

О. В. Самойлик, *к.т.н., доцент*
Черкаський державний технологічний університет
б-р Шевченка, 460, м. Черкаси

МОДЕЛЮВАННЯ ПАРАМЕТРИЧНОГО ЗБУДЖЕННЯ ПЛАЗМОВИХ КОЛИВАНЬ В n-InSb

Розглянуто параметричну нестійкість електронної плазми в n-InSb в полі сильної електромагнітної хвилі кругової поляризації. Встановлено наявність нестійкості поздовжніх та поперечних коливань плазми. Визначено причини та умови виникнення такого характеру коливань і зв'язок між частотою накачки та плазмовою частотою. Проведені чисельні оцінки показують, що розглянуті нестійкості можуть бути реалізовані як у надвисоких частотах, так і в оптичному діапазоні.

Ключові слова: моделювання, плазма, параметрична нестійкість.

Постановка проблеми. Фізичним явищем, що лежить в основі всіх принципів генерації та посилення акустичних і електромагнітних хвиль будь-якого частотного діапазону, є явище нестійкості. За своїм характером всі види нестійкості можна поділити на два типи: абсолютні й конвективні. Причому абсолютно нестійка система може бути генератором, а конвективно нестійка система – підсилювачем [1–3]. Тому вивчення умов, при яких розглянута система є нестійкою і визначення характеру цієї нестійкості є вихідним пунктом досліджень генерації та посилення (а також каналізації та перетворення) хвиль будь-якого типу. Протягом тривалого часу спостерігається стійкий науковий інтерес до такого роду досліджень [4–8].

Аналіз останніх джерел досліджень і публікацій. Останніми роками параметричні нестійкості в плазмі твердого тіла є об'єктом інтенсивних теоретичних досліджень. В [3] вивчалася параметричне збудження поздовжніх і поперечних коливань плазми n-InSb однорідним високочастотним електричним полем. Параметричне збудження коливань плазми відбувалося завдяки залежності ефективної маси електрона у високочастотному полі від часу, що обумовлена нестандартністю закону дисперсії енергії $\varepsilon(\rho)$. Попередні оцінки, проведені нами, показують, що при вико-

ристанні потужних джерел електромагнітного випромінювання оптичного і надвисокого (НВЧ) діапазонів частот ці ефекти можуть спостерігатися експериментально [1].

Метою роботи є дослідження, за допомогою математичного моделювання параметричного збудження плазмових коливань в n-InSb, наявності, причин, умов та характеру нестійкості коливань плазми в цьому матеріалі в полі сильної електромагнітної хвилі кругової поляризації.

Виклад основного матеріалу. В роботі розглянуто параметричну нестійкість електронної плазми n-InSb в полі поперечної електромагнітної хвилі кругової поляризації. Як відомо, в полі такої хвилі ефективна маса електрона не змінюється з часом, тому механізм параметричної нестійкості в цьому випадку не реалізується.

Запишемо рівняння Максвелла та гідродинамічного рівняння руху для електронів:

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \vec{H} = \frac{\varepsilon_0}{c} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \frac{4\pi e}{c} \cdot n \vec{V} \\ \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\ \varepsilon_0 \operatorname{div} \vec{E} = -4\pi e \cdot (n - n_0) \\ \operatorname{div} \vec{H} = 0 \end{cases}, \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \nabla \right) \cdot \frac{\vec{V}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{v_n^2}}} = -\frac{e}{m} \cdot \left(\vec{E} + \frac{\vec{V}}{c} \cdot \vec{H} \right) - \frac{v_r^2 \cdot \vec{\nabla}_n}{n} - v \vec{V}, \quad (2)$$

$$H_{y0} = \frac{ck_0}{\omega_0} \cdot E_0 \cdot \cos \psi_0, \quad H_{z0} = 0, \quad (3)$$

де n_0 – густина електронів у стані спокою, v_m – їх теплова швидкість, ν – частота зіткнень з передачею імпульсу.

Рівняння (2) справедливе для Кейнівського закону дисперсії енергії електронів

$$p^2 = 2 \cdot m \cdot \varepsilon \cdot \left(1 + \frac{\varepsilon}{\varepsilon_g}\right),$$

який характерний для InSb, де ε_g – ширина забороненої зони,

$$V_n = \sqrt{\frac{\varepsilon_g}{2m}} \quad (\text{для InSb} \quad \varepsilon_g = 0,23 \text{ eВ},$$

$$m \sim 0,013m_0, \nu_n = 1,2 \cdot 10^8 \text{ см/с}).$$

Неважко переконатися, що при $\nu = 0$ поперечна електромагнітна хвиля кругової поляризації:

$$E_{x0} = E_0 \cdot \cos \psi_0, \quad E_{y0} = E_0 \cdot \sin \psi_0, \quad E_{z0} = 0,$$

$$H_{x0} = -\frac{ck_0}{\omega_0} \cdot E_0 \cdot \sin \psi_0,$$

$$V_{x0} = -\frac{v_0 \sin \psi_0}{\sqrt{1 + \frac{v_0^2}{v_n^2}}}, \quad V_{y0} = -\frac{v_0 \cos \psi_0}{\sqrt{1 + \frac{v_0^2}{v_n^2}}},$$

$$V_{z0} = 0, \quad n = n_0,$$

де $\psi_0 = \omega_0 t - k_0 z$, $v_0 = \frac{e \cdot E_0}{m \cdot \omega_0}$, є частинним

точним розв'язком системи (1), (2), причому частота ω_0 , стала поширення k_0 і амплітуда хвилі E_0 зв'язані між собою таким співвідношенням:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v'}{\partial t} + (v_0 \nabla) \cdot v' + (v' \nabla) \cdot v_0 = -\frac{e}{m\chi} \left\{ E' + \frac{v_0}{c} \cdot H' + \frac{v'}{c} \cdot H' - \frac{v_0}{v_n^2} \cdot (v_0 E' + v' E_0) \right\} + \\ + \frac{e\chi}{mv_n^2} (v' v_0) \cdot \left(E_0 + \frac{v_0}{c} \cdot H_0 \right) - \frac{\tilde{v}_T^2}{n_0} \cdot \nabla n', \end{aligned} \quad (5)$$

$$\text{де } \chi = \sqrt{1 + \frac{v_0^2}{v_n^2}}, \quad \tilde{v}_T^2 = v_T^2 \cdot \chi.$$

Обмежимося поширенням хвилі вздовж осі z .

У системі (5) перейдемо до величин $E^\pm = E'_x \pm iE'_y$, $H^\pm = H'_x \pm iH'_y$,

$\omega^\pm = v'_x \pm iv'_y$. Якщо вважати, що величини

E^\pm , H^\pm , ω^\pm змінюються за законом

$$k_0 = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{1 + \frac{v_0^2}{v_n^2}}}, \quad (4)$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4 \cdot \pi \cdot e^2 \cdot n_0}{m}}.$$

Далі будемо вважати виконаними умови $\omega, \omega_0, \omega_p \gg \nu$, тому частоту зіткнень ν врахуємо адитивним чином як декремент затухання коливань, що розглядаються.

Хвилю, яка описується рівнянням (3), оберемо як вихідну хвилю накачки. Розглянемо тепер малі коливання [4] плазми на фоні хвилі (3) – амплітуди полів представимо у вигляді $f_i = f_{0i} + f'_i$, де f_{0i} визначається формулами (3), а $|f'_i| \ll |f_{0i}|$. Лінеаризуючи систему

(1), (2) відносно змінних f'_i , отримаємо таку систему рівнянь:

$$\text{rot} H' = \frac{\varepsilon_0}{c} \frac{\partial E'}{\partial t} - \frac{4\pi e}{c} \cdot (n_0 v' + n' v_0),$$

$$\text{rot} E' = -\frac{1}{c} \frac{\partial H'}{\partial t},$$

$$\varepsilon_0 \text{div} E' = -4\pi e n', \quad \text{div} H' = 0,$$

$$E^\pm, H^\pm, \omega^\pm \sim e^{i[(\omega \pm \omega_0)t - (k \pm k_0)z]}, \quad (6)$$

а

$$E'_z, v'_z, n' \sim e^{i(\omega t - kz)}, \quad (7)$$

то система з періодичними коефіцієнтами (5) перейде в алгебраїчну однорідну систему рівнянь, що описана в роботі [2], детермінант якої, прирівняний до нуля, дає точне дисперсійне рівняння для малих коливань. У кінцевому вигляді дисперсійне рівняння має вигляд:

$$\begin{aligned} & (x^2 - 1 - \beta_T^2 \cdot y^2) \cdot [1 - (x + \sigma)^2 + (y + \tau)^2] \cdot [1 - (x - \sigma)^2 + (y - \tau)^2] - \\ & - \beta_0^2 \cdot (x^2 - y^2) \cdot (x^2 - 1 - \beta_T^2 \cdot y^2 - \beta_n^2 \cdot y^2) = 0, \end{aligned} \quad (8)$$

де введено такі безрозмірні величини

$$x = \frac{\omega \sqrt{\chi \varepsilon_p}}{\omega_p}, \quad y = \frac{ck \sqrt{\chi}}{\omega_p}, \quad \sigma = \frac{\omega_0 \sqrt{\varepsilon_0 \chi}}{\omega_p},$$

$$\tau = \frac{ck_0 \sqrt{\chi}}{\omega_p}, \quad \beta_0 = \frac{v_0}{v_n \chi}, \quad \beta_n = \frac{v_n \sqrt{\varepsilon_0}}{c},$$

$$\beta_T = \frac{\tilde{v}_T \sqrt{\varepsilon_0}}{c} \quad \text{при цьому згідно з (4)}$$

σ і τ пов'язані між собою співвідношенням $\sigma^2 - \tau^2 = 1$.

Проаналізуємо дисперсійне рівняння (8), вважаючи β_0 малим параметром. При цьому можна використовувати метод слабкозв'язаних хвиль.

При $\beta_0 = 0$ з (8) отримуємо розв'язки

$$x_{1,2} = \pm \sqrt{1 + \beta_T^2 \cdot y^2}, \quad x_{3,4} = \sigma \pm \sqrt{1 + (y - \tau)^2}, \quad x_{5,6} = -\sigma \mp \sqrt{1 + (y + \tau)^2}. \quad (9)$$

Рішення $x_{1,2} = \pm \sqrt{1 + \beta_T^2 \cdot y^2}$ відповідають потенціальним коливанням плазми $\left(\omega \cong \frac{\omega_p}{\sqrt{\varepsilon_0}}, E_{x,y} = 0, E_z \neq 0 \right)$, а x_{3-6} – поперечним електромагнітним хвилям $(E_{x,y} \neq 0, E_z = 0)$.

При $\beta_0 \ll 1$ (слабкий зв'язок між хвилями) слід очікувати нестійкість в області

синхронізму хвиль. Із (9) видно, що синхронізм можливий між електромагнітними хвилями x_4 і x_5 (точка синхронізму знаходиться на початку координат $x_{01} = y_{01} = 0$, див. область I на рис. 1), а також кожною з цих хвиль з поздовжніми плазовими хвилями (при $\sigma > 2$). Дисперсійне рівняння в околі синхронізму хвиль x_4 і x_5 отримуємо, поклавши у (8) $x \ll 1, y \ll 1$.

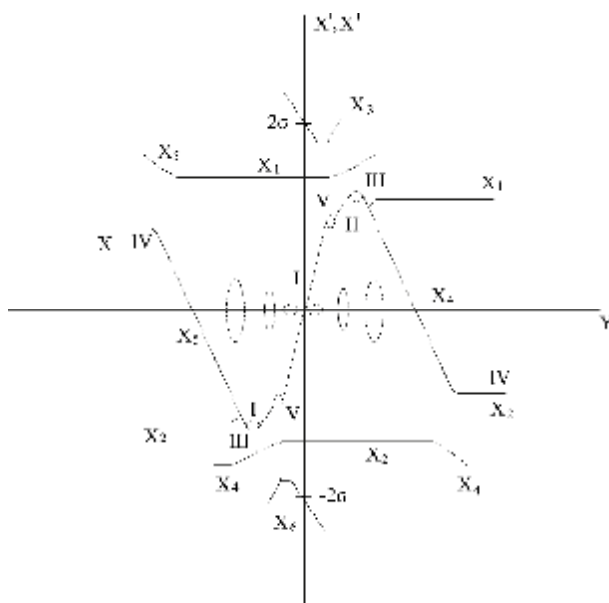


Рис. 1. Вигляд дисперсійних кривих при $\beta_0 \ll 1$:

суцільними лініями – $x'(y)$, штрихованими – $x''(y)$.

I, II – конвективна нестійкість, III – абсолютна нестійкість, IV, V – зняття виродження хвиль

Тоді (8) зводиться до квадратного рівняння відносно x та y

$$x^2 \cdot \left(1 - \frac{\beta_0^2}{4\sigma^2}\right) - 2xy \frac{\tau}{\sigma} + y^2 \cdot \left(1 - \frac{1}{\sigma^2} + \frac{\beta_0^2}{4\sigma^2}\right) = 0,$$

звідки знаходимо дійсну та уявну частини частоти:

$$x' = y \frac{\tau}{\sigma}, \quad -x'' = y \frac{\beta_0}{2\sigma^2}. \quad (10)$$

Згідно з (6), (7) рішення (10) відповідає поздовжнім коливанням плазми з частотою

$$\omega' = c^2 k \frac{k_0}{\omega_0} \sqrt{\varepsilon_0}, \quad (\omega' \ll \omega_0, \omega_p) \text{ і поперечними}$$

коливаннями плазми з частотами $\omega_0 \pm \omega'$.

При цьому співвідношення між амплітудами поздовжніх та поперечних коливань має вигляд

$$\left| \frac{E_z}{E_{\pm}} \right| \sim \frac{\beta_0}{2\sigma y}.$$

У випадку $\tau = 0$ (накачка у вигляді однорідного високочастотного електричного поля кругової поляризації) нестійкість поздовжніх хвиль є аперіодичною.

Реально нестійкість (10) буде мати місце, якщо її інкремент $-\omega''$, обумовлений хвилею накачки, буде перебільшувати декремент затухання, приблизно рівний ν .

Прирівнюючи $-\omega''$ до частоти зіткнень ν , отримуємо порогове значення напруженості поля хвилі накачки E_{0k}

$$E_{0k} = \frac{2 \cdot m \cdot \omega_0^2 \cdot \nu \cdot \nu_n \cdot \varepsilon_0 \sqrt{\varepsilon_0}}{e \cdot \omega_p^2 \cdot c \cdot k}. \quad (11)$$

Для InSb із $\omega_p = 4 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $\nu = 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $\omega_0 = 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $\varepsilon_0 \sim 16$, $ck/\omega_p \sim 0,4$ отримуємо

$E_{0k} \sim 6 \cdot 10^2 \text{ В/см}$, а дійсно це доступно в НВЧ діапазоні.

Як впливає з (10), при переході до стандартного закону дисперсії ($\varepsilon_g, \nu_n \rightarrow \infty$) нестійкість, яка розглядається, зникає, $x'' \rightarrow 0$.

При $\sigma > 2 \cdot \left(\omega_0 > \frac{2\omega_p}{\sqrt{\varepsilon_0}} \right)$, крім розглянутої нестійкості, з'являється нестійкість в області синхронізму електромагнітних хвиль x_4 і x_5 із плазмовими хвилями (див. рисунок, області II, III). Для прикладу розглянемо синхронізм хвилі x_4 із поздовжньою плазмовою

хвилею x_1 , який має місце в точках (x_{0II}, y_{0II}) і (x_{0III}, y_{0III}) , де

$$\left. \begin{aligned} x_{0II} &\cong x_{0III} \cong 1, \\ y_{0II} &= \sqrt{\sigma^2 - 1} - \sqrt{\sigma \cdot (\sigma - 2)}, \\ y_{0III} &= \sqrt{\sigma^2 - 1} + \sqrt{\sigma \cdot (\sigma - 2)} \end{aligned} \right\}, \quad (12)$$

при цьому вважається $\beta_T^2 \sigma^2 \ll 1$.

Дисперсійне рівняння (8) в околі точок синхронізму (12) може бути представлене у вигляді

$$\begin{aligned} &\left(x - \sqrt{1 + \beta_T^2 \cdot y^2} \right) \cdot \left(x - \sigma + \sqrt{1 + (y - \tau)^2} \right) = \\ &= Q(y_0) = - \frac{\beta_0^2 \cdot \beta_n^2 \cdot y_0^2}{g \cdot (\sigma - 1)} \end{aligned}, \quad (13)$$

де коефіцієнт зв'язку $Q(y_0)$ знаходиться в точці синхронізму.

Із (13) випливає, що максимальне значення $-x''_{\max}$ в областях II та III визначається формулою

$$-x''_{\max} = \frac{\beta_0 \cdot \beta_n \cdot y_0}{2\sqrt{2} \cdot \sqrt{\sigma - 1}}. \quad (14)$$

Оскільки $y_{0III} > y_{0II}$, нестійкість в області III характеризується більшими інкрементами порівняно з областю II.

На рис. 1 наведено типовий вигляд дисперсійних кривих при $\sigma > 2$, який визначає характер виникнення нестійкостей. Застосування критеріїв абсолютної та конвективної нестійкостей для параметрично зв'язаних хвиль показує, що в областях I і II (синхронізм двох однаково напрямлених хвиль) нестійкість має конвективний характер, а в області III (синхронізм зустрічної та попутної хвиль) нестійкість має абсолютний характер.

Оскільки $\beta_0 \cdot \beta_n \cong e \cdot E_0 / m \cdot \omega_0 \cdot c$, коефіцієнт зв'язку $Q(y_0)$ майже не залежить від ν_n , тобто для нестійкостей в областях II і III нестандартність закону дисперсії $\varepsilon(p)$ несуттєва.

Прийнявши в рівнянні (14) $y_0 = y_{0III} \cong 2\sigma$ і вважаючи $\sigma \gg 1$, отримуємо значення для $-\omega''_{\max}$ у вигляді

$$-\omega''_{\max} = \frac{e \cdot E_0}{m \cdot \omega_0 \cdot c} \sqrt{\frac{\omega_0 \cdot \omega_p \sqrt{\varepsilon_0}}{2}}. \quad (15)$$

Звідси випливає, що порогове значення напруженості поля E_{0k} дорівнює

$$E_{0k} = \frac{v \cdot m \cdot c}{e} \sqrt{\frac{2\omega_0}{\omega_p \sqrt{\epsilon_0}}}. \quad (16)$$

Покладаючи в (16) $\omega_p = 8 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$, $v \sim 10^{11} \text{ c}^{-1}$, $\omega_0 \sim 2 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$, отримуємо $E_{0k} \sim 6 \cdot 10^4 \text{ В/см}$, що менше критичного значення поля для InSb і може бути досягнуто з використанням потужних лазерів на CO_2 .

Висновки. Дослідженнями встановлено наявність нестійкості поперечних і поздовжніх коливань плазми в n-InSb у полі сильної електромагнітної хвилі кругової поляризації.

Отримано критерії їх виникнення, а саме:

$$\text{– при } \omega_0 < \frac{2\omega_p}{\sqrt{\epsilon_0}} \quad (\omega_0 \text{ – частота хви-}$$

лі накачки, ω_p – плазменна частота) має місце нестійкість поздовжніх коливань плазми з частотою $\omega \ll \omega_0$ і поперечних – з частотою, яка близька до ω_0 . Ця нестійкість обумовлена нестандартністю закону дисперсії $\epsilon(p)$;

$$\text{– при } \omega_0 > \frac{2\omega_p}{\sqrt{\epsilon_0}} \text{ з'являються ще дві}$$

області нестійкості поздовжніх коливань плазми з частотою близько $\frac{\omega_p}{\sqrt{\epsilon_0}}$ і поперечних

– з частотами $\omega_0 \pm \frac{\omega_p}{\sqrt{\epsilon_0}}$. Для цих нестійкостей нестандартність закону дисперсії $\epsilon(p)$ несуттєва.

Показано, що для InSb порогове значення напруженості поля хвилі накачки, при якому реалізуються зазначені нестійкості, становить $E_{0k} \sim 6 \cdot 10^2 \text{ В/см}$.

Список літератури

1. Коцаренко Н. Я. Абсолютная и конвективная неустойчивость в плазме и твердых телах / Н. Я. Коцаренко, А. М. Федорченко. – М. : Наука, 1981. – 176 с.
2. Люиселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике / У. Люиселл ; пер. с англ. : Трифонов В. И., Хогунцова Ю. Л. – М. : Иностранная лит-ра, 1963. – 351 с.

3. Вюраль Б. Взаимодействие электромагнитных волн в плазме твердого тела / Б. Вюраль, М. Стил. – М., 1973. – 247 с.
4. Parametric excitation of plasma oscillations in n-InSb / О. М. Ivanyuta, Ya. I. Kishenko, V. V. Matvienko, O. V. Prokopenko, O. V. Samoilyk // Electronics and applied physics : VII international conf., (October 19-22), Ukraine, Kyiv. – 2011. – P. 178.
5. Альтшулер Е. Ю. Поверхностные электромагнитные волны в полупроводниковых структурах и их применение в технике СВЧ / Е. Ю. Альтшулер, Л. И. Кац, В. В. Попов // Обзоры по электронной технике. Электроника СВЧ. – 1983. – В. 7. – С. 1–60.
6. Александров А. Ф. Колебания и волны в плазменных средах / Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. – М. : Изд-во Московского ун-та, 1990. – 272 с.
7. Электромагнитные явления СВЧ-диапазона в неоднородных полупроводниковых структурах / Н. Н. Белецкий, В. М. Светличный, Д. Д. Халамейда, В. М. Яковенко. – К. : Наук. думка, 1991. – 216 с.
8. Кравченко В. И. Возбуждение электромагнитных колебаний в полупроводниковых структурах потоками заряженных частиц / В. И. Кравченко, В. И. Яковенко, Е. В. Глухов // Электротехника и электромеханика. – 2006. – № 4. – С. 66–68.
9. Кравченко В. И. Влияние стороннего электромагнитного излучения на волновые характеристики полупроводниковой сверхрешетки / В. И. Кравченко, Ф. В. Лосев, И. В. Яковенко // Вісник НТУ «ХП». – Х. : НТУ «ХП», 2013. – № 27 (1000). – С. 89–95. – (Серія : Техніка та електрофізика високих напруг).
10. Цинцадзе Н. Л. Физика плазмы / Н. Л. Цинцадзе, Д. Д. Цхацкая. – М., 1975. – Т. 1. – 281 с.

References

1. Kotsarenko, N. Ya. and Fedorchenko, A. M. (1981) Absolute and convective instability in the plasma and solids. Moscow: Nauka, 176 p. [in Russian].
2. Lyuisell, W. (1963) Coupled and parametric oscillations in electronics. Moscow: Inostrannaya lit-ra, 351 p. [in Russian].

3. Vyural, B. and Steele, M. (1973) Interaction of electromagnetic waves in solid-state plasma. Moscow, 247 p. [in Russian].
4. Ivanyuta, O. M., Kishenko, Ya. I., Matvienko, V. V., Prokopenko, O. V. and Samoilyk, O. V. (2011) Parametric excitation of plasma oscillations in n-InSb. *VII international conf. "Electronics and applied physics"*. (October, 19-22), Ukraine, Kiev, p. 178.
5. Altshuler, E. Ju., Katz, L. I. and Popov, V. V. (1983) Surface electromagnetic waves in semiconductor structures and their use in microwave technology. *Obzory po elektronnoy tehnike. Elektronika SVCh*, B. 7, pp. 1–60 [in Russian].
6. Aleksandrov, A. F., Bogdankevich, L. S. and Rukhadze, A. A. (1990) Oscillations and waves in plasma environments. Moscow: Izd-vo Moskovskogo un-ta, 272 p. [in Russian].
7. Beletsky, N. N., Svetlichny, V. M., Khalameida, D. D. and Yakovenko, V. M. (1991) Electromagnetic phenomena of microwave band in inhomogeneous semiconductor structures. Kiev: Nauk. dumka, 216 p. [in Russian].
8. Kravchenko, V. I., Yakovenko, V. I. and Glukhov, E. V. (2006) Excitation of electromagnetic oscillations in semiconductor structures by charged particle flows. *Elektrotehnika i elektromehanika*, (4), pp. 66–68 [in Russian].
9. Kravchenko, V. I., Losev, F. V. and Yakovenko, I. V. (2013) The effect of extraneous electromagnetic emission on wave characteristics of semiconductor superlattice. *Visnyk NTU "KhPI." Seriya: Tehnika ta elektrofizika vysokyh naprug.* Kharkiv: NTU "KhPI", 27 (1000), pp. 89–95 [in Ukrainian].
10. Tsintsadze, N. L. and Tshatskaya, D. D. (1975) Plasma physics. Moscow, (1), 281 p. [in Russian].

O. V. Samoilyk, *Ph.D., associate professor*
Cherkasy State Technological University
Shevchenko blvd, 460, Cherkasy, 18006, Ukraine

MODELING OF PARAMETRIC EXCITATION OF PLASMA OSCILLATIONS IN n-InSb

The phenomenon of instability is physical phenomenon, lying in the basis of all principles of generation and amplification of acoustic and electromagnetic waves of any frequency range. By their nature, all types of instability can be divided into two types: absolute and convective ones. Thus absolutely unstable system can be a generator, and convective unstable system – an amplifier.

Therefore, the study of conditions under which the examined system is unstable, and the determination of the nature of this instability is the starting point for researches of generation and amplification (as well as channeling and transformation) of any type of waves.

In this paper parametric instability of n-InSb electron plasma in the field of transverse electromagnetic wave of circular polarization is considered.

The instability of longitudinal plasma oscillations with a frequency $\omega \ll \omega_0$ and transverse ones with a frequency near ω_0 is determined. The criteria of their origin are determined. A threshold value of the intensity of pump wave field $E_{0k} \sim 6 \cdot 10^2$ V/cm is obtained, which is quite available for a pilot implementation in microwave range.

Keywords: modeling, plasma, parametric instability.

*Рецензенти: С. В. Поздєєв, д.т.н., професор,
В. А. Ващенко, д.т.н., професор*