

## ВЛИЯНИЕ ТЕПЛООВОГО РАЗБРОСА ЭЛЕКТРОНОВ ПО СКОРОСТЯМ НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПРЯМОЛИНЕЙНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА С ОБРАТНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНОЙ

*Н.О. Бессуднова, А.Г. Рожнёв, Д.И. Трубецков*

Построена одномерная линейная теория взаимодействия прямолинейного электронного потока и обратной электромагнитной волны с учетом распределения электронов по скоростям. Предложен подход, позволяющий корректно учесть конечную длину области взаимодействия. Для случая больших значений пространственного заряда и теплового разброса представлены результаты двухволнового приближения. Проанализирован пусковой режим низковольтной ЛОВ. Расчеты проведены для прямоугольной, лоренцевской и максвелловской функций распределения.

### Введение

В последние несколько лет появилась и быстро развивается новая область электроники – вакуумная микроэлектроника [1,2]. Одним из направлений этого развития является создание миниатюрных низковольтных вакуумных СВЧ-приборов, в частности, ламп бегущей и обратной волны (ЛБВ и ЛОВ). Преимущества подобных устройств перед твердотельными аналогами, особенно в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн, состоят в более высоких мощностях, устойчивости к тепловым и радиационным воздействиям, малом дрейфе параметров. Однако переход к более низким рабочим напряжениям приводит при разработке приборов к необходимости учета целого ряда факторов, которые прежде играли второстепенную роль. В первую очередь это относится к разбросу электронов по скоростям.

Известно, что уменьшение размера электродинамической системы в  $k$  раз, где  $k$  – масштабный фактор, приводит к уменьшению напряжения в  $k^2$  раз. Тогда ток пучка должен быть увеличен в  $k^2$  раз для поддержания мощности. Это приводит к существенному увеличению влияния разброса электронов по скоростям и пространственного заряда в электронном потоке на процессы взаимодействия с электромагнитным полем. В связи с этим представляет определенный интерес построение теории миниатюрных ламп бегущей волны (ЛБВ) и обратной волны (ЛОВ), учитывающей распределение электронов по скоростям. Несмотря на то, что разработан ряд программ численного моделирования нелинейных нестационарных процессов в этих приборах, строгой линейной теории для случая произвольной функции распределения по скоростям в электронном потоке до сих пор не существует. В данной работе предложен вариант такой теории для ЛОВ.

Впервые влияние теплового разброса электронов по скоростям на пусковой режим работы ЛОВ было оценено Г. Джонсоном [3]. Он предложил приблизительно считать функцию распределения по скоростям в электронном потоке прямоугольной (рис. 1), при этом оказалось, что разброс по скоростям может быть учтен введением эффективного (увеличенного) параметра пространственного заряда

$$q_{эф} = q + (1/C^2)[\Delta v / (2v_0)]^2, \quad (1)$$

где  $\Delta v$  – ширина функции распределения;  $v_0$  – средняя скорость электронного потока;  $C$  – параметр усиления Пирса, явное выражение для которого будет приведено ниже.

В настоящей работе дано строгое подтверждение эвристических представлений Г. Джонсона и их обобщение на случай произвольной симметричной функции распределения. Границы применимости подхода Джонсона, как будет показано ниже, определяются условием  $v_i/v_0 \ll C \ll 1$ , где  $v_i$  – дисперсия функции распределения. В работе также предложена более общая теория, позволяющая корректно учесть ограниченность области взаимодействия в пространстве (см. [4]) и справедливая при выполнении более общего условия  $v_i/v_0 \sim C \ll 1$ .

### 1. Основные уравнения линейной теории. Приближение малого теплового разброса

Для простоты ограничимся случаем широкого электронного потока, фокусируемого бесконечно большим магнитным полем и взаимодействующего с замедленной волной в линии передачи. Распределение амплитуды высокочастотного поля по сечению пучка считаем однородным, редуцией поля пространственного заряда пренебрегаем (см. [5]). В предположении, что все переменные зависят от времени по гармоническому закону вида  $\exp(j\omega t)$ , запишем систему одномерных линеаризованных уравнений, состоящую из кинетического уравнения Власова, уравнения возбуждения линии передачи и выражений для поля пространственного заряда и плотности сгруппированного тока в следующем виде:

$$j\omega f_1 + v \partial f_1 / \partial x + (e/m)(E_q + E) \partial f_0 / \partial v = 0, \quad (2)$$

$$j_1 = e \int_{-\infty}^{\infty} f_1 dv, \quad (3)$$

$$E_q = -j_1 / (j\omega \epsilon_0), \quad (4)$$

$$\partial E / \partial x + j\beta_0 E = \beta_0^2 K S j_1 / 2. \quad (5)$$

В соотношениях (2)–(5)  $f_0(v)$  – невозмущенная полем стационарная пространственно однородная функция распределения электронов;  $f_1(v, x)$  – ее возмущение под действием поля;  $E_q$  – переменная составляющая поля пространственного заряда и  $E$  – поле линии передачи;  $j_1$  – первая гармоника плотности сгруппированного тока;  $\beta_0$  – постоянная распространения волны в линии передачи без пучка;  $\omega$  – частота;  $K$  – сопротивление связи;  $S$  – площадь поперечного сечения элект-

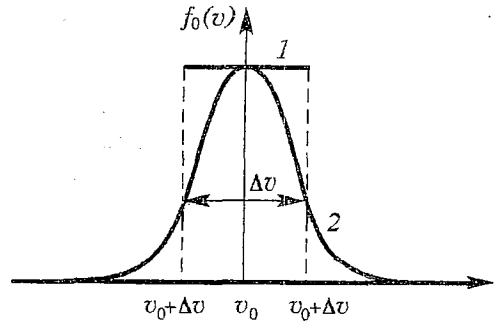


Рис. 1 Модель Г. Джонсона. 1 – прямоугольная функция распределения, 2 – произвольная симметричная функция распределения

ронного потока;  $\epsilon_0$  – диэлектрическая постоянная вакуума;  $e/m$  – удельный заряд электрона.

Для полной постановки задачи уравнения (2)–(5) должны быть дополнены граничными условиями. Рассмотрим сначала дисперсионное уравнение, соответствующее системе уравнений (2)–(5). Следуя [7], запишем выражение для переменной составляющей плотности тока

$$j_1 \epsilon / (\epsilon - 1) = j \omega \epsilon_0 E, \quad (6)$$

в которое входит продольная составляющая диэлектрической проницаемости электронной плазмы

$$\epsilon(\omega, \beta) = 1 - \omega_p^2 / \beta^2 \int_{-\infty}^{\infty} \partial f_0 / \partial v dv / (v - \omega / \beta), \quad (7)$$

где  $\beta$  – неизвестная постоянная распространения;  $\omega_p = [e^2 n_0 / (m \epsilon_0)]^{1/2}$  – плазменная частота,  $n_0$  – постоянная плотность электронов в пучке. Из условия совместности (5), (6) получается дисперсионное уравнение задачи

$$-(\beta - \beta_0) \epsilon / (\epsilon - 1) = 1/2 \omega \beta_0^2 \epsilon_0 K S. \quad (8)$$

Для рассматриваемой задачи добавка в диэлектрическую проницаемость, связанная с затуханием Ландау, мала, поэтому в формуле (7) интеграл рассматривается в смысле главного значения.

Невозмущенную компоненту функции распределения  $f_0(v)$  удобно представить в виде

$$f_0(v) = f_0^*((v - v_0)/v_i) / (n_0 v_i), \quad (9)$$

где  $v_0$  – средняя скорость электронного потока,

$$v_i^2 = 1/n_0 \int_{-\infty}^{\infty} (v - v_0)^2 f_0(v) dv \quad (10)$$

– дисперсия функции распределения; величина  $v_i$  определяет ширину функции распределения, а  $v_0$  – положение ее максимума на оси скорости. Безразмерная функция  $f_0^*(u)$  при этом имеет характерную ширину порядка единицы. Полагая, что  $v_i \ll |\omega/\beta - v_0|$ , разложим интеграл в формуле (7) в асимптотический ряд

$$1/n_0 \int_{-\infty}^{\infty} \partial f_0^*(u) / \partial u du / [u - (\omega/\beta - v_0)/v_i] \approx (\omega/\beta - v_0)^{-2} + 3v_i^2 (\omega/\beta - v_0)^{-4}. \quad (11)$$

Здесь интеграл рассматривается в смысле главного значения.

Введем стандартные для теории ЛЭВ и ЛОВ безразмерные параметры  $b$ ,  $\delta$  и  $C$  с помощью соотношений  $\beta = \beta_e (1 + j\delta C)$ ,  $b = (\beta_0 - \beta_e) / (C\beta_e)$ ,  $\beta_e = \omega/v_0$ ,  $C^3 = I_0 K / (4V_0)$ , где  $I_0$  и  $V_0$  – постоянные ток и напряжение пучка. Считая  $\delta C \ll 1$ , с учетом (11) представим дисперсионное уравнение задачи в виде

$$(b - j\delta) [\delta^2 + q + 3v_i^2 / (v_0^2 C^2)] = (1 + bC)^2, \quad (12)$$

где  $q = \omega^2 / (\omega_p C)^2$  – параметр пространственного заряда. Уравнение (12) имеет вид обычного дисперсионного уравнения для ЛОВ за исключением того, что в квадратных скобках появляется дополнительное слагаемое, определяемое величиной теплового разброса. В духе идеи Джонсона его можно интерпретировать как увеличение пространственного заряда за счет конечной ширины функции распределения электронов по скоростям. Таким образом, распределение электронов по скоростям в электронном потоке может быть учтено введением эффективного параметра пространственного заряда

$$q_{эф} = q + 3v_i^2/(v_0^2 C^2). \quad (13)$$

В частности, для прямоугольной функции распределения из уравнения (13) получается формула Г. Джонсона (1).

В таком приближении в системе электронный поток – волна в линии передачи существуют три парциальных волны, как и в случае моноскоростного электронного потока. Пусковые режимы ЛОВ могут быть рассчитаны по формулам обычной линейной теории, если увеличить параметр пространственного заряда в соответствии с уравнением (13).

Использованные при выводе уравнения (12) условия  $v_i \ll |\omega/\beta - v_0|$  и  $C \ll 1$ , выраженные в безразмерных параметрах, принимают вид

$$v_i/v_0 \ll C \ll 1. \quad (14)$$

Эти соотношения определяют область применимости подхода Джонсона, обобщенного на случай произвольной симметричной функции распределения.

## 2. Случай произвольного теплового разброса

Как показывают простые оценки, в низковольтных ЛОВ с рабочим напряжением порядка десяти вольт условие  $v_i/v_0 \ll C$  нарушается, так что простой подход, изложенный в предыдущем разделе, оказывается недостаточным. В этом разделе будет предложено более общее решение задачи, которое, к тому же, корректно учитывает конечную длину области взаимодействия.

Дополним уравнения (2)–(5) граничными условиями на функцию распределения и ВЧ-поле на концах области взаимодействия

$$f_1|_{x=0} = 0, \quad E|_{x=l} = 0, \quad (15)$$

где  $l$  – длина лампы.

Введем следующие безразмерные переменные: координату  $\xi$ , ВЧ-поле  $F$  и сгруппированный ВЧ-ток  $I$  с помощью соотношений

$$\xi = \beta_e C x / L, \quad F(\xi) = E(x) \exp(j\beta_e x) / (2C^2 V_0 \beta_e), \quad I(\xi) = i_1(x) \exp(j\beta_e x) / I_0,$$

где  $L = 2\pi C N$  – безразмерная длина области взаимодействия,  $N = \beta_e l / (2\pi)$  – электрическая длина лампы. В новых переменных система уравнений (2)–(5) с граничными условиями (15) может быть приведена к системе двух связанных интегральных уравнений для функций  $F(\xi)$  и  $I(\xi)$

$$I(\xi) = jL^2 \int_0^\xi F(\zeta) + jqI(\zeta) K(\xi - \zeta) d\zeta, \quad (16)$$

$$F(\xi) = -(1 + bC)^2 L \int_\xi^1 I(\zeta) \exp[-jbL(\xi - \zeta)] d\zeta,$$

где

$$K(\xi) = \xi \int_{-\infty}^{\infty} f_0^*(u) \exp[jv_i/(v_0 C) Lu / (1 + uv_i/v_0) \xi] / (1 + uv_i/v_0)^2 du \quad (17)$$

– ядро интегрального уравнения.

В частности, если электронный поток моноскоростной, то  $K(\xi) = \xi$  и из (16) получаются известные результаты [6]. Для прямоугольной функции распределения, определяемой формулами  $f_0(v) = n_0 / (2 \cdot 3^{1/2} v_i)$ , если  $|v - v_0| < 3^{1/2} v_i$  и  $f_0(v) = 0$  для остальных значений  $v$ , интеграл в соотношении (17) берется элементарно и равен

$$K(\xi) = 1/[L(1 - \Delta^2)] \exp\{-j\xi L \Delta^2/[C(1 - \Delta^2)]\} \sin\{\xi L \Delta/[C(1 - \Delta^2)]\} / \{\Delta/[C(1 - \Delta^2)]\}, \quad (18)$$

где  $\Delta = 3^{1/2} v_i / v_0$ . В случае лоренцевской функции распределения

$$f_0(v) = n_0 / \{ \pi v_i [1 + (v - v_0)^2 / v_i^2] \}$$

ядро (17) вычисляется методом контурных интегралов через вычеты. При этом контур интегрирования выбирается согласно предписанию Ландау [7] о бесконечно медленном включении поля в момент времени  $t = -\infty$ . В итоге получаем

$$K(\xi) = \xi \exp[-v_i / (v_0 C) L \xi / (1 + j v_i / v_0)] / (1 + j v_i / v_0)^2. \quad (19)$$

Для максвелловской функции распределения

$$f_0(v) = n_0 / [(2\pi)^{1/2} v_i] \exp[-(v - v_0)^2 / (2 v_i^2)]$$

выражение (17) представимо в виде

$$K(\xi) = 1 / (2\pi)^{1/2} \xi \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-u^2/2) \exp[j v_i / (v_0 C) L u \xi / (1 + u v_i / v_0)] / (1 + u v_i / v_0)^2 du. \quad (20)$$

Система интегральных уравнений (16) решалась методом коллокаций [8]. Алгебраизация задачи проводилась следующим образом. Расчетная область  $0 < \xi < 1$  равномерно разбивалась на конечное число элементарных отрезков с кусочно-линейной аппроксимацией функций  $F(\xi)$  и  $I(\xi)$  на них. Эти аппроксимации подставлялись в уравнения (16) и налагалось требование, чтобы уравнения точно выполнялись на концах отрезков (в точках коллокации). В результате получалась система линейных однородных уравнений относительно значений функций тока и поля в точках коллокации. Условие совместности этой системы приводит к двум трансцендентным уравнениям с неизвестными  $b$  и  $L$  и параметром  $C$ , решение которых может быть найдено численно.

### 3. Двухволновое приближение

При больших значениях пространственного заряда процессы в ЛОВ могут быть описаны в рамках двухволновой модели, то есть с учетом взаимодействия только медленной волны пространственного заряда в электронном потоке и обратной волны в линии передачи. В этом разделе будут получены уравнения двухволнового приближения, применимые для произвольного распределения электронов по скоростям в электронном потоке. Для этой цели перейдем в пространство изображений, применяя к системе (16) преобразование Лапласа, тогда

$$I(p) \{1 + q L^2 K(p)\} = j L^2 K(p) F(p), \quad (21)$$

$$F(p)(p + j b) = (1 + b C)^2 I(p),$$

где

$$K(p) = \int_{-\infty}^{\infty} f_0^*(u) / \{ (1 + u v_i / v_0)^2 [p - j v_i / (v_0 C) L u] / (1 + u v_i / v_0) \}^2 du$$

– образ ядра  $K(\xi)$ .

Рассмотрим выражение, стоящее в левой части выражения (21) для тока

$$1 + q L^2 K(p) = \int_{-\infty}^{\infty} f_0(u) / (1 + u v_i / v_0)^2 \times \\ \times \frac{[p(1 + u v_i / v_0) - j L u v_i / (v_0 C) + j L q^{1/2}][p(1 + u v_i / v_0) - j L u v_i / (v_0 C) - j L q^{1/2}]}{[p - j v_i / (v_0 C) L u] (1 + u v_i / v_0)^2} du. \quad (22)$$

Оставляя множитель, соответствующий медленной волне в (22), и применяя

обратное преобразование Лапласа, получаем систему интегральных уравнений, описывающую взаимодействие медленной волны в электронном потоке и обратной электромагнитной волны в линии передачи

$$\int_0^{\xi} I(\zeta) D(\xi - \zeta) d\zeta = -L/(2q^{1/2}) \int_0^{\xi} [F(\zeta) + 2jqI(\zeta)] K(\xi - \zeta) d\zeta, \quad (23)$$

$$F(\xi) = -(1 + bC)^2 L \int_0^1 I(\zeta) \exp[-jbL(\xi - \zeta)] d\zeta,$$

где

$$D(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} f_0^*(u) \exp[jv_l/(v_0 C) Lu\xi/(1 + uv_l/v_0)] / (1 + uv_l/v_0) du \quad (24)$$

– ядро интегрального уравнения.

Уравнение для тока в некоторых частных случаях может быть упрощено. Например, для моноскоростного электронного потока  $D(\xi)=1$ ,  $K(\xi)=\xi$  и выражение для тока переходит в хорошо известное

$$I(\xi) = -L/(2q^{1/2}) \int_0^{\xi} [F(\zeta) + 2jqI(\zeta)] d\zeta. \quad (25)$$

В случае лоренцевской функции распределения электронов по скоростям  $D(\xi) = (1 + jv_l/v_0) K(\xi)/\xi = \exp[-v_l/(v_0 C) L\xi/(1 + jv_l/v_0)] / (1 + jv_l/v_0)$ , и первое из уравнений (23) принимает следующий вид:

$$I(\xi) = -L/(2q^{1/2}(1 + jv_l/v_0)) \int_0^{\xi} [F(\zeta) + (2jq + 2q^{1/2}v_l/(v_0 C))I(\zeta)] d\zeta. \quad (26)$$

#### 4. Обсуждение результатов

Вычисления пусковых значений длины ЛОВ и параметра рассинхронизма проводились для прямоугольной, лоренцевской и максвелловской функций распределения методом дисперсионного уравнения и методом коллокаций. В дальнейших расчетах использовалось до 160 точек коллокации. Параметр Пирса фиксировался и во всех вычислениях выбирался равным типичному значению 0.05. В случае прямоугольной функции распределения возможно решение уравнений (7), (8) с граничными условиями (15) методом дисперсионного уравнения [6]. На рис. 2 представлены зависимости  $CN_{st}(q)$  и  $b_{st}(q)$  при различных значениях

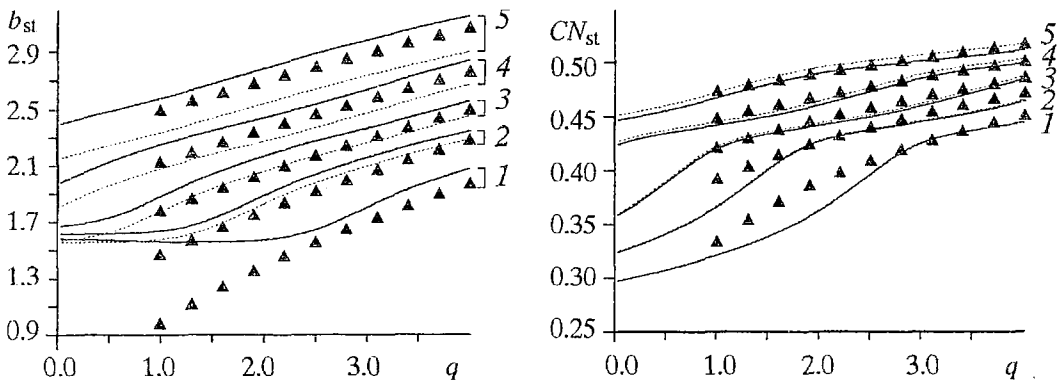


Рис. 2. Пусковые значения  $CN_{st}$  и  $b_{st}$  для прямоугольной функции распределения;  $C=0.05$ . Для кривых 1–5 значения параметра  $v_l/(v_0 C)=0, 0.6, 0.8, 1, 1.2$ , соответственно. Сплошные линии соответствуют точному решению; пунктирные – результатам, рассчитанным по формуле Джонсона; треугольники – двухволновому приближению

параметра  $v_l/(v_0C)$ , полученные таким способом (сплошные линии). Отметим, что они полностью совпадают с результатами решения системы интегральных уравнений (16) методом коллокаций. Расчеты, проведенные с помощью приближенной формулы Джонсона (13), отмечены пунктирными линиями. Из графиков видно, что формула Джонсона является достаточно хорошей аппроксимацией точного решения для прямоугольной функции распределения, хотя в результатах расчета пусковых значений частоты есть различия. Границы применимости двухволнового приближения определяются снизу достаточно большими значениями параметров  $v_l/(v_0C)$  и  $q$ .

Расчеты пусковых режимов ЛОВ для лоренцевской функции распределения представлены на рис. 3. Необходимо отметить, что функция Лоренца не является аппроксимацией реальной функции распределения по скоростям в электронном потоке, но, с одной стороны, она является гладкой функцией в отличие от прямоугольного распределения, а с другой стороны, по сравнению с максвелловским распределением ее использование дает возможность получить ряд результатов в аналитическом виде, что позволяет отработать технику решения. Таким образом, расчеты с применением лоренцевской функции распределения электронов по скоростям в электронном потоке следует рассматривать в качестве тестовых. Здесь, также как и в случае прямоугольной функции распределения, обнаруживается полное совпадение результатов решений задачи методом дисперсионного уравнения и методом коллокаций. Строгое решение задачи, как и ранее, обозначено сплошными линиями. Но, поскольку распределение Лоренца обладает бесконечной дисперсией, то величину  $v_l$  следует рассматривать как некоторый параметр, задающий ширину функции распределения, который, однако, не связан с ее дисперсией. Результаты решения задачи в двухволновом приближении представлены на рисунке треугольниками. Обратим внимание, что для такой функции распределения при заданном значении параметра  $v_l$  существуют предельные величины пространственного заряда, при превышении которых колебания в системе невозможно возбудить вообще. Это связано с тем обстоятельством, что функция распределения имеет очень широкие "хвосты", так что при любом значении параметра пространственного заряда в пучке существует группа электронов с такими скоростями, что быстрая волна пространственного заряда, связанная с этой группой электронов, будет находиться в синхронизме с обратной электромагнитной волной, препятствуя возникновению генерации.

Указанное обстоятельство еще раз говорит о том, что использование функции распределения Лоренца для моделирования процессов теплового разброса по скоростям при взаимодействии прямолинейного электронного потока с электромагнитной волной является неправомерным.

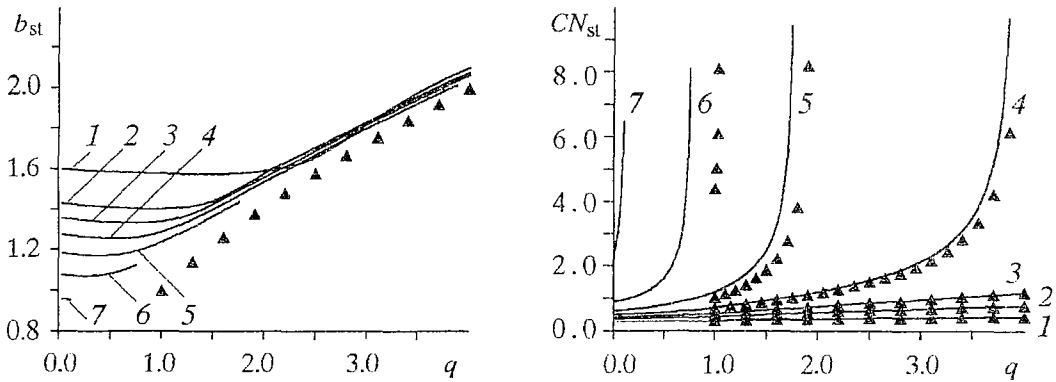


Рис. 3. Пусковые значения  $CN_{st}$  и  $b_{st}$  для лоренцевской функции распределения;  $C=0.05$ . Для кривых 1-7 значения параметра  $v_l/(v_0C)=0, 0.6, 0.8, 1.0, 1.2, 1.4, 1.6$ , соответственно. Сплошными линиями показано точное решение; треугольниками - двухволновое приближение

На рис. 4 аналогичные зависимости представлены для максвелловской функции распределения. В этом случае аналитическое выражение для ядра  $K(\xi)$  отсутствует, а его численный расчет приводит к значительному увеличению затрат машинного времени. Но можно получить хорошее аналитическое приближение для ядра, если учесть, что выполнение условий  $v_i/(v_0C) \sim 1$  и  $C \ll 1$  эквивалентно неравенству  $v_i/v_0 \ll 1$ .

Раскладывая в формуле (20) для  $K(\xi)$  дроби вида  $1/(1+iv_i/v_0)$  в ряд по  $iv_i/v_0$  и ограничиваясь величинами первого порядка малости, получаем приближенное выражение для ядра

$$K(\xi) = \xi \exp\{-[L\xi v_i/(v_0C)]^2/[2+4jv_i/v_0L\xi v_i/(v_0C)]\}/[1+2jv_i/v_0L\xi v_i/(v_0C)]^{3/2}. \quad (27)$$

Сплошными линиями на рис. 4 показаны зависимости, полученные решением интегральных уравнений (16) с использованием точного выражения (20). Расчеты с использованием приближенного выражения для ядра (27) показаны на рис. 4 ромбами. Видно, что приближенное выражение можно использовать вплоть до значений  $v_i/(v_0C) = 1$ , что соответствует достаточно большому тепловому разбросу. Зависимости, рассчитанные с помощью обобщенной формулы Джонсона (13), обозначены пунктирной линией. Как и следовало ожидать, применение приближенной формулы (13) ограничивается очень малыми значениями параметров  $v_i/v_0 \ll C$  и  $q$ . Таким образом, для расчета пусковых условий низковольтных ЛОВ следует пользоваться результатами решения интегральных уравнений (16).

Заметим, что при фиксированном значении параметра теплового разброса электронов по скоростям с увеличением поля пространственного заряда в электронном потоке характер поведения зависимостей  $CN_{st}(q)$  на рис. 2 и 4 изменяется. На каждой кривой можно выделить два участка. На первом из них, соответствующем небольшим значениям параметра  $q$ , в процессе генерации сигнала существенно взаимодействие трех волн: волны в линии передачи и двух волн пространственного заряда в электронном потоке. На этом участке наблюдается монотонное нарастание  $CN_{st}$  с увеличением параметра  $q$ . Второй участок соответствует достаточно большим значениям параметра пространственного заряда, когда можно ограничиться рассмотрением взаимодействия только медленной волны пространственного заряда с обратной электромагнитной волной, то есть двухволновым приближением. В этой области значение пусковой длины меняется с увеличением параметра  $q$  существенно медленнее – по закону  $CN \sim q^{1/4}$  [5]. Такое различие в поведении зависимостей пусковой длины от

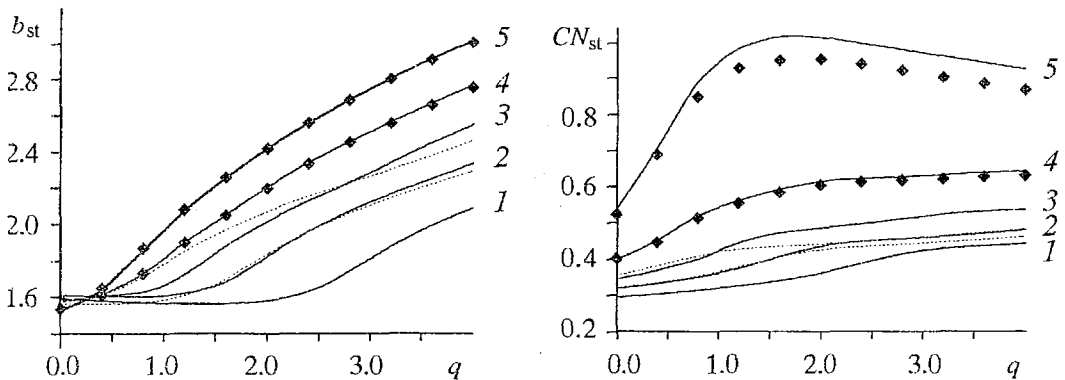


Рис. 4. Пусковые значения  $CN_{st}$  и  $b_{st}$  для максвелловской функции распределения;  $C=0.05$ . Для кривых 1–5 значения параметра  $v_i/(v_0C)=0, 0.6, 0.8, 1.0, 1.2$ , соответственно. Сплошными линиями обозначено точное решение; ромбами – результаты, полученные с помощью приближенного выражения для ядра; пунктиром – расчеты по обобщенной формуле Джонсона



параметра  $q$  объясняется различным количеством взаимодействующих в системе волн. С увеличением параметра теплового разброса область, где существенно влияние только двух волн, увеличивается; соответственно уменьшается участок, где следует рассматривать трехволновую задачу.

Авторы выражают благодарность С. П. Кузнецову и Н. М. Рыскину за полезное обсуждение работы.

*Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований, грант № 97-02-16546.*

### **Библиографический список**

1. Трубецков Д.И., Рожнёв А.Г., Соколов Д.В. Лекции по сверхвысоко-частотной вакуумной микроэлектронике. Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 1996. 238 с.
2. Трубецков Д.И., Рожнёв А.Г., Соколов Д.В. Вакуумная микроэлектроника – бремя ожиданий // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1996. Т. 4, № 4,5. С. 130.
3. Johnson H. Backward-Wave Oscillators // Proc.IRE. 1955. Vol. 43, № 6. P. 684.
4. Ландау Л.Д. О колебаниях электронной плазмы // ЖЭТФ. 1946. Т. 46, № 7. С. 574.
5. Шевчик В.Н., Трубецков Д.И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М.: Сов.радио, 1970. 584 с.
6. Электроника ламп с обратной волной // Под ред. В.Н.Шевчика и Д.И.Трубецкова. Саратов: Изд-во СГУ, 1975. 195 с.
7. Лившиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. Сер. Теоретическая физика. Т. 10. М.: Наука, 1979. 528 с.
8. Федоренко Р.П. Введение в вычислительную физику. М.: Изд-во МФТИ, 1994. 528 с.

*Саратовский государственный  
университет*

*Поступила в редакцию 15.07.99  
после переработки 19.10.99*

## **INFLUENCE OF THERMAL VELOCITY DISTRIBUTION ON ELECTRON BEAM – BACKWARD ELECTROMAGNETIC WAVE INTERACTION**

*N. O. Bessudnova, A. G. Rozhnev and D. I. Trubetskov*

One-dimensional linear theory of interaction between electron beam and backward electromagnetic wave in transmission line is presented taking into account arbitrary velocity distribution of electrons and allowing correct consideration of finite length of interaction region. Influence of electron velocity spread on start oscillation regime of low-voltage backward-wave oscillator is analysed. Calculations are carried out for rectangular, Lorentz and Maxwell distributions.



*Бессуднова Надежда Олеговна* – родилась в городе Вольске Саратовской области (1973). Закончила физический факультет Саратовского университета (1995). В настоящее время – аспирантка кафедры электроники, колебаний и волн Саратовского университета. Область научных интересов – вакуумная СВЧ-электроника, компьютерное моделирование процессов в распределенных системах различной природы. Автор нескольких публикаций. E-mail: BessudnovaNO@info.sgu.ru



*Трубецков Дмитрий Иванович* родился в Саратове в июне 1938 года. Окончил физический факультет Саратовского государственного университета (1960). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в СГУ (1965) и доктора физико-математических наук в СГУ (1978) в области радиофизики. Ректор СГУ, заведующий кафедрой электроники и волновых процессов СГУ, профессор, член-корреспондент Российской Академии наук, заслуженный деятель науки РФ. В Саратовском государственном университете в разное время подготовил и прочитал общие курсы лекций «Основы электроники сверхвысоких частот», «Квантовая электроника», «Методы математической оптимизации», «Теория волновых процессов», а также специальные курсы «Введение в специальность (радиофизика и электроника)», «Теория СВЧ электронных приборов О и М-типа», «Вакуумная микроэлектроника», «Высокочастотная релятивистская электроника», «Хаос и структуры», «Линейные волны», «Нелинейные волны». Некоторые из спецкурсов читал в Санкт-Петербургском государственном техническом университете и Ростовском государственном университете. Научный руководитель Колледжа прикладных наук СГУ. Соросовский профессор (1994, 1995). Автор учебных пособий «Введение в теорию колебаний и волн» (М.: Наука, 1984; The Netherland: Kluwer Academic Publishers, 1989; М.:Наука, 1992; совместно с М.И. Рабиновичем); «Нелинейная динамика в действии» (Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 1995; совместно с А.А. Короновским) «Колебания, волны, электроны» и «Лекции по сверхвысокочастотной вакуумной микроэлектронике» (Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 1996; совместно с А.Г. Рожневым и Д.В. Соколовым). E-mail: true@cas.ssu.runnet.ru