УДК 533.9

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА НЕРАВНОВЕСНЫХ СПИРАЛЬНО-ПЛАЗМЕННЫХ СИСТЕМ. ЧАСТЬ II.

В. А.Буц, И. К.Ковальчук, И.Н.Онищенко, А.П.Толстолужский

ННЦ «Харьковский физико-технический институт», Харьков, Украина

Найдены аналитические выражения для инкрементов возбуждаемых полей, для пучков как малой, так и большой плотности. Показано, что при достаточно большой приведенной плотности пучка происходит не только изменение дисперсии системы, но и изменение механизма возбуждения колебаний в такой системе.

1.Введение

Во многих теоретических и экспериментальных работах, посвященных изучению взаимодействия пучков с гибридными структурами плотность пучка считается малой, поэтому он не меняет структуры собственных волн электродинамической системы, с которой происходит взаимодействие. Представляет интерес рассмотреть другой предельный случай, когда плотность пучка уже настолько велика, что собственные колебания частиц пучка (ω_b) намного больше частоты возбужденных пучком электромагнитных волн, когда наличие пучка существенно изменяет электродинамику замедляющей структуры.

В данной части работы найдены выражения для инкремента неустойчивости в спирально-плазменной структуре с пучком в случае пучков малой плотности. Аналитически и численно исследованы дисперсионные характеристики и найдены инкременты неустойчивости неравновесной системы с пучком большой плотности в виде полого электронного пучка в спиральной замедляющей структуре находящейся в сильном внешнем магнитном поле, направленном вдоль оси системы.

2.Пучок малой плотности

Исследуем влияние электронного пучка на дисперсионные свойства спирально-плазменной системы (см. часть I) и найдем инкременты возбуждаемых в такой системе волн. Рассмотрим вначале ситуацию, при которой плотность пучка мала ($n_b << n_p$), так что пучок можно считать «слабым» и учитывать его влияние на электродинамическую систему плазма-спираль-кожух как возмущение. Для этой цели в предположении $\omega_b^2 << \omega_p^2$ преобразуем дисперсионное уравнение

$$D_s D_p = F_p \frac{M_0(x_s)}{M_0(x_p)}\left[F_{sc} - \frac{\omega^2}{\kappa^2 c^2}\frac{M_0(x_c)}{M_0(x_s)}\right], \qquad (1)$$

к виду:

$$\frac{\sqrt{\varepsilon_{||}}\,J_1(k_\perp R_p)}{J_o(k_\perp R_p)} = \frac{K_1(x)\big(D_s - L(x_p)\big)}{K_o(x)\big(D_s + L(x_p)\big)} \equiv A(x_p) \qquad (2)$$

Здесь: $D_s = \omega^2 / \kappa^2 c^2 - F_{sc}$ – дисперсионное уравнение спирали с кожухом, $D_p = \dfrac{K_1(x_p)}{K_0(x_p)} + \dfrac{Z_1(k_\perp R_p)}{Z_0(k_\perp R_p)}$ – дисперсионное уравнение замагниченного плазменного волновода с пучком того же радиуса,

$$F_{sc} = tg^2\Psi \frac{I_o(\kappa R_s)\,K_o(\kappa R_s)(1 - M_o(x_c)/M_o(x_s))}{I_1(\kappa R_s)\,K_1(\kappa R_s)(1 - M_1(x_c)/M_1(x_s))},$$

$$F_p = {}^{I_1(x_p)}\!\big/_{I_o(x_p)} - {}^{Z_1(k_\perp R_p)}\!\big/_{Z_o(k_\perp R_p)},$$

$$L(x_p) = F_{sc}\frac{M_0(\rho_s x_p)}{M_0(x\ \ )} - k_0^2 R_p^2 \frac{M_0(\rho_c x_p)}{M_0(x_p)},$$

$$Z_j(k_\perp R_p) = \begin{cases} (-1)^j \left({}^{k_\perp}\!/_{\kappa}\right)^j J_j(k_\perp R_p), & \varepsilon_{||} < 0, \\ \left({}^{k_\perp}\!/_{\kappa}\right)^j I_j(k_\perp R_p), & \varepsilon_{||} > 0, \end{cases} \quad , \ j = 0,1 .$$

$$x_i = \kappa R_i,\ M_j(x) = \frac{K_j(x)}{I_j(x)},\ i = p, s, c;\ j = 1,2;$$

$$\varepsilon_{||} = \omega_p^2/\omega^2 - \omega_b^2/(\omega - k_{||}v_0)^2 - 1, \quad k_\perp = |\varepsilon_{||}\kappa^2|,$$

$$\rho_s = R_s/R_p,\ \rho_c = R_c/R_p,\ \kappa^2 = k_\parallel^2 - k_0^2,\ k_0 = \omega/c$$

Дисперсионное уравнение в виде (2) более удобно для аналитического анализа и численного решения. Левая часть его зависит только от характеристики плазмы (пучка, плазмы с пучком), правая - структуры замедляющей системы и ее параметров (наличие и отсутствие кожуха, в отсутствие спирали вид уравнения (2) не изменяется). Кроме того, любое дисперсионное уравнение может быть в общем виде представлено следующим образом:

$$D(\omega, k_{||}) = 0 . \qquad (3)$$

Влияние пучка, радиус которого совпадает с радиусом плазмы, учитывается в $\varepsilon_{||}$. Предполагая, что $\omega_0 = \omega(k_{||0})$ - есть решение уравнения (2) для системы плазма-спираль-кожух, найдем комплексную поправку $\delta k = k_{||} - k_{||0}$ к волновому числу, обусловленную наличием пучка малой плотности ($\omega_b^2 << \omega_p^2$). Будем вначале предполагать что параметр μ мал $\mu = \omega_b^2/(\omega - k_{||}V)^2 << 1$, где $V = v_0$.

В этом случае левую часть уравнения (2) можно разложить в ряд по μ, отбросив нелинейные по μ члены:

$$D(\omega, k_{||}, \mu) = 0,$$

$$D(\omega, k_{||}, \mu) \approx D(\omega, k_{||}, 0) + D'_\mu(\omega, k_{||}, 0)\cdot\mu \qquad (4)$$

$$D(\omega, k_{||}, 0) = D(\omega_0, k_{||0}, 0) + D'_k(\omega_0, k_{||0}, 0)\cdot\delta k .$$

Опуская в дальнейшем аргументы и учитывая, что $D(\omega_0, k_{||0}, 0) = 0$, получаем

Серия: Плазменная электроника и новые методы ускорения (2), с. 179-183.

$$D'_k \cdot \delta k + D'_\mu \cdot \mu = 0 \quad (5)$$

Предполагая, что $\omega_0 = k_{\|0} V$, а следовательно $\mu = \omega_b^2 / V^2 \delta k^2$, находим:

$$\delta k^3 = -\omega_b^2 D'_\mu / V D'_k, \quad (6)$$

$$|\delta k| \approx -\left(\frac{\omega_b}{V}\right)^{2/3} \left(\frac{D'_\mu}{D'_k}\right)^{2/3}$$

$$\mu = \frac{\omega_b^2}{V^2 |\delta k^2|} \approx \left(\frac{\omega_b}{V}\right)^{2/3} \left(\frac{D'_k}{D'_\mu}\right)^{2/3} \quad (7)$$

Условие применимости разложения (4)-(5) ($\mu << 1$) можно переписать в виде:

$$\omega << V D'_\mu / D'_k \quad (8)$$

Отсюда следует, что возможна ситуация, когда выше приведенная процедура разложения неприменима даже при малых плотностях пучка, если свойства структуры таковы, что либо D'_μ или V мало, либо D'_k велико. В этом случае величина μ достигает значений ~ 1 даже при малых значениях поправки δk к волновому числу. Но поскольку $\varepsilon_{\|} = \omega_p^2 / \omega^2 - 1 - \mu$, то это означает, что происходит существенное изменение структуры поля в плазме, так как $\varepsilon_{\|}$ входит в выражения для электрических полей ($E_z \sim J_0(\sqrt{\varepsilon_{\|}}\, r x / R_p)$. Иными словами, даже при небольших плотностях пучка его наличие может существенно изменить структуру поля в плазме, несмотря на то, что фазовая скорость волны меняется мало.

3.Пучок большой плотности

Рассмотрим спиральный волновод радиуса R_s с шагом спирали h и углом намотки ψ помещенный в сильное внешнее магнитное поле $H_0 || Z$ вдоль оси которого (ось Z) движется трубчатый пучок электронов с током I_{b0}, локализованный вблизи среднего радиуса $R_b < R_s$ в достаточно узкой области толщиной $\Delta << R_s$ (рис.2), так что плотность электронов

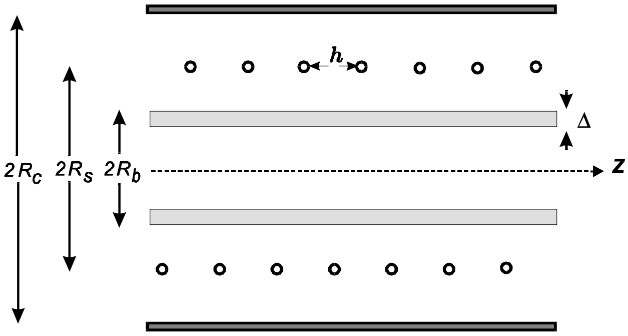

Рис.1. Спирально-пучковая система в идеально проводящем кожухе

постоянна в поперечном направлении и может быть описана функцией:

$$n_b(r) = I_{b0} \frac{\theta(R_b - r + \Delta/2)\theta(r - R_b + \Delta/2)}{e v_0 2\pi R_b \Delta}, \quad (9)$$

где $\theta(x)$ - единичная функция Хевисайда, v_o - невозмущенная скорость пучка вдоль оси системы, I_{b0} - ток пучка, $2\pi R_b \Delta = S_b$ - его поперечное сечение. Электромагнитные поля в рассматриваемой системе, как обычно, описываются уравнениями Максвелла.

При решении электродинамической задачи распространения длинных волн ($\lambda >> \lambda_h$) спираль рассматривается как бесконечно тонкий идеально проводящий анизотропный цилиндр со стандартными граничными условиями для полей (см., напр., [1-4]). Граничные условия на тонкостенном трубчатом пучке состоят из условия непрерывности тангенциальных компонент полей и наличия скачка азимутального магнитного поля, обусловленного током пучка :

$$E_{\varphi,z}{}^{(1)} = E_{\varphi,z}{}^{(2)}; \quad H_z{}^{(1)} = H_z{}^{(2)}; \quad (10)$$

$$H_\varphi{}^{(3)} - H_\varphi{}^{(2)} = \frac{4\pi}{c} \frac{e}{R_b} \tilde{I}_b . \quad (11)$$

Поскольку мы предполагаем, что пучок достаточно тонкий, а в системе распространяются колебания с длиной волны $\lambda >> \Delta$, можно не учитывать расслоение пучка в поперечном направлении и значения поля, действующего на электроны пучка, брать в точке равной среднему радиусу пучка.

Считая, по-прежнему, что все переменные величины имеют зависимость вида $f(r) \exp i(k_{\|} z - \omega t)$ из уравнений непрерывности и уравнений движения для частиц пучка находим выражение для $\tilde{I}_b$ и, подставляя его в (11), получаем:

$$H_\varphi{}^{(3)} - H_\varphi{}^{(2)} = i R_b \frac{\omega}{c} \frac{\omega_b{}^2}{(\omega - k_{\|} v_0)^2} E_z(R_b), \quad (12)$$

где: $\omega_b{}^2 = 4\pi e^2 n_{b0} / m$ – плазменная частота пучка.

Используя выражения для продольных компонент поля для нахождения поперечных компонент поля и производя "сшивку" полей согласно граничным условиям (11-12) получим дисперсионное уравнение для медленных волн системы тонкий трубчатый пучок - спираль:

$$\frac{\omega^2}{\kappa^2 c^2} = tg^2 \Psi \frac{I_0(x_s) K_0(x_s)}{I_1(x_s) K_1(x_s)} (1 + Y_{ev} M_0(x_s)), \quad (13)$$

где

$$Y_{ev} = \frac{(\kappa R_b)^2 I_0(\kappa R_b)}{\left[(\omega - k_{\|} v_0)^2 \Big/ \omega_b{}^2 - (\kappa R_b)^2 I_0(\kappa R_b) K_0(\kappa R_b) \right]},$$

а выражение:

$$1 - \frac{\omega_b^2}{(\omega - k_{\|} v_0)^2} (\kappa R_b)^2 I_0{}^2(\kappa R_b) K_0(\kappa R_b) = 0$$

является дисперсионным уравнением тонкого пучка в вакууме. Вводя обозначения:

$$D_b = 1 - M_0(\kappa R_b) F_b, \quad D_s = \omega^2 / c^2 - \kappa^2 F_s,$$

$$F_s = tg^2 \Psi \frac{I_0(\kappa R_s) K_0(\kappa R_s)}{I_1(\kappa R_s) K_1(\kappa R_s)},$$

$$F_b = \frac{\omega_b{}^2}{(\omega - k_{\|} v_0)^2} (\kappa R_b)^2 I_0{}^2 (\kappa R_b),$$

дисперсионное уравнение (13) представив в виде:

$$D_s D_b = M_0(\kappa R_s) F_s F_b \text{ю} \qquad (14)$$

При малой правой части дисперсионное уравнение (14) распадается, как и следовало ожидать, на два независимых уравнения для собственных волн спирали и пучка:

$$\begin{cases} D_s = 0, \\ D_b = 0. \end{cases} \qquad (15)$$

Из (15) следуют соотношения для фазовых скоростей спиральных и пучковых мод:

$$\beta_{1,2} = \pm \beta_s, \qquad (16)$$

$$\beta_{3,4} = \frac{\beta_o}{1+\Omega_b{}^2} \pm \sqrt{1 + \frac{1-\beta_o{}^2}{\Omega_b{}^2}}, \qquad (17)$$

где: $\Omega_b{}^2 = \omega_b{}^2 G$ - приведенная плотность пучка, $G = (R_b{}^2 / c^2) I_o(\kappa R_b) K_o(\kappa R_b)$ – коэффициент депрессии пучка, характеризующий его пространственный заряд, $\beta_s = \beta_s(\omega, k_{\|}) = (F_s / (1+F_s))^{1/2}$ – фазовая скорость спиральной структуры без пучка, $\beta_0 = v_0 / c$ - скорость пучка. Из (17) следует, что влияние плотности пучка становится существенным при $\Omega_b > \beta_0$. Это соотношение позволяет найти значение плотности пучка в зависимости от геометрии и его скорости, начиная с которой влияние пучка становится определяющим. В безразмерных переменных $\beta = \omega / k_{\|} c, \beta_0, \beta_s$ уравнение (29) примет вид:

$$(\beta^2 - \beta_s^2)[(\beta - \beta_0)^2 - \omega_b^2 G(1-\beta^2)] = \alpha\,\omega_b^2 \quad . \qquad (18)$$

Здесь $\alpha = G(1-\beta^2)^2 \beta_s{}^2 M_0(\kappa R_s) / M_0(\kappa R_b)$ – коэффициент связи пучка с волной. Если пучок взаимодействует с прямой волной спирали (распространяющейся вдоль пучка), коэффициент связи в правой части (18) положителен, и отрицателен в случае взаимодействия со встречной волной.

В общем случае анализ дисперсионного уравнения (18) может быть проведен численно. Нас прежде всего будут интересовать случаи распространения медленных волн ($\beta^2 \ll 1$, так что $k_{\|} \gg k_0$; $k_{\|} \approx \kappa$). Уравнение (18) при этом становится значительно проще – из трансцендентного оно превращается в алгебраическое относительно β :

$$(\beta^2 - \beta_s{}^2)[(\beta - \beta_0)^2 - \omega_b{}^2 G] = \alpha\,\omega_b{}^2 \ , \qquad (19)$$

где: $\alpha = G(1-\beta^2)^2 \beta_s{}^2 M_0(k_{\|} R_s) / M_0(k_{\|} R_b)$, $\alpha < 1$

Для дальнейшего анализа удобно перейти в систему отсчета связанную с пучком $\beta = \beta_0 + \delta$, $\beta_s = \beta_0 + \Delta$ и представим уравнение (19) (относительно δ) в виде:

$$\frac{\beta_s{}^2 \alpha}{(2\beta_0 + \Delta + \delta)(\delta - \Delta)} = \left(\frac{\delta^2}{\Omega_b{}^2} - 1 \right). \qquad (20)$$

Правая часть этого уравнения, соответствующая быстрой и медленной пучковой волнам – это обычная парабола, а левая часть имеет полюса первого порядка в точках $\delta = \Delta$ и $\delta = -\Delta - 2\beta_0$ соответствующие прямой и встречной волне спирали и максимум в точке $\delta = -\beta_0$, значение которого равно $-\alpha$. Чтобы понять, в каких условиях неустойчивость исчезает, полезно нанести левую и правую часть уравнения (20) на график (см. рис. 2).

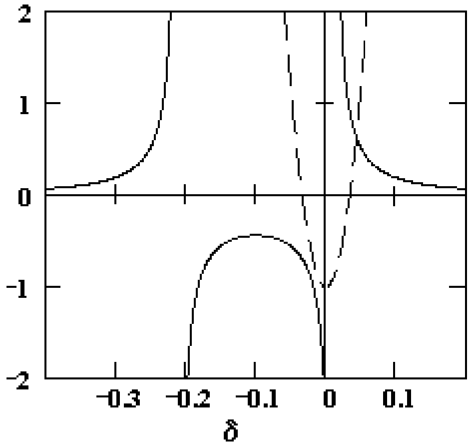

Рис. 2. Зависимости левой (сплошные линии) и правой части (штрихованная линия) дисперсионного уравнения (20) от параметра δ

Нетрудно видеть, что решение этого уравнения всегда содержит два вещественных корня в области положительных и отрицательных значений δ :

$$\min(-(\beta_s + \beta_0), -\Omega_b > \delta$$

$$\max(\beta_s - \beta_0), -\Omega_b < \delta$$

и, поскольку $\mathrm{abs}(\alpha) < 1$, при значениях плотности пучка больших некоторого критического значения $n_b{}^*$ так, что $\Omega_b{}^2 > \beta_o{}^2 / (1-\alpha)$ все корни уравнения (20) становятся вещественными.

При малых плотностях пучка $\beta^2 \gg \Omega_b{}^2$ решение уравнения (20) будем искать вблизи пересечения пучковых и спиральных мод $\beta = \beta_0 + \delta$, $\beta_s = \beta_0$ таким образом получим:

$$\delta\,(\delta^2 - \Omega_b{}^2) = \frac{1}{2} \alpha \beta_s \Omega_b{}^2 . \qquad (21)$$

При $\delta^2 \gg \Omega_b{}^2$ находим обычный кубический инкремент пучковой неустойчивости:

$$\mathrm{Im}\,\delta \equiv \gamma = i \frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}} (\alpha \beta_s)^{1/3} \Omega_b{}^{2/3} . \qquad (22)$$

Если плотность пучка растет ($\delta^2 < \Omega_b{}^2$), так что его влияние на распространение волн в системе становится значительным, черенковская неустойчивость исчезает:

$$\delta = \alpha \beta_s / 2 . \qquad (23)$$

Физически это можно объяснить следующим образом. С ростом плотности пучка расщепление его дисперсионной кривой на быструю и медленную пучковые моды становится настолько большим, что пересечение дисперсионных кривых спирали и пучка отсутствуют.

Неустойчивость теперь становится возможной в том случае, когда скорость пучка v_0 превышает фазовую скорость волны в системе $\beta_0 > \beta$. Действительно, полагая выполненными условия $\beta = \beta_s + \delta$, $\beta_s = \beta_0 - \Omega_b$, отметим что второе условие является условием аномального излучения Доплера. Тогда из (21) найдем квадратичный инкремент (характерный для неустойчивости на аномальном Доплере):

$$\gamma = i/2\,(\alpha\beta_s\,\Omega_b)^{1/2}\,. \qquad (24)$$

Таким образом, проведенные нами аналитические исследования зависимости фазовой скорости и инкремента неустойчивости от плотности пучка в системе полый электронный пучок спираль показывают, что наличие пучка может приводить не только к изменению величины фазовых скоростей волн, распространяющихся вдоль пучка, но и к изменению механизма неустойчивости – от черенковской неустойчивости к неустойчивости на аномальном эффекте Доплера. В случае, когда плотность пучка уже настолько велика, что собственные колебания частиц пучка (ω_b) могут быть сравнимы с частотой возбужденных пучком электромагнитных волн или даже превышать ее (в случае низких частот), так что наличие пучка существенно изменяет электродинамику замедляющей структуры, полученные аналитические соотношения становятся неприменимыми и необходим численный анализ уравнения (19).

Для численного решения этого уравнения были выбраны следующие параметры: $\beta_s = 0.1$, $k_{||}R_b = 3$, а отношение $R_s / R_b = 1.1$. Результаты численного анализа уравнения (19) приведены на рис.3-4 в виде нормированных на β_s инкрементов ($\gamma = (\mathrm{Im}\beta)/\beta_s$) и фазовых скоростей ($V_{ph} / V_s = (\mathrm{Re}\beta)/\beta_s$) от плотности пучка ν_b ($\nu_b^2 \equiv \omega_b^2 R_b^2 / c^2\beta_s^2$) для различных значений расстройки между скоростью пучка и фазовой скоростью волны в системе ξ ($\xi = \beta_s/\beta_0$): $\xi = 1.0$, $\xi = 1.1$, $\xi = 1.2$.

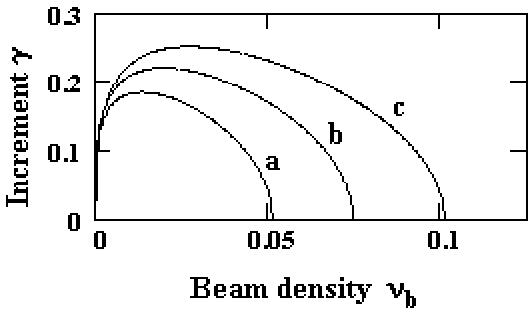

Рис. 3. Зависимость инкремента от плотности пучка для различных значений параметра расстройки ξ: (a) – ξ =0.1, (b) – ξ =0.11, (c) – ξ =0.12

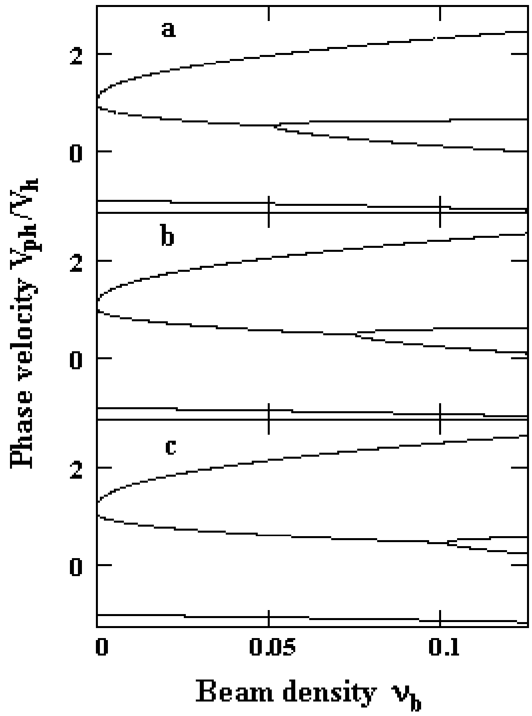

Рис.4. Нормированная фазовая скорость как функция плотности пучка для различных значений параметра расстройки ξ: (a)– ξ =0.1, (b)– ξ =0.11, (c)– ξ =0.12

Из этих графиков видны следующие наиболее важные закономерности изменения $\mathrm{Re}\beta$ и $\mathrm{Im}\beta$ от плотности пучка и параметра ξ.

При заданной расстройке ξ имеется определенная ограниченная область значений плотностей пучка при которой развивается пучковая неустойчивость и имеет место возбуждение волны пучком. Причем, при некоторых значениях плотности пучка величина инкремента максимальна $\mathrm{Im}\beta = (\mathrm{Im}\beta)_{max}$. При дальнейшем росте плотности пучка значение $\mathrm{Im}\beta$ уменьшается и при $\nu_b^2 = \nu_b^{*2}$ неустойчивость исчезает, т.е. при этих значениях $\nu_b^2 > \nu_b^{*2}$ в системе снимается вырождение - фазовые скорости двух волн, которые ранее совпадали, становятся различными. Этот результат находится в качественном согласии с приведенными выше аналитическими исследованиями.

Чтобы возбудить волну пучком с $\nu_b^2 > \nu_b^{*2}$ необходимо увеличивать скорость пучка ($\xi > 1$). Как видно из этих рисунков с увеличением $\xi > 1$ растет и ν_b^{*2}, т.е. $\nu_b^{*2}(\xi_2) > \nu_b^{*2}(\xi_1)$ если $\xi_2 > \xi_1$.

С ростом расстройки ξ неустойчивость начинает развиваться при больших значениях ν_b^{*2} и захватывает большую область значений ν_b.

Абсолютная величина инкремента с увеличением ν_b^2 и параметра ξ растет. Однако, если при малых значениях ν_b^2 и $\xi \sim 1$ этот инкремент определялся черенковской неустойчивостью и был пропорционален кубическому корню из малого параметра ν_b^2, то при росте ν_b^2 ($\xi > 1$) черенковская неустойчивость сменяется неустойчивостью на аномальном эффекте Доплера, а величина $\mathrm{Im}\beta$ оказывается пропорциональной ν_b.

В области, где снято вырождение имеется три волны, которые распространяются вдоль пучка и одна, распространяющаяся навстречу. Две из трех попутных волн являются медленными (по сравнению со скоростью волны в спиральном волноводе без пучка) одна быстрая. Влияние пучка на фазовую скорость встречной волны сказывается тем меньше, чем больше расстройка скоростей ξ. Но даже при $\xi \sim 1$ влияние пучка на фазовую скорость обратной волны проявляется только при относительно больших значениях плотности пучка.

Из приведенных графиков видно, что все они имеют одинаковые характерные особенности – при заданном ξ имеется область по ν_b^2, где все четыре волны не вырождены, т.е. пучок не возбуждает волну, а также область по ν_b^2, где волны вырождены и имеет место возбуждение волны. Имеет место значительное изменение фазовых скоростей волн распространяющихся вдоль пучка. Две из попутных волн являются существенно замедленными (по сравнению со скоростью волны в спиральном волноводе без пучка), одна - быстрая. Влияние пучка на фазовую скорость встречной волны мало и проявляется только при относительно больших значениях плотности пучка.

4.Заключение

Таким образом нами в гидродинамическом приближении построена линейная теория распространения и возбуждения электромагнитных волн в гибридной структуре, состоящей из анизотропно проводящего спирального цилиндра, частично заполненного соосным с ним плазмой и пучком помещенных в идеально проводящий кожух и находящихся в сильном внешнем магнитном поле, направленном вдоль оси системы.

Получено общее дисперсионное уравнение такой системы, переходящее при малых плотностях пучка и плазмы или малых радиусах в дисперсионное уравнение спирального цилиндра в вакууме. Показано, что заполнение спирали (хотя бы частично) плазмой малой плотности или малого радиуса приводит к увеличению фазовой скорости волны по сравнению со спиралью в вакууме. Найдены аналитические выражения, описывающие изменение фазовой скорости волны, обусловленные наличием плазмы.

Получены соотношения для нахождения радиального распределения полей в "холодной" системе – спираль с плазменным заполнением. Показано, что наличие плазмы существенно изменяет радиальную структуру полей – из поверхностных ($\varepsilon > 0$) волны становятся объемными ($\varepsilon < 0$) как в плазменном столбе, так и в промежутке плазма спираль. Вычислены потоки мощности ВЧ-волн в плазме и промежутке плазма-спираль при различных значениях плотности плазмы. Показано, что изменение плотности плазмы приводит к перераспределению потоков как в плазме, так и в спирально плазменном промежутке.

Аналитически получены выражения для инкремента неустойчивости в случае пучка малой плотности и определены условия применимости такого рассмотрения. Показано, что даже при небольших плотностях пучка его наличие может существенно изменить структуру поля в плазме, несмотря на то, что фазовая скорость волны меняется мало.

Проведено аналитическое исследование и численный анализ дисперсионных характеристик и найдены инкременты неустойчивости неравновесной системы полый электронный пучок - спиральная замедляющая структура для пучка большой плотности, когда частота собственных колебаний пучка больше частоты возбуждаемых им колебаний. Аналитически и численно определены значения плотности пучка в зависимости от геометрии и его скорости при которых влияние пучка на дисперсию становится определяющим. Показано, что рост плотности приводит не только к сильному изменению дисперсионных свойств системы, но и к изменению механизма генерации колебаний в ней - от черенковской неустойчивости к неустойчивости на аномальном эффекте Доплера, дальнейший рост плотности пучка приводит к срыву неустойчивости.

Литература

1. А.И. Ахиезер, Я.Б. Файнберг Медленные электромагнитные волны//УФН. 1951. Т.44. N3. с.321-368.

2.Р.А. Силин, В.П. Сазонов Замедляющие системы// М.:Сов.радио. 1966. 523с.

3. Б.М. Булгаков, В.П. Шестопалов, Л.А. Шишкин и др. Медленные волны в спиральном волноводе с плазмой //ЖТФ. 1960. Т.30. N7.с.840-850.

4. А.К. Березин, В.А. Буц , И.К. Ковальчук, В.И.Курилко, И.Н. Онищенко, А.П. Толстолужский, Я.Б. Файнберг Электродинамика спирально-плазменных структур: Препринт ХФТИ 91-52. 1991. 31с.