

В.Г. ПАНЧЕНКО, П.В. ПОРИЦЬКИЙ

Інститут ядерних досліджень НАН України
(Просп. Науки 47, Київ 03680; e-mail: vpanch@kinr.kiev.ua)

ВПЛИВ НЕОДНОРІДНОСТІ НА ПРОЦЕСИ ТРАНСФОРМАЦІЇ І ВИПРОМІНЮВАННЯ В ТУРБУЛЕНТНІЙ ПЛАЗМІ З ВЕРХНЬОГІБРИДНОЮ НАКАЧКОЮ

УДК 533.951.8

На основі кінетичної теорії флуктуацій вивчені процеси трансформації позовжньої ленгмюрівської хвилі в електромагнітну хвилю в турбулентній неоднорідній плазмі. Турбулентність плазми зумовлена параметричним розпадом верхньогібридної хвилі накачки на дочірню та електронно-дрейфові коливання. Отримано коефіцієнт трансформації в умовах насичення параметричної нестійкості. Обчислена інтенсивність електромагнітного випромінювання з плазми та знайдена її залежність від параметрів плазми і хвилі накачки.

Ключові слова: кінетична теорія флуктуацій, турбулентна плазма, верхньогібридна накачка, трансформація, випромінювання в плазмі.

1. Вступ

Відомо, що вивчення процесів розсіяння і трансформації є актуальним як для дослідження фундаментальних властивостей плазми, так і для вирішення різних практичних завдань, зокрема, для діагностики плазми, вивчення механізмів трансформації хвиль, вимірювання ефективності дисипації ВЧ потужності в плазмі. Вельми важливим видається також дослідження ролі флуктуацій при цьому. Очевидно, що інтенсивність розсіяння або трансформації буде досить значною в нерівноважній плазмі, коли рівень флуктуацій істотно перевищує теплові шуми.

Нерівноважність плазми може бути зумовлена, наприклад, розвитком параметричних нестійкостей, спричинених впливом накачки на плазму. Зазначимо, що вивчення різних нелінійних процесів в системі “плазма з накачкою” постійно викликає значний інтерес, про що свідчать нещодавні дослідження в лабораторній плазмі [1, 2], плазмі термоядерних пристроїв [3, 4], та квантовій плазмі [5].

Теорія трансформації і розсіяння електромагнітних хвиль в плазмі була розвинена в [6–9] і детально описана в [10, 11]. Різні можливості використання розсіяння і трансформації для цілей ді-

агностики лабораторної та космічної плазми були проаналізовані в [12].

Кінетична теорія флуктуацій в плазмі була розроблена в роботах [13–15]. Вплив різних видів електромагнітного випромінювання (постійне електричне поле, осцилююче електричне поле скінченної амплітуди, випромінювання великої потужності, хвиля накачки) на флуктуації в магнітоактивній плазмі досліджувався в [11, 16–18]. Наступний розвиток флуктуаційної теорії в замагніченій плазмі в присутності параметричних нестійкостей хвиль накачки з різними діапазонами частот проводився в роботах [19–21].

Різні процеси трансформації в замагніченій турбулентній плазмі з нижньогібридними накачками розглядалися в роботах [22–23].

Трансформація в турбулентній плазмі з верхньогібридною накачкою вивчалася в [24]. Отримані результати дозволяють пояснити механізм електромагнітного випромінювання з плазми, зокрема, спонтанної радіації з сонячної корони на подвійний ленгмюрівській частоті.

У даній роботі на основі кінетичної теорії флуктуацій досліджено процеси трансформації позовжньої ленгмюрівської хвилі в електромагнітну в замагніченій неоднорідній параметрично нестійкій плазмі. Отримано коефіцієнт трансформації, коли електронно-дрейфові коливання параметрично збуджуються верхньогібридною накачкою. Об-

© В.Г. ПАНЧЕНКО, П.В. ПОРИЦЬКИЙ, 2019

числена інтенсивність електромагнітного випромінювання з плазми і знайдена її залежність від параметрів плазми та хвилі накачки.

Слід зазначити, що в попередніх роботах авторів, присвячених вивченню процесів розсіяння і трансформації, розглядався здебільшого випадок однорідної плазми. В реальних лабораторних умовах, однак, плазма завжди неоднорідна. Тому використання моделі неоднорідної плазми важливе, бо дозволяє розглянути низку задач, пов'язаних із параметричним збудженням низькочастотних осциляцій, зокрема, різних типів дрейфових хвиль, зумовлених існуванням у плазмі градієнтів густини і температури. Додамо, що на важливу роль параметричних нестійкостей в діапазоні частот верхньогібридного резонансу при вивченні аномального поглинання ВЧ потужності і процесів розсіяння хвиль в турбулентній плазмі вказано в роботах [25, 26].

2. Постановка задачі

Зважаючи на домінуючий внесок в диференціальний переріз трансформації $d\Sigma_{l \rightarrow t}$ флуктуацій електронної густини при нехтуванні взаємодією падаючої ленгмюровської хвилі з флуктуаціями електричного і магнітного полів, а також тепловою швидкістю електронів можемо записати [11, 22]:

$$d\Sigma_{l \rightarrow t} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{\omega'^4}{\omega_{pe}^4} N \langle \delta n_e^2 \rangle_{\mathbf{q}, \Delta\omega} d\omega'' d\mathbf{O}, \quad (1)$$

де $\Delta\omega = \omega' - \omega''$, $\mathbf{q} = \mathbf{k}' - \mathbf{k}''$, причому ω' , \mathbf{k}' і ω'' , \mathbf{k}'' – частоти і хвильові вектори падаючої і трансформованої хвиль відповідно, \mathbf{O} – тілесний кут, $\langle \delta n_e^2 \rangle_{\mathbf{q}, \Delta\omega}$ – корелятор флуктуацій електронної густини на комбінаційній частоті $\Delta\omega$, формулу для якого наведено, наприклад, в [22].

Множник N у формулі (1) визначається відомим виразом [11, 24] і залежить від напрямку падаючої і трансформованої хвиль відносно магнітного поля.

Звернемо увагу на те, що частоти і хвильові вектори падаючої і трансформованої хвиль пов'язані між собою законами збереження енергії та імпульсу:

$$\omega'' = \omega' + \Delta\omega, \quad \mathbf{k}'' = \mathbf{k}' + \mathbf{q}. \quad (2)$$

Розглянемо електрон-іонну плазму, вміщену в зовнішнє магнітне поле, яка знаходиться під впли-

вом ВЧ поля накачки, що напрямлене перпендикулярно магнітному. Поле накачки будемо задавати в дипольному наближенні $\mathbf{E}_0(t) = E_0 \mathbf{y} \cos \omega_0 t$, причому частота накачки лежить в верхньогібридному діапазоні частот, тобто $\omega_0 \propto \omega_{UH}$, де

$$\omega_{UH} = \Omega_e \left(1 + \frac{\omega_{pe}^2 \sin^2 \theta}{2\Omega_e^2} \right). \quad (3)$$

Відзначимо, що вираз (3) справедливий для випадку сильно замагніченої плазми, коли $\omega_{pe} \ll \Omega_e$. Будемо вважати також, що декремент загасання верхньогібридної хвилі $\gamma_{UH} \approx \nu_{ei}$.

Неоднорідність плазми визначається експоненціальним градієнтом густини, коли функція розподілу $f_{0e,i}$ пропорційна $\exp(\alpha y)$, де параметр плазмової неоднорідності має вигляд $\alpha = (1/n_0)(dn_0/dy)$.

Як показано в [27], відношення неоднорідності тиску до неоднорідності магнітного поля порядку $L_n/L_B \propto \beta$, де L_n і L_B – характерні масштаби зміни густини плазми і магнітного поля відповідно, β – відношення тиску плазми до магнітного тиску. Умова $\beta \ll 1$ добре виконується в більшості випадків лабораторної плазми, а також для плазми іоносфери. Тому будемо нехтувати неоднорідністю магнітного поля в порівнянні з неоднорідністю густини. Температурними градієнтами також нехтуємо.

Як відомо [28], в магнітоактивній неоднорідній плазмі можливе існування електронно-дрейфових коливань, частота і декремент загасання яких визначаються формулами:

$$\omega_D \approx - \frac{k_{\perp} \alpha T_e}{m_e \Omega_e}, \quad (4)$$

$$\gamma_D = - \left(\frac{\pi}{2} \right)^{1/2} \omega_D \left[\frac{-\omega_D k_x^2 \rho_i^2 (1 + T_e/T_i)}{2k_{\parallel} v_{Te}} + \frac{T_e \omega_D (1 + T_i/T_e)}{T_i 2k_{\parallel} v_{Ti}} \exp \left(- \frac{\omega_D^2}{2k_{\parallel}^2 v_{\parallel}^2} \right) \right]. \quad (5)$$

Із (5) видно, що взаємодія власних хвиль плазми з електронами є дестабілізуючим фактором, тобто має місце розгойдування коливань, зумовлене конвекцією резонансних електронів, оскільки загасання на іонах експоненціально мале. Зауважимо однак, що іонне загасання Ландау може виявитися істотним для плазм невеликих лабораторних установок, де k_{\parallel} набуває великих значень. Більш того,

в установках з магнітним широм загасання зумовлене конвекцією іонів в область великих $k_{||}$, а малі значення $k_{||}$ мають місце тільки у вузьких шарах плазми [20].

У роботі буде розглядатися випадок, коли дрейфові коливання загасають, тобто коли внесок другого (іонного) доданка у формулі (5) виявляється визначальним.

3. Трансформація ленгмюрівської хвилі в турбулентній плазмі

Розглянемо процес трансформації в умовах параметричної нестійкості, коли має місце розпад хвилі накачки на дочірню верхньогібридну хвилю і електронно-дрейфові коливання:

$$\omega_0 = \omega_{UH} + \omega_D. \quad (6)$$

Відзначимо, що частота хвилі накачки ω_0 повинна трохи перевищувати верхньогібридну частоту ω_{UH} , оскільки виконується співвідношення $\omega_D \ll \ll \omega_0, \omega_{UH}$.

При виконанні розпадних умов (6) неважко отримати вираз для порогової напруженості поля відносно даної параметричної нестійкості

$$E_*^2 \approx \frac{8\omega_0^2 B_0^2}{k^2 c^2} (qr_{De})^2 \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega_e^2} \frac{\gamma_{UH}}{\omega_{UH}} \frac{\gamma_D}{\omega_D}. \quad (7)$$

Інтегруючи вираз (1) по ω'' і підставляючи значення для корелятора електронної густини, переріз трансформації можна записати у вигляді [18, 19]:

$$\frac{d\Sigma_{l \rightarrow t}}{dO} = \frac{d\Sigma_+}{dO} + \frac{d\Sigma_-}{dO}, \quad (8)$$

де

$$\begin{aligned} \frac{d\Sigma_{\pm}}{dO} \approx & \frac{3}{16\pi^2} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{\omega'^4}{\omega_{pe}^4} N \frac{\pi}{\text{Im} \varepsilon_E \times \frac{\partial \text{Re} \varepsilon_E}{\partial \Delta\omega}} \times \\ & \times \left[\left| 1 + \chi_i^0 + \frac{\mu^2}{4} \chi_e^0 \chi_i^0 \frac{1}{\varepsilon_{-1}} \right|^2 \langle \delta n_e^2 \rangle_{\Delta\omega, \mathbf{q}}^0 + \right. \\ & + |\chi_e^0|^2 \langle \delta n_i^2 \rangle_{\Delta\omega, \mathbf{q}}^0 + \\ & \left. + \frac{\mu^2}{4} |\chi_e^0|^2 |\chi_i^0|^2 \frac{\langle \delta \mathbf{E}^2 \rangle_{\Delta\omega \mp \omega_0, \mathbf{q}}^0}{|\varepsilon_{\mp 1}|^2} \right]. \quad (9) \end{aligned}$$

Тут $\Delta\omega = \omega_{UH}, \omega_D$ для верхньогібридної і дрейфової хвилі, відповідно, $\chi_{\alpha}^0 (\alpha = e, i)$ – лінійна сприйнятливість плазми. Відзначимо, що вираз для нелінійної діелектричної проникності ε_E наведено в [19, 20]. Параметр

$$\mu = \frac{k_{\perp} E_0 c}{\omega_0 B_0} \ll 1.$$

Цей критерій можна розглядати як обмеження зверху для амплітуди поля хвилі накачки. У той самий час існує і обмеження знизу, оскільки ми розглядаємо режим турбулентної плазми в запороговій області параметричної нестійкості, коли $E_0 > E_*$.

У формулі (9) $\langle \delta n_{\alpha}^2 \rangle^0, \langle \delta \mathbf{E}^2 \rangle^0$ – відомі спектральні кореляційні функції для флуктуацій густини і електричного поля для незв'язаних частинок в замагніченій плазмі за відсутності електричного поля [15, 18, 25]. У запороговій області параметричної нестійкості плазма переходить в режим розвинутих флуктуацій. Для визначення рівня насичення флуктуацій використовуємо механізм стабілізації нестійкості, зумовлений розсіянням заряджених частинок на турбулентних флуктуаціях електричного поля. Як характеристику такого розсіяння введемо ефективну частоту зіткнень ν_{ef} , вважаючи, що $\nu_{ef} > \gamma_{UH}, \gamma_D$. У цьому випадку для обчислення кореляторів флуктуацій густини і електричного поля в ролі власних хвиль плазми будемо розглядати величини $\tilde{\omega} = \omega + i\nu_{ef}$, а також використовувати перевизначене значення порогового поля $\tilde{E}_*^2 \approx E_*^2 \nu_{ef}^2 / \gamma_{UH} \gamma_D$, де $\nu_{ef} = \frac{E_0^2}{E_*^2} (\gamma_{UH} \gamma_D)^{1/2}$. Такий механізм насичення нестійкості, що враховує додаткове загасання хвиль, детально описаний в попередніх роботах [18, 20]. Зауважимо, що в запороговій області параметричної нестійкості в режимі турбулентних флуктуацій ефективна частота зіткнень перевищує декременти загасання верхньогібридної і дрейфової хвиль, але, безумовно, залишається менше реальних частот хвиль – продуктів розпаду (6).

Зупинимося ще на одній обставині. Тут ми не наводимо вирази для кореляторів флуктуацій густини і електричного поля, отримані в попередніх роботах для випадку однорідної плазми. Як відомо [11, 14], спектральні густини флуктуацій поля і густини виражаються через корелятори незв'язаних частинок, які, в свою чергу, залежать від

корелятора флуктуацій джерела. Останній в неоднорідній плазмі залежить не тільки від різниці $\mathbf{r} - \mathbf{r}'$, а і від \mathbf{r} і \mathbf{r}' окремо. Для слабонеоднорідної плазми залежність корелятора флуктуацій джерела від $\mathbf{r} - \mathbf{r}'$ є більш різкою, ніж залежність від координати \mathbf{r} , оскільки перша пов'язана з довжиною хвилі дрейфових коливань $\lambda = 2\pi/k_{\perp}$, а друга – з характерним масштабом неоднорідності плазми $L = 1/\alpha$. Тому умова слабкої неоднорідності $\lambda \ll L$ виконується.

4. Результати

Як і в попередніх роботах [23, 26], будемо вважати, що домінуючий внесок в корелятор електронної густини $\langle \delta n_e^2 \rangle_{\mathbf{q}, \Delta\omega}$, а, значить, і в переріз трансформації (9) вносять низькочастотні електронно-дрейфові коливання. Тоді можна покласти, що:

$$\begin{aligned} |\chi_e^0| &\approx \frac{1}{q^2 r_{De}^2}, \\ |\chi_i^0| &\approx \frac{1}{q^2 r_{Di}^2} \left(1 + \frac{k_{\parallel}^2 v_{Ti}^2}{\omega^2} \right), \\ \text{Im} \varepsilon_E &\approx \frac{1}{q^2 r_{De}^2} \frac{\gamma_D}{\omega_D} \left(1 - \frac{E_0^2}{E_*^2} \right), \\ \frac{\partial \text{Re} \varepsilon_E}{\partial \omega_D} &\approx \frac{1}{q^2 r_{De}^2} \frac{1}{\omega_D}, \\ \langle \delta \mathbf{E}^2 \rangle_{\Delta\omega \mp \omega_0, \mathbf{q}}^0 &\approx 16\pi T_e \frac{\gamma_{UH}}{\omega_{pe}^2}, \\ \langle \delta n_i^2 \rangle_{\omega_D, \mathbf{q}}^0 &= \frac{q^2}{16\pi e^2} \frac{8\pi}{\omega_D} T_i \frac{1}{q^2 r_{Di}^2} \frac{\gamma_D}{\omega_D}. \end{aligned} \quad (10)$$

Тут при обчисленні кореляторів електричного поля і густини для не взаємодіючих частинок ми використали флуктуаційно-дисипативну теорему.

Залишаючи лише резонансні доданки в (9) і враховуючи формули (10), можна отримати такий вираз для перерізу трансформації:

$$\begin{aligned} \frac{d\Sigma_{\pm}}{dO} &\approx \frac{1}{4\pi} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{\omega'^4}{\omega_{pe}^4} N \frac{T_i}{T_e} n_e \times \\ &\times \left(1 + \frac{\mu^2}{8} \frac{1}{q^2 r_{De}^2} \frac{T_e}{T_i} \frac{\Omega_e^2 \omega_D^2}{\omega_{UH}^2 \gamma_{UH} \gamma_D} \right). \end{aligned} \quad (11)$$

Проведемо оцінку виразу (11). Для типових параметрів гарячої плазми $T_e = 5$ кеВ, $B_0 = 50$ кГс, $n_e = 10^{14}$ см⁻³ і поля накачки з густиною потоку енергії 50 кВт/см² [20], що використовується для

нагріву такої плазми, маємо $\mu \propto 10^{-1}$. Можемо покласти також, що $qr_{De} \approx 10^{-1}$ і $\omega_D/\gamma_D \geq 10$ [29, 30]. Обчислення показують, що основний внесок у коефіцієнт трансформації вносить другий доданок в дужках в правій частині виразу (11), який залежить від амплітуди поля накачки і може перевищувати одиницю (визначає трансформацію хвиль, зумовлену тепловими шумами) на декілька порядків. Зауважимо також, що в цьому випадку переріз трансформації істотно залежить від градієнта густини плазми ($d\Sigma_{l \rightarrow t} \propto \alpha$).

Трансформація поздовжніх хвиль в електромагнітні становить інтерес ще й як один з можливих механізмів випромінювання енергії електромагнітних хвиль з плазми. Дійсно, в плазмі завжди присутні випадкові ленгмюрівські хвилі, амплітуда яких визначається температурою електронів. Взаємодіючи з турбулентними дрейфовими осциляціями, ленгмюрівські хвилі можуть трансформуватися в електромагнітні, які потім залишають плазму. Інтенсивність такого випромінювання пов'язана з коефіцієнтом трансформації співвідношенням [11]:

$$I \approx V \iint d\Sigma_{l \rightarrow t} S'_{\omega', \mathbf{k}'} \frac{d^3 k'}{(2\pi)^3} \frac{d\omega'}{2\pi}, \quad (12)$$

де V – об'єм плазмової системи, $S'_{\omega', \mathbf{k}'}$ – густина потоку енергії флуктуаційних ленгмюрівських хвиль, яка визначається виразом:

$$S'_{\omega', \mathbf{k}'} \approx \frac{v_{gr}}{16} \frac{\partial}{\partial \omega'} (\varepsilon^l \omega') \langle \delta \mathbf{E}^2 \rangle_{\omega', \mathbf{k}'}^0. \quad (13)$$

У формулі (13) $v_{gr} = 3\omega_{pe} r_{De}^2 k'$ – групова швидкість ленгмюрівських хвиль,

$$\varepsilon^l = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \Omega_e^2} \sin^2 \theta - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \cos^2 \theta$$

– діелектрична проникність для поздовжніх ленгмюрівських хвиль.

Можемо покласти, що

$$\frac{\partial}{\partial \omega'} (\varepsilon^l \omega') = 1 + \frac{2\omega_{pe}^2}{\omega'^2} \approx 3$$

для $\omega' \approx \omega_{pe}$, а також вважати, що для процесу $l \rightarrow t$ виконується нерівність $k'' \ll k' \propto q$. Підставляючи тільки домінуючий (польовий) член з (11) в (12), беручи до уваги, що $\int \langle \delta \mathbf{E}^2 \rangle_{\omega', \mathbf{k}'}^0 d\omega' \propto T_e$,

і виконуючи в (12) інтегрування по k' , остаточно отримуємо вираз для інтенсивності випромінювання електромагнітних хвиль з турбулентної плазми:

$$I \approx V \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 NT_i n_e \omega_{pe} (k' r_{De})^2 \times \left(1 + \frac{\mu^2}{8} \frac{1}{q^2 r_{De}^2} \frac{T_e}{T_i} \frac{\Omega_e^2 \omega_D^2}{\omega_{UH}^2 \gamma_{UH} \gamma_D} \right). \quad (14)$$

Числові розрахунки показують, що для типових параметрів плазми, які ми використали для оцінки виразу (11), значення інтенсивності електромагнітного випромінювання (14) набагато перевищує відповідну величину для випадку замагніченої плазми у відсутності турбулентності.

5. Висновки

В роботі досліджено процеси трансформації поздовжньої хвилі в електромагнітну на турбулентних флуктуаціях магнітоактивної плазми в запороговій області параметричної нестійкості. Нестійкість виникає при параметричному збудженні верхньогібридною хвилею накачки електронно-дрейфових коливань. Показано, що основний внесок у коефіцієнт трансформації та інтенсивність радіації з плазми вносять доданки, які залежать від частоти і амплітуди поля накачки. Знайдена залежність зазначених величин (11) і (14) від градієнта густини дозволяє з'ясувати вплив плазмової неоднорідності на процеси трансформації і випромінювання в турбулентній плазмі. Крім того, змінюючи параметри накачки, можна керувати електромагнітним випромінюванням з плазмового середовища, що може бути важливим для діагностики лабораторної та космічної плазми.

1. Q. Chen, Z. Wu, L. Johnson, D. Gordon, P. Sprangle, S. Suckewer. Pulse splitting of stimulated Raman backscattering with a chirped pump. *Phys. Plasmas* **24**, 052115 (2017).
2. E.Z. Gusakov, A.Yu. Popov, P.V. Tretinnikov. Kinetic theory of electrostatic waves nonlinear coupling in the magnetized plasma in presence of extraordinary pump wave. *Plasma Phys. Control. Fusion* **61**, 085008 (2019).
3. Y. Oda, R. Ikeda, K. Kajiwara, T. Kobayashi, K. Hayashi, K. Takahashi, S. Moriyama, K. Sakamoto, T. Eguchi, Y. Kawakami *et al.* Development of the first ITER gyron in QST. *Nucl. Fusion* **59**, 086014 (2019).

4. E.Z. Gusakov, A.Yu. Popov. Saturation of the low-threshold parametric decay of the O-mode pump in the fundamental harmonic ECRH experiment. *Phys. Plasmas* **25**, 082117 (2018).
5. F. Sayed, S.V. Vladimirov, Yu. Tyshetskiy, O. Ishihara. Modulational and filamentational instabilities of a monochromatic Langmuir pump wave in quantum plasmas. *Phys. Plasmas* **25**, 052115 (2015).
6. A.I. Akhiezer, I.G. Prohoda, A.G. Sitenko. Scattering of electromagnetic waves in a plasma. *J. Exper. Theor. Phys.* **6**, 576 (1958).
7. J.P. Dougherty, D.T. Farley. A theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma. *Proc. Roy. Soc. A* **259**, 79 (1961).
8. M.N. Rosenbluth, N. Rostoker. Scattering of electromagnetic waves by a nonequilibrium plasma. *Phys. Fluids* **5**, 776 (1962).
9. E.E. Salpeter. Electron density fluctuations in a plasma. *Phys. Rev.* **120**, 1528 (1960).
10. J. Bekefi. *Radiation Processes in Plasmas* (Wiley, 1966).
11. A.I. Akhiezer, I.A. Akhiezer, R.V. Polovin, A.G. Sitenko, K.N. Stepanov *Plasma Electrodynamics* (Pergamon Press, 1978) [ISBN: 978-0-08-017783-0].
12. V.E. Golant. *High-Frequency Wave Effects on the Shaping and Heating of Plasma in a High-Frequency Magnetic Field* (Nauka, 1968) (in Russian).
13. V.Yu. Bychenkov, V.P. Silin. A kinetic equation for a plasma in a high-frequency field. *J. Exper. Theor. Phys.* **75**, 40 (1975).
14. A.G. Sitenko. *Fluctuations and Non-Linear Wave Interaction in Plasmas* (Pergamon, 1982) [ISBN: 978-0-08-025051-9].
15. V.N. Pavlenko, V.G. Panchenko, S.M. Revenchuk. Anomalous absorption of electromagnetic wave energy near the lower hybrid resonance. *Plasma Phys. Contr. Fusion* **26**, 1221 (1984).
16. Yu.L. Klimontovich. *Kinetic Theory of Nonideal Gases and Nonideal Plasmas* (Pergamon, 1982) [ISBN: 978-0-08-021671-3].
17. V.P. Silin. *Parametric Effects of High-Power Radiation on Plasma* (Nauka, 1973) (in Russian).
18. V.N. Pavlenko, V.G. Panchenko, S.M. Revenchuk. Turbulent conductivity of a magnetoactive plasma. *J. Exper. Theor. Phys.* **64**, 50 (1986).
19. H. Wilhelmsson, V.N. Pavlenko, V.G. Panchenko. Electromagnetic wave scattering by a turbulent plasma in the presence of a lower hybrid pump. *Phys. Scripta* **43**, 323 (1991).
20. V.N. Pavlenko, V.G. Panchenko. Parametric absorption of lower hybrid waves in a nonuniform magnetized plasma. *Plasma Phys. Rep.* **25**, 288 (1999).
21. L. Stenflo. Nonlinear propagation of electromagnetic waves in magnetized electron-positron plasma. *Astrophys. Space Sci.* **117**, 303 (1985).

22. V.N. Pavlenko, V.G Panchenko. Transformation of electromagnetic waves in turbulent magnetized plasma. *Phys. Scripta* **81**, 502 (2010).
23. V.N. Pavlenko, V.G Panchenko. Radiation processes in turbulent plasma with ionic temperature anisotropy. *Phys. Scripta* **87**, 055503 (2013).
24. V.N. Pavlenko, V.G Panchenko. Double Langmuir frequency radiation due to transformation processes in turbulent plasma. *J. Plasma Phys.* **81**, 0022377814000932 (2015).
25. V.N. Pavlenko, V.G Panchenko, L. Stenflo, H. Wilhelmsson. Absorption of upper hybrid pump energy in a turbulent magnetized plasma. *Phys. Scripta* **45**, 616 (1992).
26. V.N. Pavlenko, V.G Panchenko, S.F. Nazarenko. Nonlinear scattering processes in magnetized plasmas with high-frequency pumps. *Phys. Scripta* **82**, 109 (1999).
27. V.L. Ginzburg, A.A. Rukhadze *Waves in Magnetoactive Plasma* (Nauka, 1975) (in Russian).
28. A.B. Mikhailovskii. *Theory of Plasma Instabilities. Vol 2: Instabilities of an Inhomogeneous Plasma* (Springer, 1974) [ISBN: 978-1-4899-4787-1].
29. M. Porkolab. Parametric instabilities due to lower-hybrid radio frequency heating of tokamak plasmas. *Phys. Fluids* **20**, 2058 (1977).

30. L.V. Krupnova, V.T. Tikhonchuk. Parametric absorption of electromagnetic radiation in a magnetized plasma. *J. Exper. Theor. Phys.* **79**, 917 (1979).

Одержано 07.06.19

V.G. Panchenko, P.V. Porytsky

INFLUENCE OF INHOMOGENEITY
ON TRANSFORMATION AND RADIATION
PROCESSES IN PLASMA WITH UPPER HYBRID PUMP

S u m m a r y

On the basis of the kinetic theory of fluctuations, the processes of the longitudinal Langmuir wave transformation into a transverse electromagnetic wave in the turbulent inhomogeneous plasma have been studied. The plasma turbulence is assumed to arise owing to the parametric decay of the upper hybrid pump wave into a daughter wave and electron-drift oscillations. The transformation coefficient under the parametric instability saturation conditions is determined. The intensity of the electromagnetic radiation emission from the plasma is calculated, and its dependence on the plasma and pump wave parameters is found.