

К ЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ МНОГОМОДОВОГО СИЛЬНОТОЧНОГО ПЛАЗМЕННОГО УСИЛИТЕЛЯ

М.В. Кузелев, В.А. Панин, А.П. Плотников, А.А. Рухадзе

Проведен анализ дисперсионного уравнения с точки зрения возможности возбуждения высших поперечных мод в зависимости от тока пучка и частоты усиливаемой волны. Выявлены условия одномодового усиления в волноводе.

Возбуждение высших поперечных волноводных мод существенно влияет на процессы усиления электромагнитных волн электронными пучками. С точки зрения одномодового усиления в широкой области частот возбуждение высших поперечных мод волновода является паразитным эффектом. В вакуумной электронике СВЧ проблемам одномодовости посвящено значительное число работ (напр., /1—4/). В теории плазменных усилителей, несмотря на ряд опубликованных работ, в которых исследуются эффекты поперечной неоднородности пучково-плазменных систем /6—11/, существуют вопросы, требующие дальнейшего исследования.

Настоящая работа посвящена линейной теории усиления электромагнитных мод плазменного волновода релятивистским пучком электронов. Выявлены условия одномодового усиления в волноводе. Показано, что при возбуждении сильноточным пучком существенно непотенциальных колебаний реализуется режим одномодового усиления электромагнитного сигнала в широкой области частот.

Рассмотрим однородный замагниченный волновод с плазменно-пучковым заполнением. Для n -той волноводной моды E -типа дисперсионное уравнение в такой системе имеет вид /12/:

$$k_{\perp n}^2 + (k_{zn}^2 - \omega^2/c^2) (1 - \omega_p^2/\omega^2 - \omega_b^2 \gamma^{-3} (\omega - k_z u)^{-2}) = 0, \quad (1)$$

где $k_{\perp n} = \mu_n/R$; μ_n — n -тый корень функции Бесселя; R — радиус волновода; ω_p — ленгмюровская частота электронов плазмы; ω_b — ленгмюровская частота электронов пучка, u — их скорость; $\gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$. В случае точного черенковского синхронизма скорости пучка u с фазовыми

скоростями n -тых мод резонансные частоты определяются формулой $\omega_{on} = \omega_p \sqrt{1 - \alpha^2 \mu_n^2 / \mu_1^2}$, где $\alpha^2 = k_{\perp 1}^2 u^2 \gamma^2 / \omega_p^2$ — важный для дальнейшего параметр непотенциальности.

Волновые числа k_{zn} представим в виде $k_{zn} = \omega/u + \delta k_n$, где δk_n — комплексный коэффициент усиления n -той моды ($|\delta k_n| \ll 1$), и введем удобные для дальнейшего безразмерные переменные:

$$\delta_n = \frac{u}{\omega} \nu^{-1/3} \delta k_n;$$

$$\nu = \frac{\omega_b^2 \gamma^{-7}}{2k_{\perp 1}^2 u^2} \ll 1; \mu = \left(\frac{4\omega_b^2 \gamma^{-1}}{k_{\perp 1}^2 u^2} \right)^{1/3} = 2\gamma^2 u^{1/3};$$

$$\eta_{on} = \frac{1}{\mu} \frac{\omega_{on}^2 - \omega^2}{\omega_p^2 - \omega^2} = \frac{1}{\mu} \left(1 - \frac{\alpha^2}{1-x^2} \frac{\mu_n^2}{\mu_1^2} \right), \quad x = \frac{\omega}{\omega_p}.$$

Величина μ представляет собой параметр сильноточности и по порядку величины равна корню кубическому из отношения тока пучка к предельному вакуумному току /9/, а η_{on} — безразмерная расстройка.

В этих переменных дисперсионное уравнение (1) можно записать в виде:

$$(\delta_n + \eta_{on}) \delta_n^2 = -\frac{\mu_1^2}{\mu_n^2} (1 - \mu \eta_{on}) (1 + \mu \delta_n). \quad (2)$$

При $n = 1$ (одномодовое усиление) уравнение (2) полностью совпадает с приведенным в работе /9/. В ней подробно исследованы режимы развития неустойчивости в зависимости от параметра сильноточности μ и показано, что при $\mu \ll 1$ реализуется режим черенковского комptonовского усилителя, а при $\mu \gg 1$ усиление становится аperiodическим вследствие искажения поляризации волноводного поля. Эти результаты остаются справедливыми и при возбуждении высших поперечных мод.

Для выявления области параметров, где реализуется одномодовое усиление, был проведен численный анализ уравнения (2) и в зависимости от параметра сильноточности μ и "частоты" x определены линии срыва усиления для n -той поперечной моды. Расчеты проводились при различных значениях α^2 .

На рис. 1 приведены линии срыва усиления для 10 поперечных плазменных мод при $\alpha^2 = 0,02$. (При $\omega_p = 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $R = 2 \text{ см}$ в этом случае линия $\omega = k_z u$ пересекает первые 5 из дисперсионных кривых для поперечных мод на плоскости (ω, k_z) .) Зоны неустойчивости для каждой моды находятся левее соответствующей линии срыва усиления. Хорошо видно, что в области малых частот при $\mu \approx 0$ возбуждаются поперечные моды с первой по пятую, и лишь при $\sqrt{1 - \alpha^2 \mu^2 / \mu_1^2} < x < \sqrt{1 - \alpha^2}$ ($0,94 < x < 0,99$) возможен одномодовый режим. Возбуждение мод с номерами 6-10, с которыми пучок не находится в резонансе, можно осуществить лишь при конечных μ . Таким

образом, при малом параметре непотенциальности α режим одномодового усиления существует в довольно узкой области частот.

На рис. 2 изображены линии срыва 1-5 мод (линии срыва остальных мод лежат выше) при $\alpha^2 = 0,4$, когда при $\omega_p = 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $R = 2 \text{ см}$ линия $\omega = k_z$ и пересекает лишь первую поперечную моду волновода. Видно, что при $\mu \rightarrow 0$ и при $0 < x < \sqrt{1 - \alpha^2}$ ($0 < x < 0,77$) реализуется только одномодовое усиление колебаний. В случае конечных μ область одномодового усиления

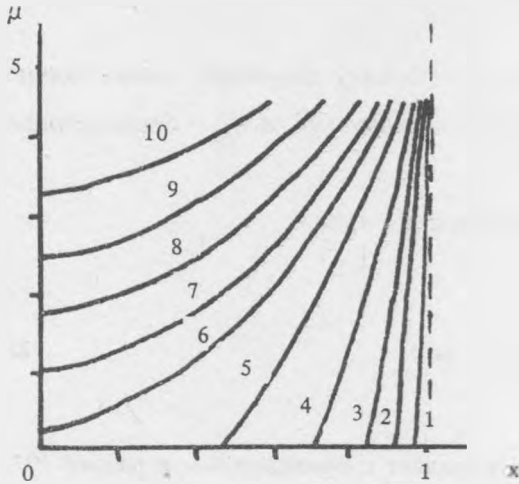


Рис. 1. Линии срыва усиления при $\alpha^2 = 0,02$.

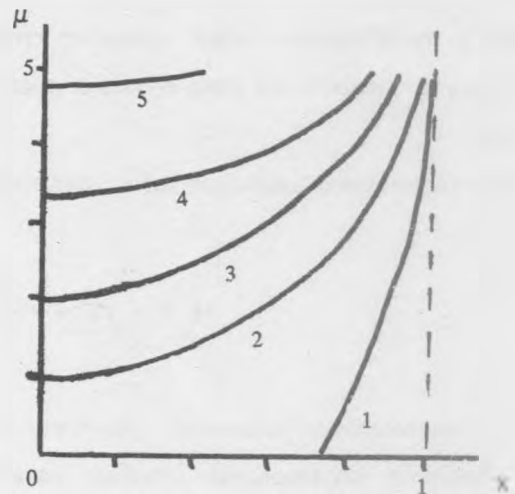


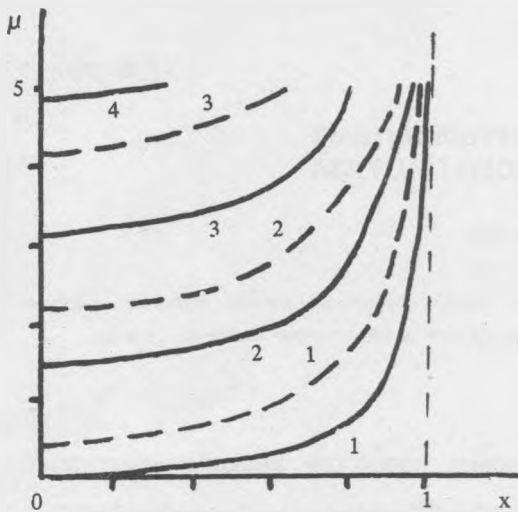
Рис. 2. Линии срыва усиления при $\alpha^2 = 0,4$.

определяется площадью между линиями 1 и 2 (рис. 2). Причем, поскольку область частот достаточно велика, то, в отличие от предыдущего случая, возможно эффективное усиление широкополосного по частоте электромагнитного сигнала с фиксированной поперечной структурой поля. Это обстоятельство может быть использовано при разработке соответствующих излучающих устройств.

При $\alpha^2 = 1$ (сплошные линии на рис. 3) зона устойчивости смещается влево до нуля, а линия срыва для второй моды поднимается вверх до $\mu \approx 1,5$ и появляется возможность одномодового усиления в более широкой области изменения тока пучка.

В случае, когда $\alpha^2 = 2$ (пунктир на рис. 3), линия $\omega = k_z$ и при указанных выше значениях ω_p и R вообще не пересекает ни одну из дисперсионных кривых для поперечных мод на плоскости (ω, k_z) и неустойчивость при малых μ отсутствует. Однако при $\mu \geq 0,4$ усиление существует и до $\mu \sim 2$ является одномодовым. Отметим, что существование неустойчивости при конечных μ и значениях $\alpha^2 > 1$ исследовалось в работе /13/.

Таким образом, анализ линейного дисперсионного уравнения позволяет сделать вывод, что наиболее благоприятный режим одномодового усиления можно реализовать при условии возбуждения существенно непотенциальных колебаний плазменного волновода ($\alpha^2 \geq 1$). При $\alpha^2 = 2$



и $\mu \approx 0,4-2$ усиливаются практически все частоты от до плазменной. Кроме этого, если параметр непотенциальности $\alpha \approx 1$, имеется возможность в условиях одномодового усиления в широких пределах изменять ток электронного пучка J_b , поскольку $J_b \sim \mu^3$.

Рис. 3. Линии срыва усиления при $\alpha^2 = 1$ (сплошные линии) и 2 (пунктир).

ЛИТЕРАТУРА

1. В а й н ш т е й н Л.А., С о л н ц е в В.А. Лекции по высокочастотной электронике СВЧ. М., Сов. радио, 1973.
2. Релятивистская высокочастотная электроника. Под ред. А.В. Гапонова-Грехова. Горький, ИПФ АН СССР, 1979.
3. Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Под ред. А.В. Гапонова-Грехова. Горький, ИПФ АН СССР, 1981.
4. К а л ь я н о в Э.В., Ж е л е з о в с к и й Б.Е. Многочастотные режимы в приборах СВЧ. М., Сов. радио, 1978.
5. Р а б и н о в и ч М.И., Т р у б е ц к о в Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М., Наука, 1984.
6. Р а б и н о в и ч М.С., Р у х а д з е А.А. Физика плазмы, 2, №5, 715 (1976).
7. А л ь т е р к о п Б.А. и др. Физика плазмы, 3, №3, 173 (1977).
8. А л ь т е р к о п Б.А. и др. ЖТФ, 50, №1, 226 (1980).
9. К у з е л е в М.В., Р у х а д з е А.А., Ф и л и п п ы ч е в Д.С. Физика плазмы, 8, №3, 537 (1982).
10. К у з е л е в М.В. и др. Физика плазмы, 11, №1, 104 (1985).
11. А л е к с а н д р о в А.Ф., К у з е л е в М.В., Х а л и л о в А.Н. Физика плазмы, 14, №4, 455 (1988).
12. А л е к с а н д р о в А.Ф., Б о г д а н к е в и ч Л.С., Р у х а д з е А.А. Основы электродинамики плазмы. Под ред. А.А. Рухадзе. М., Высшая школа, 1988.
13. Б л и о х Ю.П. и др. ДАН СССР, 276, 56 (1984).

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 2 января 1991 г.