

**К ДВУМЕРНОЙ ЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА
С БЕГУЩЕЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНОЙ:
УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА
В МОДЕЛИ ТОНКОГО ПУЧКА**

Г.М. Краснова

В статье рассмотрена двумерная модель взаимодействия бесконечно тонкого электронного пучка в продольном магнитном поле с прямой бегущей электромагнитной волной; в рамках двумерной линейной теории сформулированы интегральные уравнения, описывающие такое взаимодействие. На основании выведенного дисперсионного соотношения получено условие возникновения пучковой неустойчивости и проанализировано влияние полей пространственного заряда на процессы взаимодействия.

Ключевые слова: Взаимодействие электронного потока с бегущей электромагнитной волной, взаимодействие О-типа, пучковая неустойчивость, пространственный заряд.

Введение

Известны различные теории, описывающие взаимодействие электронного пучка и бегущей электромагнитной волны в приборах О-типа. Однако большинство работ по линейной теории СВЧ приборов О-типа ограничиваются рассмотрением двумерных моделей движения электронов без учета полей пространственного заряда.

В то же время построение двумерной линейной теории с учетом влияния полей пространственного заряда представляет определенный интерес при исследовании особенностей действия приборов с длительным взаимодействием, таких как лампа бегущей волны и лампа обратной волны. Кроме того, влияние полей пространственного заряда в некоторых случаях может привести к появлению и развитию пучковой неустойчивости и изменениям в характеристиках приборов.

Таким образом, основная задача состоит в том, чтобы рассмотреть двумерную модель взаимодействия бесконечно тонкого электронного пучка в продольном магнитном поле с прямой бегущей электромагнитной волной.

1. Исходные соотношения

На рис. 1 представлена анализируемая схема. Бесконечно тонкий электронный пучок движется в однородном магнитном поле с индукцией $B_0 = B_x = \text{const}$ вдоль положительного направления оси x со скоростью v_0 . Рассматривается взаимодействие пучка с прямой бегущей электромагнитной волной, распространяющейся в замедляющей системе. Компоненты вектора напряжённости \mathbf{E}_s собственного электрического поля волны с частотой ω при её распространении в плоской замедляющей системе имеют вид

$$E_{sx} = E^0 \text{sh}(\beta_0 y) e^{j(\omega t - \beta_0 x)}, \quad E_{sy} = j E^0 \text{ch}(\beta_0 y) e^{j(\omega t - \beta_0 x)}, \quad E_{sz} = 0, \quad (1)$$

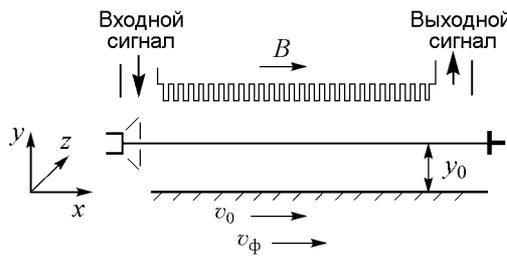


Рис. 1. Двумерная модель взаимодействия электронного пучка и электромагнитной волны

где $\tilde{\mathbf{r}} = \tilde{\mathbf{r}}(x) \exp(j\omega t)$ – высокочастотное смещение электрона (\sim обозначает ВЧ-переменные); $\eta = e/m$, e и m – заряд и нерелятивистская масса электрона; электрическое поле можно представить как сумму поля волны и поля пространственного заряда $\mathbf{E} = \mathbf{E}_s + \mathbf{E}_{ПЗ}$.

Если замедляющей системы нет, и она заменена гладким металлическим электродом, то тонкий электронный пучок дрейфует в пространстве под действием поля пространственного заряда. Этому соответствует следующая система уравнений:

$$\frac{d^2 \tilde{x}}{dt^2} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_0 \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 \tilde{x} = \eta E_{xПЗ}, \quad (3.1)$$

$$\frac{d^2 \tilde{y}}{dt^2} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_0 \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 \tilde{y} = \omega_c \frac{d\tilde{z}}{dt} + \eta E_{yПЗ}, \quad (3.2)$$

$$\frac{d^2 \tilde{z}}{dt^2} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_0 \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 \tilde{z} = -\omega_c \frac{d\tilde{y}}{dt}, \quad (3.3)$$

где $\omega_c = \eta B_0$ – циклотронная частота.

2. Вычисление ВЧ полей пространственного заряда

Вывод выражений для компонент поля пространственного заряда подробно приведен в [2] для случая бесконечно тонкого электронного пучка магнетронного типа. Направления полей сказываются лишь при записи уравнений движения и не оказывают никакого влияния на вывод выражений для полей пространственного заряда. Тогда, как для случая, когда электронный пучок движется в скрещенных полях,

так и для случая, когда он движется в продольном магнитном поле, выражения для полей пространственного заряда будут иметь один и тот же вид.

Предположим, что бесконечно тонкий электронный пучок, который промодулирован ВЧ сигналом, далее движется в области, где ВЧ поля отсутствуют. Пусть модулирующая входная секция для определенности представляет собой отрезок плоской замедляющей системы. Тогда на входе в область, где ВЧ полей нет, пучок имеет в общем случае как продольное \tilde{x} , так и поперечное \tilde{y} ВЧ смещения. Поэтому при дальнейшем своем движении пучок остается криволинейным и форма его изменяется лишь под действием ВЧ полей пространственного заряда.

Нормальная составляющая напряженности поля пространственного заряда E_n терпит разрыв на поверхности пучка на величину σ/ε_0 ($\sigma = \sigma_0 + \tilde{\sigma}$ – поверхностная плотность заряда, ε_0 – диэлектрическая проницаемость), то есть продольная составляющая терпит разрыв на величину $\sigma/\varepsilon_0 \sin \alpha$ (рис. 2). Поперечная – на $\sigma/\varepsilon_0 \cos \alpha$, где α – угол наклона электронного пучка к оси x , причем $\operatorname{tg} \alpha = \partial \tilde{y} / \partial x$. В линейном приближении $\operatorname{tg} \alpha \approx \sin \alpha \approx \partial \tilde{y} / \partial x$, $\cos \alpha \approx 1$ и условия разрыва нормальной составляющей напряженности поля ПЗ в плоскости пучка запишутся в виде ($\tilde{\sigma} = -\sigma_0 \partial \tilde{x} / \partial x$):

$$E_{y2} - E_{y1} = -\frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} \frac{\partial \tilde{x}}{\partial x}, \quad E_{x2} - E_{x1} = -\frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} \frac{\partial \tilde{y}}{\partial x} \quad (4)$$

В соотношениях (4) E_{x1}, E_{y1} и E_{x2}, E_{y2} – значения компонент напряженности поля пространственного заряда ниже и выше пучка, соответственно. Будем искать волны, которые могут распространяться выше и ниже пучка, в виде $E = E(y) e^{j(\omega t - \beta x)}$. Тогда

при $y > y_0$

$$E_x = A \operatorname{sh}(\beta y) + B \operatorname{ch}(\beta y), \quad E_y = jA \operatorname{ch}(\beta y) + jB \operatorname{sh}(\beta y); \quad (5.1)$$

при $y < y_0$

$$E_x = A_1 \operatorname{sh}(\beta y) + B_1 \operatorname{ch}(\beta y), \quad E_y = jA_1 \operatorname{ch}(\beta y) + jB_1 \operatorname{sh}(\beta y), \quad (5.2)$$

где $|\beta| \gg \omega/c$, c – скорость света; y_0 – координата точки влёта (центра) пучка.

При граничных условиях $E_x = 0$ в плоскостях $y = 0$ и $y = d$ соотношения (5.1), (5.2) позволяют найти связь между компонентами напряженности поля пространственного заряда:

$$E_{y1} = jE_{x1} \operatorname{cth}(\beta_0 y_0), \quad E_{y2} = -E_{x2} \operatorname{cth}[\beta_0 (d - y_0)]. \quad (6)$$

Предположение, что

$$E_{y\Pi3} = \frac{E_{y2} + E_{y1}}{2}, \quad E_{x\Pi3} = \frac{E_{x2} + E_{x1}}{2}, \quad (7)$$

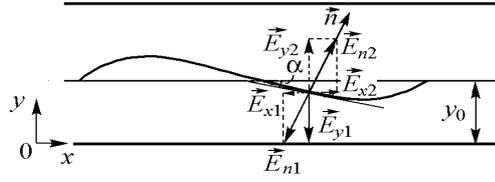


Рис. 2. Дрейфующий электронный пучок. Компоненты напряженности поля пространственного заряда

является отходом от исходной модели бесконечно тонкого пучка: приходится рассматривать пучок конечной толщины, а точнее, те электроны, которые находятся в статическом состоянии на его оси. Поскольку в рамках линейной теории траектории электронов не пересекаются, то можно считать, что над электронами, которые первоначально находились на оси пучка, заряд всегда остается таким же, как и под ними, и что электроны, первоначально близкие к границам пучка, отклоняются от оси незначительно. Тогда естественно считать поле пространственного заряда средним арифметическим полем над и под пучком. Используя (4), (6) и (7), находим для составляющих поля пространственного заряда

$$E_{xПЗ} = -\frac{\sigma_0}{2\varepsilon_0}g\frac{\partial\tilde{y}}{\partial x} - j\frac{\sigma_0}{2\varepsilon_0}\frac{\partial\tilde{x}}{\partial x}\frac{2\operatorname{th}(\beta_0 y_0)\operatorname{th}[\beta_0(d-y_0)]}{\operatorname{th}(\beta_0 y_0) + \operatorname{th}[\beta_0(d-y_0)]},$$

$$E_{yПЗ} = \frac{\sigma_0}{2\varepsilon_0}g\frac{\partial\tilde{x}}{\partial x} + \frac{\sigma_0}{2\varepsilon_0}\frac{\partial\tilde{y}}{\partial x}\frac{2j}{\operatorname{th}(\beta_0 y_0) + \operatorname{th}[\beta_0(d-y_0)]}, \quad (8)$$

где $g = \{\operatorname{th}[\beta_0(d-y_0)] - \operatorname{th}(\beta_0 y_0)\} / \{\operatorname{th}[\beta_0(d-y_0)] + \operatorname{th}(\beta_0 y_0)\}$. Выражения для компонент поля пространственного заряда в предположении, что пучок движется в системе ровно посередине ($g = 0$), выглядят так:

$$E_{xПЗ} = -B\omega_{pH}\tilde{x}\operatorname{th}(\beta_0 y_0), \quad E_{yПЗ} = B\omega_{pH}\tilde{y}\frac{1}{\operatorname{th}(\beta_0 y_0)}, \quad (9)$$

где $\sigma_0\beta_0/(2\varepsilon_0 B) \approx \sigma_0\beta_e/(2\varepsilon_0 B) = \omega_{pH}$ – плазменная частота.

3. Дисперсионное уравнение дрейфующего электронного потока

В силу того, что рассматривается двумерная задача, высокочастотное возмущение \tilde{z} на процесс взаимодействия не влияет. Комбинируя уравнения (3.2) и (3.3) и учитывая, что $\partial/\partial t = j\omega$, приходим к двум уравнениям для ВЧ смещений электронов

$$\frac{\partial^2\tilde{x}}{\partial x^2} + 2j\beta_e\frac{\partial\tilde{x}}{\partial x} - \beta_e^2\tilde{x} = -\eta B\frac{\omega_{pH}}{v_0^2}\tilde{x}\operatorname{th}(\beta_0 y_0), \quad (10.1)$$

$$\frac{\partial^2\tilde{y}}{\partial x^2} + 2j\beta_e\frac{\partial\tilde{y}}{\partial x} - (\beta_e^2 - \beta_c^2)\tilde{y} = \eta B\frac{\omega_{pH}}{v_0^2}\tilde{y}\frac{1}{\operatorname{th}(\beta_0 y_0)}, \quad (10.2)$$

где β_e – фазовая постоянная волны в системе с пучком ($\beta_e = \omega/v_0$), β_c – фазовая постоянная циклотронной волны ($\beta_c = \omega_c/v_0$).

Предполагая, что искомые функции $\tilde{x}(x)$ и $\tilde{y}(x)$ пропорциональны $\exp(-j\beta x)$, переходим к дисперсионным уравнениям и соответствующим им решениям (здесь $\beta_p^2 = \eta B(\omega_{pH}/v_0^2)\operatorname{th}(\beta_0 y_0)$):

$$(\beta - \beta_e)^2 - \beta_p^2 = 0 \rightarrow \beta_{1,2} = \beta_e \pm \beta_p; \quad (11.1)$$

$$\left[(\beta - \beta_e)^2 - \beta_c^2\right] + \beta_p^2\operatorname{cth}^2(\beta_0 y_0) = 0 \rightarrow \beta_{3,4} = \beta_e \pm \sqrt{\beta_c^2 - \beta_p^2\operatorname{cth}^2(\beta_0 y_0)}. \quad (11.2)$$

Условием неустойчивости, как следует из (11.2), является выполнение неравенства:

$$\beta_c^2 - \beta_p^2\operatorname{cth}^2(\beta_0 y_0) < 0. \quad (12)$$

Именно этому случаю будет уделено особое внимание при расчетах.

4. ВЧ смещения электронов при наличии электромагнитной волны

Рассмотрим теперь, как скажется влияние неустойчивости, если пучок движется в пространстве, где есть замедляющая система. При наличии бегущей электромагнитной волны в дифференциальных уравнениях появляются слагаемые, стоящие справа от знака равенства. Эти слагаемые определяются компонентами собственного электрического поля прямой бегущей электромагнитной волны, распространяющейся в рассматриваемой системе. Уравнения тогда становятся неоднородными и принимают вид:

$$\frac{\partial^2 \tilde{x}}{\partial x^2} + 2j\beta_e \frac{\partial \tilde{x}}{\partial x} - \tilde{x} \left(\beta_e^2 - \eta B \frac{\omega_{pH}}{v_0^2} \operatorname{th}(\beta_0 y_0) \right) = \frac{E^0}{2V_0} \operatorname{sh}(\beta_0 y_0) e^{-j\beta_0 x}, \quad (13.1)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{y}}{\partial x^2} + 2j\beta_e \frac{\partial \tilde{y}}{\partial x} - \tilde{y} \left((\beta_e^2 - \beta_c^2) + \eta B \frac{\omega_{pH}}{v_0^2} \frac{1}{\operatorname{th}(\beta_0 y_0)} \right) = j \frac{E^0}{2V_0} \operatorname{ch}(\beta_0 y_0) e^{-j\beta_0 x}, \quad (13.2)$$

где $V_0 = v_0^2/(2\eta)$ – ускоряющее напряжение.

Используя преобразование Лапласа, можем получить решение уравнений (13.1), (13.2) в интегральном виде (при начальных условиях $(\tilde{x}, \partial \tilde{x}/\partial x)_{x=0} = 0$ и $(\tilde{y}, \partial \tilde{y}/\partial x)_{x=0} = 0$):

$$\tilde{x}(x) = \int_0^x \frac{E^0}{2V_0} \operatorname{sh}(\beta_0 y_0) \exp(-j\beta_0 \xi) \frac{\sin[(x - \xi)\beta_p]}{\beta_p} \exp(-j\beta_e(x - \xi)) d\xi, \quad (14)$$

$$\tilde{y}(x) = \int_0^x j \frac{E^0}{2V_0} \operatorname{ch}(\beta_0 y_0) \exp(-j\beta_0 \xi) \frac{\sin[(x - \xi) \sqrt{\beta_c^2 - \beta_p^2 \operatorname{cth}^2(\beta_0 y_0)}]}{\sqrt{\beta_c^2 - \beta_p^2 \operatorname{cth}^2(\beta_0 y_0)}} \exp(-j\beta_e(x - \xi)) d\xi, \quad (15.1)$$

$$\tilde{y}(x) = \int_0^x j \frac{E^0}{2V_0} \operatorname{ch}(\beta_0 y_0) \exp(-j\beta_0 \xi) \frac{\operatorname{sh}[(x - \xi) \sqrt{\beta_p^2 \operatorname{cth}^2(\beta_0 y_0) - \beta_c^2}]}{\sqrt{\beta_p^2 \operatorname{cth}^2(\beta_0 y_0) - \beta_c^2}} \exp(-j\beta_e(x - \xi)) d\xi. \quad (15.2)$$

Для $\tilde{y}(x)$ записано два решения в силу того, что преобразование Лапласа приводит к разным выражениям для положительного и отрицательного значений дискриминанта [3]:

$$D = -(\beta_e^2 - \beta_c^2 + \beta_p^2 \operatorname{cth}^2(\beta_0 y_0)) - \frac{(2j\beta_e)^2}{4} = \beta_c^2 - \beta_p^2 \operatorname{cth}^2(\beta_0 y_0). \quad (16)$$

В основном будем рассматривать выражения (14) и (15.2), так как для $\tilde{y}(x)$ именно такое выражение получено при учете, что $\beta_c^2 - \beta_p^2 \operatorname{cth}^2(\beta_0 y_0) < 0$.

Следует отметить, что при предельном переходе, когда $\beta_p \rightarrow 0$ и пространственным зарядом можно пренебречь, выражения для смещений совпадают с теми, которые получены в двумерной линейной теории без учета пространственного заряда [2, соотношения (IV.19)].

5. Энергетическое взаимодействие электронов и волны (первое приближение)

Чтобы рассмотреть характер энергообмена в рамках двумерной теории взаимодействия электронов и волны, используем выражения для активной и реактивной мощностей [2]:

$$P_{eI} = \frac{1}{2} \int_0^x \tilde{i} E^0 \operatorname{sh}(\beta_0 y_0) \exp(j\beta_0 \xi) d\xi, \quad (17.1)$$

$$P_{eII} = \frac{1}{2} \int_0^x I_0 \tilde{y} E^0 \frac{\beta_e}{\beta_0} \operatorname{ch}(\beta_0 y_0) \exp(j\beta_0 \xi) d\xi. \quad (17.2)$$

Выражение (17.1) представляет собой мощность, отдаваемую сгруппированным током \tilde{i} волне постоянной амплитуды $E^0 \operatorname{sh}(\beta_0 y_0) e^{-j\beta_0 x}$. Переменная составляющая тока связана с продольными смещениями: $\tilde{i} = j\omega \rho_0 \tilde{x}$. Подставляя в (17.1) выражение (14), получаем для активной мощности

$$P_{eI} = \frac{1}{4} P_0 \xi_x^2 \bar{\varphi}_0 [F_{1a}(\Phi_0, \theta_p) + jF_{1r}(\Phi_0, \theta_p)], \quad (18)$$

где $\xi_x = E^0 l \operatorname{sh}(\beta_0 y_0) / V_0$, $\bar{\varphi}_0 = \beta_e l$ – абсолютный невозмущенный угол пролета электронов, $P_0 = I_0 V_0$, $\theta_p = \beta_p l$, $\Phi_0 = (\beta_e - \beta_0) l$ – невозмущенный относительный угол пролета электронов и волны, l – длина пространства взаимодействия. Реальная и мнимая части функции относительного угла пролета и параметра пространственного заряда имеют вид:

$$\operatorname{Re}F(\Phi_0, \theta_p) = \frac{2\Phi_0 - \frac{1}{2\theta_p} [(\theta_p + \Phi_0)^2 \cos(\Phi_0 - \theta_p) - (\theta_p - \Phi_0)^2 \cos(\Phi_0 + \theta_p)]}{(\Phi_0 + \theta_p)^2 (\Phi_0 - \theta_p)^2}, \quad (19.1)$$

$$\operatorname{Im}F(\Phi_0, \theta_p) = \frac{\theta_p^2 - \Phi_0^2 + \frac{1}{2\theta_p} [(\theta_p + \Phi_0)^2 \sin(\Phi_0 - \theta_p) - (\theta_p - \Phi_0)^2 \sin(\Phi_0 + \theta_p)]}{(\Phi_0 + \theta_p)^2 (\Phi_0 - \theta_p)^2}. \quad (19.2)$$

В том случае, когда полями пространственного заряда можно пренебречь ($\theta_p \rightarrow 0$), выражения (19.1) и (19.2) переходят в соответствующие, найденные из теории без учёта пространственного заряда [2, соотношения (III.11)–(III.12)].

Формула (17.2) характеризует работу электронов в неоднородном в поперечном направлении поле волны. Подставляя (15.2) в (17.2) и интегрируя, получаем выражения для P_{eII} :

$$P_{eII} = \frac{1}{4} P_0 \xi_y^2 \bar{\varphi}_0 [F_{1a}(\Phi_0, \Phi_c, \theta_p) + jF_{1r}(\Phi_0, \Phi_c, \theta_p)], \quad (20)$$

где $\xi_y = \frac{E^{0l} \cdot ch(\beta_0 y_0)}{V_0}$, $\bar{\Phi}_0 = \beta_e l$, $P_0 = I_0 V_0$, $\theta_p = \beta_p l$, $\Phi_0 = (\beta_e - \beta_0) \cdot l$, $\phi_c = \beta_c l$ – циклотронный угол пролета. Функция $F(\Phi_0, \phi_c, \theta_p)$ имеет вид:

$$F(\Phi_0, \phi_c, \theta_p) = \frac{\exp[-j(\Phi_0 + q)] - 1}{2q(\Phi_0 + q)^2} - \frac{\exp[-j(\Phi_0 - q)] - 1}{2q(\Phi_0 - q)^2} - \frac{j}{\Phi_0^2 - q^2}, \quad (21)$$

где $q = j\sqrt{\theta_p^2 - \phi_c^2}$.

При предельном переходе ($\theta_p \rightarrow 0$) вновь получаются выражения, полученные в двумерной линейной теории без учета полей пространственного заряда [2, соотношения (III.31) – (III.32), в которых θ_p заменено на ϕ_c].

Анализ выражений для реальной и мнимой частей функций $F(\Phi_0, \theta_p)$ и $F(\Phi_0, \phi_c, \theta_p)$ оказывается интересным в силу того, что от мощностей взаимодействия можно перейти к возбужденным полям, для которых эти функции и будут содержать основную зависимость от угла пролета Φ_0 . Получив выражения для возбужденных полей, можно найти коэффициент усиления.

6. Графики функций угла пролета

Подробнее рассмотрим графики функций относительного угла пролёта электронов и волны, циклотронного угла пролёта и параметра пространственного заряда.

На рис. 3 представлены графики функций (19.1)–(19.2). При устремлении параметра пространственного заряда к нулевому значению кривые приближаются к графикам функций, которым соответствует значение параметра пространственного заряда $\theta_p = 0$.

Влияние пространственного заряда на сгруппированный ток пучка в этом случае формально такое же, как и влияние конечного фокусирующего магнитного поля на поперечное смещение электронов. Увеличение параметра θ_p приводит к уменьшению продольных смещений, а следовательно, и к уменьшению максимума кривых активной мощности взаимодействия за счет возрастающей разгруппировки электронных уплотнений вследствие расталкивающих сил. Кроме того, первые максимумы кривых смещаются в сторону больших по абсолютной величине значений Φ_0

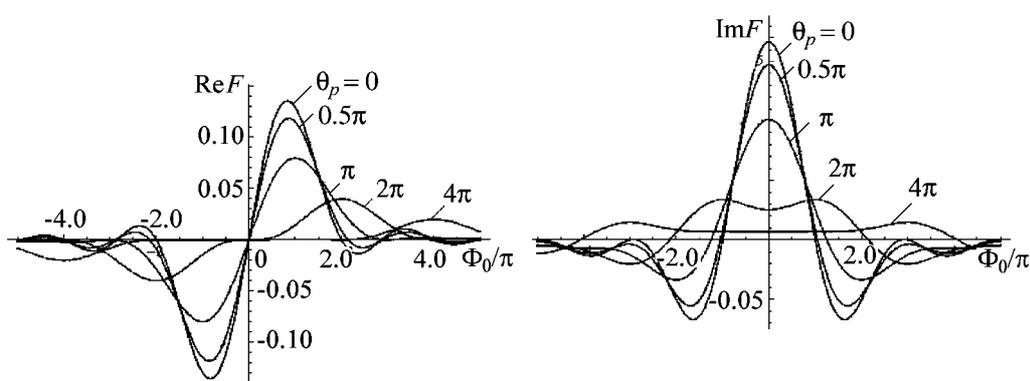


Рис. 3. Зависимости реальной и мнимой частей функции $F(\Phi_0, \theta_p)$ при различных значениях параметра пространственного заряда θ_p

и достигаются при значениях θ_p , близких к Φ_0 . Это соответствует тому, что при выполнении условия $\Phi_0 = \pm\theta_p$ должны иметь место резонансные эффекты, как и видно из представленных зависимостей.

Обратимся к выражению (21). В силу того, что q – комплексная величина (см. условие (12)), представление отдельно выраженных реальной и мнимой частей $F(\Phi_0, \phi_c, \theta_p)$ довольно громоздко. Однако их зависимости удается построить с помощью специальных компьютерных программ и приложений. В данном случае для построения зависимостей была использована программа Mathematica 7. На рис. 4

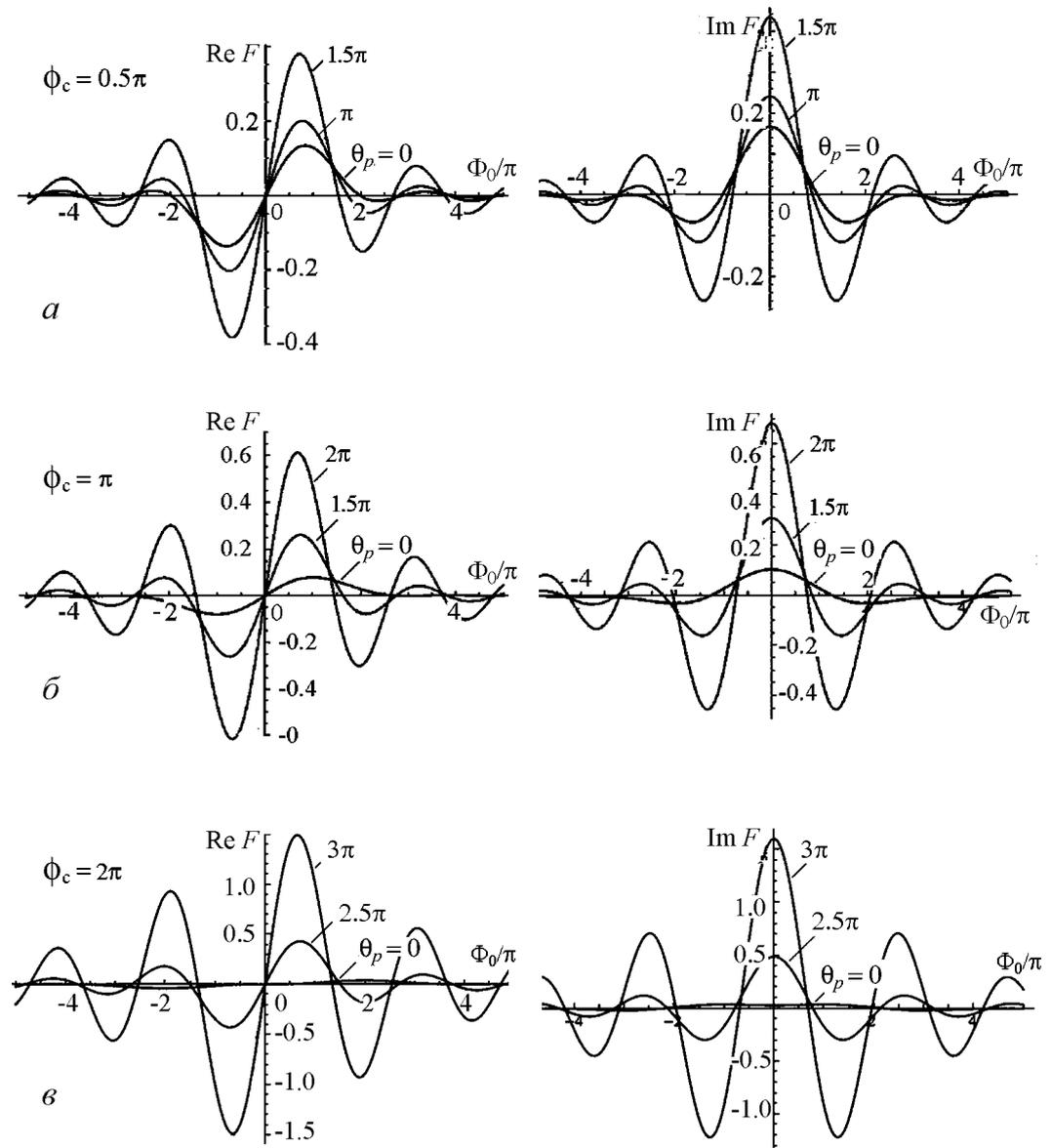


Рис. 4. Зависимости реальной и мнимой частей функции $F(\Phi_0, \phi_c, \theta_p)$ от невозмущённого относительного угла пролёта при различных значениях параметра пространственного заряда θ_p и циклотронного угла пролёта ϕ_c .

приведены зависимости реальной и мнимой частей $F(\Phi_0, \phi_c, \theta_p)$ при различных параметрах пространственного заряда для нескольких фиксированных значений циклотронного угла пролета. Видно, что на поведение кривых в этом случае оказывает влияние как магнитное поле, так и поля пространственного заряда. В определенной степени они компенсируют друг друга. Именно их соотношение и определяет введенный параметр q . И чем выше его значение, тем больше амплитуда максимумов кривых активной и реактивной мощностей взаимодействия. Причем максимум активной составляющей по мере увеличения q смещается в сторону меньших значений Φ_0 . Кривые, для которых значение $\theta_p = 0$, соответствуют случаю, когда пространственным зарядом пренебрегаем.

Следует отметить, что, когда q – величина действительная и никакой неустойчивости не возникает, то влияние магнитного поля будет превышать влияние полей пространственного заряда. Тогда с увеличением q максимум активной составляющей мощности вновь будет уменьшаться по амплитуде и сдвигаться в сторону больших по абсолютной величине значений Φ_0 .

Выводы

В данной работе рассмотрено взаимодействие электронного пучка и бегущей электромагнитной волны в рамках двумерной линейной теории.

1. Сформулированы интегральные уравнения, описывающие процессы такого взаимодействия в рамках двумерной линейной теории с учетом влияния пространственного заряда.

2. Приведен вывод дисперсионного уравнения дрейфующего электронного потока и найдено условие возникновения неустойчивости в результате влияния кулоновских сил взаимодействия.

3. Получены выражения для ВЧ смещений, а также для активной и реактивной мощностей взаимодействия. Представлены графики зависимости функций от невозмущенного относительного угла пролета, циклотронного угла пролета и параметра пространственного заряда, характеризующих активные и реактивные мощности взаимодействия.

Библиографический список

1. Андрушкевич В.С., Козлов Г.А., Трубецков Д.И. К двумерной линейной теории СВЧ приборов О-типа // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10, № 1. С. 105
2. Шевчик В.Н., Трубецков Д.И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М.: Советское радио, 1970.
3. Дёч Г. Руководство к практическому применению преобразования Лапласа и Z-преобразования. М.: Наука, 1971.

Саратовский государственный
университет им. Н.Г. Чернышевского

Поступила в редакцию 21.07.2010

**ON TWO-DIMENSIONAL LINEAR THEORY
OF INTERACTION BETWEEN ELECTRON BEAM
AND TRAVELING ELECTROMAGNETIC WAVE:
ALLOWING FOR INFLUENCE OF SPACE CHARGE
IN A THIN BEAM MODEL**

G.M. Krasnova

In the article two-dimensional model of interaction between infinitely thin electron beam in longitudinal magnetic field and traveling electromagnetic wave has been considered; in the frames of two-dimensional linear theory integral equation described such interaction has been formulated. On the basis of derived dispersion relation condition of initiation of beam instability has been found and influence of space charge fields on the processes of interaction has been analyzed.

Keywords: Interaction between electron beam and traveling electromagnetic wave, O-type interaction, beam instability, space charge.



Краснова Галина Михайловна – родилась в 1989 году в Саратове. Окончила Лицей прикладных наук. В 2006 году поступила в Саратовский государственный университет на факультет нелинейных процессов. Занимается научной работой, темой которой является исследование взаимодействия электронного потока и бегущей электромагнитной волны в рамках двумерной линейной теории. Принимала участие в студенческих конференциях.

410012 Саратов, ул. Астраханская, 83

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: gal4onock@rambler.ru