

В.А.Солнцев, Д.С.Шабанов

Московский институт электроники и математики
Национального исследовательского университета
«Высшая школа экономики»

О влиянии пространственного заряда на усиление в ЛБВ с периодическими замедляющими системами, в полосе пропускания

Рассмотрено влияние параметра пространственного заряда на решения полученного ранее универсального характеристического уравнения электронных волн, и соответственно на усиление в ЛБВ с периодическими ЗС. Главное внимание обращено на особенности усиления электронных волн по сравнению с результатами теории Дж. Пирса, справедливой только для ЛБВ с «гладкими» ЗС.

Ключевые слова: ЛБВ, резонаторные замедляющие системы, частоты отсечки, параметры Пирса, пространственный заряд

Применение для расчета ЛБВ с резонаторными замедляющими системами (ЗС) волнового анализа, разработанного для спиральных ЛБВ, встречает значительные трудности, связанные с «запираем» резонаторных ЗС на частотах отсечки, обращением в бесконечность сопротивления связи отдельных волн и взаимодействием электронного потока вблизи этих частот с пространственными гармониками двух волн – прямой и встречной.

Для преодоления этих трудностей развивались два основных направления теории резонаторных ЛБВ. Теория дискретного электронно-волнового взаимодействия основана на выделении в пространстве взаимодействия ЛБВ зазоров взаимодействия в составляющих ЗС резонаторах и участков дрейфа электронных потоков. В теории дискретного электронно-волнового взаимодействия ЗС резонаторной ЛБВ представляется той или иной эквивалентной схемой. Используются различные варианты RLC-схем или цепочек многополюсников. При моделировании ЗС эквивалентными схемами или системами во многих случаях можно описать дискретное взаимодействие электронного потока с полем ЗС с помощью эквивалентных параметров, не имеющих, в отличие от обычного сопротивления связи, особенностей на частотах отсечки и дающих возможность исследовать взаимодействие в полосах запираения ЗС. Однако обоснование эквивалентных схем может состоять лишь в тщательном сопоставлении теоретических результатов решения «холодных» задач на основе эквивалентных схем с экспериментальными данными [2]. Разрабатывался также электродинамический подход к описанию возбуждения полей в периодических, в том числе резонаторных ЗС. В работе [3] дана теория электронных волн в периодических структурах, основанная на теории возбуждения периодических волноводов и на разложении всех ВЧ полей и токов электронного пучка в ряды по пространственным гармоникам. Получено общее характеристическое уравнение, однако вопрос о его решении на частотах отсечки и в полосах запираения ЗС не

рассматривался. Общее разностное уравнение возбуждения периодических волноводов любого вида получено в работе [4] и найден его частный вид при возбуждении продольным током в приборах типа О. Его применение позволило сформулировать уравнения линейной теории дискретного электронно-волнового взаимодействия в ЛБВ с периодическими резонаторными ЗС без использования каких-либо эквивалентных схем, справедливые в полосах пропускания, запираия и на частотах отсечки ЗС, и получить ряд результатов при их численном решении [5,6]. Более того, удастся получить универсальное характеристическое уравнение электронных волн в периодических структурах, найти ряд его аналитических решений и их трансформацию при переходе от одной к другой границе полосы пропускания ЗС с нормальной и аномальной дисперсией основной пространственной гармоники рабочей волны. Эти решения найдены в [7] без учета величины пространственного заряда для ЗС с бесконечно тонкими зазорами взаимодействия в полосах пропускания, включая их границы. В настоящей работе рассмотрено влияние пространственного заряда на решения универсального характеристического уравнения, полученного в [7], и соответственно на усиление в ЛБВ с периодическими ЗС. Главное внимание обращено на особенности усиления по сравнению с результатами теории Дж.Пирса [8], справедливой только для ЛБВ с «гладкими» ЗС.

1. Универсальное характеристическое уравнение электронных волн и метод решения

На рисунке 1 дано схематическое изображение ЗС ЛБВ с дискретным взаимодействием.

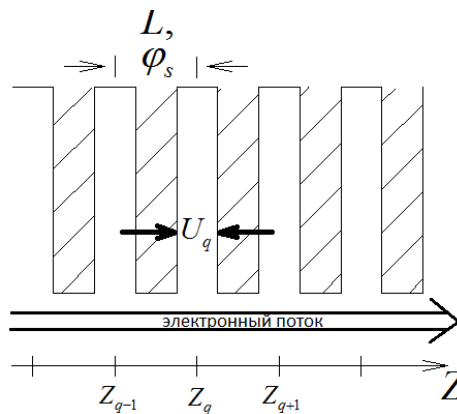


Рисунок 1.

Схема периодической ЗС

В работе [6] с использованием конечно-разностного уравнения возбуждения найдена матрица коэффициентов $A=(a_{ij})$, связывающая безразмерные величины ВЧ тока электронного пучка I , скорости электронов (кинетического потенциала) V и поля F в $(q+1)$ -ом зазоре взаимодействия ЗС с их значениями в одном, а для поля в двух предыдущих зазорах:

$$\begin{aligned}
I_{q+1} &= a_{11}I_q + a_{12}V_q + a_{13}F_q, \\
V_{q+1} &= a_{21}I_q + a_{22}V_q + a_{23}F_q, \\
F_{q+1} &= a_{31}I_q + a_{32}V_q + a_{33}F_q + a_{34}F_{q-1},
\end{aligned} \tag{1}$$

В рассматриваемой линейной теории взаимодействия решение можно искать в виде электронных волн, для которых $I_{q+1} = \lambda I_q$, $V_{q+1} = \lambda V_q$, $F_{q+1} = \lambda F_q$. При этом получаем систему однородных линейных уравнений. Приравнявая к нулю определитель этой системы, получаем, однако, уравнение 4-ой степени относительно собственных чисел $\lambda = e^{i\psi}$, что объясняется разностным видом исходного уравнения возбуждения, связывающего значения безразмерного поля $F_q \sim U_q$ на трех шагах ЗС [6]. В результате, раскрывая этот определитель, приходим к универсальному характеристическому уравнению электронных волн в периодических структурах, полученному в [7]:

$$(\cos\psi - \cos\theta_q)[\cos\varphi_s - \delta \cdot \cos(\varphi_e + \psi) - i(\varepsilon\varphi_e)^3(Y_1 - iY_2)] + G = 0, \tag{2}$$

где

$$\begin{aligned}
G &= \frac{1}{2} \exp(-i\mathbf{y}) a_{13} [\mathbf{s}(\mathbf{e}j_e)^2 (\exp(i\frac{\mathbf{q}}{2}) - M) \sin\mathbf{q}_q + (\cos\mathbf{q}_q - \exp(i\mathbf{y})) \times i\mathbf{e}j_e^2 M] + \\
&+ a_{23} [\mathbf{e}j_e^2 M \frac{\sin\mathbf{q}_q}{\mathbf{s}} - (\cos\mathbf{q}_q - \exp(i\mathbf{y})) \times i(\mathbf{e}j_e)^2 (\exp(i\frac{\mathbf{q}}{2}) - M)].
\end{aligned} \tag{3}$$

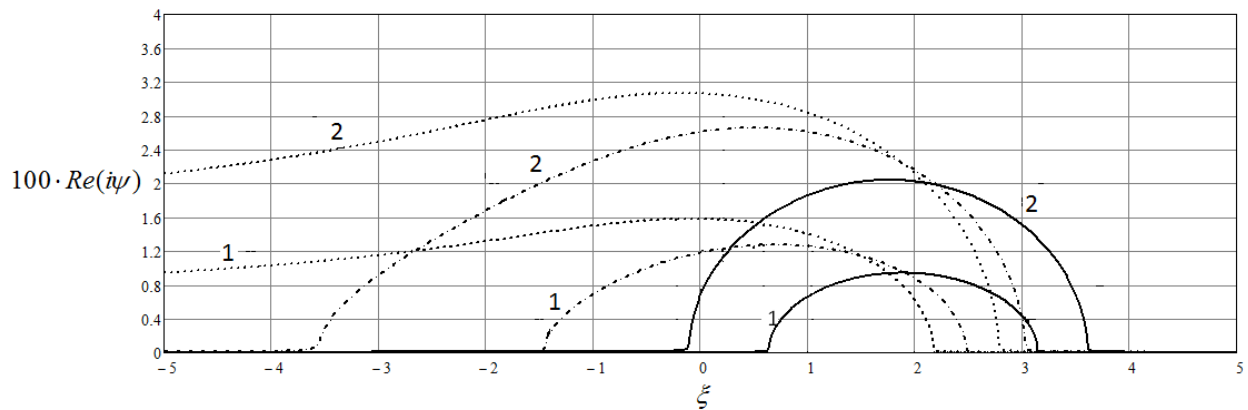
Это уравнение определяет комплексное возмущение ψ сдвига фазы электронной волны на шаг ЗС по отношению к невозмущенному сдвигу фазы в электронном потоке $\varphi_e = \omega L/v_e$, т.к. $U_{q+1} = U_q \exp(i(\varphi_e + \psi))$. Величина $\text{Re}(i\psi)$ определяет нарастание или затухание электронной волны вдоль ЗС, а величина $\text{Im}(i\psi)$ «горячую» поправку к скорости этой волны. Четыре комплексных значения $i\psi$ находились с помощью системы MathCAD как собственные значения ($\lambda = e^{i\psi}$), матрицы коэффициентов $A = (a_{ij})$ в (1), что эквивалентно решению характеристического уравнения (2). Физический смысл и выражения для других входящих в (2), (3) величин приведены [6]. В частности, величина ε имеет смысл параметра усиления «С» в ЛБВ, с тем отличием, что она выражается через локальный импеданс связи, поэтому не имеет особенностей на частотах отсечки и определена как полоса пропускания, так и в полосах запираения ЗС.

2. Исследование влияния пространственного заряда

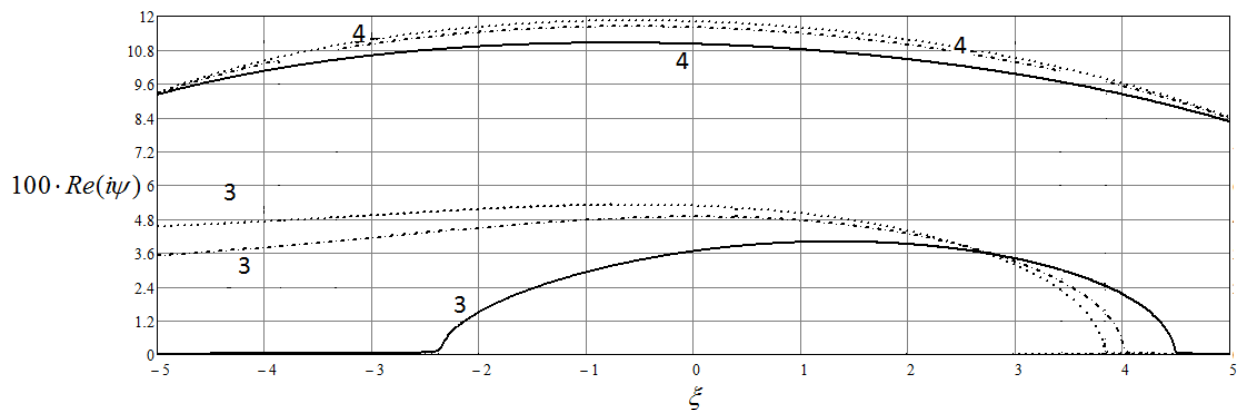
Рассматривались тонкие зазоры взаимодействия, для которых коэффициент взаимодействия $M \approx 1$, угол пролета электронов $\theta = 0.01$, комплексная электронная проводимость зазора $Y=0$. Исследовались области усиления электронных волн, для которых $\text{Re}(i\psi) > 0$, $\text{Im}(i\psi) < 0$. Результаты представлены в виде, аналогичном диаграммам Пирса из [8].

Расчеты проводились при параметре усиления $\varepsilon=0.01$ и трёх значениях параметра пространственного заряда $\sigma^2 = 0, 1, 2$, где $\sigma^2 = [\omega_q / (\varepsilon\omega)]^2 = 4 \cdot \text{QC}$, ω_q – редуцированная плазменная частота электронного потока. В соответствии с этими параметрами выбраны

значения плазменной электрической длины одного шага ЗС: $\theta_q = \omega_q L / v_e = \varepsilon \sigma \varphi_e$. Здесь значения φ_e вычислялись через параметр расстройки ξ (соответствующий параметру b по Пирсу) скоростей электронного пучка и холодной волны ЗС (её набег фазы на период равен φ_s) с помощью известной формулы $\xi = (\varphi_s - \varphi_e) / (\varepsilon \varphi_e)$. Параметр расстройки ξ и значения φ_s в пределах полосы пропускания задавались при расчетах, и результаты представлены на рисунках 2а и 2б для ЗС с нормальной дисперсией основной пространственной гармоники ($\delta=1$).



а)



б)

Рисунок 2.

Области усиления электронных волн для $\sigma^2 = 0$ (—); 1 (---) и 2 (—) в случае нормальной дисперсии ($\delta=1$) при значениях $\varphi_s = \pi/2$ (кривые 1), $\varphi_s = 3\pi/4$ (кривые 2), $\varphi_s = 0,9\pi$ (кривые 3), $\varphi_s = \pi$ (кривые 4).

Для сравнения случаев максимального пространственного заряда и его отсутствия нужно использовать сплошную и точечную кривые с одинаковыми номерами и очевидно их существенное различие при всех φ_s , кроме $\varphi_s \approx \pi$. При увеличении σ^2 от 0 до 2 и постоянном φ_s зоны усиления, как и в теории Пирса, сужаются и сдвигаются вправо, при этом степень усиления уменьшается. Однако с ростом φ_s при постоянном σ зона усиления растет. При значениях φ_s , близких к π , происходит значительное расширение области усиления, существенное увеличение степени усиления и при $\varphi_s \approx \pi$ пространственный заряд почти не влияет на значения $\text{Re}(i\psi)$.

Объяснение связано с тем, что при значениях φ_s , близких к π , электронный поток синхронно взаимодействует как с прямой волной ЗС, так и обратной пространственной гармоникой встречной волны. Поэтому найденные значения $\text{Re}(i\psi) > 0$ могут соответствовать здесь генерации колебаний на обратной волне. Для получения зон усиления необходимо решение краевой задачи для отрезков ЗС или применения кинетической теоремы (третьего закона сохранения в электронных потоках [9]).

Важно, однако, что при этом надо использовать решения универсального характеристического уравнения, отличающиеся от известных решений Пирса.

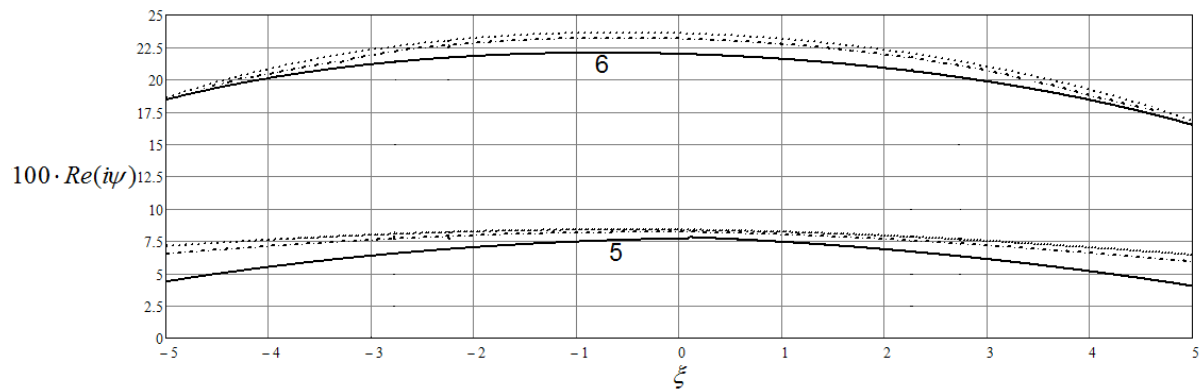


Рисунок 3.

Области усиления для $\sigma^2 = 0$ (.....); 1 (---) и 2 (—) в случае аномальной дисперсии ($\delta = -1$) при значениях $\varphi_s = \pi$ (кривые 5) и $\varphi_s = 2\pi$ (кривые 6).

С ростом параметра пространственного заряда уменьшаются область усиления по ξ и степень усиления, но при $\varphi_s \approx 2\pi$ пространственный заряд почти не влияет на эти параметры.

В целом полученные результаты показывают, что в середине полосы пропускания периодических ЗС закономерности влияния пространственного заряда на характеристики электронных волн такие же, как и для «гладких» ЗС. На границах полосы пропускания эти закономерности существенно изменяются.

Библиографический список

1. Roy W. Gould. Characteristics of Traveling-Wave Tubes with Periodic Circuits. IRE Trans. on Electron Devices, vol. ED-5. 186-195, July, 1958.
2. Л.В. Булгакова, Д.И. Трубецков, В.Л. Фишер, В.Н. Шевчик. Лекции по электронике СВЧ приборов типа О. Изд-во Сарат. ун-та. 1974.
3. Л.А. Вайнштейн. Электронные волны в периодических структурах. // ЖТФ, 1957, т.27., №10, С.2340-2352.
4. В.А. Солнцев, С.В. Мухин. Разностная форма теории возбуждения периодических волноводов. // РЭ. 1991. Т.36. №11. С.2161-2166.
5. В.А. Солнцев, Р.П. Колтунов, Обобщенная линейная теория дискретного электронно-волнового взаимодействия в замедляющих системах, 2010г. Радиотехника и электроника. том 55. №11. С.1362-1375.
6. М.В. Назарова, В.А. Солнцев, Р.П. Колтунов, Д.С. Шабанов. Исследование дискретного электронно-волнового взаимодействия в полосах пропускания и запирающих замедляющих систем. // Изв.вузов «ПНД», 2012, т.20, №3, с.118-131.
7. В.А. Солнцев. Характеристическое уравнение и свойства электронных волн в периодических структурах // Радиотехника и электроника, 2012, т.57.
8. Пирс Дж. Р., Лампа с бегущей волной. Пер. с англ. п/р Овчарова В. Т., Москва, «Советское радио», 1952.

9.Л.А. Вайнштейн, В.А. Солнцев. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973.