

Министерство образования и науки Российской Федерации
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н.Г.ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра электроники, колебаний и волн

**«Усиление и шумы в системах "электронный поток - среда с
комплексной проводимостью"»**

АВТОРЕФЕРАТ МАГИСТЕРСКОЙ РАБОТЫ

Студента 2 курса 225 группы

направления 03.04.03 Радиофизика

факультета нелинейных процессов

Чижмотря Николая Владимировича

Научный руководитель

член-корр. РАН,
д.ф.-м.н., профессор

Д.И. Трубецков

Зав. кафедрой электроники,
колебаний и волн, член-корр. РАН,
д.ф.-м.н., профессор

Д.И. Трубецков

Саратов 2017 год

Введение. Современный этап развития СВЧ приборов связан с тенденцией перехода в коротковолновую часть диапазона (ТГц диапазон). В связи с этим, в частности возникает вопрос, связанный с созданием соответствующих электродинамических систем. Возможным вариантом является возвращение к моделям, содержащим диэлектрики. Большое значение имеют приборы типа лампы бегущей волны, для работы которых является существенным принцип синхронизма электронов и волны.

Между тем, в последнее время вновь проявлен интерес к усилителю О-типа на поглощении (УП), принцип действия которого, основан на использовании сдвига фаз между электронным током и переменными составляющими поля, возникающий благодаря наличию поглощающей среды. Возвращение к идее рассмотрения данного устройства [1]-[3], связано, с его возможными преимуществами по сравнению с ЛБВ. Прежде всего, стоит отметить слабую зависимость усиления от ускоряющего напряжения и отсутствие паразитной обратной связи. Между тем, одним из основных недостатков усилителя на поглощении является сложность его изготовления. Возможное использование метаматериалов, к которым в настоящее время проявляется интерес, дает надежду снятия технологических трудностей его изготовления, а также может привести к улучшению его усилительных характеристик [4]-[6]. По всей видимости, данный тип устройств за счет представленных выше преимуществ и включения композиционных структур, может оказаться перспективным при переходе в коротковолновую часть диапазона, что определяет актуальность данной работы и ее цель, связанную с исследованием характеристик усилителя на поглощении в зависимости от параметров резистивной среды.

Следует упомянуть о недостатке усилителя, который связан с большой величиной фактора шума этого устройства, поскольку имеются лишь данные из ранних работ, в которых указано, что первые образцы усилителя на поглощении имели фактор шума порядка 20 дБ. В связи с чем, представляется важным оценить фактор шума усилителя, что определяет

научную новизну работы, поскольку можно предположить, что усовершенствование усилителя на поглощении может привести к снижению его величины фактора шума вплоть до значений, которыми характеризуются современные ЛБВ.

Данная магистерская работа состоит из трех глав. В первой главе (Процессы усиления в системах электронный поток - электромагнитные поля в "диэлектриках и метаматериалах") представлен краткий обзор актуальной по теме работы литературы [4]-[11]. Во второй главе (Усиление и шумы в лампе на поглощении, вызванные флуктуациями в электронном потоке) рассмотрена одномерная модель усилителя на поглощении с резонаторными входным и выходным устройствами, для которой произведен расчет коэффициента усиления и фактора шума в зависимости от характеристик резистивной среды. Третья глава (Линейная теория УП с учетом столкновений и разброса по скоростям в электронном потоке) посвящена исследованию влияния наличия столкновений в электронном потоке и распределения электронов по скоростям на величину коэффициента усиления и фактора шума в случае рассмотрения одномерной модели усилителя на поглощении.

На защиту выносятся следующие положения:

- 1) В рамках одномерной модели УП с резонаторными входным и выходным устройствами (резонаторы предполагаются с бесконечно тонкими зазорами) фактор шума и коэффициент усиления существенно зависят от параметра $\sigma/\omega\varepsilon$, характеризующего среду поглощения. При этом результаты одноволнового и двухволнового приближений сильно различаются.
- 2) Увеличение коэффициента усиления и изменение фактора шума при наличии индуктивной реакции среды связано с тем, что при $B_L/\omega\varepsilon \geq 1$ силы, создаваемые полями пространственного заряда и наведенным зарядом оказываются противоположными по фазе, что приводит к улучшению

группирования электронов и улучшению коэффициента усиления. В случае $V_L/\omega\varepsilon \leq 1$ эффект противоположен и усиление отсутствует.

3) Учет влияния столкновения электронов в потоке и распределения по скоростям приводит к снижению величин коэффициента усиления и увеличению фактора шума.

Основное содержание работы. В первой главе приведен краткий обзор научной литературы по представленной в работе теме. Основное внимание было уделено рассмотрению диэлектрического мазера Черенкова и резистивного усилителя в связи с перспективой их применения при переходе в коротковолновую часть диапазона.

Вторая глава посвящена исследованию зависимости коэффициента усиления и фактора шума от реакции резистивной среды для одномерной модели усилителя на поглощении с резонаторными входным и выходным устройствами, представленной на рисунке 1.

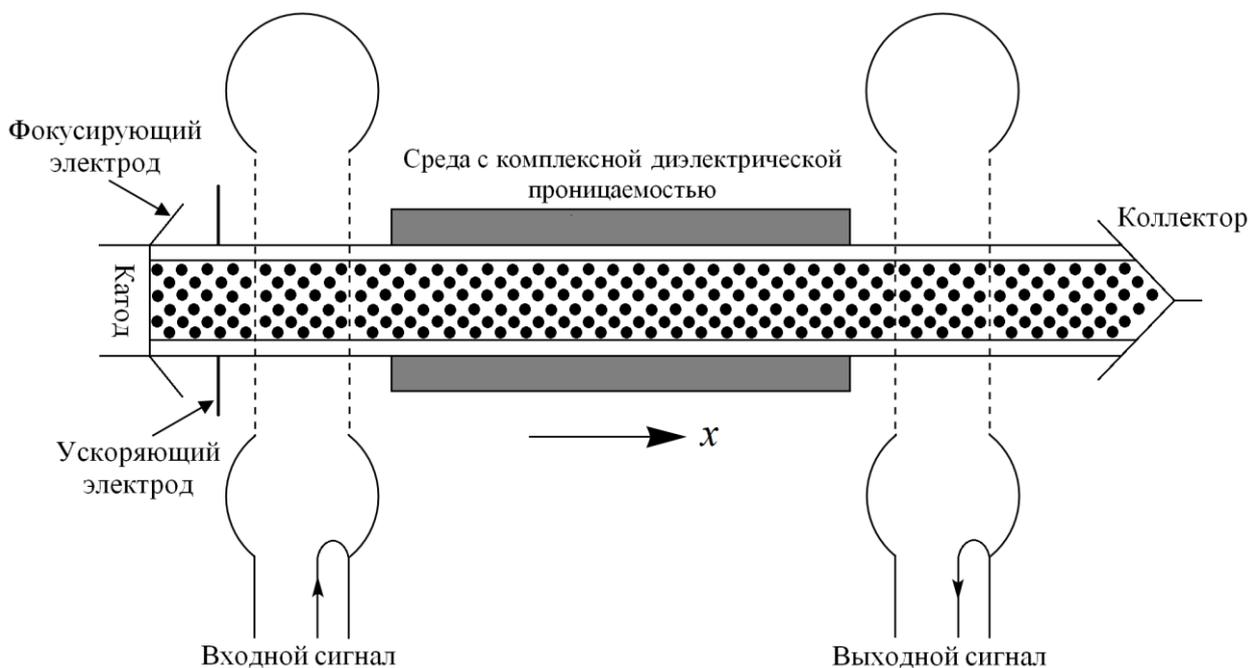


Рисунок 1 - Одномерная модель УП

Для рассматриваемой модели УП с помощью уравнения Максвелла в одномерном приближении, уравнения непрерывности и выражения для плотности тока было получено дисперсионное уравнение

$$1 = \frac{\omega_p^2}{\varepsilon' \left(1 + \frac{\sigma}{j\omega\varepsilon}\right) (\omega - \beta v_0)^2}, \quad (1)$$

где $\omega_p^2 = e\rho_0/m\varepsilon_0$; ε_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума; ω_p - плазменная частота для бесконечно широкого потока; v_0, ρ_0 - постоянные составляющие скорости и плотности объемного заряда потока; ω и β - круговая частота и постоянная распространения; $\beta_e = \omega/v_0$; $\beta_p = \omega_p/v_0$; $\varepsilon_k/\varepsilon_0 = \varepsilon' \left(1 + \frac{\sigma}{j\omega\varepsilon}\right)$; ε_k - комплексная проницаемость; σ - проводимость среды.

Решение дисперсионного уравнения (1) можно представить так

$$\beta_{1,2} = \beta_e \pm \frac{\beta_p}{\sqrt{\varepsilon_k/\varepsilon_0}} = \beta_e \pm \beta_p \frac{p + jq}{\sqrt{\varepsilon'}}, \quad (2)$$

где q и p параметры усиления и изменения плазменной частоты, соответственно, имеющие вид

$$q = -\frac{\sqrt{\frac{1}{2}\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^2} - \frac{1}{2}}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^2}}; p = \frac{\sqrt{\frac{1}{2}\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^2} + \frac{1}{2}}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^2}}.$$

Для рассматриваемой модели УП предполагалось, что можно пренебречь шумами, создаваемыми в выходном резонаторе [12]. Таким образом, основными источниками шумов в таком случае являются тепловые шумы и шумы на катоде, величина фактора шума рассчитывалась следующим образом [10]:

$$F = \frac{\overline{|E_{J,v}|^2} + \overline{|E_T|^2}}{\overline{|E_T|^2}}, \quad (3)$$

где $\overline{|E_{J,v}|^2}$ - среднеквадратичное значение амплитуды поля в начале пространства взаимодействия, создаваемого флуктуациями тока и скорости в электронном потоке; $\overline{|E_T|^2}$ - среднеквадратичное значение амплитуды поля, возбуждаемого тепловыми флуктуациями в источнике сигнала, отнесенное к началу пространства взаимодействия.

Расчет величин $\overline{|E_{J,v}|^2}$ и $\overline{|E_T|^2}$ заключался в выражении начальных амплитуд полей через переменные составляющие плотности и скорости. Предполагая, что катод эмиттирует электроны в режиме температурного ограничения тока и что на вход пространства дрейфа поступает полный некоррелированный дробовой шум, средний квадрат амплитуды плотности тока дробового шума, когда депрессия дробового шума отсутствует, равен [10]

$$\overline{|\tilde{J}(0)|^2} = \frac{2e\Delta f I_0}{S}, \quad (4)$$

где I_0 - полный ток электронного пучка; S - площадь поперечного сечения потока; Δf - ширина полосы, в которой находятся составляющие плотности тока, средний квадрат которого равен $\overline{|\tilde{J}(0)|^2}$.

Для расчета среднеквадратичных флуктуаций скорости была использована формула [10]

$$\overline{|\tilde{v}(0)|^2} = (4 - \pi) \frac{e}{m} \frac{kT_K}{I_0} \Delta f, \quad (5)$$

где T_K - температура катода в градусах Кельвина; k - постоянная Больцмана.

Для вычисления амплитуды волны, вызванной тепловыми флуктуациями в источнике сигнала в рамках модели входного устройства, для которой

$$\frac{(v_0 + \tilde{v})}{2} - \frac{v_0^2}{2} = \frac{e}{m} U; \quad v_0 \gg \tilde{v};$$

$$\tilde{v}(0) = \frac{e}{m} \frac{U(0)}{v_0}, \quad (6)$$

где $U(0)$ - амплитуда флуктуационного напряжения на сетках резонатора.

Если источник теплового сигнала, имеющий температуру T в градусах Кельвина, согласован с пространством взаимодействия, то мощность тепловых шумов, забираемая от источника, равна

$$P = kT\Delta f.$$

Тогда средний квадрат амплитуды флуктуационного напряжения на сетках имеет вид

$$\overline{|U(0)|^2} = kT\Delta fZ, \quad (7)$$

где Z - сопротивление источника теплового сигнала, согласованного с резонатором.

В работе были получены выражения для факторов шума в случае учета только нарастающей волны и при учете обеих волн:

$$F_1 = 1 + (4 - \pi) \frac{T_K}{T} \frac{2V_0}{I_0 Z} + 4 \frac{e^2}{m} \frac{I_0 V_0}{(\omega_p \omega \varepsilon_0)^2 S k T Z} \frac{1}{\varepsilon' \sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega \varepsilon}\right)}}; \quad (8)$$

$$F_{1,2} = 1 + 4 \frac{e^2}{m} \frac{I_0 V_0}{(\omega_p \omega \varepsilon_0)^2 S k T Z} \frac{1}{\varepsilon' \sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega \varepsilon}\right)}}. \quad (9)$$

На рисунке 2.6 представлено сравнение шумовых характеристик для обоих случаев в зависимости от параметра $\sigma/\omega\varepsilon$.

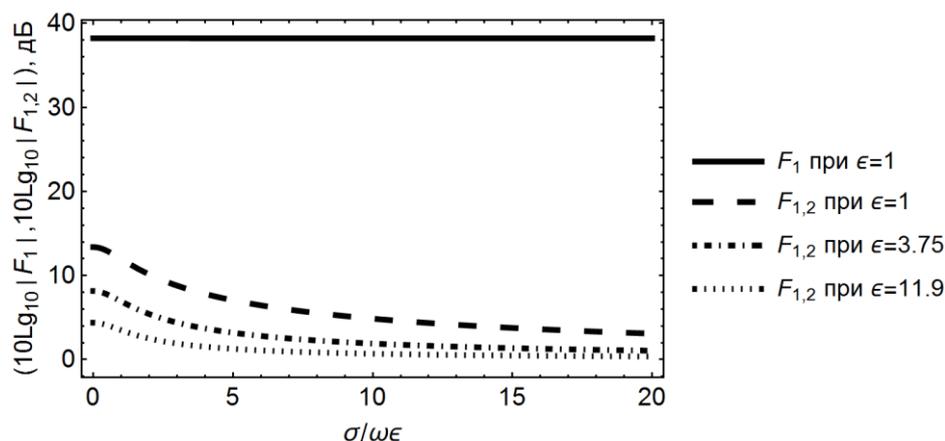


Рисунок 2 - Сравнение зависимостей F_1 и $F_{1,2}$ от $\sigma/\omega\epsilon$ для различных материалов, при следующих значениях параметров системы: $T = 300$ К; $T_K = 1160$ К; $\omega = 2\pi \times 2$ ГГц;

$$I_0 = 10 \text{ мА}; V_0 = 1 \text{ кВ}; Z = 100 \text{ Ом}$$

В соответствии с рисунком 2, можно сделать вывод о том, что величина фактора шума при учете обеих волн существенно отличается от случая одноволнового приближения, поскольку при выбранных значениях параметров системы флуктуации скорости вносят много больший вклад в величину фактора шума, чем флуктуации тока. Поэтому фактор шума при учете одной нарастающей волны слабо зависит от $\sigma/\omega\epsilon$.

Для оценки коэффициента усиления УП было получено выражение для переменной составляющей скорости $\tilde{v}(x,t)$, а коэффициент усиления был рассчитан, как $G = 20 \text{Log}_{10} |\tilde{v}(L)/\tilde{v}(0)|$.

На рисунках 3-4 представлена зависимость коэффициента усиления в случае учета обеих волн и одной волны от $\sigma/\omega\epsilon$, соответственно, при различных значениях относительной диэлектрической проницаемости среды.

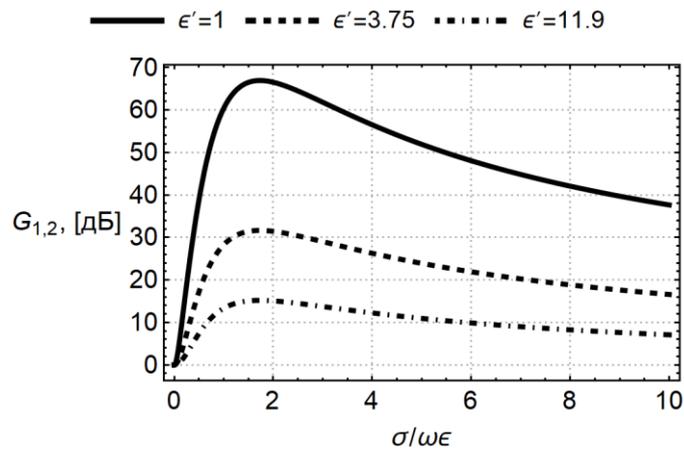


Рисунок 3 - Зависимость коэффициента усиления $G_{1,2}$ [дБ] от $\sigma/\omega\epsilon$ при различных ϵ'

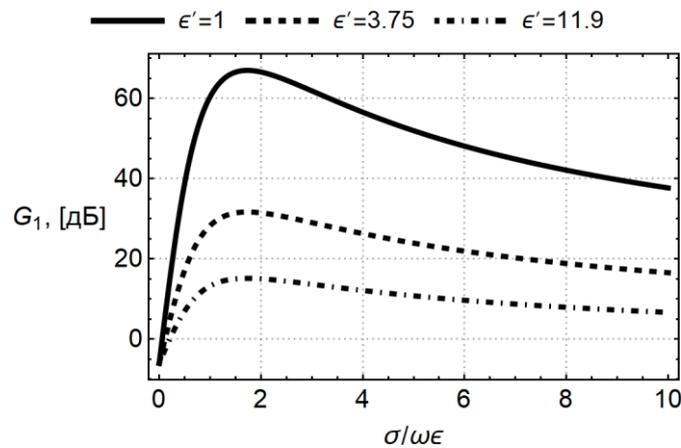


Рисунок 4 - Зависимость коэффициента усиления G_1 [дБ] от $\sigma/\omega\epsilon$ при различных ϵ'

Из представленных выше зависимостей коэффициента усиления от $\sigma/\omega\epsilon$ для одномерной модели УП видно, что с увеличением относительной диэлектрической проницаемости среды величина коэффициента усиления уменьшается. Сравнивая полученные зависимости можно заключить, что коэффициент усиления в случае учета двух волн почти не отличается от случая одной нарастающей волны, различия проявляются лишь при увеличении потерь в среде.

Все расчеты были проведены при следующих значениях параметров системы: $T = 300$ К ; $T_K = 1160$ К ; $\omega = 2\pi \times 2$ ГГц ; $I_0 = 10$ мА ; $J_0 = 0,3$ А/см² ; $V_0 = 1$ кВ ; $Z = 100$ Ом ; $L = 250$ мм.

При рассмотрении среды с индуктивной реакцией [2,3,13] ($y_L = -jB_L$ ($B_L > 0$)) были получены следующие результаты:

На рисунках 5-6 представлены зависимости величины фактора шума от $\sigma/\omega\varepsilon$ при различных значениях параметра $B_L/\omega\varepsilon$.

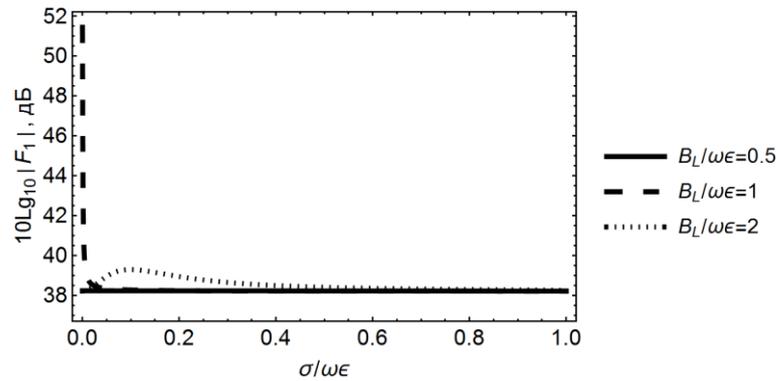


Рисунок 5 - Зависимость $10 \text{Log}|F_1|$ [дБ] от $\sigma/\omega\varepsilon$ при различных значениях $B_L/\omega\varepsilon$ и $\varepsilon' = 1$

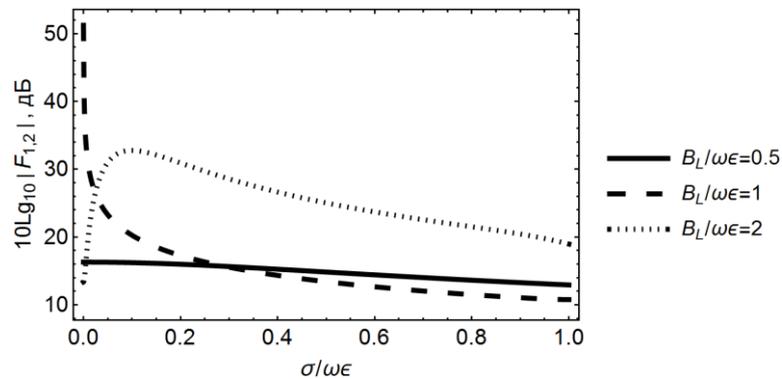


Рисунок 6 - Зависимость $10 \text{Log}|F_{1,2}|$ [дБ] от $\sigma/\omega\varepsilon$ при различных $B_L/\omega\varepsilon$ и $\varepsilon' = 1$

На рисунках 7-8 представлены зависимости коэффициента усиления от $\sigma/\omega\varepsilon$ в случае учета одной волны, при различных значениях относительной диэлектрической проницаемости и характеристики среды $B_L/\omega\varepsilon$.

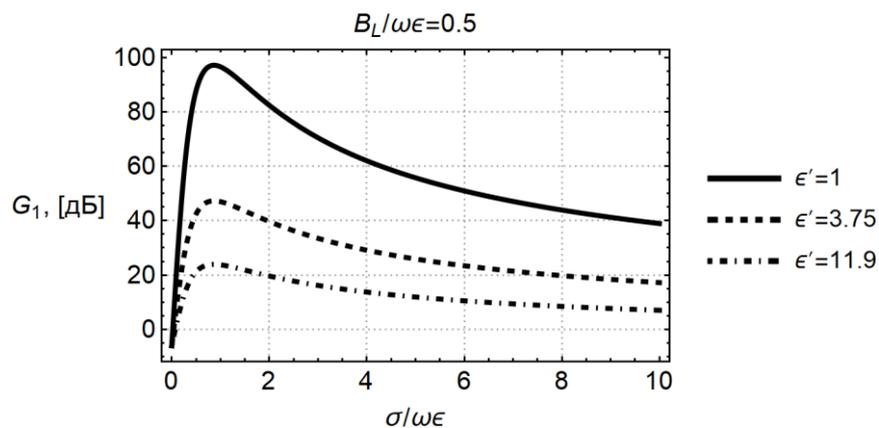


Рисунок 7 - Зависимость коэффициента усиления G_1 [дБ] от $\sigma/\omega\varepsilon$ при $B_L/\omega\varepsilon = 1$ и различных значениях ε'

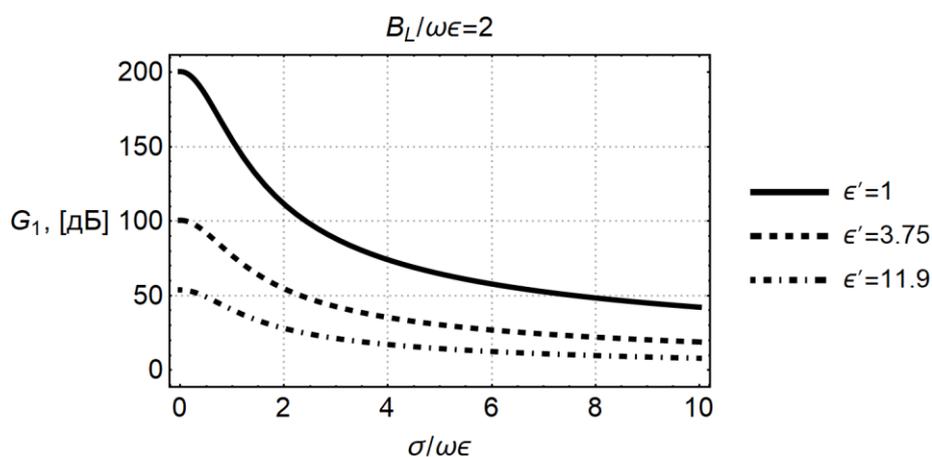


Рисунок 8 - Зависимость коэффициента усиления G_1 [дБ] от $\sigma/\omega\epsilon$ при $B_L/\omega\epsilon = 2$ и различных значениях ϵ'

Увеличение величины коэффициента усиления и фактора шума при наличии индуктивной реакции среды связано с тем, что наводимый в среде заряд при ($B_L/\omega\epsilon \geq 1$) отличается по знаку от переменного заряда в системе. Силы создаваемые полем пространственного заряда и наведенным зарядом оказываются в противоположных фазах, результирующая напряженность приводит к улучшению группировки электронов и увеличению усиления (рисунок 8). В то же время, при ($B_L/\omega\epsilon \leq 1$) в индуктивной среде наводится заряд того же знака, что и в пучке. Силы создаваемые наведенным зарядом складываются в фазе с силами создаваемыми пространственным зарядом, в результате чего при малых потерях усиление отсутствует (рисунок 7).

В случае рассмотрения модели УП с емкостной проводимостью [2,3] ($y_C = jB_C (B_C > 0)$) были получены следующие результаты, отражены на рисунках 9-12.

На рисунках 9-10 представлены зависимости величины фактора шума от $\sigma/\omega\epsilon$ при различных значениях параметра $B_C/\omega\epsilon$.

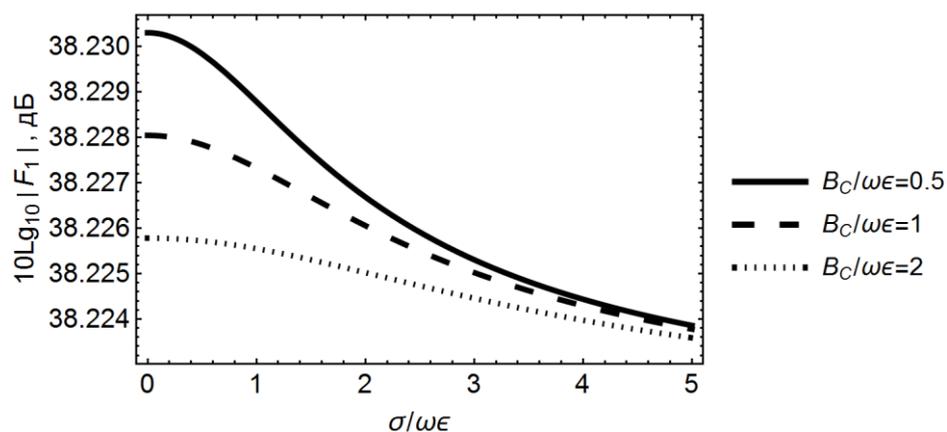


Рисунок 9 - Зависимость $10 \text{Log}|F_1|$ [дБ] от $\sigma/\omega\epsilon$ при различных $B_C/\omega\epsilon$ и $\epsilon' = 1$

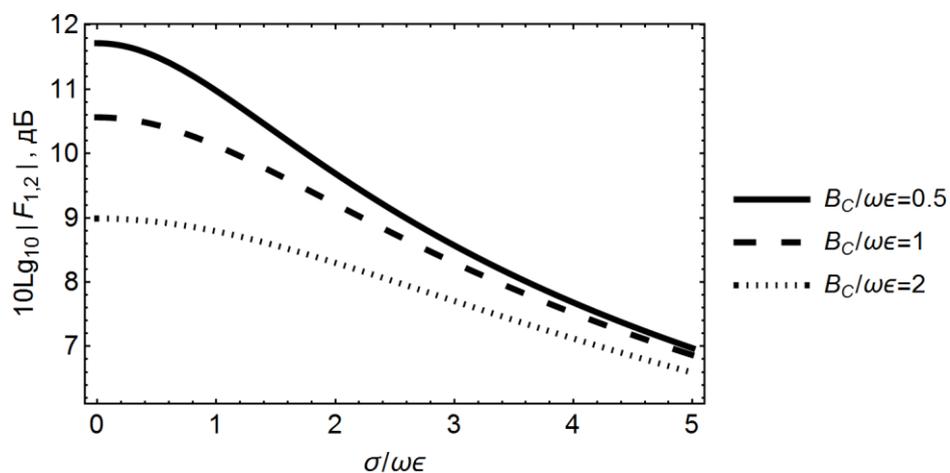


Рисунок 10 - Зависимость $10 \text{Log}|F_{1,2}|$ [дБ] от $\sigma/\omega\epsilon$ при различных $B_C/\omega\epsilon$ и $\epsilon' = 1$

На рисунках 11-12 представлены зависимости коэффициента усиления от $\sigma/\omega\epsilon$ в случае учета одной волны, при различных значениях относительной диэлектрической проницаемости и параметра емкостной проводимости $B_C/\omega\epsilon$.

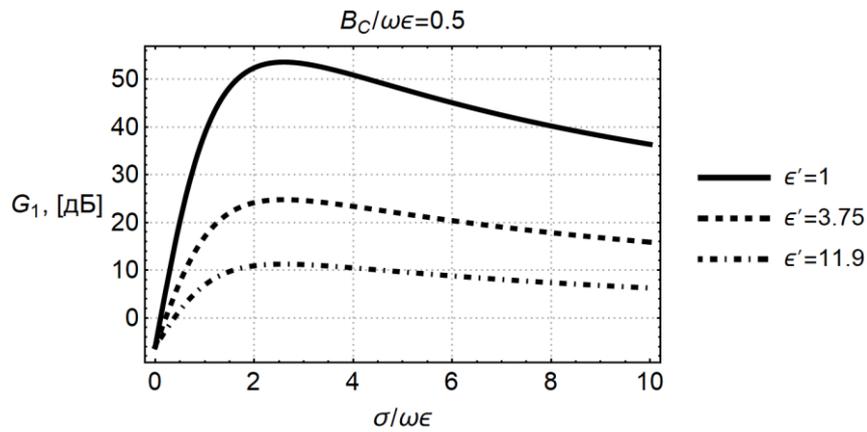


Рисунок 11 - Зависимость G_1 [дБ] от $\sigma/\omega\epsilon$ при $B_C/\omega\epsilon = 0,5$ и различных ϵ'

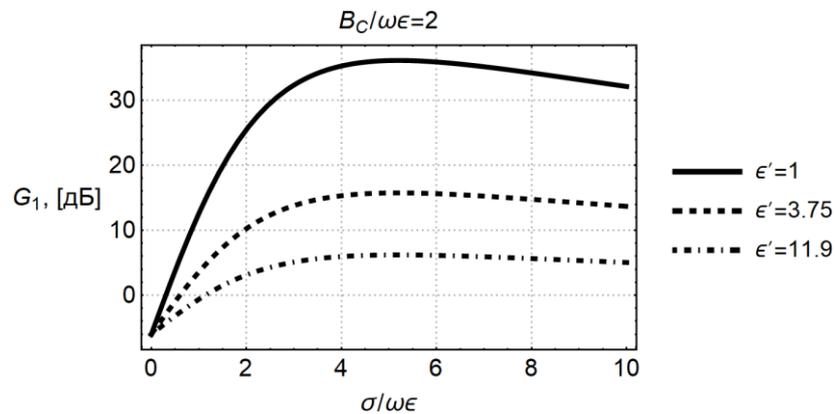


Рисунок 12 - Зависимость G_1 [дБ] от $\sigma/\omega\epsilon$ при $B_C/\omega\epsilon = 2$ и различных ϵ'

В соответствии с полученными рисунками можно заключить, что в случае емкостной нагрузки стенок коэффициент усиления и величина фактора шума уменьшаются по сравнению с рассмотренными ранее случаями резистивной и резистивно-индуктивной проводимостями поглощающей среды. Это связано с тем, что наводимый на поверхности стенок заряд мал по величине и не способен компенсировать влияние пространственного заряда и как-либо повлиять на формирование электронных уплотнений в лучшую сторону.

Третья глава магистерской работы посвящена исследованию влияния наличия столкновений в электронном потоке и распределения электронов по скоростям на величину коэффициента усиления и фактора шума.

Уравнение движение электронов в линеаризованном виде для одномерной модели УП в этом случае принимает вид [14,15]:

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + v_0 \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x} = \frac{e}{m} E_x - \tilde{w} - \frac{v_T^2}{\rho_0} \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial x}; \quad (10)$$

где ν - частота соударений; v_T - средняя квадратичная тепловая скорость.

При рассмотрении только соударений в электронном потоке, были получены зависимости фактора шума и коэффициента усиления при учете одной и обеих волн от $\sigma/\omega\varepsilon$ при различных величинах частоты соударений (рисунки 13-16).

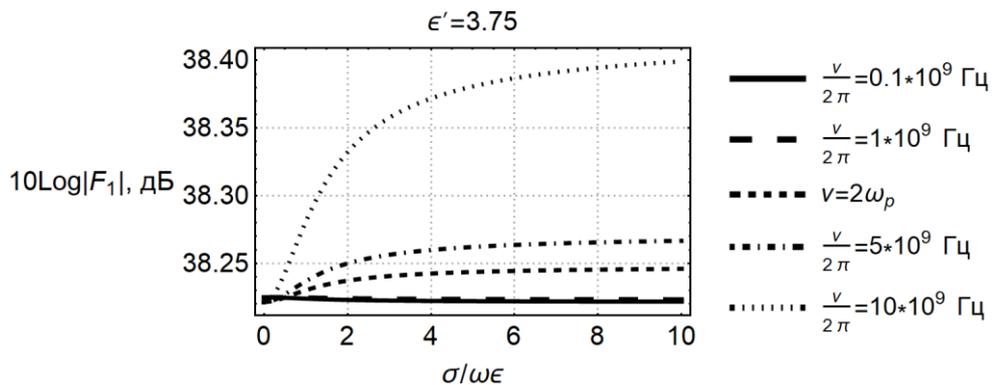


Рисунок 13 - Зависимость $10 \text{Log}|F_1|$ [дБ] от $\sigma/\omega\varepsilon$ при различных значениях ν и $\varepsilon' = 3,75$

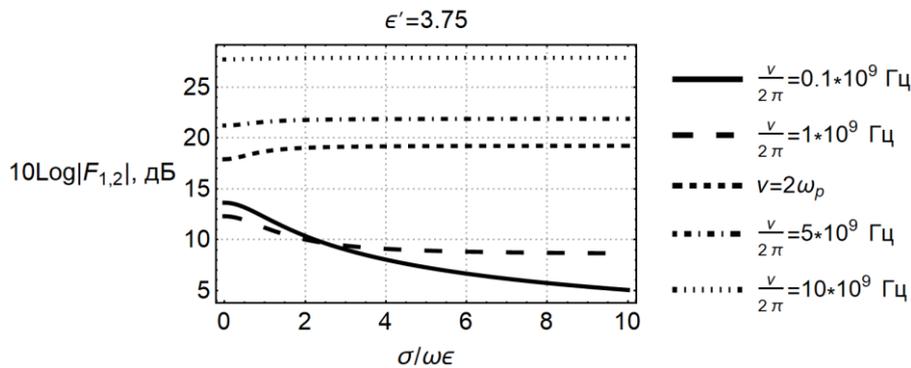


Рисунок 14 - Зависимость $10 \text{Log}|F_{1,2}|$ [дБ] от $\sigma/\omega\varepsilon$ при различных ν и $\varepsilon' = 3,75$

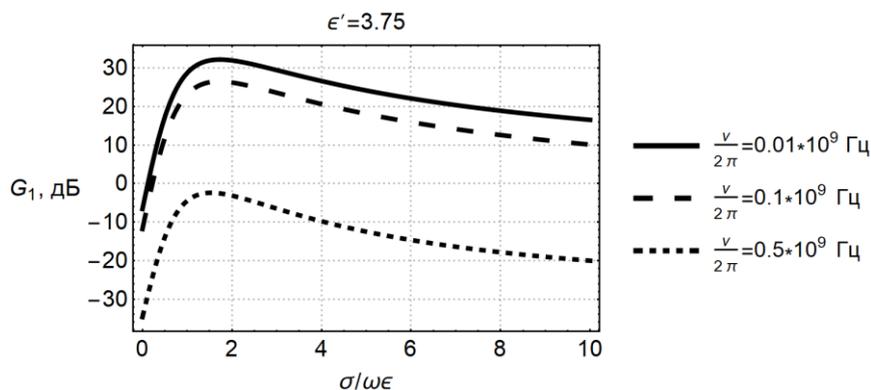


Рисунок 15 - Зависимость G_1 [дБ] от $\sigma/\omega\varepsilon$ при $\varepsilon' = 3,75$ и различных ν

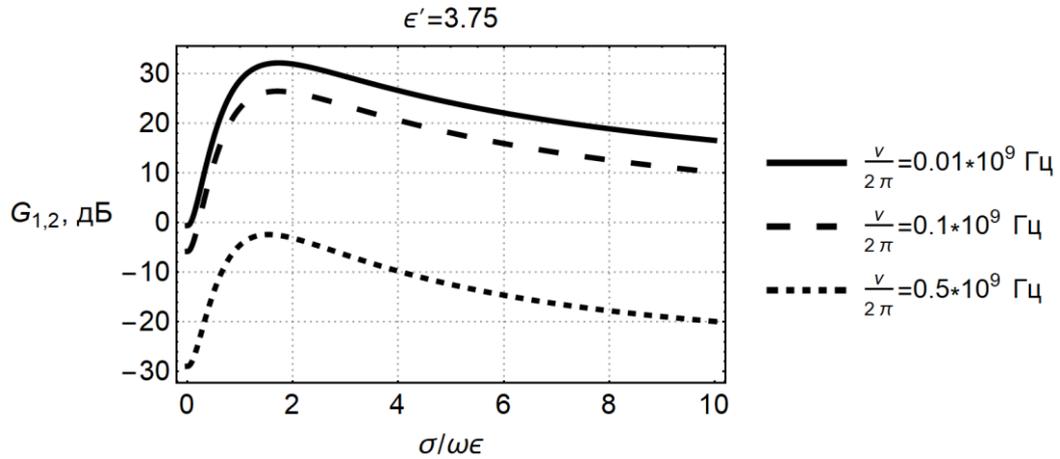


Рисунок 16 - Зависимость $G_{1,2}$ [дБ] от $\sigma/\omega\epsilon$ при $\epsilon' = 3,75$ и различных ν

Из полученных зависимостей можно сделать вывод, что увеличение ν приводит к росту фактора шума, причем уменьшается влияние потерь и величина фактора шума слабо меняется с ростом $\sigma/\omega\epsilon$. В свою очередь увеличение частоты соударений приводит к снижению коэффициента усиления, связанное с ухудшением группировки электронов, вплоть до полного подавления сигнала (рисунок 16).

В случае учета распределения электронов по скоростям при $\nu = 0$, были получены зависимости фактора шума и коэффициента усиления при учете одной и обеих волн от $\sigma/\omega\epsilon$ при ($v_T = \sqrt{3kT_K/m} < v_0$) (рисунки 17-19).

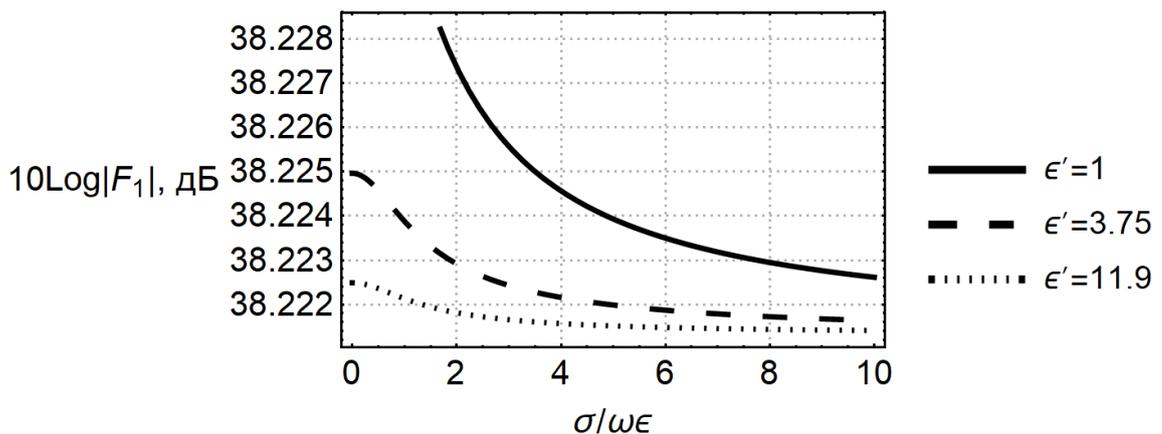


Рисунок 17 - Зависимость фактора шума в случае учета только нарастающей волны при наличии разброса электронов по скоростям от $\sigma/\omega\epsilon$ при $v_T = 2,3 \times 10^5$ м/с

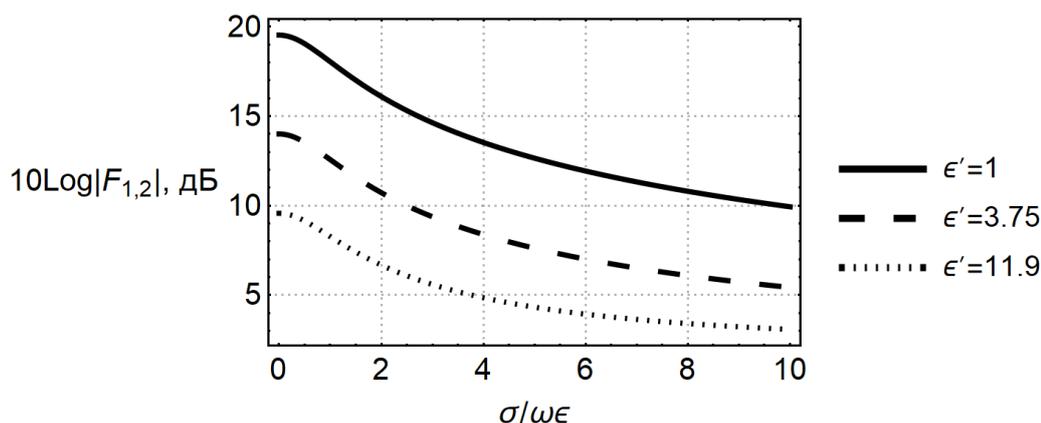


Рисунок 18 - Зависимость фактора шума в случае учета обеих волн при наличии разброса электронов по скоростям от $\sigma/\omega\epsilon$ при $v_T = 2,3 \times 10^5$ м/с

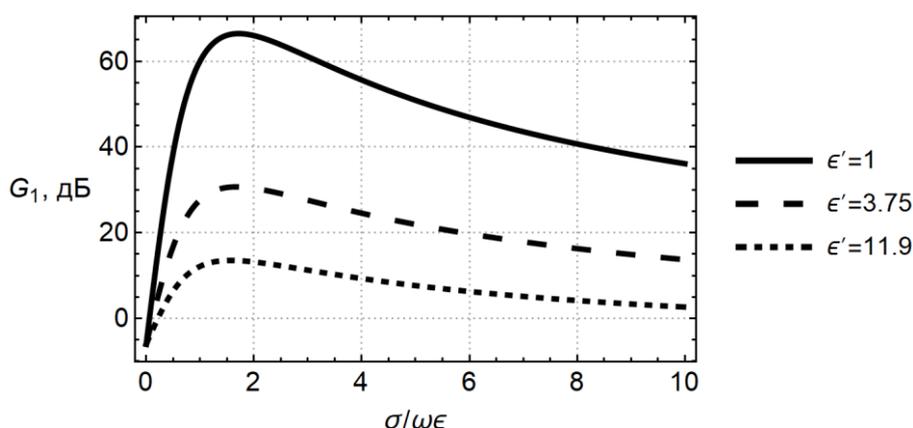


Рисунок 19 - Зависимость коэффициента усиления при учете разброса электронов по скоростям от $\sigma/\omega\epsilon$

Из полученных рисунков 17-19 можно заключить, что при наличии разброса электронов по скоростям величина фактора шума возрастает по сравнению со случаем $v_T' = 0$, поскольку увеличивается величина теплового шума за счет роста теплового движения электронов. Это заметно, если провести сравнение рисунка 18 и рисунка 2, видно, что величина фактора шума увеличивается на несколько децибел для соответствующего значения относительной диэлектрической проницаемости в случае учета обеих волн. Учет разброса электронов по скоростям приводит к небольшому уменьшению величины коэффициента усиления, поскольку в рассматриваем случае ($v_T' = v_T/v_0 \approx 0,012$).

Заключение. Данная магистерская работа посвящена рассмотрению вопросов взаимодействия электронного потока с электромагнитными полями

в средах с комплексной проводимостью. Представлен обзор актуальных на данный момент работ, в которых рассмотрены устройства типа мазера Черенкова и резистивного усилителя, являющиеся перспективными с точки зрения перехода в коротковолновый диапазон. Показано, что преодолеть проблемы, связанные с использованием в подобных приборах диэлектрика, можно с помощью введения композиционных структур, причем аналитический анализ остается прежним.

Основной акцент в выпускной работе был сделан на исследовании усиления и шумовых характеристик усилителя на поглощении. Анализ шумовых явлений в УП рассмотрен впервые. На базе анализа одномерной модели УП с резонаторными входным и выходным устройствами рассмотрен механизм взаимодействия, приводящий к усилению волн пространственного заряда. Оказалось, что при прохождении пучка через среду с индуктивно-резистивной реакцией происходит улучшение группировки электронов в пучке вдоль пути пролета и, в результате, увеличивается наведенный заряд в среде. Полученные значения коэффициентов усиления при рассмотрении среды с активной проводимостью оказались соизмеримыми с аналогичными значениями для ЛБВ. Величина фактора шума, который был рассчитан в пренебрежении шумами, создаваемыми в выходном резонаторе, оказалась в районе 38 дБ в случае, когда учитывалась только нарастающая волна, а при учете обеих волн величина фактора шума уменьшалась до значений порядка 14 дБ и ниже при возрастании относительной диэлектрической проницаемости среды. Значительное увеличение коэффициента усиления и величины фактора шума происходило, когда среда обладала индуктивной проводимостью при отсутствии каких-либо потерь. В случае емкостной реакции среды наведенный заряд в среде не способен скомпенсировать величину пространственного заряда, в результате чего значения получаемых в этом случае коэффициента усиления и фактора шума уменьшались. В заключительной части работы рассмотрена одномерная модель усилителя на поглощении при наличии столкновений в электронном потоке и

распределении электронов по скоростям. Анализ такой модели показал, что увеличение параметра столкновений и тепловой скорости электронов приводит к уменьшению коэффициента усиления, вплоть до полного подавления сигнала в случае большой величины частоты столкновений электронов, в то время, как величина фактора шума возрастает, за счет дополнительного вклада в шумы вносимого соударениями и распределением по скоростям.

Список использованных источников

- 1 Birdsall C. K., Brewer G. R., Haeff A. V. The Resistive-Wall Amplifier. Proceedings of the I.R.E. 41, 865-875 (1953).
- 2 Birdsall C. K., Whinnery J. R. Waves in an Electron Stream with General Admittance Walls. Journal of Applied Physics 24, №3, 314 (1953).
- 3 Лопухин В. М., Веденов А. А. Усилитель на поглощении. Успехи физических наук, т. LIII, вып. 1, 1954, с. 69-86.
- 4 Rowe T., Booske J. H., Behdad N. Metamaterial-Enhanced Resistive Wall Amplifiers: Theory and Particle-in-Cell Simulations. IEEE Transactions on Plasma Science, 43, № 7, 2123-2131 (2015).
- 5 Rowe T., Behdad N., Booske J. H. Metamaterial-Enhanced Resistive Wall Amplifiers. IVEC-2015, (2015).
- 6 Rowe T., Behdad N., Booske J. H. Metamaterial Design for a Metamaterial-Enhanced Resistive Wall Amplifier. IVEC-2016, 77-78 (2016).
- 7 Ахиезер А. И., Файнберг Я. Б. Медленные электромагнитные волны, Успехи физических наук, т. XLIV, вып. 3, 1951, с. 321-368.
- 8 Carlsten B. E. Small-signal analysis and particle-in-cell simulations of planar dielectric Cerenkov masers for use as high-frequency, moderate-power broadband amplifiers. Physics of Plasmas 9, № 5, 1789-1800 (2002).
- 9 French D. M., Shiffler D., Cartwright K. Electron beam coupling to a metamaterial structure, Physics of Plasmas, 20, № 8, 2013, 083116.
- 10 Пирс Дж. Р. Лампа с бегущей волной. Пер. с англ. М.: Сов. радио, 1952.

- 11 Pierce J. R. The Wave Picture of Microwave Tubes. The Bell System Technical Journal, 33, № 6, 1343-1372 (1954).
- 12 Beck A. H. W. Space-Charge Waves and slow electromagnetic waves. Pergamon Press, p. 396 (1958).
- 13 Касаткин Л. В. Об усилении волн пространственного заряда при прохождении пучков электронов в средах с индуктивной проводимостью. Радиотехника и электроника, №2, 1961, с. 267-274.
- 14 Гаврилов М. В., Трубецков Д. И., Шевчик В. Н. Обзоры по электронной технике. Вып. № 11. Волны в потоках носителей заряда и их взаимодействие с волнами в линиях передачи. Изд-во ЦНИИ "Электроника". М.-1973, 78 с.
- 15 Трубецков Д. И., Храмов А. Е. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. В 2т. Т.1. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003, 496 с.