

Вакуумная, плазменная и квантовая электроника

УДК 621.385.63.001

Є.Д. Белявський, д-р фіз.-мат. наук, Т.Л. Волхова, канд. техн. наук, О.В. Теличкіна

Сучасний стан розвитку теорії електронних приладів О-типу з несиметричними хвилями

Проанализировано состояние развития теории электронных приборов О-типа с несимметричными волнами, достигнутое за последние двенадцать лет, включая особенности самовозбуждения обратной волны в спиральных ЛБВ с магнитной фокусировкой, теории электронно-волнового усиления в клистроне, теории автофазных приборов О-типа с азимутально-несимметричной волной.

This article covers a development state of the theory of O-type electronic devices with asymmetric waves reached over the past twelve years, including self-excitation specifics of the backward waves in helical traveling-wave tubes with magnetic focusing, theories of the electron-wave amplification in klystron, the theories of the autophase O-type devices with azimuthally asymmetric wave.

Ключевые слова: автофазная ЛБВ, электронно-волновое усиление, азимутально-несимметричная волна, неоднородное магнитное поле, обратная волна, устойчивость к самовозбуждению.

Вступ

Принципи побудови електронних приладів надвисоких частот О-типу на основі врахування азимутально-несиметричних явищ були обговорені в [1] ще у 1998 році. За останні дванадцять років теорія електронних приладів О-типу з несиметричними хвилями набула суттєвого розвитку у напрямку багатомодових взаємодій несиметричних хвиль, електронно-хвильового підсилення коливань в магнітоспрямованому електронному потоці та використання несинхронних взаємодій в автофазних лампах біжучої хвилі (АЛБХ-Н).

1. Розвиток теорії стійкості спіральних ЛБВ до самозбудження на зворотній хвилі

Схильність до самозбудження спіральної лампи біжучої хвилі, що є найбільш розповсюдженим широкодіапазонним підсилювачем в діапазоні частот 0,2 – 94 ГГц з коефіцієнтом підсилювання до 60-70 дБ, низьким рівнем власних шумів (менше 140 дБ/Гц) і унікально широкою смугою підсилювальних частот (до двох октав і більше), суттєво обме-

жувала можливість поліпшення її параметрів [2]. Підвищити пускову довжину самозбудження можна за допомогою зміни фазової швидкості зворотної хвилі [3], але така зміна (за рахунок кроку спіралі) впливає на основну (пряму) хвилю, суттєво зменшуючи робочу смугу підсилювання.

Зважаючи на те, що всі зворотні хвилі у спіралі азимутально-несиметричні [4], подібного ефекту можна досягти за допомогою зміни еквівалентної фазової швидкості зворотної хвилі [1, 2] фокусуючим магнітним полем, причому без зміни умов взаємодії на основній (симетричній) хвилі, на які не впливає магнітне фокусування.

В [5, 6] була розвинута двовимірною лінійною теорія самозбудження спіральної ЛБХ на зворотній хвилі для випадку, коли існує декілька зворотних хвиль різної азимутальної симетрії, наприклад, у надширокодіапазонній спіральної ЛБХ з профільованим металевим екраном та з укріпленою на ньому спіраллю за допомогою діелектричних опор [7], [8].

В [5] функція розподілення поздовжньої складової електричного поля у спіралі з урахуванням ребристого металевого екрану та діелектричних опор $\phi(r, \theta)$, де r, θ - радіальна та азимутальна циліндричні координати, була представлена рядом Фур'є

$$\phi(r, \theta) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \psi_m(\gamma_m r) (a_m e^{-jm\theta} + a_{-m} e^{jm\theta}), \quad (1)$$

де $\psi_m(\gamma_m r)$ - радіальна функція розподілення для m -ї азимутальної гармоніки синхронної зворотної хвилі; a_m, a_{-m} - комплексні сталі ($a_{-m} = a_m^*$); γ_m - радіальне хвильове число.

Коефіцієнти a_m, a_{-m} і $\psi_m(\gamma_m r)$ залежать від форми металевого екрану та діелектричних опор.

Підстановкою в вихідні рівняння у цих роботах

$$E_1 = \frac{\beta_0^2}{\beta_e^2} C^2 \frac{\omega V_0}{\eta} \left[\sum_m \psi_m(\gamma_m r) (a_m e^{-jm\theta} + a_{-m} e^{jm\theta}) \right] \times e^{-j\beta_e z} F(x),$$

$$j_z = j_0 \left[\sum_m \psi_m(\gamma_m r) (I_m(x) e^{-jm\theta} + I_{-m} e^{jm\theta}) \right] e^{-j\beta_e z}, \quad (2)$$

$$\tilde{v} = v_0 C \left[\sum_m \psi_m(\gamma_m r) (V_m(x) e^{-jm\theta} + V_{-m} e^{jm\theta}) \right] e^{-j\beta_e z},$$

де E_1 - з складова синхронної частини збудженого у спіралі ВЧ-поля; j_z - з складова щільності змінного поля; \tilde{v} - змінна поздовжня швидкість; $\beta_0 = \frac{\omega}{v_\phi}$; $\beta_e = \frac{\omega}{v_0}$; v_ϕ - фазова швидкість синхронної хвилі; v_0 - поздовжня швидкість незбуреного потоку; $C^3 = I_0 R_c / 4U_0$ - куб параметру підсилення Пірса; I_0 - повний струм незбуреного потоку; $R_c = E_0^2 / 2P\beta_0^2$ - опір зв'язку синхронної хвилі; $U_0 = v_0 / 2\eta$ - прискорювальна напруга; $\eta = \frac{e}{m_0}$ - відношення заряду електрона

до його маси спокою; $x = C\beta_e z$ - нормована довжина; $F(x)$ - нормована амплітуда синхронного поля у сповільненій системі; $I_m(x)$, $I_{-m}(x)$ - нормовані комплексні амплітуди електричних струмів азимутальних гармонік; $V_m(x)$, $V_{-m}(x)$ - нормовані комплексні амплітуди азимутальних гармонік швидкостей, була отримана наступна система лінійних рівнянь для комплексних амплітуд:

$$\begin{aligned} \frac{dI_m}{dx} - jm\sigma I_m &= j(1 - mC\sigma)V_m, \\ \frac{dI_{-m}}{dx} + jm\sigma I_{-m} &= j(1 + mC\sigma)V_{-m}, \\ \frac{dV_m}{dx} - jm\sigma V_m &= j4QC I_m + Fa_m, \\ \frac{dV_{-m}}{dx} + jm\sigma V_{-m} &= j4QC I_{-m} + Fa_{-m}, \\ \frac{dF}{dx} + jr_1 F &= \sum_m (a_m I_{-m} + a_{-m} I_m) \bar{\Psi}_m^2, \end{aligned} \quad (3)$$

$$(m = 0, 1, 2, \dots),$$

де $\sigma(x) = \beta_c / (C\beta_e) = \eta B(x) / (2\omega C)$; $B(x)$ - магнітна індукція фокусуєчого поля (поле на катоді дорівнює нулю); $r_1 = b + jd$; $b = (\beta_0 - \beta_e) / (C\beta_e)$ - параметр несинхронності Пірса; $d = \alpha / (C\beta_e)$ - параметр розподілених активних втрат (α - параметр згасання у неперах); $4QC = [\beta_q / (C\beta_e)]^2$ - параметр об'ємного заряду; $\beta_q^2 = \eta\rho_0\rho^2 / (\epsilon_0 v_0^2)$; ρ_0 - щільність об'ємного заряду у незбуреному потоці; ρ^2 - коефіцієнт депресії синхронної хвилі [9];

$$\bar{\Psi}_m^2 = \frac{1}{R_\epsilon^2 \pi} \int_0^{R_\epsilon} \Psi_m^2(\gamma_m r) r dr; R_\epsilon - \text{радіус пучка.}$$

Проведений на основі рівнянь (3) чисельний аналіз стійкості надширокосмувної спіральної

ЛБХ з урахуванням взаємодії двох азимутально-несиметричних синхронних хвиль для різних конфігурацій періодичного фокусуєчого поля показав, що існує суттєва залежність ефективності пригамування самозбудження ЛБХ на зворотній хвилі, зокрема, показано зменшення цієї ефективності у порівнянні з одномодовим режимом роботи.

В [6] побудована двовимірна лінійна теорія самозбудження спіральної ЛБХ на зворотній хвилі, коли в якості сповільненої системи використовують однозахідну спіраль.

В однозахідній спіралі пряма (основна, $m = 0$) і зворотна (паразитна, $m = -1$) гармоніки є просторовими гармоніками одного і того ж виду коливань [10] і тому жорстко зв'язані між собою граничними умовами на поверхні спіралі. Це означає, що при виникненні самозбудження ЛБХ на 1-ій просторовій гармоніці, автоматично виникає і основна 0-а просторова гармоніка (навіть тоді, коли корисний сигнал не подається на вхід ЛБХ). При цьому режим самозбудження є двогармонічним. Особливо сильно „0” та „-1” гармоніки взаємно впливають на електронний потік, що обертається, у точці перетину дисперсії (коли їх фазові швидкості $v_{\phi(0)}$ і $v_{\phi(-1)}$ однакові, причому $v_{\phi(0)} = v_{\phi(-1)} = v_0$); у цьому випадку частота збудження лежить у короткохвильовій частині діапазону підсилювальних частот і в октавних ЛБХ попадає в смугу пропускання виходу енергії, що суттєво спотворює корисний сигнал.

Для розрахунку та аналізу цього явища були досліджені рівняння (3). Частотний аналіз, проведений для широкого кола параметрів фокусуєчих систем (з однорідним магнітним полем, з періодичними магнітними полями різної конфігурації) показав, що ефект пригамування самозбудження, отриманий в одновимірній теорії [1], у двомодовій теорії різко слабшає або взагалі зникає, навіть поліпшує умови самозбудження зворотної хвилі.

Таким чином, використання в ЛБХ в якості сповільнювальної системи однозахідної спіралі не дозволяє використовувати „магнітний” метод пригамування самозбудження ЛБХ на зворотній хвилі.

Навпаки, якщо сповільнена система є двозаходною спіраллю, то описаний вище ефект не спостерігається, оскільки у двозаходній спіралі нульова і мінус перша гармоніки належать різним видам коливань (синфазному та протифазному відповідно) [10] і тому не зв'язані між собою граничними умовами, і, як слідує з цього, самозбудження мінус першої гармоніки не приводить до автоматичної появи основної (симетричної гармоніки), якщо вона не подана на вхід ЛБХ через ввід енергії.

В [11] було проведено аналіз нелінійного самозбудження спіральної ЛБХ на зворотній хвилі для випадку, коли допускається деякий рівень паразитної генерації. Такий режим цікавий для імпульсних ЛБХ, коли імпульсний режим роботи здійснюється подачею імпульсної прискорювальної напруги на керуючу сітку електронної гармати, що приводить до повної відсічки струму пучка і його імпульсної модуляції. Оскільки у момент подачі імпульсної напруги швидкість електронного пучка за час росту імпульсу змінюється від нуля до $v_0 = \sqrt{2\eta U_0}$, то завжди знаходиться такий момент часу, коли ця швидкість дорівнює фазовій швидкості зворотної гармоніки і відбувається її самозбудження, яке приводить на фронтах імпульсу до появи позасмугового збудження на частоті паразитної генерації, яка лежить за межами смуги корисного сигналу і тому проникає крізь ввід та вивід енергії ЛБХ тільки при досягненні деякого граничного порогу потужності самозбудження. Це питання було досліджено в [11] для різних періодичних фокусуєчих систем (МПФС).

2. Теорія електронно-хвильового підсилення в клістроні

В [12] розроблена наближена нелінійна теорія електронно-хвильового клістрона, в якому електронно-хвильове підсилення хвиль просторового заряду виникає, коли циклотрона частота $\omega_c = \eta V$ більша подвійної кругової частоти підсилювального сигналу ($\omega_c > 2\omega$). Отримані наступні рівняння подібного режиму:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + q^2 \left(1 - \frac{m\omega_c}{2\omega}\right) V = 0,$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = \left(1 - \frac{m\omega_c}{2\omega}\right) (1 - V), \quad (4)$$

$$I_1 = \frac{I_0}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp\{-j\Phi\} d\Phi_0,$$

де $q^2 = \left(\frac{\omega q}{\omega}\right)^2 = \eta \frac{R^2 \rho_0}{\epsilon_0}$ - параметр об'ємного заряду; R - коефіцієнт редукції частоти плазмових коливань; $\Phi = \omega t - m\theta$; m - номер азимутальних коливань у пучку; $x = \frac{\omega}{v_0} z$; $V = \frac{\tilde{v}}{v_0} = \frac{v - v_0}{v_0}$ - відносна зміна швидкості електрону; ($\Phi = \Phi(x, \Phi_0)$, $V = V(x, \Phi_0)$, $\Phi_0 = \Phi(0, \Phi_0)$).

На вхід клістрона подається синусоїдальний сигнал, тобто $V(0, \Phi_0) = \alpha_1 \sin \Phi_0$, $V'(0, \Phi_0) = 0$,

де $\alpha = \frac{|\tilde{U}_1|}{2U_0}$, $|\tilde{U}_1|$ - амплітуда змінної напруги у

вихідному резонаторі. При таких початкових умовах вираз для першої гармоніки струму пучка записується так

$$I_1 = 2I_0 J_1 \left[\alpha_1 g \frac{shqgx}{q} \right] \exp\{j(g^2 x + \pi)\},$$

де J_1 - функція Бесселя, $g = \sqrt{\frac{m\omega_c}{2\omega} - 1}$ ($\frac{m\omega_c}{2\omega} > 1$).

Електронний ККД дворезонаторного електронно-хвильового клістрона дорівнює

$$\eta_e = \frac{U_2}{U_0} \left| J_1 \left(\alpha_1 g \frac{shqgx_2}{q} \right) \right|,$$

де U_2 - ефективна ВЧ-напруга на вихідному зазорі.

Показано, що, на відміну від звичайного дворезонаторного клістрона, ККД електронно-хвильового підсилувача просторового заряду завжди досягає свого граничного значення ($\eta_e = 0,58$).

Для отримання електронно-хвильового підсилювання потрібно використовувати підвищені значення фокусуєчого магнітного поля, що може бути досягнуто завдяки явищу високотемпературної надпровідності [13].

3. Теорія автофазних приладів О-типу з азимутально-несиметричною хвилею

Розвиток теорії приладів О-типу з захватом електронних згустків полем азимутально-несиметричної хвилі відбувався в напрямку розробки аналітичної моделі АЛБХ-Н, методів її інженерного проектування (на етапі ескізного проектування) та методів оптимізації приладу на основі вказаної моделі [14], [15], [16], [17]. В [18] проведено дослідження особливостей взаємодії в АЛБХ-Н в режимі, коли циклотрона частота більша за подвійну частоту сигналу (ω). В останньому випадку розвинута нелінійна двовимірна теорія АЛБВ-Н, в якій припускалось, що електрони рухаються по поверхні циліндра ($v_r = 0$, що спостерігається, наприклад, в бриллюєнівському потоці). Компоненти щільності струму \vec{j} та щільності об'ємного заряду ρ можуть бути записані у наступному вигляді [1]:

$$j_z = j_0 \frac{\partial u_0}{\partial u}, \quad j_\theta = j_0 r \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial u_0}{\partial u}, \quad \rho = j_0 \frac{1}{v_z} \frac{\partial u_0}{\partial u}, \quad (5)$$

де $\omega u = \omega t - m\theta$, $\omega u_0 = \omega t_0 - m\theta_0$, (z, r, θ) - циліндричні координати, t_0, θ_0 - початкове значення часу та азимутальної координати на вході ($z = 0$). Щільність струму та об'ємного заряду можуть бути представлені у вигляді рядів Фур'є по ωu :

$$\vec{j} = \vec{j}_c + \sum_k \operatorname{Re} \vec{j}_k \exp(jk\omega u), \quad (6)$$

$$\rho = \rho_c + \sum_k \operatorname{Re} \rho_k \exp(jk\omega u),$$

$$\text{де } j_{zc} = j_0, \quad j_{zk} = \frac{j_0}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-jk\omega u) d\omega u_0,$$

$$\rho_c = \frac{j_0}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d\omega u_0}{v_z},$$

$$\rho_k = \frac{j_0}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-jk\omega u) \frac{d\omega u_0}{v_z},$$

$$j_{\theta c} = \rho_c r \dot{\theta}, \quad j_{\theta k} = \rho_k r \dot{\theta}. \quad (7)$$

Враховуючи (7) отримана наступна система рівнянь:

$$\frac{\partial Z}{\partial x} = W(1-g),$$

$$\frac{\partial W}{\partial x} = -(1+cW)^3 \left\{ \operatorname{Re} \sum_k j \frac{q_k}{k} I_k e^{jkZ} + \operatorname{Re} \dot{F} e^{jZ} \right\},$$

$$\frac{d\dot{F}}{dx} + j(b_1 + jd)\dot{F} = -I_1, \quad (8)$$

$$I_k = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-jkZ} d\phi_0,$$

де $b_1 = b + g/C$; $b = (\beta - \beta_e)/C\beta_e$ - параметр несинхронності; d - параметр затухання;

$$q_k = \frac{p_k^2 I_0}{\varepsilon_0 S_k \omega^2 C^2}; \quad q_1 = 4QC \quad - \text{ параметр}$$

об'ємного заряду; $W = (\omega/v_z) - \beta_e$;

$Z = \omega u - \beta_e z + \int g(x) dx$; $\phi_0 = \omega u_0$; g - параметр магнітного поля; I_k - безрозмірна амплітуда k -ї гармоніки струму в рухомій системі координат; \dot{F} - безрозмірна комплексна амплітуда синхронної хвилі; p_k^2, S_k - коефіцієнти депресії та площа ефективного поперечного перерізу пучка на частоті $k\omega$.

Отримані за допомогою теорії стійкості Ляпунова рівняння профілювання фазової швид-

кості хвилі та магнітного поля у нормованій формі мають наступний вигляд:

$$\frac{db}{dx} = \frac{\alpha_1}{(1-g)^2} (1+Cb)^3 F \quad (0 < \alpha_1 < 1), \quad (9)$$

$$\frac{dg}{dx} = \alpha_2 C \frac{(1+Cb)^2}{1-g} F \quad (0 < \alpha_2 < 1), \quad (10)$$

Проведений в цій роботі аналіз особливостей взаємодії хвилі та пучка в однорідному магнітному полі при $g > 1$ показав, що в даному випадку всі електрони захоплюються при малих значеннях ВЧ-поля, причому у лінійному режимі роботи існує механізм електронно-хвильового підсилення, тому, по-перше, такий підсилювач можна секціонувати (тобто вводити у сповільнюючу систему (СС) локальні поглиначі, розрив СС або дрейф пучка), тому що при відсутності зовнішнього ВЧ-поля об'ємний заряд тільки поліпшує групування електронів на лінійній ділянці підсилювача; по-друге, немає необхідності зменшувати опір зв'язку на ділянці групування підсилювача. При цьому різко зростає коефіцієнт підсилення приладу. В АЛБХ-Н показана можливість отримання коефіцієнта підсилення до $G=40$ дБ у однокаскадному та до $G=60$ дБ в двокаскадному виконанні при значення ККД 70-90%. Розрахунки показали, що при такому виконанні АЛБХ-Н неможливо досягти 100% захвату електронів в згустки (1/16 частина електронів не попадає в згусток).

Для усунення вказаного недоліку в [19] було запропоновано метод отримання 100% захоплення електронів хвилею на початковій ділянці АЛБХ-Н за рахунок невеликого стрибка фазової швидкості хвилі у спіралі. Проведений в [20], [21] чисельний аналіз з використанням цього методу та рівнянь (8) показав, що електронний ККД АЛБХ-Н $\eta_e > 96\%$ при коефіцієнті підсилення $G=40$ дБ в однокаскадному виконанні цих підсилювачів.

Для отримання необхідних значень соленоїдального магнітного поля можна також використовувати явище високотемпературної надпровідності [13].

Теорія поля об'ємного заряду в аксіально-симетричному потоці при повному екрануванні магнітного поля на катоді розвинута в [22].

Висновки

Статтю присвячено аналізу сучасного стану розвитку теорії електронних приладів О-типу з несиметричними полями та хвилями. Проведено огляд основних теоретичних досліджень за період з 1998 по 2010 роки.

Література

1. *Белявський Є.Д.* Сучасні принципи побудови електронних приладів надвисоких частот // Наукові вісті НТУУ „КПІ”. – 1998. - №1. – С.10-16.
2. *Кац А.М., Кудряшов В.П., Трубецков Д.И.* Сигнал в лампах с бегущей волной. Ч. 1. Лампа с бегущей волной О-типа. – Саратов: Изд-во Саратовского гос. Университета. – 1984. – 143 с.
3. *Рапопорт Г.Н., Назарчук А.Т.* О влиянии градиента фазовой скорости на условия самовозбуждения ЛОВ // Радиотехника и электроника. – 1960. – 5. №4.- С. 649-658.
4. *Силин Р.А., Сазонов В.П.* Замедляющие системы. – М: Сов. радио. – 1966. – 632с.
5. *E.D. Belyavskiy, I.A.Goncharov, A.E. Martynyuk, V.A. Svirid, S.N. Khotiaintsev.* Two-Dimensional Small-Signal Analysis of Backward-Wave Oscillation in a Helix Traveling-Wave Tube Under Brillouin-Flow, Periodic Permanent Magnetic Focusing// IEEE transactions on Electron Devices. – 2001. – 48. - №8. – P.P. 1727-1736.
6. *E.D. Belyavskiy, I.V. Shevelenok, S.N. Khotiaintsev.* Linear Two-Dimensional Analysis of Parasitic Backward-Wave Oscillation in a Monofilar-Helix Traveling-Wave Tube // IEEE transactions on Electron Devices. – 2005. – 52. - №4. – P.P. 603-610.
7. *S. Ghost, P.K. Jain, B.N. Basu.* Analytical exploration of new tapered-geometry dielectric supported helix slow-wave structure for broadband TWTs// J. Electromagn. Waves Appl. – 1986.- 10. - №9. – PP. 1217-1222.
8. *S. Kapoor, R.S. Raju, R.K. Gupta, S.N. Joshi, B.N. Basu.* Analysis of an inhomogeneously helical slow-wave structure for broad-band TWTs// IEEE Trans. Electron Devices. – 1989. - 36. - №9. – PP. 2000-2004.
9. *Г.Н. Рапопорт, Я.Н. Строковский.* Обобщенные коэффициенты депрессии многослойной модели пучка в спирально-проводящем цилиндре// Электронная техника. С. 1. Электроника СВЧ. – 1975. - Вып. 4. – С. 105-109.
10. *Ю.Г. Альтшулер, А.С. Татаренко.* Лампы малой мощности с обратной волной. – М: Сов. радио. – 1963. – 296с.
11. *E.D. Belyavskiy, V.I. Chasnyk, S.N. Khotiaintsev.* Nonlinear Analyses of the Parasitic Backward-Wave Oscillation Power in the Magnetically Focused Pulsed Helix Traveling-Wave Tube Amplifier in the Absence of the Amplified Signal // IEEE on Electron Devices. – 2006. – V.53. - №11. – P.P. 2830-2836.
12. *Белявський Є.Д., Дабижа М.В., Кончиц А.Н.* Приближенная нелинейная теория электронно-волнового клистрона // Электроника и связь. – 2005. - №26. – С.9-12.
13. *Чертоплексов Н.А.* Сверхпроводниковые технологии: современное состояние и перспективы практического применения// Вестник Российской Академии наук. – 2001. – Т.71. - №4. – С. 303-319.
14. *Хамид Аллах Мохаммед.* Аналитическая теория усилителя с захватом электронных сгустков полем неоднородной азимутально-несимметричной волны// Электроника и связь. – 1999. - №6. – Т.1. – С.83-85.
15. *Хамид Аллах Мохаммед.* Методика аналитического расчета автофазной ЛБВ с неоднородным магнитным полем// Электроника и связь. – 1999. - №6. – Т.1. – С.86-88.
16. *Волхова Т.Л.* Оптимизация взаимодействия электромагнитной волны и электронного потока в АЛБВ с учетом поля объемного заряда// Электроника и связь. – 2003. - №19. – С.25-28.
17. *Белявський Є.Д., Волхова Т.Л.* Оптимізація перетворення енергії в АЛБВ з азимутально-несиметричним полем// Наукові вісті НТУУ „КПІ”. – 2004. - №6. – С.11-15.
18. *Балачук Я.П., Белявский Е.Д., Грязнова Т.А.* Теория автофазных приборов О-типа с азимутально-несимметричной волной и большим фокусирующим полем// Электроника и связь. – 2005. - №26. – С.9-12.
19. *Белявський Є.Д., Пилипович С.М., Теличкина О.В.* Улучшение группировки в АЛБВ-Н с большим фокусирующим полем// Электроника и связь. – 2007. - №5(40). – С.30-32.
20. *Белявський Є.Д., Пилипович С.М.* Автофазная ЛБВ-Н с переменной фазовой скоростью и соленоидальной фокусировкой со 100% захватом электронов // Электроника и связь. – 2008. - №2-3. – С.116-118.
21. *Белявський Є.Д., Теличкина О.В.* Автофазная ЛБВ-Н с профилированным соленоидальным фокусирующим полем и оптимальным группирователем// Электроника и связь. – 2008. - №3-4. – С.116-118.
22. *Белявський Є.Д.* Нелинейная теория неламнарной двумерно-дисковой модели пучка в фокусирующем магнитном поле при полной экранировке катода от этого поля.// Техника и приборы СВЧ.-2009г.-№2.-С.14-19.