода Бурсиана, являющегося основным в работе виркатора. Всё рассмотрение проведено для одномерной (планарной) системы с ВК, т.е. системы, состоящей из плоского диода и плоского анод-коллекторного промежутка.

1. СИСТЕМА С ВК

Принципиальная схема такой системы с ускоряющим промежутком и пространством дрейфа изображена на Рис.1. Электронный поток создается катодом K_1 под воздействием напряжения U , прикладываемого к диодному промежутку I (K_1 -А). Электронный поток ускоряется напряжением U , проходит через анодную сетку А и образует в промежутке между анодом А и коллектором K_2 виртуальный катод. На ВК электронный поток разделяется: одна часть его проходит к коллектору K_2 , а дру-

гая – отражается к аноду А, проходит через него и попадает в диодный промежуток. Таким образом, и в промежутке I, и в области II (промежуток А- z_m) коллекторного промежутка имеют место двухпоточковые течения. По аналогии с тем, как это делалось ранее [2,10], опишем процессы, происходящие в диодном и коллекторном промежутках под воздействием медленно изменяющегося со временем напряжения $U(t)$, выделив их взаимовлияние.

Будем использовать уравнения движения и непрерывности, а также уравнение Максвелла для электрического поля:

$$\frac{\partial v_k}{\partial t} + v_k \frac{\partial v_k}{\partial z} = -\frac{e}{m} E, \quad k=1,2, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \frac{\partial (n_k v_k)}{\partial z} = 0, \quad k=1,2, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} = -4\pi e (n_1 + n_2), \quad (3)$$

где v_k и n_k – скорость и плотность k -го потока; E – электрическое поле; e и m – заряд и масса электрона.

Будем рассматривать случай медленного изменения напряжения на диоде, когда за время пролета электрона через диод напряжение $U(t)$ меняется слабо.

В этом случае в системе уравнений (1)-(3) можно пренебречь частной производной по времени и выполнить интегрирование. Система уравнений (1)-(3) модифицируется к законам сохранения энергии и потока и уравнению Пуассона:

$$v_k^2 - \frac{2e\phi}{m} = C_{1k}, \quad n_k v_k = C_{2k}, \quad \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 4\pi e (n_1 + n_2), \quad (4)$$

где $\phi(z)$ – потенциал электрического поля в диоде.

Уравнения (4) справедливы как в областях I и II, в которых имеются встречные потоки, прямые и отраженные, так и в области III (промежуток z_m - K_2), в которой есть только прямой поток.

В дальнейшем будем снабжать величины n и v двумя индексами, так что, например, n_{ik} будет обозначать плотность в i -й области k -го потока. Всего имеется три области, поэтому индекс i может принимать значения I, II, III. В областях I и II имеется два потока: прямой – 1 и отраженный – 2, что и будет представлено индексом k .

Найдем теперь скорости v_{ik} , плотности n_{ik} и потенциалы ϕ_i в каждой из 3-х областей.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ И ПЛОТНОСТЕЙ ПОТОКОВ

Найдем электронные потоки в областях I, II, III. Для этого воспользуемся формулами (4). С учетом потерь f прозрачность сеточного анода А будет равна $(1-f)$. Введем также коэффициент отражения R электронного потока от ВК. Тогда с помощью (4) получим ряд равенств:

$$\begin{cases} n_{11}v_{11} = \frac{j_0}{e}, & n_{21}v_{21} = (1-f)\frac{j_0}{e}, & n_{31}v_{31} = (1-f)(1-R)\frac{j_0}{e}, \\ n_{22}v_{22} = (1-f)R\frac{j_0}{e}, & n_{12}v_{12} = (1-f)^2R\frac{j_0}{e}, \end{cases} \quad (5)$$

где j_0 – плотность электронного тока, вытягиваемого напряжением U из катода K_1 .

В цепь сетки А попадает часть прямого тока с плотностью j_{11} и отраженного потока с плотностью j_{22} .

Из (5) следует, что сеточный ток формируется плотностью тока:

$$j_A = j_0 f [1 + R(1-f)].$$

Коллекторный ток формируется плотностью тока j_{31} :

$$j_{k_2} = j_{31} = (1-R)(1-f)j_0.$$

Для вычисления скоростей потоков используем интеграл (4) в форме:

$$v_{ik}^2 - \frac{2e\varphi_i}{m} = C_{ik}^{(2)}. \quad (4a)$$

Поскольку $v_{11}(0) = 0$, $v_{12}(0) = 0$, $\phi(0) = 0$ в области I $C_{11}^{(2)} = C_{12}^{(2)}$ и для скоростей потоков получаем формулы:

$$\begin{aligned} v_{11}(z) &= \sqrt{\frac{2e\varphi_1(z)}{m}}, & v_{11}(z_A) &= \sqrt{\frac{2eU}{m}}, \\ v_{12}(z) &= -\sqrt{\frac{2e\varphi_1(z)}{m}}, & v_{12}(z_A) &= -\sqrt{\frac{2eU}{m}}. \end{aligned} \quad (6)$$

Как следует из (4a), поскольку $v_{11}(z_A) = v_{21}(z_A)$, а $v_{22}(z_m) = 0$, $v_{31}(z_m) = 0$ и $\varphi_2(z_m) = \varphi_2(z_m) = 0$, то и для областей II и III константы в интегралах типа (4a) равны нулю, т.е. $C_{21} = C_{22} = C_{31} = 0$.

Поэтому получаем:

$$\begin{aligned} v_{21}(z) &= \sqrt{\frac{2e\varphi_2(z)}{m}}, & v_{21}(z_A) &= \sqrt{\frac{2eU}{m}}, & v_{21}(z_m) &= 0; \\ v_{22}(z) &= -\sqrt{\frac{2e\varphi_2(z)}{m}}, & v_{22}(z_A) &= -\sqrt{\frac{2eU}{m}}, & v_{22}(z_m) &= 0. \end{aligned} \quad (7)$$

В области III:

$$v_{31}(z) = \sqrt{\frac{2e\varphi(z)}{m}}, \quad v_{31}(z_m) = 0, \quad v_{31}(z_{k_2}) = \sqrt{\frac{2eU}{m}},$$

где z_m – координата ВК.

Формулы, полученные для вычисления электронных потоков и скоростей, позволяют найти выражения для плотностей в каждой из рассматриваемых областей.

Из формулы (5) для плотностей потоков j_{ik} и формул (6), (7) для скоростей потоков v_{ik} найдем выражения для объемных электронных плотностей в потоках.

В области I:

$$n_{11} = \frac{j_0}{e} \sqrt{\frac{m}{2e\varphi_1}}, \quad n_{12} = R(1-f)^2 \frac{j_0}{e} \sqrt{\frac{m}{2e\varphi_1}}.$$

В области II:

$$n_{21} = (1-f) \frac{j_0}{e} \sqrt{\frac{m}{2e\varphi_2}}, \quad n_{22} = R(1-f) \frac{j_0}{e} \sqrt{\frac{m}{2e\varphi_2}}.$$

В области III:

$$n_{31} = (1-f)(1-R) \frac{j_0}{e} \sqrt{\frac{m}{2e\varphi_2}}.$$

3. ПОТЕНЦИАЛЫ И ПОЛЯ

Для нахождения потенциалов и полей с помощью уравнения Пуассона (4) сделаем следующую замену переменных:

$$\Phi = \frac{\varphi}{2U}, \quad \xi_i = \frac{z}{l_i}, \quad i = 1, 2, \quad (8)$$

где l_1 – длина диода, т.е. расстояние от катода до анодной сетки, а l_2 – длина промежутка от анодной сетки до коллектора.

Обезразмерим плотность n_{ik} и скорость v_{ik} через естественные величины:

$$[v_{ik}] = v_0 = \sqrt{\frac{2eU}{m}}, \quad [n_{ik}] = n_0 = \frac{j_0}{e} \sqrt{\frac{m}{2eU}}$$

для всех $i=1, \dots, 3$, $k=1, 2$, кроме случая $i=3$, $k=2$.

Безразмерные плотности и скорости определим формулами: $N_{ik} = n_{ik}/n_0$, $V_{ik} = v_{ik}/v_0$. Уравнение Пуассона, следовательно, приобретает вид:

$$\frac{d^2\Phi_i}{d\xi_i^2} = q_i N_{ik}, \quad (9)$$

в котором параметры q_i будут определены в дальнейшем при рассмотрении конкретных электродинамических областей.

Найдем поля и потенциалы в каждой из рассматриваемых областей.

В области I (диод) имеются два встречных потока с плотностями:

$$N_{11} = \frac{1}{\sqrt{2\Phi_1}}, \quad N_{12} = R(1-f)^2 \frac{1}{\sqrt{2\Phi_1}}. \quad (10)$$

Уравнение Пуассона для этой области приобретает вид:

$$\frac{d^2\Phi_i}{d\xi_i^2} = q_i \eta_i \frac{1}{\sqrt{2\Phi_1}}, \quad (11)$$

где

$$\eta_i = 1 + R(1-f)^2. \quad (12)$$

Решение уравнения (12) запишем в форме:

$$\Phi_1(\xi) = \left[\frac{3^4}{2^5} (q_1 \eta_1)^2 \xi_1^4 \right]^{1/3}. \quad (13)$$

В соответствии с формулами (10) плотности электронных потоков в диоде есть:

$$N_{11} = \left[\frac{2}{9q_1 \eta_1 \xi_1^2} \right]^{1/3}, \quad N_{12} = R(1-f)^2 N_{11}.$$

Безразмерные скорости электронных потоков в диоде принимают вид:

$$V_{11} = -V_{12} = \left[\frac{2}{9q_1\eta_1\xi_1^2} \right]^{-1/3} \quad (14)$$

Безразмерное электрическое поле в диоде

$$E_1 = - \left[6(q_1\eta_1)^2 \xi_1 \right]^{1/3} \quad (15)$$

ε_i определяются формулами:

$$E_i(\xi_i) = \frac{l_1}{2U} E_i(z), \quad E_k(z) = - \frac{\partial \varphi_k}{\partial z}, \quad k = 1, 2.$$

Имея решение задачи о токопереносе в диоде, найдем зависимость между плотностью тока, эмитируемого катодом под действием напряжения, приложенного к диоду. Для этого используем граничное условие: $\Phi_1(\xi_1)|_{\xi_1=1} = \frac{1}{2}$

Из формулы (15) имеем:

$$q_1 = \frac{2}{9\eta_1} \quad (16)$$

Подставив в (16) выражение для $q_1 = \frac{\pi j_0 l_1^2}{U^{3/2}} \sqrt{\frac{2m}{e}}$

получим соотношение между j_0 , плотностью катодного тока и напряжением U , т.е. модифицированный закон « $3/2$ »:

$$j_0 = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{U^{3/2}}{l_1^2 \eta_1} \quad (17)$$

Имеет место зависимость тока эмиссии от величины η_1 по формуле (15), т.е. от величины коэффициента отражения R и проницаемости сетки f .

Характер этой зависимости и возможные следствия для функционирования диода обсудим после нахождения коэффициента отражения.

Классическая форма закона ЧЛБ для диодного промежутка [4-8] устанавливает величину плотности тока через диод:

$$j_0 = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{U^{3/2}}{l_1^2}$$

Закон ЧЛБ справедлив для стационарного и квазистационарного прохождения тока, который устанавливается за время порядка времени пролета электрона через диод.

Для нахождения потенциалов и полей в областях II и III (пространство с ВК) воспользуемся уравнением (9), в котором для области II

$$N_{21} = \frac{(1-f)}{\sqrt{2\Phi_2}}, \quad N_{22} = \frac{R(1-f)}{\sqrt{2\Phi_2}},$$

а для области III

$$i = 2, \quad N_{31} = \frac{(1-R)(1-f)}{\sqrt{2\Phi_3}}, \quad N_{32} = 0.$$

Таким образом, из уравнения (9) для области II имеем:

$$\frac{d^2\Phi_2}{d\xi_2^2} = q_2\eta_2 \frac{1}{\sqrt{2\Phi_2}}, \quad (18)$$

где $q_2 = q_1(l_2/l_1)^2(1-f)$, ξ_2 определяется формулой (8), а $\eta_2 = (1+R)(1-f)$.

По аналогии с (13)-(15) получим решение уравнения (18):

$$\Phi_2(\xi_2) = \left[\frac{3^4}{2^5} (q_2\eta_2)^2 (\xi_2 - \xi_{2m})^4 \right]^{1/3}, \quad \xi_2 \leq \xi_{2m}, \quad (19)$$

где ξ_{2m} – координата минимума потенциала $\Phi_2(\xi_2)$.

При получении формулы (19) использованы следующие условия:

$$\Phi_2(\xi_{2m}) = 0, \quad \mathcal{E}_2(\xi_{2m}) = \frac{d\Phi_2}{d\xi_2} \Big|_{\xi_2=\xi_{2m}} = 0. \quad (20)$$

Для нахождения ξ_{2m} используем граничное условие $\Phi_2(\xi_2)|_{\xi_2=0} = \frac{1}{2}$.

Получим одно из условий, связывающих ξ_{2m} и коэффициент отражения R :

$$\frac{9}{2} q_2\eta_2 \xi_{2m}^2 = 1. \quad (21)$$

По аналогии с формулами (14), (15), полученными для области 1, найдем формулы для скоростей и полей в области 2:

$$V_{21} = -V_{22} = \left[\frac{2}{9q_2\eta_2(\xi_2 - \xi_{2m})^2} \right]^{-1/3}, \quad \xi_2 \leq \xi_{2m}, \quad (22)$$

$$\mathcal{E}_2(\xi_2) = - \left[6(q_2\eta_2)^2 (\xi_2 - \xi_{2m}) \right]^{1/3}, \quad \xi_2 \leq \xi_{2m}. \quad (23)$$

Для области 3 по аналогии с (18) получим уравнение для нахождения потенциала и электрического поля:

$$\frac{d^2\Phi_3}{d\xi_3^2} = q_2\eta_3 \frac{1}{\sqrt{2\Phi_3}}, \quad \eta_3 = (1-R)(1-f). \quad (24)$$

Решение уравнения (24) с учетом условий (20) имеет вид:

$$\Phi_3(\xi_2) = \left[\frac{3^4}{2^5} (q_2\eta_3)^2 (\xi_2 - \xi_{2m})^4 \right]^{1/3}, \quad \xi_2 \geq \xi_{2m}.$$

Для скорости в области 3 получим выражение, аналогичное (22):

$$V_{31}(\xi_2) = \left[\frac{2}{9q_2\eta_3(\xi_2 - \xi_{2m})^2} \right]^{-1/3}, \quad \xi_2 \geq \xi_{2m}.$$

Электрическое поле в области 3 выразится формулой, аналогичной (23):

$$\mathcal{E}_3(\xi_2) = \left[6(q_2\eta_3)^2 (\xi_2 - \xi_{2m}) \right]^{1/3}, \quad \xi_2 \geq \xi_{2m},$$

где $\mathcal{E}_3(\xi_2) = \frac{l_2}{2U} E_3(z)$, $E_3(z) = - \frac{\partial \varphi_3(z)}{\partial z}$.

Найдем теперь второе условие для вычисления R и ξ_{2m} . Воспользуемся для этого граничным условием

$$\Phi_3(\xi_2)|_{\xi_2=1} = \frac{1}{2}.$$

Получим:

$$\frac{9}{2} q_2\eta_3 (1 - \xi_{2m})^2 = 1. \quad (25)$$

4. КОЭФФИЦИЕНТ ОТРАЖЕНИЯ И ПОЛОЖЕНИЕ ВК

Условия (21) и (25) образуют систему уравнений для нахождения коэффициента отражения R и положения виртуального катода z_m .

Из этой системы уравнений следует формула:

$$R(q_2) = \left\{ 1 - \frac{4}{81 q_2^2} (1 + \sqrt{1 + 9q_2})^2 \right\}^{1/2}. \quad (26)$$

График зависимости $R(q_2)$ представлен на Рис.2. Характерными точками на этом графике являются точки, соответствующие $q_2 = 8/9$ и $q_2 = 16/9$.

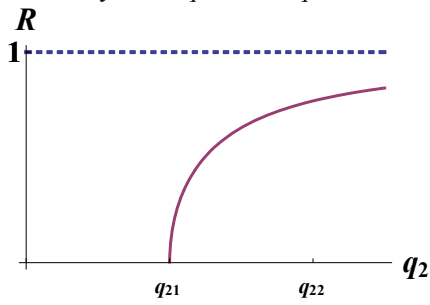


Рис.2. Коэффициент отражения в зависимости от q_2

В самом начале процесса заполнения электронами пространства между анодом и коллектором осуществляется потоком электронов со сквозным пролетом.

При достижении параметром q_2 значения $16/9$ в промежутке анод-коллектор возникает неустойчивость Бурсиана-Павлова [9]. Линейная стадия развития этой неустойчивости была описана в [11], а нелинейная – в [12]. На нелинейной стадии этой неустойчивости в анод-коллекторном промежутке возникает ВК и появляется отраженный от него поток с коэффициентом отражения R (см. Рис.2). При увеличении параметра q_2 коэффициент R возрастает и в пределе стремится к 1. При уменьшении параметра q_2 коэффициент отражения R уменьшается и становится равным нулю при $q_2 = 8/9$.

В этой точке отраженный поток исчезает, и в пространстве анод-коллектор восстанавливается режим со сквозным пролетом электронов.

При этом имеет место гистерезис состояний электронного потока (Рис.3) [2,10].

Система уравнений (21)-(25) позволяет найти положение ВК.

Получаем:

$$\xi_m = \frac{z_m}{l_2} = \sqrt{\frac{2}{9q_2(1+R)}}. \quad (27)$$

График ξ_m представлен на Рис.3. Видно, что при увеличении q_2 ВК смещается к аноду, а при его уменьшении – к середине анод-коллекторного промежутка. ВК исчезает при $q_2 = 8/9$ именно в середине этого промежутка.

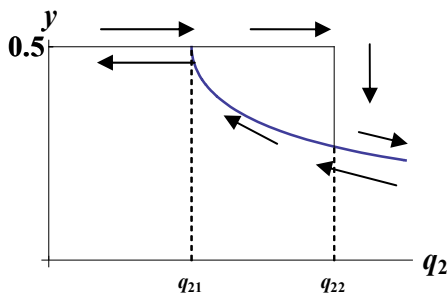


Рис.3. Зависимость положения ВК от величины q_2

5. СОВМЕСТНАЯ РАБОТА ДИОДА И ВК

Учтём то обстоятельство, что ток, обеспечивающий процессы в анод-коллекторном промежутке, формируется в диоде и связан с напряжением зако-

ном ЧЛБ (17). Тогда, поскольку $q_1=2/(9\eta_1)$, $\eta_1=1+R(1-f)^2$ и $q_2=q_1(l_2/l_1)^2(1-f)$, получим:

$$q_2 = \frac{2}{9} \left(\frac{l_2}{l_1} \right)^2 \frac{1-f}{1+R(1-f)^2}. \quad (28)$$

Для определения q_2 , которое устанавливается в анод-коллекторном промежутке после образования в нём ВК (при $f=0$ для простоты), путём исключения R из формул (26) и (28) получим алгебраическое уравнение:

$$\left(\frac{l_2}{l_1} \right)^2 = \frac{9q_2}{2} \left\{ 1 + \left\{ 1 - \frac{4}{81q_2^2} (1 + \sqrt{1+9q_2})^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \right\}. \quad (29)$$

Уравнение (29) по известному отношению длин l_1 и l_2 позволяет найти соответствующее ему значение q_2 . По q_2 из формул (26), (27) можно найти R , ξ_m .

Проведенные вычисления представляют собой формальную сторону изменений, происшедших с потоками электронов в диодном и анод-коллекторном промежутках после образования ВК. После появления в диоде отраженного от ВК потока для обращения в нуль электрического поля на катоде требуется меньший ток эмиссии из катода, так что в анод-коллекторный промежуток будет попадать меньший ток инжекции. Это с необходимостью приведёт к уменьшению управляющего параметра q_2 . Если q_2 становится меньше $8/9$, происходит срыв ВК [10]. Проанализируем, можно ли избежать подобного исхода процесса.

Из формул (26) и (28) следует выражение (29). Это выражение позволяет сделать ряд оценок, из которых следуют требования к соотношению длин анод-коллекторного и диодного промежутков.

Для того, чтобы при работе диода в режиме закона ЧЛБ в анод-коллекторном промежутке возник ВК, необходимо, чтобы q_2 стало больше $16/9$. Из формулы (28) в этом случае следует неравенство:

$$l_2/l_1 > 2\sqrt{2}. \quad (30)$$

После образования ВК возникает отраженный поток, который самим фактом своего появления приводит к нелинейному механизму уменьшения q_2 и R . Оценим величину отношения l_2/l_1 , при которой ВК в анод-коллекторном промежутке не может исчезнуть. Поскольку при исчезновении ВК q_2 становится меньше $8/9$, а $R=0$, из (28) получаем, что при работе диода по закону ЧЛБ ВК не исчезнет, если

$$l_2/l_1 > 2. \quad (31)$$

При выполнении условия (30) неравенство (31) выполняется автоматически, т.е. ВК может образовываться и не исчезать в течение всего процесса подачи напряжения на анод. При каждом конкретном l_2/l_1 величины q_2 , R , ξ_m определяются при помощи графиков Рис.2-4 или же с помощью уравнения (29) и формул (26) и (27).

Возникает вопрос о величине z_m при $l_2 \rightarrow \infty$. Решение краевой задачи, аналогичной задаче об анод-коллекторном промежутке, даёт для данного случая выражение:

$$z_m^2 = \frac{1}{9\pi} \frac{U^{3/2}}{j_0(1-\xi)} \sqrt{\frac{e}{2m}}, \quad R=1. \quad (32)$$

С помощью (17) получаем

$$z_m^2 = \frac{2-\xi}{2(1-\xi)} l_1^2. \quad (33)$$

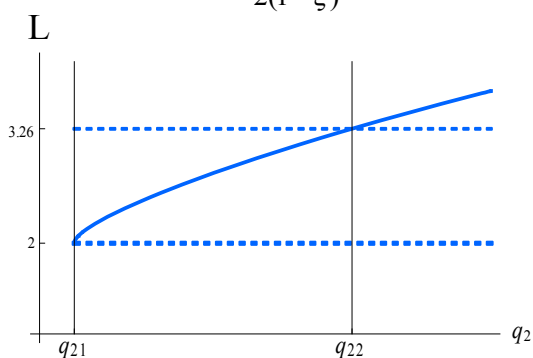


Рис.4. Зависимость величины $L=l_2/l_1$ от q_2

Таким образом, для случая, когда в диоде устанавливается закон ЧЛБ, а анодная сетка является абсолютно прозрачной, при $l_2 \rightarrow \infty$ $z_m = l_1$.

Формулы (32), (33) можно также получить предельным переходом из формулы (27).

ВЫВОДЫ

В работе проведен анализ согласованного прохождения электронного потока через диодный и анод-коллекторный промежутки планарного виркатора.

Показано, что учёт отражённого от ВК потока приводит к такой модификации закона ЧЛБ, управляющего токопереносом в диоде, при которой плотность тока эмиссии из катода уменьшается в $(1+R)$ раз, где R – коэффициент отражения.

Показано, что уменьшение плотности тока из катода может привести к исчезновению ВК, если анод-коллекторный промежуток выбран недостаточно длинным, так что $l_2/l_1 < 2$.

Показано, что при действии в диоде модифицированного закона ЧЛБ ВК возникает в анод-коллекторном промежутке и не исчезает на протяжении всего импульса напряжения на аноде, если выполняется условие $l_2/l_1 > 2\sqrt{2}$.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. А.А. Рухадзе, С.Д. Столбцов, В.П. Тараканов. Виркатеры // *Радиотехника и электроника*. 1992. т.37, с.385.
2. С.Д. Гвоздовер. Теория электронных приборов сверхвысоких частот. М.: ГИТТД, 1956, 527с.
3. С.Д. Child. Discharge from Hot CaO // *Phys.Rev.* 1911, v.32, p.492.
4. С.А. Богуславский // *Труды эксперим. эл.-техн. института (ГЭЭИ)*. 1924, в.3, с.28.
5. Н. Barkhausen, К. Kurz. Die Kürzetsen, mit Vacuumröhren hergestellbaren Wellen // *Phys. Zs.* 1920, v.21, №1, part.1, p.100.
6. I. Langmuir. Potential distribution and thermoionic currents between parallel plane electrode; effect of space-charge and initial velocities ion // *Phys. Rev.* 1921, v.21, p.419.
7. I. Langmuir, K.B. Blodgett. Current limited by space charge between coaxial cylinders // *Phys. Rev.* 1923, v.22, p.347.
8. I. Langmuir, K.B. Blodgett. Current limited by space charge between concentric spheres // *Phys. Rev.* 1924, v.23, p.49.
9. В.Р. Бурсиан, В.И. Павлов. Об одном частном случае влияния объемного заряда на проходные условия потока электронов в пустоте // *Журнал русского физ.-хим. общества*. 1923, т.55, с.71-80.
10. А.В. Пащенко, Б.Н. Руткевич, В.Д. Федорченко, Ю.П. Мазалов. Гистерезис состояний и эффект сброса заряда в электронном потоке // *Журнал технической физики*. 1983, т.53, №1, с.75-80.
11. А.В. Пащенко, Б.Н. Руткевич. Устойчивость электронного потока в диоде // *Физика плазмы*. 1977, т.3, в.4, с.774-779.
12. А.В. Пащенко, Б.Н. Руткевич. Динамика переходов между стационарными состояниями в диоде // *Радиотехника и электроника*. 1979, т.24, №1, с.152-157.
13. В.И. Кузнецов, А.Я. Эндер. Нестационарные режимы диода Бурсиана. Ч.1. Устойчивость стационарных решений // *Физика плазмы*. 2010, т.36, №3, с.248-257.

Статья поступила в редакцию 30.11.2011 г.

MODIFICATION OF THE CHILD-LANGMUIR-BOGUSLAVSKY LAW FOR THE DIODE GAP IN THE SYSTEM WITH VIRTUAL CATHODE

I.I. Magda, O.G. Melezhhik, A.V. Pashchenko, S.S. Romanov, I.M. Shapoval, V.E. Novikov

Mutual interference of processes occurring in the diode and drift space of the virtual cathode (VC) device has been investigated by theory. An expression has been derived for the modified Child-Langmuir-Boguslavsky law (CLB). The occurrence of a reflected flux is shown to lead to the VC disappearance. The condition for the diode length-drift space ratio providing the VC existence has been determined.

МОДИФІКАЦІЯ ЗАКОНУ ЧАЙЛЬДА-ЛЕНГМЮРА-БОГУСЛАВСЬКОГО ДЛЯ ДІОДНОГО ПРОМІЖКУ В СИСТЕМІ З ВІРТУАЛЬНИМ КАТОДОМ

I.I. Magda, O.G. Melezhhik, A.V. Pashchenko, S.S. Romanov, I.M. Shapoval, V.E. Novikov

Теоретично досліджено взаємовплив процесів у діоді та просторі дрейфу пристрою з віртуальним катодом. Отримано вираз для модифікованого закону Чайльда-Ленгмюра-Богуславського (ЧЛБ). Показано, що поява відбитого потоку може призводити до зникнення віртуального катода. Отримано умову на відношення довжин діода та проміжку з віртуальним катодом, що забезпечує існування віртуального катода.