

МОЖЛИВИЙ МЕХАНІЗМ ПЕРЕХРЕСНОЇ МОДУЛЯЦІЇ РАДІОХВИЛЬ В ІОНОСФЕРІ

В.С.Мельник

Ужгородський національний університет, Лабораторія космічних досліджень,
вул.Далека, 2а, 88000, Ужгород. E-mail: space@univ.uzhgorod.ua

Досліджено можливий механізм перехресної модуляції радіохвиль в іоносфері, що ґрунтується на явищі циклотронного резонансу слабкої радіохвилі в намагніченій плазмі в умовах змінного підмагнічування плазми полем потужної радіохвилі.

Перехресна модуляція радіохвиль в іоносфері – це такий процес перетворення спектрів електромагнітних хвиль, при якому закон амплітудної модуляції першої потужної радіохвилі відбивається у змінах параметрів несучого коливання другої слабкої радіохвилі завдяки нелінійним властивостям спільної для обох хвиль області іоносфери.

Перехресна модуляція радіохвиль в іоносфері відома в радіотехніці з часів введення в дію перших потужних радіостанцій, як люксембургський [1] та люксембург-горьковський [2] ефекти за назвами місць побудови таких радіостанцій, а також вона відома як крос-модуляція [2]. Ефект спостерігається в земній іоносфері переважно на довгих і середніх хвилях і проявляється у вигляді завад нормальному радіоприйманню [3].

В залежності від природи нелінійних електродинамічних процесів в іоносфері розрізняють два механізми перехресної модуляції радіохвиль [2].

Перший механізм реалізується у випадку порівняно густої плазми, коли зіткнення електронів з її частинками (атомами, молекулами або іонами) є суттєві. Цей механізм зв'язаний з нагріванням плазми в електричному полі потужної радіохвилі. Зростання електронної температури при нагріванні плазми веде за собою збільшення частоти електронних зіткнень, від якої, в свою чергу, залежить показник поглинання плазми. Оскільки показник поглинання залежить від напруженості електричного поля потужної радіохвилі, то амплітудна

модуляція цієї радіохвилі очевидно зумовлює модуляцію показника поглинання плазми. Якщо слабка радіохвиля поширюється в області іоносфери із збуреним показником поглинання, то вона в свою чергу також зазнає амплітудної модуляції.

Другий механізм перехресної модуляції радіохвиль в іоносфері здійснюється у випадку дуже розрідженої плазми, коли зіткненнями електронів з частинками плазми можна знехтувати. В наближенні плазми без зіткнень перехресна модуляція зв'язана із зміною концентрації електронів під дією електричного поля потужної радіохвилі. Якщо потужна радіохвиля модульована за амплітудою, то модульованою виявляється і концентрація електронів, а отже і діелектрична проникність плазми, що залежить від неї. При поширенні слабкої радіохвилі через область іоносфери із змінною діелектричною проникністю вона очевидно також зазнає модуляції. Зауважимо, що зміна концентрації електронів у цьому випадку зумовлена не нагріванням плазми, а перерозподілом зарядів у збуреному її об'ємі завдяки відмінній від нуля дивергенції напруженості електричного поля потужної радіохвилі.

Спільним для обох механізмів перехресної модуляції радіохвиль є те, що врешті-решт від напруженості електричного поля потужної радіохвилі залежить комплексна діелектрична проникність плазми, а це означає, що і струм провідності і поляризація плазми стають не прямо пропорційні напруженості електричного поля

потужної радіохвилі, що очевидно відповідає нелінійним електродинамічним процесам в середовищі. Суттєвою є також та обставина, що обидва механізми перехресної модуляції не залежать ні від змінних магнітних полів радіохвиль, ні від постійного магнітного поля в іоносфері, хоч вплив останнього на глибину перехресної модуляції при наявності електронних зіткнень має місце [2].

У даній роботі досліджено можливий механізм перехресної модуляції радіохвиль в іоносфері, що ґрунтується на явищі циклотронного резонансу слабкої радіохвилі в намагніченій плазмі в умовах змінного підмагнічування плазми полем потужної радіохвилі. При цьому виявлено два види ефектів перехресної модуляції радіохвиль – із збереженням амплітудної модуляції та з перетворенням амплітудної модуляції у фазову.

Нехай необмежена однорідна плазма, електронні зіткнення в якій є суттєві, знаходиться в постійному однорідному магнітному полі, орієнтованому вздовж осі z ,

$$\vec{H}_0 = \vec{z}_0 H_0,$$

де \vec{z}_0 – одиничний вектор на осі z декартової системи координат; H_0 – модуль вектора напруженості постійного магнітного поля. В плазмі одночасно поширюються дві плоскі однорідні радіохвилі з суттєво різними частотами несучих коливань. Перша – потужна амплітудно-модульована радіохвиля, яка поширюється вздовж осі y так, що вектор напруженості її магнітного поля паралельний осі z :

$$\vec{h}(t, y) = -\vec{z}_0 h_m(t) \cdot \cos(\Omega t - ky),$$

де $h_m(t)$ – модуль амплітуди напруженості магнітного поля, який залежить від часу за законом модулюючого сигналу; Ω – кутова частота несучого коливання; k – хвильове число. Цю радіохвилю будемо вважати потужною, якщо амплітуда напруженості її магнітного поля сумірна з половиною ширини лінії циклотронного резонансу. Друга – слабка

не модульована радіохвиля з частотою $\omega \gg \Omega$, що поширюється в напрямі постійного намагнічування z . Знайдемо вектор напруженості електричного поля цієї радіохвилі на відстані z від площини входу хвилі в намагнічену плазму.

З цією метою використаємо систему однорідних рівнянь Максвелла в комплексній формі запису, оскільки відносно слабкої радіохвилі намагнічену плазму можна вважати лінійним середовищем [4]:

$$\text{rot} \vec{H}_m = i\omega \hat{\epsilon} \vec{E}_m, \quad \text{rot} \vec{E}_m = -i\omega \hat{\mu} \vec{H}_m, \quad (1)$$

де \vec{E}_m і \vec{H}_m – вектори комплексних амплітуд напруженостей електричної і магнітної складових поля слабкої радіохвилі; ω – кутова частота слабкої радіохвилі; $\hat{\epsilon}$ і $\hat{\mu}$ – комплексні тензор діелектричної проникності і магнітна проникність плазми; крапка над символом означає комплексну величину.

Враховуючи одномірність хвильового процесу і нехтуючи можливими слабкими змінами полів у площині xOy , маємо такий розв'язок системи рівнянь (1) для хвилі, що поширюється вздовж осі z [4]:

$$\vec{E}_m^\pm = \vec{A}(\vec{x}_0 \pm i\vec{y}_0) e^{-i\vec{\Gamma}^\pm z}, \quad (2)$$

$$\vec{H}_m^\pm = \mp (\vec{W}^\pm)^{-1} \vec{A}(\pm i\vec{x}_0 - \vec{y}_0) e^{-i\vec{\Gamma}^\pm z},$$

де \vec{A} – невизначений коефіцієнт;

$$(\vec{W}^\pm)^{-1} = \sqrt{\frac{\hat{\epsilon} \pm \hat{\beta}}{\hat{\mu}}} \quad \text{– обернені хвильові}$$

опори намагніченої плазми;

$\vec{\Gamma}^\pm = \omega \sqrt{(\hat{\epsilon} \pm \hat{\beta}) \cdot \hat{\mu}}$ – сталі поширення електромагнітних хвиль; тут верхній знак відноситься до правополяризованої по колу хвилі, а нижній знак – до лівополяризованої по колу хвилі; \vec{x}_0 і \vec{y}_0 – одиничні вектори на осях x і y ; $\hat{\epsilon}$ і $\hat{\beta}$ – компоненти тензора діелектричної проникності плазми. Зауважимо, що в майбутньому нам достатньо буде знати лише електричну складову поля в (2). Вираз для магнітної складової поля приведено тут для соборності розв'язку системи рівнянь (1).

Щоб знайти невідомі сталі поширення $\hat{\Gamma}^+$ і $\hat{\Gamma}^-$, випишемо вирази для компонент $\hat{\epsilon}$ і $\hat{\beta}$ тензора комплексної діелектричної проникності плазми в постійному магнітному полі з напруженістю \vec{H}_0 [4]:

$$\hat{\epsilon} = \epsilon_0 \left\{ 1 - \frac{\omega_p^2 (\omega - i\nu)}{\omega [(\omega - i\nu)^2 - \omega_0^2]} \right\},$$

$$\hat{\beta} = \epsilon_0 \frac{\omega_p^2 \omega_0}{\omega [(\omega - i\nu)^2 - \omega_0^2]}, \quad (3)$$

де $\omega_p^2 = \frac{e^2 N'}{\epsilon_0 m_e}$ – квадрат плазмової

частоти електронів; $\omega_0 = \frac{\mu_0 |e| H_0}{m_e}$ –

циклотронна частота електронів; ϵ_0 і μ_0 – електрична і магнітна сталі відповідно; ν – частота зіткнень електронів з нейтральними частинками та іонами; m_e і e – маса і заряд електрона; N' – густина електронів. При виводі формул (3) рухом іонів було знехтувано.

Вважаючи циклонтронний резонанс електронів у плазмі високодобротним, а настрійку частоти слабкої радіохвилі на циклонтронну частоту ω_0 достатньо гострою, спростимо формули (3). Якщо $\omega \approx \omega_0$, то $\omega^2 - \omega_0^2 \approx 2\omega \cdot \Delta\omega$, де $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ – розстройка частоти ω радіохвилі від циклонтронної частоти ω_0 . Покладаючи також $\nu \ll \omega, \omega_0$, одержимо

$$\hat{\epsilon} = \epsilon_0 \left[1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega} (b_1 + ib_2) \right],$$

$$\hat{\beta} = \epsilon_0 \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega} (b_1 + ib_2), \quad (4)$$

де

$$b_1 = \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega^2 + \nu^2}, \quad b_2 = \frac{\nu}{\Delta\omega^2 + \nu^2}. \quad (5)$$

Застосуємо формули (4), (5), одержані при постійному намагнічуванні плазми, у випадку, коли крім постійного магнітного поля \vec{H}_0 у плазмі діє також змінне магнітне поле $\vec{h}(t, y)$ потужної

радіохвилі. З цією метою поле $\vec{h}(t, y)$ будемо вважати повільно змінним, що еквівалентно так званому квазістаціонарному підходу до аналізу взаємодії хвиль в плазмі. Для того, щоб поле $\vec{h}(t, y)$ можна було вважати "нібито не змінним", достатньо задовольнити вимогу, щоб частота поля Ω була набагато менша від параметрів плазми з розмірністю частоти. У відповідності з цим покладемо $\Omega \ll \omega_p, \omega_0, \nu$ і замінимо у виразі для ω_0 поле H_0 сумарним полем $H_0 + h(t, y)$. При цьому одержимо новий вираз для циклонтронної частоти

$$\omega_{01} = \omega_0 - \omega_m(t) \cos(\Omega t - ky), \quad (6)$$

де $\omega_m(t) = \frac{\mu_0 |e| h_m(t)}{m_e}$ – девіація

циклонтронної частоти, яка залежить від часу за законом модулюючого сигналу потужної радіохвилі. Введемо миттєву розстройку

$$\omega - \omega_{01} = \Delta\omega_{01} = \omega - \omega_0 + \omega_m(t) \cos(\Omega t - ky) = \Delta\omega_0 + \Delta\omega_1,$$

де $\Delta\omega_0 = \omega - \omega_0$ – постійна розстройка; $\Delta\omega_1 = \omega_m(t) \cos(\Omega t - ky)$ – змінна розстройка. Замінимо в (5) $\Delta\omega$ на $\Delta\omega_{01}$, чим і завершимо застосування формул (4), (5) до умов змінного підмагнічування плазми:

$$b_1 = \frac{\Delta\omega_{01}}{\Delta\omega_{01}^2 + \nu^2}, \quad b_2 = \frac{\nu}{\Delta\omega_{01}^2 + \nu^2}. \quad (7)$$

Розглянемо вирази (7) при двох значеннях постійної розстройки: $\Delta\omega_0 = 0$ і $\Delta\omega_0 = -\nu$. Ці точки на шкалі постійної розстройки є найбільш перспективні з погляду одержання глибокої перехресної модуляції радіосигналів, оскільки при $\Delta\omega_1 = 0$ в їх околах функції $b_2(\Delta\omega_0)$ і $b_1(\Delta\omega_0)$ відповідно, а отже і уявна та дійсна частини функцій $\hat{\epsilon}(\Delta\omega_0)$ і $\hat{\beta}(\Delta\omega_0)$ мають суттєво нелінійні залежності. Будемо вважати, що $|\Delta\omega_1| \ll \nu$, тобто збурення циклонтронної частоти електронів у плазмі полем потужної радіохвилі є слабке.

Якщо $\Delta\omega_0 = 0$, то

$$b_1 \approx \frac{1}{v} \left(\frac{\Delta\omega_1}{v} \right), \quad b_2 \approx \frac{1}{v} \left[1 - \left(\frac{\Delta\omega_1}{v} \right)^2 \right]. \quad (8)$$

Якщо $\Delta\omega_0 = -v$, то

$$b_1 \approx \frac{1}{2v} \left[1 - \left(\frac{\Delta\omega_1}{v} \right)^2 \right],$$

$$b_2 \approx \frac{1}{2v} \left(1 + \frac{\Delta\omega_1}{v} \right). \quad (9)$$

Зауважимо, що при додатніх постійних розстройках, коли $\Delta\omega_0 > 0$, існує область частот, в якій електромагнітні хвилі не поширюються в плазмі вздовж магнітного поля \vec{H}_0 [5].

Знайдемо тепер сталі поширення $\dot{\Gamma}^\pm$ в (2). Покладаючи $\dot{\mu} = \mu_0$ і підставляючи у вирази для $\dot{\Gamma}^\pm$ формули (4), (7), одержимо

$$\Gamma^+ = k_0, \quad \Gamma^- = k_0 \sqrt{1 - \frac{\omega_p}{\omega} (b_1 + ib_2)}, \quad (10)$$

де $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$. Як видно з (10), хвиля, що має праву поляризацію поля, поширюється в плазмі так само, як плоска електромагнітна хвиля у вакуумі, а хвиля, що має ліву поляризацію поля, поширюється залежно від параметрів плазми та умов намагнічування. Оскільки ця хвиля є очікуваним носієм перехресної модуляції, ми зосередимо на ній увагу.

Розділимо дійсну та уявну частини у виразі для $\Gamma^- = \Gamma'^- - i\Gamma''^-$ при двох раніше вибраних значеннях постійної розстройки $\Delta\omega_0$, ввівши позначення:

$$\beta = \frac{\Delta\omega_1}{v}; \quad C = \frac{\omega_p^2}{\omega v}.$$

Після нескладних, але дещо громіздких перетворень будемо мати такі вирази.

Якщо $\Delta\omega_0 = 0$, то позначаючи

$$\Gamma'^- = \Gamma_1'^-; \quad \Gamma''^- = \Gamma_1''^-, \quad \text{одержимо}$$

$$\Gamma_1'^- = \Gamma_{10}^- \left(1 + p_1' \beta + d_1' \beta^2 \right),$$

$$\Gamma_1''^- = \Gamma_{10}^- \left(1 + p_1'' \beta + d_1'' \beta^2 \right), \quad (11)$$

де

$$\Gamma_{10}^- = k_0 R_1'; \quad \Gamma_{10}^- = k_0 R_1'';$$

$$R_1' = \sqrt[4]{1 + C^2} \cos \frac{\varphi_1}{2};$$

$$R_1'' = \sqrt[4]{1 + C^2} \sin \frac{\varphi_1}{2}; \quad \varphi_1 = \arctg C,$$

причому

$$p_1' = -\frac{R_1' C + R_1'' C^2}{2 R_1' (1 + C^2)};$$

$$d_1' = -\frac{R_1' C^2 - R_1'' C}{2 R_1' (1 + C^2)};$$

$$p_1'' = -\frac{R_1'' C - R_1' C^2}{2 R_1'' (1 + C^2)};$$

$$d_1'' = -\frac{R_1' C + R_1'' C^2}{2 R_1'' (1 + C^2)}.$$

Якщо $\Delta\omega_0 = -v$, то позначаючи

$$\Gamma'^- = \Gamma_2'^-; \quad \Gamma''^- = \Gamma_2''^-, \quad \text{одержимо}$$

$$\Gamma_2'^- = \Gamma_{20}^- \left(1 + p_2' \beta + d_2' \beta^2 \right),$$

$$\Gamma_2''^- = \Gamma_{20}^- \left(1 + p_2'' \beta + d_2'' \beta^2 \right), \quad (12)$$

де

$$\Gamma_{20}^- = k_0 R_2'; \quad \Gamma_{20}^- = k_0 R_2'';$$

$$R_2' = \sqrt[4]{\left(1 + \frac{C}{2} \right)^2 + \left(\frac{C}{2} \right)^2} \cos \frac{\varphi_2}{2};$$

$$R_2'' = \sqrt[4]{\left(1 + \frac{C}{2} \right)^2 + \left(\frac{C}{2} \right)^2} \sin \frac{\varphi_2}{2};$$

$$\varphi_2 = \arctg \left[\frac{\frac{C}{2}}{1 + \frac{C}{2}} \right],$$

причому

$$p_2' = \frac{R_2' \frac{C^2}{4} - R_2'' \left(\frac{C^2}{4} + \frac{C}{2} \right)}{2 R_2' \left[\left(1 + \frac{C}{2} \right)^2 + \left(\frac{C}{2} \right)^2 \right]};$$

$$d_2' = \frac{R_2' \left(\frac{C^2}{4} + \frac{C}{2} \right) + R_2'' \frac{C^2}{4}}{2R_2' \left[\left(1 + \frac{C}{2} \right)^2 + \left(\frac{C}{2} \right)^2 \right]};$$

$$p_2'' = \frac{R_2'' \frac{C^2}{4} + R_2' \left(\frac{C^2}{4} + \frac{C}{2} \right)}{2R_2'' \left[\left(1 + \frac{C}{2} \right)^2 + \left(\frac{C}{2} \right)^2 \right]};$$

$$d_2'' = \frac{R_2'' \left(\frac{C^2}{4} + \frac{C}{2} \right) - R_2' \frac{C^2}{4}}{2R_2'' \left[\left(1 + \frac{C}{2} \right)^2 + \left(\frac{C}{2} \right)^2 \right]}.$$

Формули (11), (12), очевидно, громіздкі для аналізу ефектів перехресної модуляції радіосигналів. З метою одержання наглядного кінцевого результату спростимо їх, поклавши $C \ll 1$. Цим самим ми перейдемо до моделі дуже розрідженої і сильно намагніченої, можливо навіть екзотичної плазми, але мета, як побачимо, тут виправдовує засіб.

Якщо $\Delta\omega_0 = 0$, то

$$\Gamma_1^{-'} \approx k_0 \left(1 - \frac{C}{2} \beta \right),$$

Підставимо в (15) спрощені вирази для $\Gamma_1^{-'}$ і $\Gamma_2^{-''}$ (11'), (12'). Користуючись розкладом в ряд виду $e^{-x} \approx 1 - x$, якщо $x \ll 1$, і, нехтуючи членами $k_0 R_1'' z \ll 1$ і

$$\bar{E}_1^- = A \left(1 + k_0 \frac{C}{2} \beta^2 z \right) \cdot \left[\bar{x}_0 \cos \left(\omega t - k_0 z + k_0 \frac{C}{2} \beta z \right) + \bar{y}_0 \sin \left(\omega t - k_0 z + k_0 \frac{C}{2} \beta z \right) \right],$$

$$\bar{E}_2^- = A \left(1 - k_0 \frac{C}{4} \beta z \right) \cdot \left[\bar{x}_0 \cos \left(\omega t - k_0 z - k_0 \frac{C}{4} \beta^2 z \right) + \bar{y}_0 \sin \left(\omega t - k_0 z - k_0 \frac{C}{4} \beta^2 z \right) \right]. \quad (16)$$

Тут вираз для \bar{E}_1^- відноситься до випадку, коли $\Delta\omega_0 = 0$, а вираз для \bar{E}_2^- – до випадку, коли $\Delta\omega_0 = -v$.

$$\Gamma_1^{-''} \approx k_0 \left(R_1'' - \frac{C}{2} \beta^2 \right). \quad (11')$$

Якщо $\Delta\omega_0 = -v$, то

$$\Gamma_2^{-'} \approx k_0 \left(1 + \frac{C}{4} \beta^2 \right),$$

$$\Gamma_2^{-''} \approx k_0 \left(R_2'' + \frac{C}{4} \beta \right). \quad (12')$$

Знайдемо вираз для вектора напруженості електричного поля лівополяризованої по колу слабкої радіохвилі з частотою ω . Миттєве значення вектора напруженості електричного поля плоскої хвилі в комплексній формі, як відомо, записується так:

$$\dot{\vec{E}}^- = \dot{\vec{E}}_m^- e^{i\omega t}, \quad (13)$$

де вектор комплексної амплітуди $\dot{\vec{E}}_m^-$ визначається формулою (2):

$$\dot{\vec{E}}_m^- = \dot{A}(\bar{x}_0 - i\bar{y}_0) e^{-i \left(\Gamma_1^{-'} - i\Gamma_2^{-''} \right) z}. \quad (14)$$

Візьмемо дійсну частину виразу (13) з урахуванням (14), поклавши рівною нулеві несуттєву початкову фазу коливань φ . Так як $\dot{A} = A e^{i\varphi}$, то при $\varphi = 0$ $\dot{A} = A$.

$k_0 R_2'' z \ll 1$, що описують слабкі затухання хвиль при не дуже великих відстанях z , одержимо

Будемо вважати, що потужна радіохвиля модульована одним тоном з частотою Ω' , причому коефіцієнт модуляції $m \ll 1$. Оскільки ця хвиля вважається квазістаціонарною, знехтуємо

ефектом її поширення вздовж осі y , поклавши $k \approx 0$. Тоді будемо мати наступний вираз для модуля вектора напруженості магнітного поля радіохвилі

$$h(t) = h_{m0}(1 + m \cos \Omega' t) \cos \Omega t. \quad (17)$$

$$\vec{E}_{1\Pi} = A(1 + m' \cos \Omega' t) \cdot \{ \vec{x}_0 \cos[\omega t - k_0 z + Lzh_{m0}(1 + m \cos \Omega' t) \cos \Omega t] + \vec{y}_0 \sin[\omega t - k_0 z + Lzh_{m0}(1 + m \cos \Omega' t) \cos \Omega t] \}, \quad (18)$$

$$\vec{E}_{2\Pi} = A \left(1 - \frac{1}{2} Lzh_{m0}(1 + m \cos \Omega' t) \cos \Omega t \right) \cdot \{ \vec{x}_0 \cos[\omega t - k_0 z - \varphi_m \cos \Omega' t] + \vec{y}_0 \sin[\omega t - k_0 z - \varphi_m \cos \Omega' t] \},$$

а також

$$K = \frac{1}{4} \frac{\omega_p^2 \mu_0^2 \cdot |e|^2}{cm_e^2 v^3}, \quad L = \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2 \mu_0 \cdot |e|}{cm_e v^2}, \quad (19)$$

де $m' = 2mKzh_{m0}^2$ і $\varphi_m = mKzh_{m0}^2$ – коефіцієнт амплітудної модуляції і максимальне відхилення фази коливань поля слабкої радіохвилі; c – швидкість поширення радіохвилі у вакуумі. При виводі формул (18) з метою спрощення викладок були використані нерівності $Kh_{m0}^2 \ll k_0$ і $Kzh_{m0}^2 \ll 1$, перша з яких прямо слідує з раніше введених наближень, а друга – теж саме, але виконується при не дуже великих відстанях z . Зауважимо ще таке: з формул (18) вилучені, як несуттєві, члени, що описують амплітудну і фазову модуляції коливань слабкої радіохвилі з частотою другої гармоніки 2Ω несучого коливання потужної радіохвилі; ці модуляції є сторонніми продуктами перетворення спектрів радіохвиль.

Як видно з (18), обидві радіохвилі, що нас цікавлять (з лівою поляризацією та напрямом поширення вздовж постійного намагнічуючого поля), є складномодульовані. Радіохвиля з напруженістю електричного поля $\vec{E}_{1\Pi}$ модульована за амплітудою згідно з законом амплітудної модуляції потужної радіохвилі (17), причому її коефіцієнт модуляції m' прямо пропорційний квадрату амплітуди напруженості магнітного поля несучого коливання потужної радіохвилі. Це означає, що при

Підставимо (17) в (16), урахувавши введені раніше позначення. Після ряду спрощень і нескладних перетворень врешті-решт одержимо формули, що наглядно описують перехресну модуляцію радіосигналів

постійній розстройці $\Delta\omega_0 = 0$ має місце ефект перехресної модуляції радіохвиль із збереженням амплітудної модуляції. Разом з тим початкова фаза напруженості електричного поля $\vec{E}_{1\Pi}$ змінюється в часі у відповідності із зміною миттєвого магнітного поля (17) потужної радіохвилі, що свідчить про наявність так званої подвійної фазової модуляції слабкої радіохвилі.

У випадку радіохвилі з напруженістю електричного поля $\vec{E}_{2\Pi}$ за законом модулюючого сигналу з частотою Ω' змінюється початкова фаза коливання, причому максимальне відхилення фази φ_m також прямо пропорційне квадрату амплітуди напруженості магнітного поля несучого коливання потужної радіохвилі. Це означає, що при $\Delta\omega_0 = -v$ має місце перехресна модуляція слабкої радіохвилі з перетворенням амплітудної модуляції у фазову. Разом з тим видно, що амплітуда напруженості електричного поля $\vec{E}_{2\Pi}$ змінюється в часі у відповідності із зміною миттєвого магнітного поля (17) потужної радіохвилі, що свідчить про подвійну амплітудну модуляцію слабкої радіохвилі.

Незважаючи на те, що ефекти перехресної модуляції радіохвиль в обох випадках супроводжуються ефектами подвійної модуляції, причому глибини обох видів модуляції сумірні між собою, ефекти подвійної модуляції не чинять перешкод для ефектів перехресної модуляції, оскільки спектри коливань тих

і других рознесені на шкалі частот і не перекриваються між собою. Необхідні групи коливань можуть бути виділені за допомогою електричних фільтрів. Сказане в тій же мірі стосується і тих коливань, що є продуктами модуляції радіохвилі з частотою 2Ω , які були вилучені ще при одержанні формул (18).

З метою кількісної оцінки ефектів перехресної модуляції введемо відповідні

коефіцієнти: $\gamma_{AA} = \frac{m'}{mz} = 2Kh_{m0}^2$ –

коефіцієнт перехресної модуляції при збереженні амплітудної модуляції;

$\gamma_{A\Phi} = \frac{\Phi_m}{mz} = Kh_{m0}^2$ – коефіцієнт

перехресної модуляції при перетворенні амплітудної модуляції у фазову. Ці коефіцієнти, як видно, приведені до коефіцієнта модуляції потужної радіохвилі і розраховані на одиницю довжини шляху, що проходить фронт слабкої радіохвилі; їх розмірність - m^{-1} .

Слід пам'ятати, що в процесі викладок було введено ряд допущень і прийнято низку зв'язаних з ним наближень з метою одержання наглядного щодо перехресної модуляції результату. Цим самим, очевидно, були обмежені певними рамками значення параметрів як намагніченої плазми, так і взаємодіючих з нею радіохвиль. Не вдаючись до фізичних наслідків цих обмежень, підкреслимо головне.

Досліджено можливий механізм перехресної модуляції радіохвиль в іоносфері, що ґрунтується на явищі

циклотронного резонансу слабкої радіохвилі в намагніченій плазмі в умовах змінного підмагнічування плазми полем потужної радіохвилі. При цьому виявлено два види ефектів перехресної модуляції радіохвиль - із збереженням амплітудної модуляції та з перетворенням амплітудної модуляції у фазову.

Одержані результати можуть виявитись корисними при дослідженні земної іоносфери та зв'язаних з нею геофізичних процесів, а також при вивченні інших куточків заповненого плазмою світового простору.

1. Пиппард А. Физика колебаний: Пер. с англ. Д.А.Соболева и В.Ф. Трифонова / Под ред. А.Н.Матвеева.- М.: Высш. шк., 1985.- 456 с.

2. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме.- М.: Наука, 1967.- 684 с.

3. Вержиковский А.П. и др. Краткий словарь по радиоэлектронике / Под ред. Г.П.Попова, В.Г.Григорьянца. - М.: Воениздат, 1980.- 512 с.

4. Никольский В.В. Электродинамика и распространение радиоволн.- М.: Наука, 1973.- 608 с.

5. Кролл Н.,Трайвелпис А. Основы физики плазмы: Пер. с англ. Л.А.Большова и Ю.А.Дрейзина / Под ред. А.Н.Дыхне.- М.: Мир, 1975.- 528 с.

THE POSSIBLE MECHANISM OF THE CROSS MODULATION OF THE RADIO WAVES IN IONOSPHERE

V.S.Melnik

Uzhgorod National University, Laboratory of space researches,
Daleka str. 2a, 88000, Uzhgorod, Ukraine. E-mail: space@univ.uzhgorod.ua

We have investigated the possible mechanism of the cross modulation of radiowaves in ionosphere which is based on the phenomenon of the cyclotron resonanse of a weak radiowave in the magnetized plasma under the conditions of the changeable magnetization of the plasma by the strong radiowave field.