

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

Теория лампы бегущей волны с двумя электронными потоками

АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

Студента 4 курса 421 группы
направления 03.03.03 "Радиофизика"
факультета нелинейных процессов
Аркатова Павла Николаевича

Научный руководитель
ассистент кафедры электроники,
колебаний и волн

дата, подпись

А.В. Титов

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

дата, подпись

Д.И. Трубецков

Саратов 2017 год.

ВВЕДЕНИЕ

Целью данной бакалаврской работы является исследование лампы бегущей волны с двумя электронными потоками. В задачу входило:

- Ознакомление с линейной теорией лампы бегущей волны;
- Ознакомление с линейной теорией двухпотоковой неустойчивости;
- Построение линейной теории лампы бегущей волны с двумя потоками электронов методом последовательных приближений;
- Расчет выходных характеристик двухлучевой лампы бегущей волны на основе линейной и приближенной нелинейной теорий с последующим сравнением с однолучевым вариантом.

Работа состоит из следующих основных пунктов:

- Современное состояние проблемы;
- Ознакомительная часть;
- Построение линейной теории лампы бегущей волны с двумя потоками электронов методом последовательных приближений;
- Расчёт выходных характеристик двухлучевой лампы бегущей волны на основе построенной теории и сравнение с однолучевым вариантом;
- Сравнение результатов, полученных на основе линейной и приближённой нелинейной теорий.

В первом пункте представлен обзор работ, посвящённых исследованию двухпотоковой неустойчивости, а также различным двухлучевым вариантам СВЧ приборов.

Ознакомительная часть включает в себя несколько подпунктов.

Гидродинамическое описание электронного потока включает в себя вывод основных уравнений гидродинамической модели и построение дисперсионных характеристик.

Линейная теория лампы бегущей волны состоит в анализе взаимодействия электронного потока с прямой бегущей электромагнитной волной и качественное описание процесса группирования электронов в бегущей волне.

Теория двухпоточковой неустойчивости содержит качественное описание взаимодействия двух потоков электронов.

Главной задачей являлось построение линейной теории лампы бегущей волны с двумя потоками электронов методом последовательных приближений. Данный пункт будет включать в себя подробный анализ двухлучевой лампы бегущей волны, а именно: анализ взаимодействия двух потоков электронов с бегущей электромагнитной волной в замедляющей системе.

Ранее предпринимались попытки построения теории двухлучевой ЛБВ, однако всё ограничивалось получением дисперсионного уравнения. Подробных расчётов не проводилось.

Также проведён расчет выходных характеристик двухлучевой лампы бегущей волны на основе построенной линейной и приближенной нелинейной теорий с последующим сравнением с однолучевым вариантом.

ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ЛАМПЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ С ДВУМЯ ПОТОКАМИ ЭЛЕКТРОНОВ

Для построения линейной теории лампы бегущей волны с двумя потоками электронов воспользуемся линейной теорией однолучевой ЛБВ, рассмотренной ранее, с добавлением второго пучка. Второй пучок имеет немного большую скорость, по сравнению с первым, и движется параллельно изначальному.

Для определения тока двух пучков, сгруппированного в поле бегущей волны, воспользуемся системой из дифференциальных уравнений для токов с учётом пространственного заряда

$$\begin{cases} \frac{d^2 \varphi_1^0}{dx^2} + 2j\beta_{e1} \frac{d\varphi_1^0}{dx} - (\beta_{e1}^2 - \beta_{p1}^2) \varphi_1^0 + \beta_{p1}^2 \varphi_2^0 = j \frac{\beta_{e1} I_{01}}{2U_{01}} E(x) \\ \frac{d^2 \varphi_2^0}{dx^2} + 2j\beta_{e2} \frac{d\varphi_2^0}{dx} - (\beta_{e2}^2 - \beta_{p2}^2) \varphi_2^0 + \beta_{p2}^2 \varphi_1^0 = j \frac{\beta_{e2} I_{02}}{2U_{02}} E(x) \end{cases} \quad (1.1)$$

Решением данной системы уравнение является суммарный ток вида:

$$\begin{aligned} i(x) = & \frac{j}{2} \left(\frac{\beta_{e1} I_{01}}{U_{01}} + \frac{\beta_{e2} I_{02}}{U_{02}} \right) E^0 e^{-j\beta_0 x} \left[\frac{\gamma_1^2 (e^{(\gamma_1 + j\beta_0)x} - 1)}{(\gamma_1 - \gamma_2)(\gamma_1 - \gamma_3)(\gamma_1 - \gamma_4)(\gamma_1 + j\beta_0)} + \right. \\ & + \frac{\gamma_2^2 (e^{(\gamma_2 + j\beta_0)x} - 1)}{(\gamma_2 - \gamma_1)(\gamma_2 - \gamma_3)(\gamma_2 - \gamma_4)(\gamma_2 + j\beta_0)} + \frac{\gamma_3^2 (e^{(\gamma_3 + j\beta_0)x} - 1)}{(\gamma_3 - \gamma_1)(\gamma_3 - \gamma_2)(\gamma_3 - \gamma_4)(\gamma_3 + j\beta_0)} + \\ & \left. + \frac{\gamma_4^2 (e^{(\gamma_4 + j\beta_0)x} - 1)}{(\gamma_4 - \gamma_1)(\gamma_4 - \gamma_2)(\gamma_4 - \gamma_3)(\gamma_4 + j\beta_0)} \right] - \\ & - \beta_{e1} \beta_{e2} \left(\frac{I_{01}}{U_{01}} + \frac{I_{02}}{U_{02}} \right) E^0 e^{-j\beta_0 x} \left[\frac{\gamma_1 (e^{(\gamma_1 + j\beta_0)x} - 1)}{(\gamma_1 - \gamma_2)(\gamma_1 - \gamma_3)(\gamma_1 - \gamma_4)(\gamma_1 + j\beta_0)} + \right. \\ & \left. + \frac{\gamma_2 (e^{(\gamma_2 + j\beta_0)x} - 1)}{(\gamma_2 - \gamma_1)(\gamma_2 - \gamma_3)(\gamma_2 - \gamma_4)(\gamma_2 + j\beta_0)} + \frac{\gamma_3 (e^{(\gamma_3 + j\beta_0)x} - 1)}{(\gamma_3 - \gamma_1)(\gamma_3 - \gamma_2)(\gamma_3 - \gamma_4)(\gamma_3 + j\beta_0)} + \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \left. + \frac{\gamma_4 \left(e^{(\gamma_4 + j\beta_0)x} - 1 \right)}{(\gamma_4 - \gamma_1)(\gamma_4 - \gamma_2)(\gamma_4 - \gamma_3)(\gamma_4 + j\beta_0)} \right] - \\
& - \frac{j}{2} \beta_{e1} \beta_{e2} \left(\frac{\beta_{e2} I_{01}}{U_{01}} + \frac{\beta_{e1} I_{02}}{U_{02}} \right) E^0 e^{-j\beta_0 x} \left[\frac{e^{(\gamma_1 + j\beta_0)x} - 1}{(\gamma_1 - \gamma_2)(\gamma_1 - \gamma_3)(\gamma_1 - \gamma_4)(\gamma_1 + j\beta_0)} + \right. \\
& + \frac{e^{(\gamma_2 + j\beta_0)x} - 1}{(\gamma_2 - \gamma_1)(\gamma_2 - \gamma_3)(\gamma_2 - \gamma_4)(\gamma_2 + j\beta_0)} + \frac{e^{(\gamma_3 + j\beta_0)x} - 1}{(\gamma_3 - \gamma_1)(\gamma_3 - \gamma_2)(\gamma_3 - \gamma_4)(\gamma_3 + j\beta_0)} + \\
& \left. + \frac{e^{(\gamma_4 + j\beta_0)x} - 1}{(\gamma_4 - \gamma_1)(\gamma_4 - \gamma_2)(\gamma_4 - \gamma_3)(\gamma_4 + j\beta_0)} \right] \quad (1.2)
\end{aligned}$$

Для того, чтобы определить поле, наведённое в замедляющей системе сгруппированным током, воспользуемся уравнением возбуждения волноведущей системы заданным током в интегральной форме:

$$E_x = E^0 e^{-j\beta_0 x} - \frac{\beta_0^2 K_0}{2} \int_0^x i(\zeta) e^{-j\beta_0(x-\zeta)} d\zeta \quad (1.3)$$

$$\begin{aligned}
E_x = E_0 e^{-j\beta_0 x} - \frac{\beta_0^2 K_0}{2} E_0 e^{-j\beta_0 x} & \left\{ \frac{j}{2} \left(\frac{\beta_{e1} I_{01}}{U_{01}} + \frac{\beta_{e2} I_{02}}{U_{02}} \right) \left[\frac{\gamma_1^2 \left(\frac{e^{(\gamma_1 + j\beta_0)x}}{\gamma_1 + j\beta_0} - x \right)}{(\gamma_1 - \gamma_2)(\gamma_1 - \gamma_3)(\gamma_1 - \gamma_4)(\gamma_1 + j\beta_0)} + \right. \right. \\
& + \frac{\gamma_2^2 \left(\frac{e^{(\gamma_2 + j\beta_0)x}}{\gamma_2 + j\beta_0} - x \right)}{(\gamma_2 - \gamma_1)(\gamma_2 - \gamma_3)(\gamma_2 - \gamma_4)(\gamma_2 + j\beta_0)} + \frac{\gamma_3^2 \left(\frac{e^{(\gamma_3 + j\beta_0)x}}{\gamma_3 + j\beta_0} - x \right)}{(\gamma_3 - \gamma_1)(\gamma_3 - \gamma_2)(\gamma_3 - \gamma_4)(\gamma_3 + j\beta_0)} + \\
& \left. \left. + \frac{\gamma_4^2 \left(\frac{e^{(\gamma_4 + j\beta_0)x}}{\gamma_4 + j\beta_0} - x \right)}{(\gamma_4 - \gamma_1)(\gamma_4 - \gamma_2)(\gamma_4 - \gamma_3)(\gamma_4 + j\beta_0)} \right] - \right. \\
& \left. - \beta_{e1} \beta_{e2} \left(\frac{I_{01}}{U_{01}} + \frac{I_{02}}{U_{02}} \right) \left[\frac{\gamma_1 \left(\frac{e^{(\gamma_1 + j\beta_0)x}}{\gamma_1 + j\beta_0} - x \right)}{(\gamma_1 - \gamma_2)(\gamma_1 - \gamma_3)(\gamma_1 - \gamma_4)(\gamma_1 + j\beta_0)} + \right. \right.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{\gamma_2 \left(\frac{e^{(\gamma_2 + j\beta_0)x}}{\gamma_2 + j\beta_0} - x \right)}{(\gamma_2 - \gamma_1)(\gamma_2 - \gamma_3)(\gamma_2 - \gamma_4)(\gamma_2 + j\beta_0)} + \frac{\gamma_3 \left(\frac{e^{(\gamma_3 + j\beta_0)x}}{\gamma_3 + j\beta_0} - x \right)}{(\gamma_3 - \gamma_1)(\gamma_3 - \gamma_2)(\gamma_3 - \gamma_4)(\gamma_3 + j\beta_0)} + \\
& + \frac{\gamma_4 \left(\frac{e^{(\gamma_4 + j\beta_0)x}}{\gamma_4 + j\beta_0} - x \right)}{(\gamma_4 - \gamma_1)(\gamma_4 - \gamma_2)(\gamma_4 - \gamma_3)(\gamma_4 + j\beta_0)} \left. \vphantom{\frac{\gamma_2 \left(\frac{e^{(\gamma_2 + j\beta_0)x}}{\gamma_2 + j\beta_0} - x \right)}{(\gamma_2 - \gamma_1)(\gamma_2 - \gamma_3)(\gamma_2 - \gamma_4)(\gamma_2 + j\beta_0)}}} \right] - \\
& - \frac{j}{2} \beta_{e1} \beta_{e2} \left(\frac{\beta_{02} I_{01}}{U_{01}} + \frac{\beta_{01} I_{02}}{U_{02}} \right) \left[\frac{\frac{e^{(\gamma_1 + j\beta_0)x}}{\gamma_1 + j\beta_0} - x}{(\gamma_1 - \gamma_2)(\gamma_1 - \gamma_3)(\gamma_1 - \gamma_4)(\gamma_1 + j\beta_0)} + \right. \\
& + \frac{\frac{e^{(\gamma_2 + j\beta_0)x}}{\gamma_2 + j\beta_0} - x}{(\gamma_2 - \gamma_1)(\gamma_2 - \gamma_3)(\gamma_2 - \gamma_4)(\gamma_2 + j\beta_0)} + \frac{\frac{e^{(\gamma_3 + j\beta_0)x}}{\gamma_3 + j\beta_0} - x}{(\gamma_3 - \gamma_1)(\gamma_3 - \gamma_2)(\gamma_3 - \gamma_4)(\gamma_3 + j\beta_0)} + \\
& \left. + \frac{\frac{e^{(\gamma_4 + j\beta_0)x}}{\gamma_4 + j\beta_0} - x}{(\gamma_4 - \gamma_1)(\gamma_4 - \gamma_2)(\gamma_4 - \gamma_3)(\gamma_4 + j\beta_0)} \right] \left. \vphantom{\frac{j}{2} \beta_{e1} \beta_{e2} \left(\frac{\beta_{02} I_{01}}{U_{01}} + \frac{\beta_{01} I_{02}}{U_{02}} \right)} \right\} (1.4)
\end{aligned}$$

Предполагается, что лампа бегущей волны с двумя потоками электронов будет работать в 4 режимах:

- 1) Неустойчивость ЛБВ (параметр рассинхронизма первого пучка $0 < b_1 < 1,89$) и двухпотоковая неустойчивость (параметр неоднородности $\kappa < 1,41$)
- 2) Неустойчивость ЛБВ (параметр рассинхронизма первого пучка $0 < b_1 < 1,89$) и интерференция в двух пучках (параметр неоднородности $\kappa > 1,41$)
- 3) Крестатронный режим ЛБВ (параметр рассинхронизма первого пучка $b_1 > 1,89$) и двухпотоковая неустойчивость (параметр неоднородности $\kappa < 1,41$)
- 4) Крестатронный режим ЛБВ (параметр рассинхронизма первого пучка $b_1 > 1,89$) и интерференция в двух пучках (параметр неоднородности $\kappa > 1,41$)

РАСЧЁТ ВЫХОДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ДВУХЛУЧЕВОЙ ЛАМПЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ НА ОСНОВЕ ПОСТРОЕННОЙ ТЕОРИИ И СРАВНЕНИЕ С ОДНОЛУЧЕВЫМ ВАРИАНТОМ

Для расчёта выходных характеристик воспользуемся формулой для коэффициента усиления по полю:

$$G_{dB} = 20 \lg \left\{ \frac{E(l)}{E^0} \right\} \quad (2.1)$$

где $E(l)$ – величина поля на расстоянии l от начала пространства взаимодействия, E^0 – начальное поле.

Проведём расчёты по полученным данным при значении параметров:

Токи пучков: $I_0 = 10$ мА – для однолучевой, $I_1 = 5$ мА, $I_2 = 5$ мА – для двухлучевой;

Плазменные частоты: $\omega_p = 100$ МГц – для однолучевой, $\omega_{p1} = \omega_{p2} = 100$ МГц – для двухлучевой;

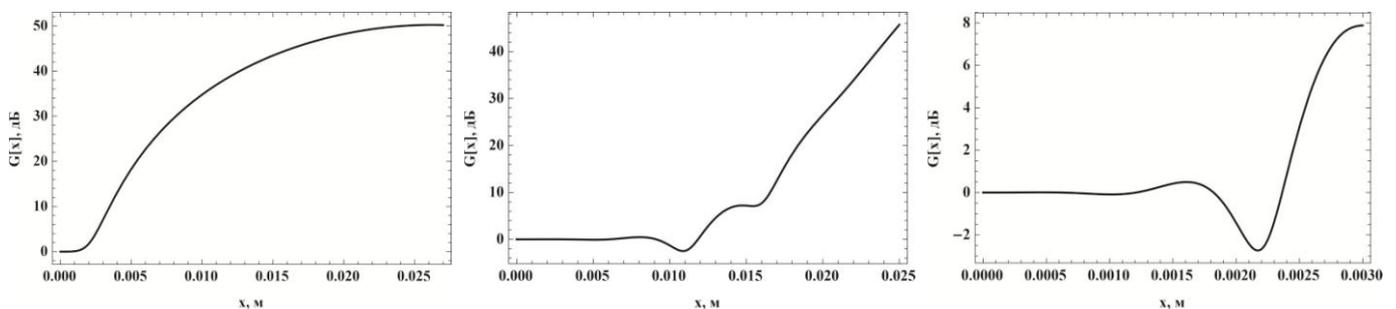
Начальное поле: $E^0 = 10^{-7}$ В/м;

Сопrotивление связи: $K_0 = 20$ Ом;

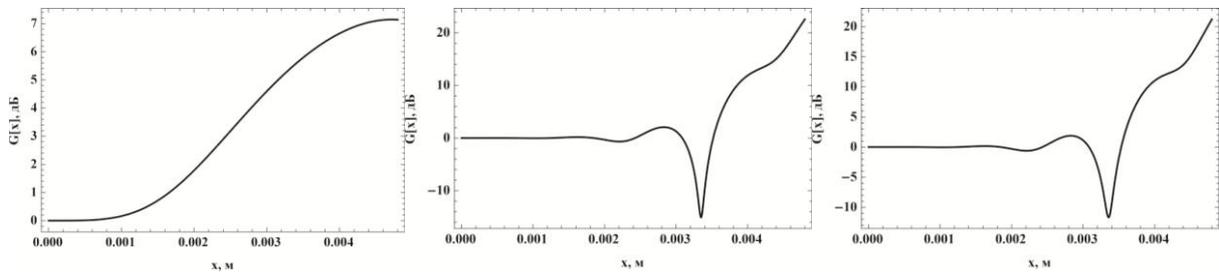
Длина волны: $\lambda = 0,03$;

Длина волны в замедляющей системе: $\lambda_z = 0,0012$;

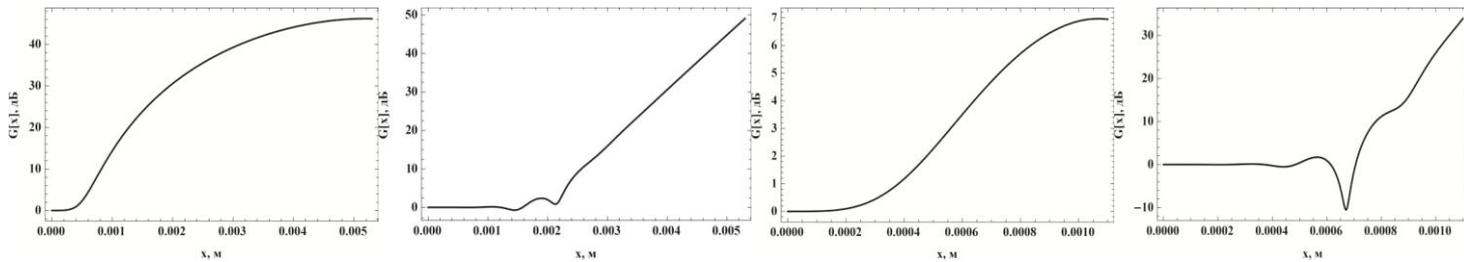
Скорость замедленной волны: $v_\phi = 12 \cdot 10^6$ м/с;



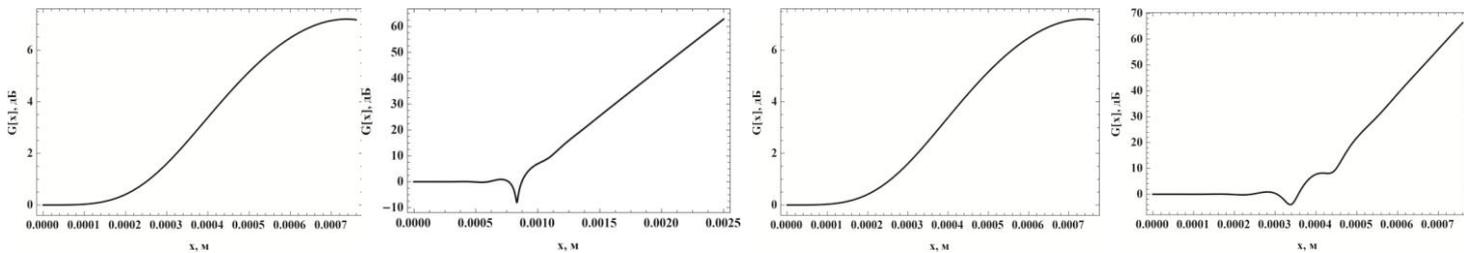
Графики зависимости коэффициента усиления от длины пространства взаимодействия на частоте $f = 10$ ГГц: 1–однолучевой ЛБВ в режиме неустойчивости ЛБВ, 2–двухлучевой ЛБВ в режиме неустойчивости ЛБВ и интерференции, 3–двухлучевой ЛБВ в режиме неустойчивости и двухпотоковой неустойчивости



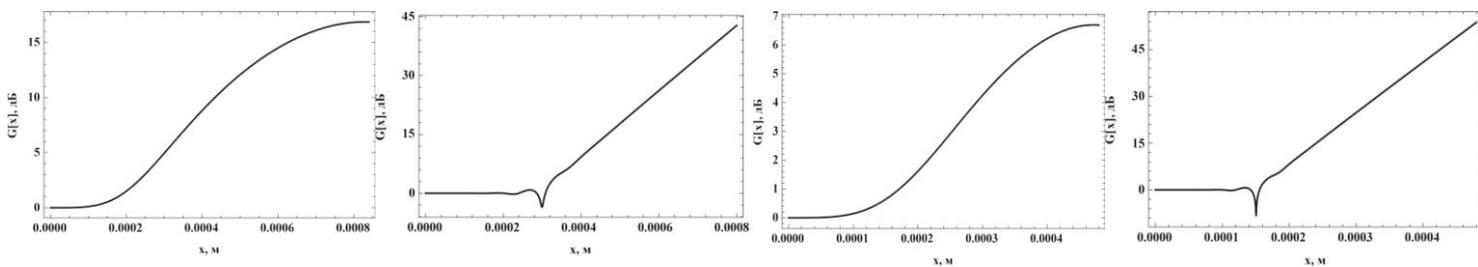
Графики зависимости коэффициента усиления от длины пространства взаимодействия на частоте $f = 10$ ГГц: 1– однолучевой ЛБВ в крестатронном режиме, 2– двухлучевой ЛБВ в крестатронном режиме и интерференции, 3– двухлучевой ЛБВ в крестатронном режиме и двухпоточковой неустойчивости



Графики зависимости коэффициента усиления от длины пространства взаимодействия на частоте $f = 50$ ГГц: 1– однолучевой ЛБВ в режиме неустойчивости ЛБВ, 2– двухлучевой ЛБВ в режиме неустойчивости ЛБВ и интерференции, 3– однолучевой ЛБВ в крестатронном режиме, 4– двухлучевой ЛБВ в крестатронном режиме и интерференции

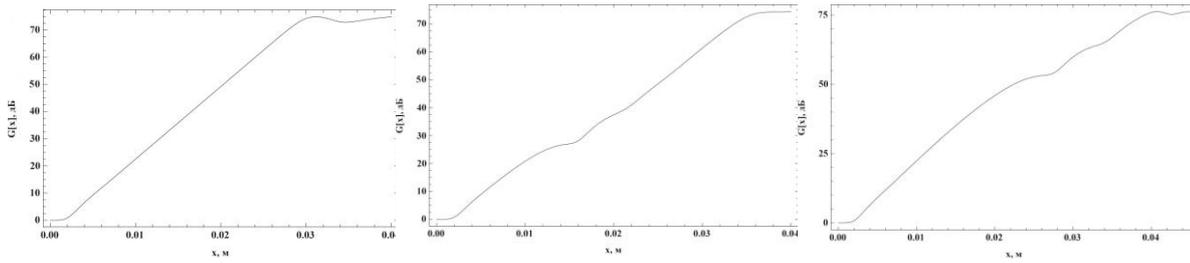


Графики зависимости коэффициента усиления от длины пространства взаимодействия на частоте $f = 100$ ГГц: 1– однолучевой ЛБВ в режиме неустойчивости ЛБВ, 2– двухлучевой ЛБВ в режиме неустойчивости ЛБВ и интерференции, 3– однолучевой ЛБВ в крестатронном режиме, 4– двухлучевой ЛБВ в крестатронном режиме и интерференции

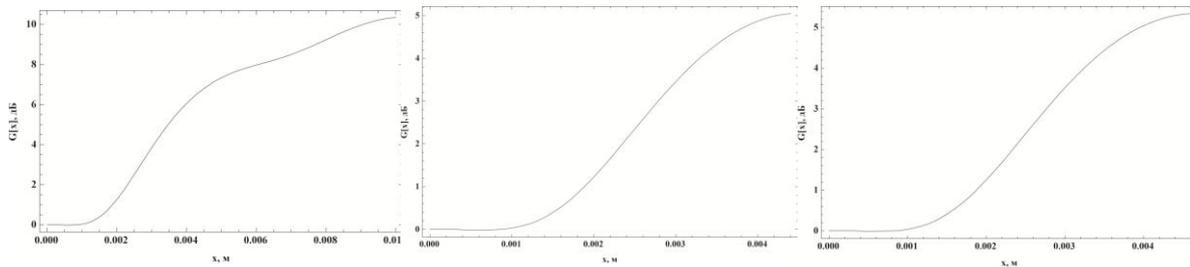


Графики зависимости коэффициента усиления от длины пространства взаимодействия на частоте $f = 300$ ГГц: 1– однолучевой ЛБВ в режиме неустойчивости ЛБВ, 2– двухлучевой ЛБВ в режиме неустойчивости ЛБВ и интерференции, 3– однолучевой ЛБВ в крестатронном режиме, 4– двухлучевой ЛБВ в крестатронном режиме и интерференции

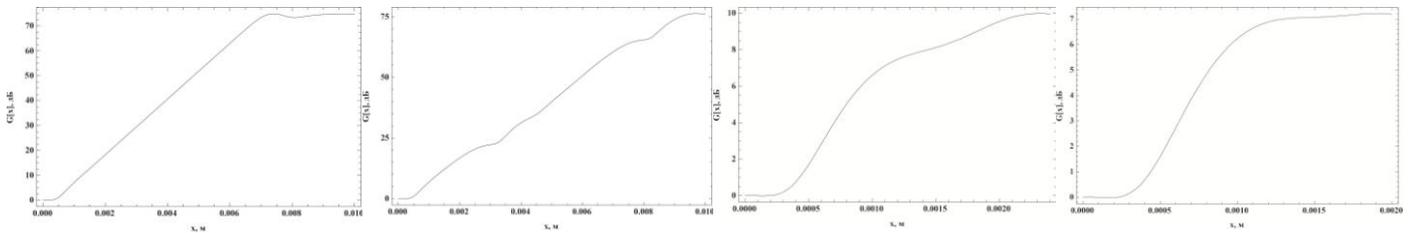
РЕЗУЛЬТАТЫ ПРИБЛИЖЁННОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ



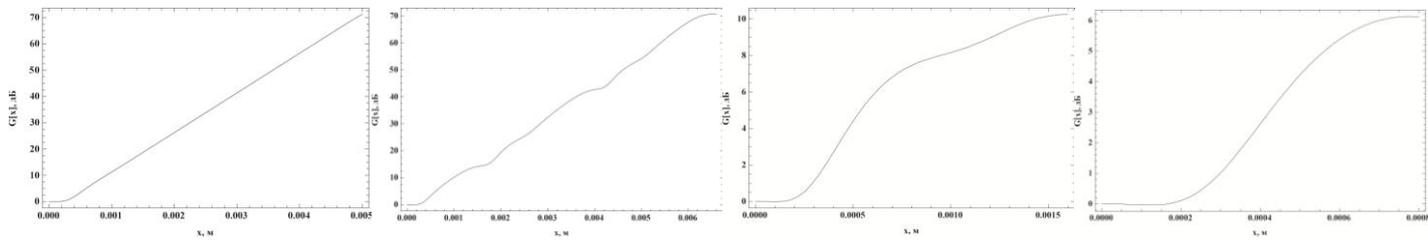
Графики зависимости коэффициента усиления от длины пространства взаимодействия на частоте $f = 10$ ГГц: 1—однолучевой ЛБВ в режиме неустойчивости ЛБВ, 2—двухлучевой ЛБВ в режиме неустойчивости ЛБВ и интерференции, 3—двухлучевой ЛБВ в режиме неустойчивости и двухпоточковой неустойчивости



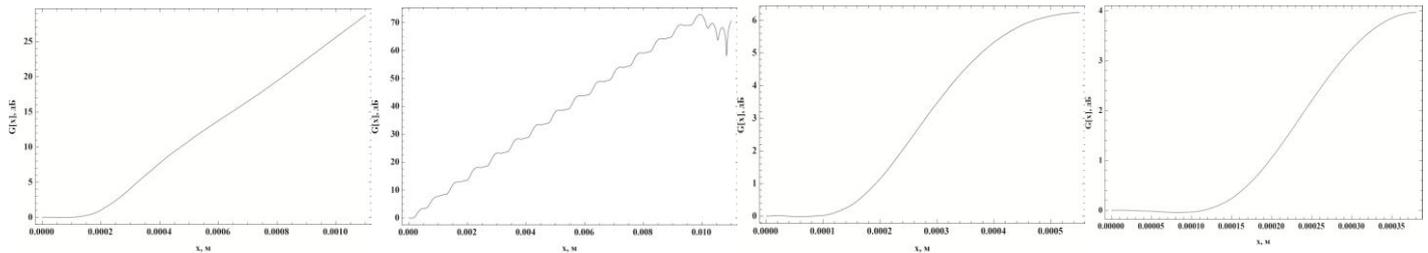
Графики зависимости коэффициента усиления от длины пространства взаимодействия на частоте $f = 10$ ГГц: 1—однолучевой ЛБВ в крестатронном режиме, 2—двухлучевой ЛБВ в крестатронном режиме и интерференции, 3—двухлучевой ЛБВ в крестатронном режиме и двухпоточковой неустойчивости



Графики зависимости коэффициента усиления от длины пространства взаимодействия на частоте $f = 50$ ГГц: 1—однолучевой ЛБВ в режиме неустойчивости ЛБВ, 2—двухлучевой ЛБВ в режиме неустойчивости ЛБВ и интерференции, 3—однолучевой ЛБВ в крестатронном режиме, 4—двухлучевой ЛБВ в крестатронном режиме и интерференции



Графики зависимости коэффициента усиления от длины пространства взаимодействия на частоте $f = 100$ ГГц: 1– однолучевой ЛБВ в режиме неустойчивости ЛБВ, 2– двухлучевой ЛБВ в режиме неустойчивости ЛБВ и интерференции, 3– однолучевой ЛБВ в крестатронном режиме, 4– двухлучевой ЛБВ в крестатронном режиме и интерференции



Графики зависимости коэффициента усиления от длины пространства взаимодействия на частоте $f = 300$ ГГц: 1– однолучевой ЛБВ в режиме неустойчивости ЛБВ, 2– двухлучевой ЛБВ в режиме неустойчивости ЛБВ и интерференции, 3– однолучевой ЛБВ в крестатронном режиме, 4– двухлучевой ЛБВ в крестатронном режиме и интерференции

ВЫВОДЫ

На основе изученного материала построена линейная теория лампы бегущей волны с двумя потоками электронов методом последовательных приближений, проведены расчёты выходных характеристик такой лампы на частотах 10, 50, 100 и 300 ГГц и сравнены с однолучевой версией. Также были проведены расчёты однолучевой и двухлучевой ламп бегущей волны на основе приближённой нелинейной теории и проведён анализ таких ламп.

В результате проведённых вычислений выходных характеристик ЛБВ в линейной теории выявлено, что с повышением частоты не удаётся реализовать режимы с двухпотоковой неустойчивостью. Для реализации данного режима необходимо понижать разность скоростей между электронными потоками, а это не представлялось возможным, т.к. разность скоростей становилась соизмерима с тепловым разбросом по скоростям. Было выявлено два оптимальных режима работы такой лампы – режим неустойчивости ЛБВ и интерференции в двух потоках и крестатронный режим и интерференции ЛБВ.

Также проведены расчёты на основе приближённой нелинейной теории. В ходе построения выходных характеристик было выявлено, что крестатронный режим и интерференции в двух потоках второй электронный поток не позволяет повысить выходные характеристики. Наиболее оптимальным на всех исследуемых частотах показал себя режим неустойчивости ЛБВ и интерференции в двух потоках. В данном режиме добавление второго пучка может позволить сохранить выходные характеристики лампы бегущей волны в уже используемом диапазоне частот, а на более высоких частотах повысить их, с возможным уходом в терагерцовый диапазон частот.