

## Формування потужної мультигармонічної електромагнітної хвилі двопотоковим супергетеродинним лазером на вільних електронах клістронного типу з гвинтовим електронним пучком

О.В. Лисенко<sup>1,\*</sup>, Ю.Ю. Волк<sup>1</sup>, Г.О. Олексієнко<sup>1</sup>, А.Ю. Бруснік<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Сумський державний університет, вул. Римського-Корсакова, 2, 40007 Суми, Україна

<sup>2</sup> Національний авіаційний університет, пр. Космонавта Комарова, 1, 03680 Київ, Україна

(Одержано 22.06.2018; у відредагованій формі – 24.10.2018; опубліковано online 29.10.2018)

Побудовано самоузгоджену кубічно-нелінійну теорію мультигармонічних двопотокових супергетеродинних лазерів на вільних електронах (ДСЛВЕ) клістронного типу з гвинтовими релятивістськими електронними пучками (РЕП). Досліджено режим роботи, у якому перша гармоніка електромагнітного сигналу багато менша за критичну частоту двопотокової нестійкості. Ураховані множинні трихвильові резонансні взаємодії гармонік хвиль різного типу. Показано, що використання гвинтових пучків у ДСЛВЕ клістронного типу дозволяє одержати потужний мультигармонічний електромагнітний сигнал з більш широким спектром порівняно з ДСЛВЕ, які використовують прямолінійні пучки. З'ясовано, що у ДСЛВЕ із гвинтовими РЕП темпи зростання електромагнітних хвиль є істотно вищими, а довжини насичення меншими порівняно з пристроями, які використовують прямолінійні РЕП. Це дозволяє зменшити поздовжні габарити таких ДСЛВЕ. Продемонстровано перспективність використання ДСЛВЕ клістронного типу із гвинтовими РЕП для формування потужних мультигармонічних електромагнітних хвиль із широким частотним спектром.

**Ключові слова:** Двопотокові супергетеродинні лазери на вільних електронах, Двопотокова нестійкість, Гвинтові електронні пучки, Трихвильові параметричні резонанси.

DOI: [10.21272/jnep.10\(5\).05002](https://doi.org/10.21272/jnep.10(5).05002)

PACS numbers: 41.60.Cr, 52.35. – g, 52.35.Mw

### 1. ВСТУП

Двопотокові супергетеродинні лазери на вільних електронах (ЛВЕ) виокремлюються серед інших типів ЛВЕ високими темпами підсилення електромагнітних хвиль [1-18]. Такі темпи підсилення обумовлені використанням ефекту супергетеродинного підсилення [1-3], у якому як додатковий механізм підсилення використовується двопотокова нестійкість. Ця нестійкість має високі інкременти зростання, тому підсилення електромагнітних хвиль у ДСЛВЕ є значним.

Відзначимо, що двопотокова нестійкість також характеризується лінійною дисперсійною характеристикою [1, 13, 17-19]. Тому умова трихвильової параметричної резонансної взаємодії виконується для великої кількості гармонік хвилі просторового заряду (ХПЗ), частоти яких менше критичної частоти двопотокової нестійкості. У результаті цього збуджується велика кількість гармонік, які, до того ж, підсилюються за рахунок двопотокової нестійкості. У підсумку відбувається формування мультигармонічної ХПЗ із аномальною ділянкою спектра, у якому гармоніки з більш високими частотами мають більші амплітуди. Далі, використовуючи стандартний для ЛВЕ механізм параметричної резонансної взаємодії з поперечним магнітним полем накачки, енергія ХПЗ перетворюється в енергію потужного мультигармонічного електромагнітного сигналу з широким частотним спектром. Таким чином, виникає можливість реалізації лазерів на вільних електронах нового типу, основним призначенням яких є формування потужних мультигармонічних електромагнітних хвиль. Такі мультигармонічні ДСЛВЕ здатні ство-

рювати потужні ультракороткі кластери електромагнітного поля [1, 13, 17], можуть мати широке практичне застосування для ряду фундаментальних та прикладних задач в області фізики, хімії, біології, медицини.

Процеси формування мультигармонічних електромагнітних хвиль у ДСЛВЕ клістронного типу із *прямолінійними* релятивістськими електронними пучками (РЕП) раніше були вивчені у [17]. Як показали подальші дослідження, *гвинтові* двопотокові РЕП здатні генерувати ХПЗ із більш широким частотним спектром і з більшими інкрементами зростання порівняно із *прямолінійними* двопотоковими РЕП [18, 19]. Виходячи із цього варто припустити, що використання гвинтових РЕП у мультигармонічних ДСЛВЕ дозволить одержати у таких пристроях потужну електромагнітну хвилю з більш широким спектром і з меншими поздовжніми габаритами. Цій проблемі саме й присвячена подана стаття. У роботі в кубічному нелінійному наближенні проведений аналіз динаміки формування мультигармонічних електромагнітних хвиль у ДСЛВЕ клістронного типу, які використовують *гвинтові* двопотокові РЕП. Показано, що використання гвинтових РЕП дозволяє одержати потужний електромагнітний сигнал з більш широким спектром порівняно з ДСЛВЕ, який використовує *прямолінійні* пучки.

Варто також сказати, що гвинтові електронні пучки використовуються у двопотокових супергетеродинних ЛВЕ досить давно. Однак режими роботи таких пристроїв, коли формуються потужні електромагнітні хвилі із широким частотним спектром, у кубічному нелінійному наближенні раніше вивчені не були.

\* [lysenko@ukr.net](mailto:lysenko@ukr.net)

## 2. МОДЕЛЬ МУЛЬТИГАРМОНІЧНОГО ДВОПОТОКОВОГО СУПЕРГЕТЕРОДИННОГО ЛВБЕ КЛІСТРОННОГО ТИПУ З ГВИНТОВИМ РЕП

Розглядаємо наступну модель мультигармонічного ДСЛВБЕ клістронного типу із гвинтовим двопотоковим електронним пучком (рис. 1). Такий ДСЛВБЕ складається із трьох секцій: секції модуляції I, пролітної секції II і прикінцевої секції III. Уздовж осі приладу Z (рис. 1) рухається гвинтовий двопотоковий РЕП 1, послідовно проходячи через всі секції пристрою. Гвинтовий двопотоковий РЕП знаходиться у фокусувальному магнітному полі з індукцією  $\mathbf{V}_0$ , яке спрямоване уздовж осі Z приладу. Пучок 1 складається із двох парціальних взаємно-проникних гвинтових електронних потоків із близькими за значенням парціальними релятивістськими швидкостями  $v_1, v_2$  ( $v_1 - v_2 \ll v_1, v_2$ ). Швидкості електронів цих пучків спрямовані під кутом  $\alpha$  відносно фокусувального магнітного поля з індукцією  $\mathbf{V}_0$ . Плазмові частоти парціальних електронних пучків приймаємо однаковими  $\omega_{p1} = \omega_{p2} = \omega_p$  виходячи з того, що найбільші інкременти зростання двопотокової нестійкості у гвинтових двопотокових РЕП реалізуються саме за цих умов [19]. Приймаємо, що просторовий заряд пучка є скомпенсованим, у поперечній площині пучок є однорідним, тепловим розкидом і зіткненнями електронів нехтуємо.

На вхід секції модуляції I, у якій створене періодичне реверсивне поперечне циркулярно-поляризоване Н-убітронне магнітне поле з індукцією  $\mathbf{V}_{2,1}$  (позиція 2 на рис. 1), подається монохроматичний електромагнітний сигнал з напруженістю електричного поля  $\mathbf{E}_{1,1}$ , частотою  $\omega_{1,1}$  й хвильовим числом  $k_{1,1}$ . Основним призначенням секції модуляції I є збудження у гвинтовому двопотоковому РЕП 1 хвилі просторового заряду. У поданій роботі вивчаємо випадок, коли на вхід модулятора I подається монохроматичний сигнал  $\{\omega_{1,1}, k_{1,1}\}$ . Тому магнітне поле модулятора з індукцією  $\mathbf{V}_{2,1}$  в секції I вибираємо монохроматичним з періодом ондуляції  $\lambda_{2,1}$ . У результаті трихвильового параметричного резонансу монохроматичної хвилі сигналу  $\{\omega_{1,1}, k_{1,1}\}$  з монохроматичним магнітним полем модулятора I у двопотоковому електронному пучку збуджується хвиля просторового заряду з напруженістю електричного поля  $\mathbf{E}_{3,1}$ , частотою  $\omega_{3,1}$  й хвильовим числом  $k_{3,1}$ .

Далі промодульований електронний пучок 1 входить у пролітну секцію II, електромагнітна хвиля сигналу  $\{\omega_{1,1}, k_{1,1}\}$  на вході в цю секцію поглинається. Основним призначенням пролітної секції II є підсилення й інтенсивне збудження вищих гармонік ХПЗ як за рахунок множинних трихвильових резонансних взаємодій гармонік ХПЗ, так і за рахунок двопотокової нестійкості. Для реалізації ефективного збудження вищих гармонік ХПЗ частоту першої га-

рмоніки ХПЗ  $\omega_{3,1}$  вибираємо багато меншою критичної частоти двопотокової нестійкості  $\omega_{cr}$ . Завдяки цьому всі гармоніки, частота яких менше критичної частоти  $\omega_{cr}$  будуть підсилюватися за рахунок двопотокової нестійкості. Також урахуємо, що хвилі ХПЗ, які зростають за рахунок двопотокової нестійкості, характеризуються лінійною дисперсійною залежністю. Тому між гармоніками хвиль ХПЗ виникає велика кількість трихвильових параметричних резонансних взаємодій, про які говоримо як про множинні резонансні взаємодії. Це призводить до інтенсивного збудження й підсилення гармонік хвиль ХПЗ. Відзначимо, що у випадку вибору частоти першої гармоніки ХПЗ  $\omega_{3,1}$  багато меншою критичної частоти двопотокової нестійкості  $\omega_{cr}$  інкремент зростання гармонік ХПЗ буде збільшуватися зі збільшенням номера гармоніки аж до оптимальної частоти  $\omega_{opt} = \sqrt{3/8} \cdot \omega_{cr}$ , яка відповідає максимальному інкременту зростання [19]. Через це в пролітній секції II стає можливим формування ХПЗ із широким частотним спектром і аномальною ділянкою, у якій більш високі гармоніки мають більші амплітуди.

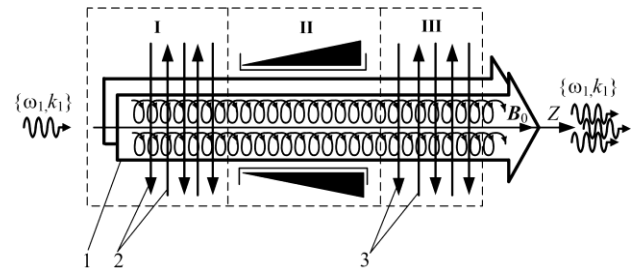


Рис. 1 – Схема мультигармонічного ДСЛВБЕ-клістрона Н-убітронного типу із гвинтовим двопотоковим РЕП

Після проходження пролітної секції II гвинтовий РЕП, у якому збуджені вищі гармоніки ХПЗ, спрямовується на вхід прикінцевої секції III. Основним призначенням прикінцевої секції III є перетворення мультигармонічної хвилі просторового заряду в потужну мультигармонічну електромагнітну хвилю сигналу. Для цього у прикінцевій секції створене мультигармонічне Н-убітронне поле з індукцією  $\mathbf{V}_{2,3}$ . Завдяки параметричним резонансам між гармоніками хвилі ХПЗ і гармоніками мультигармонічного поля накачки  $\mathbf{V}_{2,3}$  відбувається генерація мультигармонічного електромагнітного сигналу з напруженістю  $\mathbf{E}_{1,3}$  і його підсилення. Фактично, тут відбувається зворотне перетворення енергії мультигармонічної хвилі ХПЗ в енергію мультигармонічного електромагнітного сигналу  $\mathbf{E}_{1,3}$ . При цьому для кожної з гармонік мультигармонічної ХПЗ виконується умова параметричного резонансу з відповідними гармоніками поля накачки й електромагнітного сигналу.

Змінюючи параметри полів накачки  $\mathbf{V}_{2,3}$ ,  $\mathbf{V}_{2,1}$ , частоту першої гармоніки вхідного сигналу  $\mathbf{E}_{1,1}$ , довжину пролітної секції, можемо керувати формою

спектра ХПЗ, а значить і формою спектра потужного мультigarмонічного електромагнітного сигналу на виході ДСЛВЕ, у тому числі, і створювати ультракороткий кластер електромагнітного поля.

Порівнюючи секцію модуляції електронного пучка й прикінцеву секцію, бачимо, що з формальної точки зору їх можна вважати подібними. Головні відмінності між ними стосуються форми спектра накачки та граничних умов. Якщо на вході в секцію модуляції амплітуди всіх гармонік ХПЗ дорівнюють нулю, а амплітуда, принаймні, однієї з гармонік сигналу задається ненульовою, то в прикінцевій секції ми маємо зворотню ситуацію: на вході ненульовими задаються гармоніки ХПЗ, тоді як всі гармоніки сигналу дорівнюють нулю. Тому як для секції модуляції, так і для прикінцевої секції використовуємо одну і ту саму теоретичну модель, у якій, у загальному випадку, поля електромагнітного сигналу, накачки й ХПЗ подаємо мультigarмонічними

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1 &= \sum_{m=1}^N \left[ (E_{1x,m} \mathbf{e}_x + E_{1y,m} \mathbf{e}_y) \exp(ip_{1,m}) + c.c. \right], \\ \mathbf{V}_1 &= \sum_{m=1}^N \left[ (B_{1y,m} \mathbf{e}_y + B_{1x,m} \mathbf{e}_x) \exp(ip_{1,m}) + c.c. \right], \\ \mathbf{V}_2 &= \sum_{m=1}^N \left[ (B_{2y,m} \mathbf{e}_y + B_{2x,m} \mathbf{e}_x) \exp(ip_{2,m}) + c.c. \right], \\ \mathbf{E}_3 &= \sum_{m=1}^N \left[ E_{3z,m} \mathbf{e}_z \exp(ip_{3,m}) + c.c. \right]. \end{aligned} \quad (1)$$

У співвідношеннях (1)  $E_{1x,m}$ ,  $E_{1y,m}$ ,  $E_{1,m}$ ,  $B_{1y,m}$ ,  $B_{1x,m}$ ,  $B_{2y,m}$ ,  $B_{2x,m}$ ,  $E_{3z,m}$  – проекції амплітуд  $m$ -х гармонік відповідних полів,  $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$  – орти осей  $X$ ,  $Y$  і  $Z$ ;

$$p_{\chi,m} = \omega_{\chi,m} \cdot t - k_{\chi,m} \cdot z = m\omega_{\chi,1} \cdot t - k_{\chi,m} \cdot z \quad (2)$$

їх фази (індекс  $\chi$  приймає значення 1, 2 і 3);  $\omega_{\chi,m} = m\omega_{\chi,1}$  – їх частоти ( $\omega_{2,1} = 0$ ) і  $k_{\chi,m}$  – хвильові числа. З огляду на те, що досліджувана система також знаходиться у постійному поздовжньому фокусувальному магнітному полі  $\mathbf{V}_0 = B_0 \mathbf{e}_z$ , результуючі електричні й магнітні поля в ДСЛВЕ запишемо у вигляді

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_3, \quad \mathbf{V} = \mathbf{V}_0 + \mathbf{V}_1 + \mathbf{V}_2. \quad (3)$$

### 3. МНОЖИННІ ТРИХВИЛЬОВІ ПАРАМЕТРИЧНІ РЕЗОНАНСИ

У досліджуваній системі реалізуються три групи множинних трихвильових параметричних резонансних взаємодій: 1) множинні параметричні резонанси між гармоніками хвилі просторового заряду у всіх секціях пристрою, 2) множинні трихвильові взаємодії між мультigarмонічними полями електромагнітної хвилі, магнітного поля накачки й хвилі просторового заряду в прикінцевій секції, 3) між гармоніками електромагнітної хвилі сигналу в прикінцевій секції.

Перша група множинних параметричних резонансних взаємодій між гармоніками хвилі просторо-

вого заряду виникає через лінійність дисперсійної характеристики хвилі ХПЗ [1, 13, 17-19]. Це означає, що для будь-якої  $m$ -ї гармоніки ХПЗ частота  $\omega_{3,m}$  й хвильове число  $k_{3,m}$  пов'язані із частотою  $\omega_{3,1}$  й хвильовим числом  $k_{3,1}$  першої гармоніки співвідношенням:

$$\omega_{3,m} = m \cdot \omega_{3,1}, \quad k_{3,m} = m \cdot k_{3,1}. \quad (4)$$

Це приводить до того, що для того, щоб  $m_1$ ,  $m_2$  й  $m_3$  гармоніки ХПЗ взаємодіяли одна з одною через механізм трихвильового параметричного резонансу

$$p_{3,m1} = p_{3,m2} + p_{3,m3} \quad (5)$$

номера гармонік повинні бути пов'язані між собою співвідношенням:

$$m_1 = m_2 + m_3. \quad (6)$$

Цій умові задовольняють величезна кількість гармонік. Наприклад, 10-а гармоніка бере участь у таких трихвильових резонансних взаємодіях  $10 = 1 + 9$ ,  $10 = 2 + 8$ , ...,  $10 = 11 - 1$ ,  $10 = 12 - 2$  і так далі.

Друга група множинних резонансних взаємодій пов'язана із трихвильовими параметричними взаємодіями між гармоніками електромагнітної хвилі сигналу, накачки й ХПЗ і реалізується в прикінцевій секції мультigarмонічного ДСЛВЕ клістронного типу. Це обумовлено тим, що мультigarмонічні поля накачки й електромагнітної хвилі сигналу в цьому діапазоні частот, також як і хвиля ХПЗ, характеризуються лінійними дисперсійними залежностями:

$$k_{2,m} = mk_{2,1}, \quad \omega_{2,1} = 0, \quad (7)$$

$$\omega_{1,m} = m \cdot \omega_{1,1}, \quad k_{1,m} \approx \omega_{1,m} / c = m\omega_{1,1} / c. \quad (8)$$

Тому в прикінцевій секції ДСЛВЕ для кожної трійки  $m$ -х гармонік сигналу, накачки й зростаючої ХПЗ мають місце трихвильові резонанси, умови яких мають вигляд

$$\omega_{3,m} = \omega_{1,m}, \quad k_{3,m} = k_{1,m} + k_{2,m} \quad \text{або} \quad p_{3,m} = p_{1,m} + p_{2,m}. \quad (9)$$

Третя група множинних резонансних взаємодій між гармоніками електромагнітної хвилі сигналу обумовлена лінійною дисперсійною залежністю електромагнітної хвилі сигналу в цьому діапазоні частот (8). Це означає, що умови трихвильової параметричної взаємодії між  $m_1$ ,  $m_2$  й  $m_3$  гармоніками електромагнітного сигналу, аналогічно як і для хвилі ХПЗ, визначаються співвідношенням (6) або ж

$$p_{1,m1} = p_{1,m2} + p_{1,m3} \quad (10)$$

Таким чином, для гармонік електромагнітної хвилі сигналу також мають місце множинні трихвильові параметричні резонансні взаємодії. На відміну від хвилі ХПЗ для електромагнітної хвилі сигналу відсутній додатковий механізм підсилення (зростаюча ХПЗ підсилюється також і за рахунок двопотокової нестійкості).

#### 4. СИСТЕМА КУБІЧНО-НЕЛІНІЙНИХ РІВНЯНЬ ДЛЯ КОМПЛЕКСНИХ АМПЛІТУД ХВИЛЬ

Побудувавши нелінійну теорію множинних взаємодій хвиль сигналу, накачки й ХПЗ в прикінцевій секції ми можемо її використати для аналізу нелінійних процесів також і в секції модуляції, і в пролітній секції. При цьому в секції модуляції ми приймаємо, що на вхід подається монохроматична електромагнітна хвиля, а хвиля просторового заряду на вході відсутня. У пролітній секції, навпаки, на вході є тільки хвиля ХПЗ, а накачка й хвиля сигналу відсутні.

Як вихідні рівняння для аналізу множинних взаємодій хвиль в прикінцевій секції використовуємо релятивістське квазігідродинамічне рівняння [1], рівняння неперервності й рівняння Максвелла. Зіткненнями електронів між собою та їх розкидом за швидкостями нехтуємо. Модель уважаємо поперечно однорідною. Тоді релятивістське квазігідродинамічне рівняння, рівняння неперервності й рівняння Максвелла можна подати у вигляді

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{qz} \frac{\partial}{\partial z}\right) \mathbf{u}_q = \frac{e}{m_e \gamma_q} \left( \mathbf{E} + [\mathbf{u}_q \times \mathbf{B}] / c - \mathbf{u}_q (\mathbf{u}_q \mathbf{E}) / c^2 \right), \quad (11)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{qz} \frac{\partial}{\partial z}\right) n_q = -n_q \frac{\partial v_{qz}}{\partial z}, \quad (12)$$

$$\mathbf{e}_y \frac{\partial B_x}{\partial z} - \mathbf{e}_x \frac{\partial B_y}{\partial z} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \sum_{q=1}^2 (en_q \mathbf{u}_q),$$

$$\mathbf{e}_y \frac{\partial E_x}{\partial z} - \mathbf{e}_x \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \frac{\partial E_z}{\partial z} = 4\pi \sum_{q=1}^2 en_q. \quad (13)$$

У цих рівняннях  $v_{qz}$  – проекція вектора швидкості  $\mathbf{u}_q$   $q$ -го парціального електронного пучка на вісь  $Z$ ;  $\gamma_q$  – релятивістський фактор  $q$ -го пучка;  $c$  – швидкість світла у вакуумі;  $e = -|e|$ ,  $m_e$  – заряд та маса електрона відповідно.

Розв'язування системи рівнянь (11)–(13) розбиваємо на три формально незалежних етапи: 1) знаходження розв'язків задачі руху (11) гвинтового двопотокових релятивістського електронного пучка в заданих електромагнітних полях; 2) вирішення рівняння неперервності (12), приймаючи, що швидкості електронного пучка є відомими; 3) отримання рішень задачі про збудження електромагнітних полів (13) за відомими швидкостями та концентраціями електронного пучка.

Задачі руху й рівняння неперервності вирішуємо за допомогою методу усереднених характеристик [1], задачу про збудження електромагнітного поля – за допомогою методу повільно змінних амплітуд. При цьому враховуємо особливості множинних трихвильових параметричних резонансних взаємодій хвиль у досліджуваному пристрої.

Для вирішення задачі руху перетворимо рівняння (11) до стандартного вигляду [1]. Включимо в таку систему рівняння для швидких фаз  $p_{\chi,m}$ . Приймаємо, що амплітуди полів повільно змінюються зі

змінною поздовжньої координати  $z$ . Для опису таких повільних змін амплітуди введемо повільну поздовжню координату  $\zeta = z/\xi$ , де  $\xi$  великий параметр, який визначається відношенням швидкості зміни швидких фаз до швидкості зміни амплітуди. Через те що ми розв'язуємо граничну задачу, то в отриманих рівняннях перейдемо від похідної за часом до похідної за координатою, використовуючи співвідношення  $dt = dz/v_z$ . У підсумку одержимо систему рівнянь у стандартному вигляді

$$\frac{d\mathbf{u}_q}{dz} = \frac{e}{m_e \gamma_q v_{qz}} \left( \mathbf{E} + \frac{[\mathbf{u}_q \times \mathbf{B}]}{c} - \frac{\mathbf{u}_q (\mathbf{u}_q \mathbf{E})}{c^2} \right), \quad \frac{d\zeta}{dz} = \frac{1}{\xi}, \quad (14)$$

$$\frac{dp_{\chi,m}}{dz} = \frac{m\omega_{\chi,1}}{v_{qz}} - k_{\chi,m} \equiv \Omega_{q,\chi,m}. \quad (15)$$

У цих рівняннях урахуємо, що амплітуди полів  $E_{1,m} = E_{1,m}(\zeta)$ ,  $B_{1,m} = B_{1,m}(\zeta)$ ,  $E_{3,m} = E_{3,m}(\zeta)$  є повільно змінними функціями від поздовжньої координати  $z$ .

Порівняємо систему (14)–(15) зі стандартною [1] і запишемо вектор повільних змінних  $\mathbf{x}$ , вектор-функції  $\mathbf{X}$  повільних змінних, вектор швидких фаз  $\Psi$  і вектор фазових швидкостей  $\Omega$  у явному виді

$$\mathbf{x} = \{\mathbf{x}_v, x_\zeta\} = \{v_{qz}, v_{qx}, \zeta\}, \quad \frac{1}{\xi} \mathbf{X} = \frac{1}{\xi} \{\mathbf{X}_v, X_\zeta\}, \quad \frac{1}{\xi} X_\zeta = \frac{1}{\xi},$$

$$\frac{1}{\xi} \mathbf{X}_v = \frac{e}{m_e \gamma_q v_{qz}} \left( \mathbf{E} + \frac{[\mathbf{u}_q \times \mathbf{B}]}{c} - \frac{\mathbf{u}_q (\mathbf{u}_q \mathbf{E})}{c^2} \right), \quad (16)$$

$$\Psi_1 = \{p_{1,1}, \dots, p_{1,N}, p_{2,1}, \dots, p_{2,N}, p_{3,1}, \dots, p_{3,N}\},$$

$$\Omega_1 = \{\Omega_{q,1,1}, \dots, \Omega_{q,1,N}, \Omega_{2,1}, \dots, \Omega_{2,N}, \Omega_{q,3,1}, \dots, \Omega_{q,3,N}\}. \quad (17)$$

Також урахуємо, що електрони гвинтового РЕП окрім осциляторних рухів під дією полів також виконують обертовий рух у поздовжньому фокусувальному магнітному полі  $\mathbf{B}_0$ . Тобто траєкторія незбуреного руху електронів у випадку відсутності сигналу, ХПЗ і накачки є спіраль. Незбурену поперечну швидкість електронів  $q$ -го сорту пучка можемо подати у вигляді [18]:

$$v_{qx} = v_{q\perp} \cos p_{q0}, \quad v_{qy} = v_{q\perp} \sin p_{q0}, \quad (18)$$

де

$$p_{q0} = -\int_0^z \Omega_{0q} dz', \quad \Omega_{q0} = \frac{dp_{q0}}{dz} = \frac{eB_0}{cm_e \gamma_q v_{qz}} \quad (19)$$

– фаза й частота обертання електронів у поздовжньому магнітному полі відповідно;  $v_{q\perp}$  – модуль поперечної швидкості частинок  $q$ -го сорту пучка. Тому вектор швидкозмінних фаз  $\Psi_1$  і вектор частот  $\Omega_1$  (17) потрібно доповнити фазою  $p_{q0}$  й частотою  $\Omega_{q0}$  (19). Також потрібно врахувати, що за наявності електромагнітних полів електрони пучка в поздовжньому магнітному полі рухаються також і з комбінаційними частотами й фазами:

$$\begin{aligned} \Psi_2 &= \{p_{q,1,1} \pm p_{q0}, \dots, p_{q,1,N} \pm p_{q0}, p_{2,1} \pm p_{q0}, \dots, \\ & p_{2,N} \pm p_{q0}, p_{q,3,1} \pm p_{q0}, \dots, p_{q,3,N} \pm p_{q0}\}, \\ \Omega_2 &= \{\Omega_{q,1,1} \pm \Omega_{q0}, \dots, \Omega_{q,1,N} \pm \Omega_{q0}, \Omega_{2,1} \pm \Omega_{q0}, \dots, \\ & \Omega_{2,N} \pm \Omega_{q0}, \Omega_{q,3,1} \pm \Omega_{q0}, \dots, \Omega_{q,3,N} \pm \Omega_{q0}\}, \\ \Psi_3 &= \{p_{1,1} \pm 2p_{q0}, \dots, p_{1,N} \pm 2p_{q0}, p_{2,1} \pm 2p_{q0}, \dots, \\ & p_{2,N} \pm 2p_{q0}, p_{3,1} \pm 2p_{q0}, \dots, p_{3,N} \pm 2p_{q0}\}, \\ \Omega_3 &= \{\Omega_{q,1,1} \pm 2\Omega_{q0}, \dots, \Omega_{q,1,N} \pm 2\Omega_{q0}, \Omega_{2,1} \pm 2\Omega_{q0}, \dots, \\ & \Omega_{2,N} \pm 2\Omega_{q0}, \Omega_{q,3,1} \pm 2\Omega_{q0}, \dots, \Omega_{q,3,N} \pm 2\Omega_{q0}\}. \end{aligned} \quad (20)$$

Необхідність урахування фази  $2p_{q0}$  та частоти  $2\Omega_{q0}$  викликана наявністю у правій частині рівнянь (14) квадрата швидкості. Таким чином, вектор швидких фаз і вектор частот у задачі, що розглядається, набуває вигляду

$$\Psi = \{\Psi_1, p_{q0}, \Psi_2, \Psi_3\}, \quad \Omega = \{\Omega_1, \Omega_{q0}, \Omega_2, \Omega_3\}. \quad (21)$$

Наявність обертового руху електронів у поздовжньому магнітному полі приводить до виникнення додаткових трихвильових параметричних резонансних взаємодій:

$$\begin{aligned} p_{3,m1} &= p_{3,m2} \pm p_{q0} + p_{3,m3} \mp p_{q0}, \\ p_{3,m1} &= p_{3,m2} \pm 2p_{q0} + p_{3,m3} \mp 2p_{q0}, \\ p_{3,m} &= p_{1,m} \pm p_{q0} + p_{2,m} \mp p_{q0}, \\ p_{3,m} &= p_{1,m} \pm 2p_{q0} + p_{2,m} \mp 2p_{q0}, \\ p_{1,m1} &= p_{1,m2} \pm p_{q0} + p_{1,m3} \mp p_{q0}, \\ p_{1,m1} &= p_{1,m2} \pm 2p_{q0} + p_{1,m3} \mp 2p_{q0}. \end{aligned} \quad (22)$$

Таким чином, у досліджуваній системі реалізуються множинні трихвильові параметричні резонансні взаємодії, які визначені співвідношеннями (5), (9), (10), (22). Загальна картина взаємодій виявляється досить складною.

Вплив полів сигналу накачки й ХПЗ на рух електронів будемо розглядати як відхилення від незбудованих траєкторій. Для цього використовуємо наступну заміну змінних:

$$v_{qx} = \bar{v}_{q\perp} \cos \bar{p}_{q0} + \tilde{v}_{qx}, \quad v_{qy} = \bar{v}_{q\perp} \sin \bar{p}_{q0} + \tilde{v}_{qy} \quad (23)$$

де  $\tilde{v}_{qx}$ ,  $\tilde{v}_{qy}$  — осциляторні  $x$ - та  $y$ - компоненти вектора швидкості  $q$ -го пучка. У цьому випадку, використовуючи заміну (23) і алгоритм асимптотичного інтегрування, який описаний, наприклад, в [1, 17], одержуємо систему рівнянь для усереднених та швидкоосцилюючих величин. Причому всі осциляторні гармоніки, що цікавлять нас, будуть відразу ж враховуватись в  $\tilde{v}_{qx}$  та  $\tilde{v}_{qy}$ , які далі стандартним чином ураховуються як у рівнянні неперервності, так і рівняннях Максвелла.

Відповідно до алгоритму асимптотичного інтегрування переходимо до усереднених змінних

$$v_{qz} = \bar{v}_{qz} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\xi^n} u_{qv_z}^{(n)}(\bar{\mathbf{x}}, \Psi),$$

$$\begin{aligned} v_{qx} &= \bar{v}_{q\perp} \cos \bar{p}_{q0} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\xi^n} u_{qv_x}^{(n)}(\bar{\mathbf{x}}, \Psi) \\ v_{qy} &= \bar{v}_{q\perp} \sin \bar{p}_{q0} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\xi^n} u_{qv_y}^{(n)}(\bar{\mathbf{x}}, \Psi), \\ \zeta &= \bar{\zeta} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\xi^n} u_{\zeta}^{(n)}(\bar{\mathbf{x}}, \Psi). \end{aligned} \quad (24)$$

Рівняння для повільних змінних мають вигляд

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{v}_{qz}}{dz} &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\xi^n} A_{qv_z}^{(n)}(\bar{\mathbf{x}}), \quad \frac{d\bar{v}_{q\perp}}{dz} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\xi^n} A_{qv_{\perp}}^{(n)}(\bar{\mathbf{x}}), \\ \frac{d\bar{\zeta}}{dz} &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\xi^n} A_{\zeta}^{(n)}(\bar{\mathbf{x}}). \end{aligned} \quad (25)$$

Обмежуємося третім наближенням за  $1/\xi$ . Алгоритм знаходження  $\mathbf{u}^{(n)}$  й  $\mathbf{A}^{(n)}$  відомий [1]. Із цих формул випливає:  $u_{\zeta}^{(n)} = 0$  для будь-яких  $n$ ;  $A_{\zeta}^{(1)} = 1$ ,  $A_{\zeta}^{(n)} = 0$  для  $n > 1$ ;  $A_{v_z}^{(1)} = A_{v_z}^{(2)} = 0$ ,  $A_{v_x}^{(1)} = A_{v_x}^{(2)} = 0$ ,  $A_{v_y}^{(1)} = A_{v_y}^{(2)} = 0$ ,

$$\begin{aligned} \frac{1}{\xi} u_{v_z}^{(1)} &= \frac{e}{m_e \bar{v}_{qz} \bar{\gamma}_q} \sum_{m=1}^N \left\{ \exp(i(p_{1,m} + p_0)) \times \right. \\ & \times \frac{\bar{v}_{q\perp}}{2c} \left( \frac{B_{1y,m} + iB_{1x,m} - (E_{1x,m} - iE_{1y,m}) \cdot \bar{v}_{qz}/c}{i(\Omega_{q,1,m} + \Omega_{q,0})} \right) + \\ & + \frac{\bar{v}_{q\perp}}{2c} \left( \frac{B_{1y,m} - iB_{1x,m} - (E_{1x,m} + iE_{1y,m}) \cdot \bar{v}_{qz}/c}{i(\Omega_{q,1,m} - \Omega_{q,0})} \right) \times \\ & \left. \times \exp(i(p_{1,m} - p_0)) + \left( 1 - \frac{\bar{v}_{qz}^2}{c^2} \right) \frac{E_{3z,m} \exp(ip_{3,m})}{i\Omega_{q,3,m}} + c.c \right\} \end{aligned}$$

і так далі. У результаті отримуємо рішення як для швидкості (24), так і для її постійної складової (25).

Розв'язки рівняння неперервності знаходимо аналогічно як і у випадку задачі руху. Далі отримані розв'язки для швидкості і концентрації пучків підставляємо в рівняння Максвелла (13). Ураховуємо, що отримані вирази для швидкості і концентрації пучків, які отримані методом усереднених характеристик, мають вигляд рядів за малим параметром  $1/\xi$ . Розкладаємо їх також у ряди за гармоніками швидких фаз і отримуємо систему диференціальних рівнянь для амплітуд напруженості електричного поля електромагнітної хвилі сигналу, хвилі просторового заряду у кубічному нелінійному наближенні

$$\begin{aligned} K_{2,1,m} \frac{d^2 E_{1x,m}}{dz^2} + K_{1,1,m} \frac{dE_{1x,m}}{dz} + D_{1,m} E_{1x,m} &= \\ &= K_{3,1,m} E_{3z,m} B_{2y,m} + F_{1x,m}, \\ K_{2,1,m} \frac{d^2 E_{1y,m}}{dz^2} + K_{1,1,m} \frac{dE_{1y,m}}{dz} + D_{1,m} E_{1y,m} &= \\ &= K_{3,1,m} E_{3z,m} B_{2x,m} + F_{1y,m}, \\ C_{2,3,m} \frac{d^2 E_{3z,m}}{dz^2} + C_{1,3,m} \frac{dE_{3z,m}}{dz} + D_{3,m} E_{3z,m} &= \end{aligned} \quad (26)$$

$$= C_{3,3,m} E_{1,x,m} B_{2y,m}^* + C_{4,m} \left\langle \int \mathbf{E}_3 \left( \int \mathbf{E}_3 dp_{3,1} \right) dp_{3,1} \right\rangle_{p_{3,m}} + F_{3,m}.$$

У цих рівняннях:

$$D_{1,m}(\omega_{1,m}, k_{1,m}) = k_{1,m}^2 - \frac{\omega_{1,m}^2}{c^2} + \sum_{q=1}^2 \left[ \frac{\omega_p^2}{\bar{\gamma}_q (\Omega_{1,q,m} - \eta_{1,m} \Omega_{q0})^2 c^2} \times \left( \Omega_{1,q,m} (\Omega_{1,q,m} - \eta_{1,m} \Omega_{q0,m}) - \frac{\bar{v}_{q\perp}^2}{2c^2} (\omega_{1,m}^2 - k_{1,m}^2 c^2) \right) \right], \quad (27)$$

$$D_{3,m}(\omega_{3,m}, k_{3,m}) = -ik_{3,m} \left( 1 - \sum_{q=1}^2 \frac{\omega_p^2 (1 - (\bar{v}_{qz}/c)^2)}{\Omega_{3,m}^2 \bar{\gamma}_q} \right)$$

дисперсійні функції відповідно електромагнітної хвилі сигналу й хвилі ХПЗ для  $m$ -ї гармоніки;

$$F_{1,m} = \frac{4\pi e}{c} \left\langle \sum_{q=1}^2 \frac{1}{\xi^3} (\bar{n}_q u_{v_x,q}^{(3)} + u_{n,q}^{(1)} u_{v_x,q}^{(2)} + u_{n,q}^{(2)} u_{v_x,q}^{(1)}) \right\rangle_{p_{1,m}},$$

$$F_{3,m} = 4\pi e \left\langle \sum_{q=1}^2 \frac{1}{\xi^3} u_{n,q}^{(3)} \right\rangle_{p_{3,m}} - \text{функції, що враховують}$$

кубічні нелінійні доданки. Функції  $u_{n,q}^{(1)}/\xi$ ,  $u_{n,q}^{(2)}/\xi^2$ ,  $u_{n,q}^{(3)}/\xi^3$  визначають осциляторні складові концентрації парціальних пучків у першому, другому й третьому наближенні відповідно;  $u_{v_x,q}^{(1)}/\xi$ ,  $u_{v_x,q}^{(2)}/\xi^2$ ,  $u_{v_x,q}^{(3)}/\xi^3$  – осциляторні компоненти швидкості  $v_x$ ;

$$K_{1,1,m} = \frac{\partial D_{1,m}}{\partial(-ik_{1,m})}, \quad K_{2,1,m} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 D_{1,m}}{\partial(-ik_{1,m})^2}, \quad K_{3,m},$$

$$C_{1,3,m} = \frac{\partial D_{3,m}}{\partial(-ik_{3,m})}, \quad C_{2,3,m} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 D_{3,m}}{\partial(-ik_{3,m})^2}, \quad C_{3,m}, \quad C_{4,m} \text{ е}$$

коефіцієнтами відповідних диференціальних рівнянь, які залежать від частот, хвильових чисел і параметрів системи. Коефіцієнти системи рівнянь (26) також залежать від постійних складових швидкостей  $\bar{v}_q$  і концентрацій  $\bar{n}_q$  парціальних пучків. Тому систему рівнянь (26) доповнимо рівняннями для постійних складових

$$\frac{d\bar{v}_{qz}}{dz} = V_{qz}(\mathbf{E}_1, \mathbf{B}_1, \mathbf{B}_2, \mathbf{E}_3, \bar{v}_q, \bar{n}_q), \quad (28)$$

$$\frac{d\bar{v}_{q\perp}}{dz} = V_{q\perp}(\mathbf{E}_1, \mathbf{B}_1, \mathbf{B}_2, \mathbf{E}_3, \bar{v}_q, \bar{n}_q), \quad (29)$$

$$\frac{d\bar{n}_q}{dz} = N_q(\mathbf{E}_1, \mathbf{B}_1, \mathbf{B}_2, \mathbf{E}_3, \bar{v}_q, \bar{n}_q). \quad (30)$$

Функції  $V_{qz} = \sum_{q=1}^2 \frac{1}{\xi^3} A_{qv_z}^{(3)}$ ,  $V_{q\perp} = \sum_{q=1}^2 \frac{1}{\xi^3} A_{qv_\perp}^{(3)}$ ,

$$N_q = \sum_{q=1}^2 \frac{1}{\xi^3} A_{qn}^{(3)}$$
 ураховують кубічні нелінійні доданки.

Отриману систему кубічно-нелінійних рівнянь (26)-(30) аналізуємо чисельно. Ця система рівнянь описує нелінійні процеси в ДСЛВЕ клістронного типу.

### 5. ФОРМУВАННЯ ПОТУЖНИХ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ ІЗ ШИРОКИМ ЧАСТОТНИМ СПЕКТРОМ

Проведемо дослідження динаміки формування потужної мультигармонічної електромагнітної хвилі з використанням рівнянь (26)–(30) у ДСЛВЕ з наступними параметрами: середнє значення релятивістського фактора двопотокового гвинтового РЕП  $\gamma_0 = 5,0$ , різниця релятивістських факторів парціальних пучків  $\Delta\gamma = 0,2$ , плазмова частота парціальних пучків  $\omega_p = 1,0 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ , швидкості електронів у гвинтовому пучку спрямовані під кутом  $\alpha = 15^\circ$  відносно осі системи, частота першої гармоніки електромагнітного сигналу  $\omega_{1,1} = 7 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ , період ондулятора  $\lambda_{2,1} = 4,5 \text{ см}$ .

Порівнюючи частоту першої гармоніки електромагнітного сигналу  $\omega_{1,1} = 7 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$  з плазмовою частотою двопотокових пучків  $\omega_p = 1,0 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ , бачимо, що умова  $\omega_{1,1} \gg \omega_p$  виконується. Це означає, що для всіх гармонік хвилі сигналу залежність хвильового числа від частоти є квазілінійною. Тому умови реалізації множинних резонансних взаємодій (8)–(10) так само як і (22) є виконаними.

Відомо, що всі гармоніки хвилі просторового заряду, частота яких менше за критичну частоту двопотокової нестійкості ( $\omega_{cr} = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$  для моделі, що розглядається), будуть підсилюватися внаслідок двопотокової нестійкості. Для досліджуваної моделі із гвинтовим електронним пучком у цю область підсилення попадає  $\omega_{cr}/\omega_{1,1} \approx 35$  гармонік. Причому, частина з них, частоти яких менше за оптимальну частоту двопотокової нестійкості ( $\omega_{opt} = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ ), зі збільшенням частоти будуть мати більші інкременти зростання й будуть утворювати аномальний спектр, у якому більш високочастотні гармоніки ХПЗ будуть мати більшу амплітуду. В область аномального спектра в цій моделі попадає  $\omega_{opt}/\omega_{1,1} \approx 21$  гармоніка.

Відзначимо, що у випадку використання у ДСЛВЕ замість гвинтового прямолінійного пучка кількість гармонік, які формують мультигармонічний електромагнітний сигнал, зменшується. У цьому випадку критична частота двопотокової нестійкості стає у  $\sim 2$  рази меншою. Відповідно у  $\sim 2$  рази зменшується і кількість гармонік, які збуджуються в такому ДСЛВЕ. Тому в ДСЛВЕ, які призначені для формування потужних мультигармонічних електромагнітних хвиль потрібно використовувати саме гвинтові двопотокові РЕП.

Розглядаємо модель мультигармонічного ДСЛВЕ, що подана на рис. 1, у якій на вхід секції модуляції 1 подається монохроматичний сигнал із частотою  $\omega_{1,1}$ . Тут внаслідок трихвильового параметричного резонансу між електромагнітним сигналом 1, Н-убітронний полем модулятора 2 у двопотокових електронному пучку 1 збуджується хвиля просторового заряду. Через те що на вхід модулятора подається монохроматична хвиля сигналу, то і Н-убітронне магнітне поле модулятора вибираємо також монохроматичним. На вхід модулятора подаємо

сигнал з амплітудою 100 В/см, інші гармоніки дорівнюють нулю. Індукцію магнітного поля Н-убітронного поля вибираємо такою, що дорівнює  $B_{2,1} = 800$  Гс, період модулятора, як зазначалось вище,  $\lambda_{2,1} = 4,5$  см. Тоді на виході із секції модуляції одержуємо ХПЗ, спектр якої поданий на рис. 2. Як бачимо, на виході з модулятора формується хвиля ХПЗ, у якій амплітуда першої гармоніки істотно перевищує амплітуди інших гармонік.

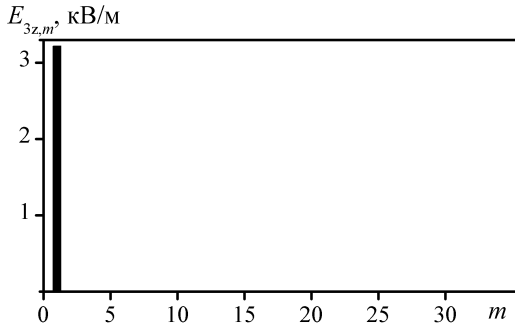


Рис. 2 – Спектр ХПЗ на виході модулятора ( $z = 50$  см)

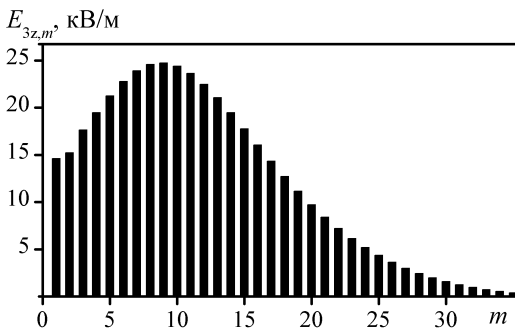


Рис. 3 – Спектр ХПЗ на виході пролітної секції ( $z = 125$  см)

Далі збуджена у двопотокових електронному пучку хвиля ХПЗ зростає внаслідок двопотокової нестійкості. Через те що частота першої гармоніки хвилі ХПЗ у 35 разів є меншою за критичну (і в 21 разів є меншою за оптимальну), то інкременти зростання перших 21 гармонік зі збільшенням частоти збільшуються й всі 35 гармоніки підсилюються внаслідок двопотокової нестійкості. У підсумку на виході із пролітної секції (координата системи  $z = 125$  см) починає формуватися аномальний спектр, який поданий на рис. 3. При цьому максимальною є вже не перша гармоніка, як у випадку рис. 2, а десята.

Слід зазначити, що на виході із пролітної секції хвиля просторового заряду з необхідним спектром ще остаточно не сформована. Її формування триває й в прикінцевій секції. Одночасно із цим у прикінцевій секції відбувається збудження мультigarмонічної електромагнітної хвилі завдяки множинним трихвильовим параметричним резонансам між мультigarмонічною хвилею ХПЗ, мультigarмонічним Н-убітронним полем накачки та електромагнітною хвилею сигналу. Параметри гармонік мультigarмонічного магнітного поля накачки вибираємо таким чином, щоб в прикінцевій секції сформувати потужну мультigarмонічну електромагнітну хвилю.

Спектр такого магнітного поля поданий на рис. 4, а спектр електромагнітної хвилі в точці  $z = 165$  см ДСЛІВЕ поданий на рис. 5.

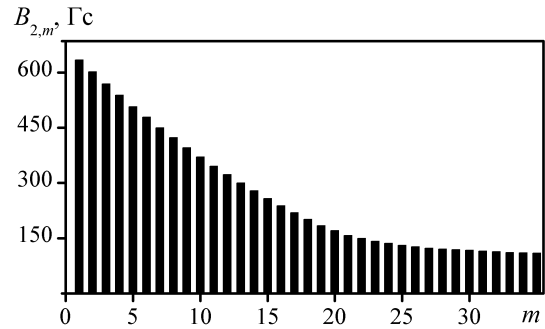


Рис. 4 – Залежність амплітуд гармонік індукції магнітного поля  $B_{1,m} = (B_{1x,m}^2 + B_{1y,m}^2)^{1/2}$  ондулятора прикінцевої секції від номера гармоніки

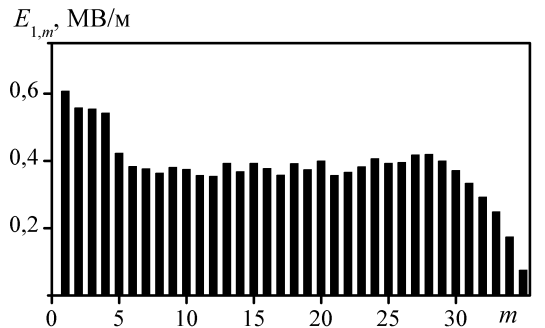


Рис. 5 – Залежність модулів амплітуд гармонік електромагнітного сигналу  $E_{1,m} = (E_{1x,m}^2 + E_{1y,m}^2)^{1/2}$  від номера гармоніки для поздовжньої координати системи  $z = 165$  см

Як впливає з рис. 5 на виході мультigarмонічного двопотокового супергетеродинного ЛВЕ клістронного типу із гвинтовим електронним пучком ми отримуємо потужну мультigarмонічну електромагнітну хвилю із широким частотним спектром, у якому приблизно тридцять гармонік мають практично однакову амплітуду. Використання гвинтових двопотокових РЕП і наявність пролітної секції у клістронній моделі дозволило істотно розширити спектр сформованої хвилі. Також слід зазначити, що інкременти зростання двопотокової нестійкості у гвинтових двопотокових РЕП істотно вище, ніж у прямолінійних двопотокових РЕП. Це приводить до того, що мультigarмонічні ДСЛІВЕ із гвинтовими пучками мають менші поздовжні габарити. Так у досліджуваній системі формування мультigarмонічної електромагнітної хвилі відбувається у точці з координатою  $z = 165$  см, а в аналогічній системі із прямолінійним двопотоковим РЕП це має місце в точці з координатою  $z = 257$  см [17]

## 6. ВИСНОВКИ

Таким чином, у роботі побудована самоузгоджена кубічно-нелінійна теорія мультigarмонічних двопотокових супергетеродинних лазерів на вільних електронах клістронного типу з Н-убітронною накачкою,

у яких використовуються гвинтові релятивістські електронні пучки. Виконано аналіз режиму роботи, коли частота першої гармоніки електромагнітного сигналу багато менша за критичну частоту двопотокової нестійкості. Продемонстровано, що в цьому випадку має місце інтенсивна генерація вищих гармонік з сумірними амплітудами. Ураховано множинні трихвильові резонансні взаємодії хвиль різного типу. Показано, що використання гвинтових пучків у ДСЛВЕ клістронного типу дозволяє одержати потужний мультигармонічний електромагнітний сигнал з більш широким спектром порівняно із ДСЛВЕ, який використовує прямолінійні пучки.

Показано, що темпи зростання електромагнітних хвиль у ДСЛВЕ із гвинтовими РЕП істотно вищі, а довжини насичення набагато менше, що дозволяє зменшити поздовжні габарити ДСЛВЕ. Продемонстровано перспективність використання ДСЛВЕ клістронного типу із гвинтовими РЕП для формування потужних мультигармонічних електромагнітних хвиль із широким частотним спектром.

#### ПОДЯКИ

Робота була виконана у рамках держбюджетної науково-дослідної роботи №0117U002253

### Formation of Powerful Multiharmonic Electromagnetic Wave by Two Stream Superheterodyne Klystron Free Electron Laser with Helical Electron Beam

A.V. Lysenko<sup>1</sup>, I.I. Volk<sup>1</sup>, G.A. Oleksiienko<sup>1</sup>, A.Ju. Brusnyk<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Sumy State University, 2, Rimsky Korsakov Str., 40007 Sumy, Ukraine

<sup>2</sup> National Aviation University, 1, Kosmonavt Komarov Ave., 03680 Kiev, Ukraine

We elaborated a self-consistent cubic-nonlinear theory of multiharmonic two-stream superheterodyne free-electron lasers (TSFELs) of klystron type with helical relativistic electron beams (REBs). We investigated the operation mode, in which the first harmonic of electromagnetic signal is much less than the two-stream instability critical frequency. We accounted plural three-wave resonant interactions of different wave types. It was demonstrated that application of helical beams in TSFEL klystrons allows achieving a powerful multiharmonic electromagnetic signal with wider frequency spectrum compared with TSFEL based on straight beams. We showed that growth rates of electromagnetic waves in TSFELs with helical beams are substantially higher and the saturation lengths are much shorter. It allows decreasing longitudinal dimensions of TSFELs. We illustrated the application perspective of the klystron type TSFELs with helical REBs in the field of powerful multiharmonic electromagnetic waves with wide frequency spectrum forming.

**Keywords:** Two-stream superheterodyne free-electron lasers, Two-stream instability, Helical electron beams, Three-wave parametric resonances.

#### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. V.V. Kulish, *Hierarchical Electrodynamics and Free Electron Lasers: Concepts, Calculations, and Practical Applications* (Boca Raton: CRC Press: 2011).
2. G. Bekefi, K.D. Jacobs, *J. Appl. Phys.* **53**, 4113 (1982).
3. M. Botton, A. Ron, *J. Appl. Phys.* **67**, 6583 (1998).
4. W. Liu, Z. Yang, Z. Liang, *Int. J. Infrared. Milli. Waves* **27**, 1073 (2007).
5. H. Mehdian, N. Abbasi, *Phys. Plasma.* **15**, 13111 (2008).
6. M.H. Rouhani, B. Maraghechi, H. Saberi, *Phys. Plasma.* **16**, 123105 (2009).
7. N. Mahdizadeh, F.M. Aghamir, *J. Appl. Phys.* **113**, 83305 (2013).
8. S. Nadrifard, B. Maraghechi, T. Mohsenpour, *Plasma Phys. Control. Fusion* **55**, 25012 (2013).
9. S. Saviz, M. Karimi, *Chin. Phys. B* **23**, 34103 (2014).
10. N. Mahdizadeh, *J. Plasma Phys.* **81**, 905810612 (2015).
11. S.-K. Nam, *Jpn. J. Appl. Phys.* **54**, 56202 (2015).
12. T. Mohsenpour, H. Ehsani Amri, Z. Norouzi, *Int. J. Opt. Photonic Eng.* **10**, 91 (2016).
13. V.V. Kulish, O.V. Lysenko, V.I. Savchenko, I.G. Majornikov, *Laser Phys.* **15**, 1629 (2005).
14. S. Saviz, E. Lashani, F.M. Aghamir, *Chin. Phys. B* **21**, 104104 (2012).
15. T. Mohsenpour, N. Mehrabi, *Phys. Plasma.* **20**, 82133 (2013).
16. T. Mohsenpour, O.K. Rezaee Rami, *Phys. Plasma.* **21**, 72113 (2014).
17. V.V. Kulish, A.V. Lysenko, V.V. Koval, M.Yu. Rombovsky, I.I. Volk, *Acta Physica Polonica A.* **131** No 2, 213 (2017).
18. O.V. Lysenko, I.I. Volk, G.A. Oleksiienko, *J. Nano-Electron. Phys.* **10** No 2, 02014 (2018).
19. A. Lysenko, I. Volk, *Plasma Sci. Technol.* **20**, 35002 (2018).