

# Запобігання та ліквідація надзвичайних ситуацій

УДК 621.31 : 621.399

Д.В. Карлов<sup>1</sup>, М.М. Журавський<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Харківський університет Повітряних Сил імені Івана Кожедуба, Харків

<sup>2</sup>Національний університет цивільного захисту України, Харків

## АНАЛІЗ МОЖЛИВИХ МЕХАНІЗМІВ ГЕНЕРАЦІЇ ЗБУРЕНЬ, ЩО РУХАЮТЬСЯ, ЗУМОВЛЕНИХ ЗАПУСКАМИ РАКЕТ ЧИ ІНШИМИ ЯВИЩАМИ ШТУЧНОГО АБО ПРИРОДНОГО ПОХОДЖЕННЯ В ІОНОСФЕРІ

У статті проаналізовано експериментальні результати, які не вкладаються в рамки гіпотези утворення іоносферних збурень, що рухаються під дією ударних хвиль. Це відноситься, в першу чергу, до першого спорадичного утворення в шарі F2 іоносфери, швидкість поширення якого за нашими оцінками, складає  $5,5 \pm 1,5$  км/с - при квазіпродольному (щодо геомагнітного поля) поширенні і  $8,3 \pm 2$  км/с - при квазіпоперечному розповсюдженні.

**Ключові слова:** іоносферні збурення, гіпотези утворення іоносферних збурень, які рухаються, ударні хвилі, шар F2 іоносфери, спорадичне утворення, геомагнітне поле.

### Вступ

**Постановка проблеми.** Дослідження ефектів, що виникають при запуску ракет, присвячено досить велику кількість робіт. Результати досліджень підсумовано в довідковому посібнику [1]. Як правило, у наявних роботах описано ефекти, які спостерігаються уздовж активної ділянки траєкторії ракети [2]. Значно менше робіт присвячено дослідженню збурень на відстанях від 1 до 10 тисяч кілометрів від траєкторії ракети.

До цього часу не побудовані детальні фізико-математичні моделі процесів, що виникають та супроводжують запуски ракет. Більш того, часто взагалі не можна впевнено стверджувати, що дане збурення викликано запуском ракет, та не зрозумілі до кінця механізми генерації та перенесення збурень на значні, і тим більш, глобальні, відстані. Справа в тому, що виникаючі антропогенні збурення принципово нічим не відрізняються від природних збурень.

Метою даної статті є аналіз процесів, що протікають в іоносферній плазмі, обумовлених запуском ракет, а також обґрунтованих на експериментальних даних, отриманих методом вертикального зондування на іоносферних станціях, що дислокуються в Україні. Авторами статті були проведені попередні дослідження з розробки фізико-математичної моделі процесів, що виникають та супроводжують запуски ракет [5, 6].

В [7] було висловлено гіпотезу, що іоносферні збурення, що рухаються (ІЗР), можуть бути викликані впливом на іоносферу надзвукових ударних хвиль, що виникають при запуску ракети. Надалі цю гіпотезу було розвинено в [8, 9], де сказано, що іоносферні

збурення, що рухаються, супутні запуску кораблів "Аполлон-14", "Аполлон-15" і виникають при надзвуковому (щодо іоносфери) закінченню вихлопних газів ракети. При цьому передбачається, що створювана при запуску ракети ударна хвиля розділяється в іоносфері на висоті 160 км на іонно-акустичну і нормально-акустичну моди, швидкість яких становить 1,28 км/с і 0,526 км/с відповідно [3, 4].

Той факт, що швидкість переміщення першого збурення, виявленого при запусках "Аполлона-14" і "Аполлона-15", близька до швидкості іонно-акустичної моди, а швидкість другого збурення - до швидкості нормально-акустичної моди, наводиться автором робіт [8, 9] на користь запропонованої гіпотези про механізм виникнення ІЗР.

Відмінності в швидкості переміщення першого ( $V_1$ ) і другого ( $V_2$ ) збурення, що спостерігалися при запусках "Аполлона-14" ( $V_1 = 1,42$  км/с,  $V_2 = 0,53$  км/с) і "Аполлона-15" ( $V_1 = 1,022$  км/с,  $V_2 = 0,574$  км/с), пояснюються [8, 9] розходженням атмосферних умов на шляху поширення акустичних мод через сезонні варіації параметрів іоносфери (запуск "Аполлона-14" проводився взимку, а "Аполлона-15" - влітку). Зменшення швидкості іонно-акустичної моди зі збільшенням відстані (від 1,18 км/с до 1,012 км/с) пояснюється зменшенням швидкості переміщення фронту ударної хвилі до швидкості звуку. Наявність третього, четвертого і п'ятого збурень, зареєстрованих при запуску "Аполлона-15", пояснюється як результат впливу на іоносферу іонно-акустичних мод, що виникають при запуску ракет, але поширюються за складнішими (чим при першому і другому збурюваннях) траєкторіями.

## Основна частина

Із матеріалів експериментальних досліджень випливає, що політ ракети з працюючим двигуном супроводжується зміною магнітного поля Землі і концентрації частинок в іоносферній плазмі.

Враховуючи це, будемо описувати іоносферну плазму рівняннями магнітної гідродинаміки [10]:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \vec{V} = 0, \\ \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \nabla P + \frac{1}{c\rho} [\vec{J} * \vec{B}], \\ \operatorname{rot} \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{J}, \quad \operatorname{div} \vec{B} = 0, \end{cases} \quad (1)$$

де  $\vec{E}$  – вектор напруженості електричного поля;  $\vec{B}$  – вектор магнітної індукції,  $\rho$  – щільність «вільних зарядів»,  $P$  – тиск,  $\vec{J}$  – вектор щільності потоку,  $\vec{V}$  – вектор гідродинамічної швидкості частинок.

Будемо розглядати випадок, коли збурення в плазмі визвано зміною щільності заряду  $\rho = \rho_0 + \rho_1$ , тиску  $P = P_0 + V_s^2 \rho_1$  ( $V_s = \sqrt{2\chi T / M_{i\alpha}}$  – теплова швидкість частинок сорту  $\alpha$ ,  $T = (T_i + T_e) / 2$ ,  $T_i$ ,  $T_e$  – температура електронів та іонів відповідно,  $\chi$  – постійна Больцмана,  $M_{i\alpha}$  – маса іонів сорту  $\alpha$ ) та магнітного поля  $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1$ . Зміни  $\rho$ ,  $P$ ,  $\vec{B}_1$  невеликі –  $\rho_0 \gg \rho_1$ ,  $P_0 \gg V_s^2 \rho_1$ ,  $\vec{B}_0 \gg \vec{B}_1$ . Вважаємо, що в результаті зміни  $\rho$ ,  $P$ ,  $\vec{B}$  у плазмі виникає збурення, яке поширюється зі швидкістю  $\vec{V}$ .

Із урахуванням про малі зміни параметрів  $\rho$ ,  $P$ ,  $\vec{B}$  система рівнянь матиме такий вигляд:

$$\begin{cases} \frac{d\vec{V}}{dt} = -\frac{V_s^2}{\rho_0} \nabla \rho_1 + \frac{1}{\rho_0 c} [\vec{J} \times \vec{B}]; \\ \frac{d\rho}{dt} + \rho_0 \operatorname{div} \vec{V} = 0; \\ \operatorname{rot} \vec{B}_1 = \frac{1}{c} \frac{d\vec{E}}{dt} + \frac{4\pi}{c} \vec{J}; \\ \operatorname{div} \vec{B}_1 = 0. \end{cases} \quad (1)$$

Передбачаючи повільність зміни стану плазми, надалі нехтуємо струмом зміщення ( $\frac{d\vec{V}}{dt} \ll 4\pi \frac{\vec{J}}{c}$ ) та враховуючи, що в цьому випадку  $\vec{J} = \frac{c}{4\pi} \operatorname{rot} \vec{B}_1$ , отримуємо:

$$\begin{cases} \frac{d\vec{V}}{dt} = -\frac{V_s^2}{\rho_0} \nabla \rho_1 + \frac{1}{4\pi \rho_0} [\operatorname{rot} \vec{B}_1 \times \vec{B}]; \\ \frac{d\rho_1}{dt} + \rho_0 \operatorname{div} \vec{V} = 0; \\ \operatorname{div} \vec{B}_1 = 0. \end{cases} \quad (2)$$

Оскільки ми аналізуємо процеси, що протікають в іоносфері на великій відстані від джерела збурення, то фронт збурення вважаємо плоским, тобто вважаємо, що просторово-часова залежність збурення описується функцією такого вигляду:  $e^{-i\omega t + i\vec{k}\vec{r}}$ .

Система рівнянь (2) при цьому зводиться до такої:

$$\begin{cases} \omega \vec{V} = (V_s^2 / \rho_0) \rho_1 \vec{K} = (4\pi \rho_0)^{-1} [[\vec{K} \vec{B}] \times \vec{B}]; \\ \omega \rho_1 - \rho_0 (\vec{K} \cdot \vec{V}) = 0, \end{cases} \quad (3)$$

де  $\vec{K}$  – хвильовий вектор збурення.

Напрямок вектора  $\vec{K}$  збігається з напрямком поширення збурення, а модуль визначається виразом  $K = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $\lambda$  – довжина хвилі збурення.

В системі рівнянь (3) невідомими є  $\vec{V}$ ,  $\vec{B}_1$ , і  $\rho$ . Отже, для її вирішення необхідно третє рівняння. Його отримаємо з рівняння [4, 5]

$$\frac{d\vec{B}}{dt} = \operatorname{rot} [\vec{V} \vec{B}] + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \Delta \vec{B}, \quad (4)$$

де  $\sigma$  – провідність.

Підставивши в (4)  $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1$  і враховуючи, що  $\vec{B}_1 \ll \vec{B}$  та нехтуючи членами другого порядку, отримаємо:

$$\frac{d\vec{B}_1}{dt} = \operatorname{rot} [\vec{V} \vec{B}_0]. \quad (5)$$

Із урахуванням (5) система (3) набуває такого вигляду:

$$\begin{cases} \omega \vec{V} = (V_s^2 / \rho_0) \rho_1 \vec{K} = (4\pi \rho_0)^{-1} [[\vec{K} \vec{B}_1] \times \vec{B}_0]; \\ \omega \rho - \rho_0 (\vec{K} \cdot \vec{V}) = 0, \end{cases} \quad (6)$$

$$\omega \vec{B}_1 = -[\vec{K} [\vec{V} \vec{B}_0]]. \quad (7)$$

Помножив співвідношення (6) скалярно на  $\vec{K}$ , а (7) – скалярно на  $\vec{B}_0$ , та враховуючи, що

$$\begin{aligned} [[\vec{K} \vec{B}_1] \times \vec{B}_0] &= \vec{B}_1 (\vec{B}_0 \vec{K}) - \vec{K} (\vec{B}_0 \vec{B}_1); \\ [\vec{K} \times [\vec{V} \vec{B}_0]] &= \vec{V} (\vec{K} \vec{B}_0), \end{aligned}$$

у результаті отримаємо таку систему рівнянь:

$$\begin{cases} \omega (\vec{K} \vec{V}) = V_s^2 \frac{\rho_1}{\rho_0} K^2 + \frac{1}{4\pi \rho_0} (\vec{K} \vec{B}_1) (\vec{B}_0 \vec{K}) - \\ - \frac{1}{4\pi \rho_0} K^2 (\vec{B}_0 \vec{B}_1); \\ \frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\vec{K} \vec{V})}{\omega}; \\ \omega (\vec{B}_0 \vec{B}_1) = -(\vec{V} \vec{B}_0) (\vec{K} \vec{B}_0) + V_0^2 (\vec{K} \vec{V}). \end{cases} \quad (8)$$

Отриману систему рівнянь (8) запишемо як функцію невідомих  $(\vec{K} \vec{V})$ ,  $(\vec{V} \vec{B}_0)$ ,  $(\vec{K} \vec{B}_1)$ ,  $(\vec{B}_0 \vec{B}_1)$ .

Для цього значення  $\rho_1 / \rho_0$  із другого рівняння системи (8) підставимо в перше рівняння, а третє рівняння отримаємо, помноживши (6) скалярно на  $\vec{B}_0$ .

Враховуючи, що  $\text{div } \vec{B}_1 = i(\vec{K}\vec{B}_1) = 0$ , отримаємо

$$\begin{cases} (\vec{K}\vec{V}) \left( \omega - \frac{V_s^2 K^2}{\omega} \right) - \frac{K^2}{4\pi\rho_0} (\vec{B}_1\vec{B}_0) = 0, \\ (\vec{K}\vec{V}) B_0^2 - \omega (\vec{B}_1\vec{B}_0) - (\vec{K}\vec{B}_0) (\vec{V}\vec{B}_0) = 0, \\ (\vec{K}\vec{V}) \cdot \frac{V_s^2}{\omega^2} (\vec{K}\vec{B}_0) - (\vec{V}\vec{B}_0) = 0. \end{cases} \quad (9)$$

Для існування розв'язку системи рівнянь (9) необхідно, щоб визначник системи дорівнював нулю:

$$\det = \begin{vmatrix} \omega^2 - K^2 V_s^2 & -\frac{K^2 \omega}{4\pi\rho_0} & 0 \\ B_0 & -\omega & -(\vec{K}\vec{B}_0) \\ \frac{V_s^2}{\omega^2} (\vec{K}\vec{B}_0) & 0 & -1 \end{vmatrix} = 0. \quad (10)$$

Із (10) отримуємо дисперсійне рівняння

$$\omega^4 - \omega^2 K^2 (V_s^2 + V_a^2) + K^4 V_a^2 V_s^2 \cos^2(\vec{K}\vec{B}_0) = 0, \quad (11)$$

де  $V_a = \frac{B_0}{\sqrt{4\pi\rho_0}}$  – альфеновська швидкість.

Із рівняння (11) випливає, що в плазмі можливе поширення двох хвиль, частота яких визначається як  $KV_j$  ( $j = 1, 2$ ), де

$$V_j^2 = \frac{1}{2} (V_s^2 + V_a^2) \pm \frac{1}{2} \sqrt{(V_a^2 + V_s^2) - 4V_a^2 V_s^2 \cos^2(\vec{K}\vec{B}_0)}, \quad (12)$$

Величина  $V_1$  є фазовою швидкістю швидкої, а  $V_2$  – фазову швидкість магнітозвукових хвиль.

Із (12) випливає, що у разі, якщо збурення поширюється паралельно магнітному полю  $(\vec{K}\vec{B}_0) = 0$ , то  $V_1 = V_a$ , а  $V_2 = V_s$ . При перпендикулярному щодо магнітного поля поширенні збурення  $(\vec{K}\vec{B}_0) = \pi/2$ , отримаємо  $V_1 = \sqrt{V_a^2 + V_s^2}$ ,  $V_2 = 0$ .

З метою виявлення меж застосування наближення плоских хвиль вирішимо рівняння (2 та 5) для циліндрично симетричного випадку. Систему координат (циліндричну) розташуємо таким чином, щоб вісь «z» була паралельно вектору  $\vec{B}_0$ , а напрямки орт-вектора  $\vec{Z}_0$  і вектора  $\vec{B}_0$  були протилежними. У цьому випадку рівняння (2, 5) можна представити у такому вигляді:

$$\begin{cases} \frac{d\vec{V}}{dt} = -\frac{V_s^2}{\rho_0} \nabla\rho_1 + \frac{1}{4\pi\rho_0} [\text{rot}\vec{B}_1 \times \vec{B}_0]; \\ \frac{d\rho}{dt} + \rho_0 \text{div}\vec{V} = 0; \\ \frac{d\vec{B}_1}{dt} + \vec{B}_0 \text{div}\vec{V} = 0. \end{cases}$$

Враховуючи циліндричну симетрію, а також те, що напрямок вектора  $\vec{V}$  збігається з орт-вектором  $\vec{Z}_0$  циліндричної системи координат, а вектори  $\vec{B}_0$  і  $\vec{B}_1$  паралельні орт-вектору  $\vec{Z}_0$ , отримаємо:

$$\begin{cases} \frac{dV_r}{dt} + \frac{V_s^2}{\rho_0} \frac{d\rho_1}{dr} + \frac{1}{4\pi\rho_0} \frac{dB_z}{dz} \cdot B_{0z}; \\ \frac{d\rho_1}{dt} + \rho_0 \frac{1}{r} \frac{dr}{dr} (rV_r) = 0; \\ \frac{dB_z}{dt} + B_{0z} \frac{1}{r} \frac{dr}{dr} (rV_r) = 0, \end{cases} \quad (13)$$

де  $V_r$ ,  $B_z$ ,  $B_{0z}$  – проекція векторів  $\vec{V}$ ,  $\vec{B}_0$  і  $\vec{B}_1$  у циліндричній системі координат на осі  $r$  і  $z$  відповідно.

Надалі будемо розглядати функції

$$V_r = \frac{\tilde{V}_r}{r}, \quad \rho_1 = \frac{\tilde{\rho}_1}{r}, \quad B_z = \frac{\tilde{B}_z}{r}.$$

В цьому випадку рівняння (13) перетвориться до вигляду:

$$\begin{cases} \frac{d\tilde{V}_r}{dt} + \frac{V_s^2}{\rho_0} \frac{d\tilde{\rho}_1}{dr} - \frac{V_s^2 \tilde{\rho}_1}{\rho_0 \cdot r} + \frac{1}{4\pi\rho_0} \frac{d\tilde{B}_z}{dr} \cdot B_{0z} - \\ - \frac{1}{4\pi\rho_0} \frac{\tilde{B}_z}{r} \cdot B_{0z} = 0; \\ \frac{d\tilde{\rho}_1}{dt} + \rho_0 \frac{\tilde{V}_r}{dr} = 0; \\ \frac{d\tilde{B}_z}{dt} + B_{0z} \frac{\tilde{V}_r}{dr} = 0. \end{cases} \quad (14)$$

Вважаючи, що залежність обурення від відстані  $r$  і часу  $t$  описується функцією виду  $e^{-i\omega t + ikr}$ , систему рівнянь (14) приведемо до вигляду:

$$\begin{cases} \omega \tilde{V}_r - \tilde{\rho}_1 \frac{V_s^2}{\rho_0} \cdot K \cdot \left(1 + \frac{i}{Kr}\right) - \\ - \tilde{B}_z \frac{1}{4\pi\rho_0} \cdot B_{0z} \cdot K \cdot \left(1 + \frac{i}{K^2}\right) = 0; \\ \tilde{V}_r (K\rho_0) - \tilde{\rho}_1 \omega = 0; \\ \tilde{V}_r (KB_0) - \omega \tilde{B}_z = 0. \end{cases} \quad (15)$$

Прирівнюючи визначник системи (15) до нуля

$$\det = \begin{vmatrix} \omega & -\frac{KV_s}{\rho_0} \left(1 + \frac{i}{Kr}\right) & \frac{KB_{0z}}{4\pi\rho_0} \left(1 + \frac{i}{Kr}\right) \\ K\rho_0 & -\omega & 0 \\ KB_{0z} & 0 & -\omega \end{vmatrix} = 0$$

отримаємо дисперсійне рівняння

$$\omega^2 - \frac{K^2 B_{0z}^2}{4\pi\rho_0} \left(1 + \frac{i}{Kr}\right) - K^2 V_s \left(1 + \frac{i}{K^2}\right) = 0. \quad (16)$$

Вирішивши рівняння (16), знаходимо вираз для фазової швидкості збурення, що поширюється перпендикулярно магнітному полю Землі:

$$V_\phi = \left(V_a^2 + V_s^2\right)^{1/2} \cdot \left(1 + 1/(K^2 r^2)\right)^{1/4}. \quad (17)$$

Зі співвідношення (17) випливає, що на великих відстанях від джерела збурення вираз до фазової швидкості  $\frac{1}{K^2 r^2}$ , обумовлений циліндричністю фронту хвилі невеликий і ним можна знехтувати, тобто можна користуватися співвідношеннями, отриманими для наближення плоских хвиль.

Враховуючи, що при польоті ракети з працюючим двигуном в іоносфері в результаті згоряння палива утворюються в основному іони  $H_2O^+$  і  $HO^+$ , отримуємо з (12), що для середньоширотної іоносфери ( $H=0,2-0,5$  ерстед,  $f=8-10$  МГц) фазова швидкість швидкої магніто-звукової хвилі становить  $V_1 \sim 100-250$  км/с, а повільної -  $V_2 \sim 1,0-1,4$  км/с. Час існування цих хвиль короткий і визначається тривалістю збурення магнітного поля. В експерименті ця тривалість становила  $\sim 40-60$  секунд. Мабуть, через малу тривалість ці хвилі не були нами виявлені при проведенні експериментів за допомогою іоносферної станції в районі м. Харкова.

Враховуючи, що тривалість зміни магнітного поля Землі багато менша тривалості збурення частинок, розгляд, збудження таких типів коливань можливо у випадку, коли  $\vec{B} = 0$ . У цьому випадку система рівнянь (2) перетвориться до виду:

$$\begin{cases} \omega \vec{V} - \frac{V_s^2}{\rho_0} \vec{K} \rho_1 = 0; \\ \omega \rho_1 - \rho_0 (\vec{K} \vec{V}) = 0. \end{cases} \quad (18)$$

Системі рівнянь (18) задовольняє наступне дисперсійне рівняння:

$$\omega_2 = K^2 V_s^2. \quad (19)$$

Рівняння (19) свідчить про те, що збурення являє собою іонно-звукову хвилю, фазова швидкість поширення якої визначається наступним співвідношенням [11]:  $V_\phi = V_s$

Оскільки швидкість поширення другого збурення близька до швидкості іонно-звукової хвилі, то, напевно, природа його виникнення визначається цією хвилею. Третє і четверте збурення, напевно, також виникають в результаті впливу на іоносферу іонно-звукових хвиль, але поширюються за більш складними траєкторіями.

На активній ділянці траєкторії польоту ракети можливе утворення різких градієнтів концентрації заряджених частинок. Разом з тим відомо [11], що в плазмі, що знаходиться в магнітному полі і що має градієнт концентрації заряджених частинок, можливе порушення дрейфових хвиль. Розглянемо можливість порушення дрейфових хвиль в аналізованому нами випадку.

Будемо вважати, що зміна концентрації електронів у просторі та часі повільна. У цьому випадку розподіл електронів по енергії підпорядковується закону Больцмана

$$n_e = n_{oe} \exp \left[ \frac{\phi \cdot e}{\chi \cdot T_e} \right], \quad (20)$$

де  $n_{oe}$  – концентрація електронів в незбуреній плазмі (іоносфері),  $\phi$  – потенціал електричного (внутрішнього) поля.

У рівноважному стані (до початку події) у розглянутій області іоносфери  $\phi_0 = 0$  і  $n_e = n_{oe}$ . Експериментально встановлено, що в результаті запуску ракети концентрація електронів в районі запуску змінюється. Це, в свою чергу, має призвести і до деякої зміни потенціалу  $\phi$  в «сліді» ракети. Уявімо ці зміни в наступному вигляді:

$$\phi = \phi_0 + \delta\phi, \quad n_e = n_{oe} + \delta n.$$

Тоді з (20) отримуємо

$$\frac{\delta n}{n_{oe}} = \frac{e \delta \phi}{\chi T_e}. \quad (21)$$

Подальші розрахунки будемо проводити в декартовій системі координат. Розташуємо її таким чином, щоб вісь  $z$  (а, отже, і орт-вектор  $\vec{Z}_0$ ) була спрямована вздовж вектора  $\vec{B}_0$ . Уявімо збурення  $\delta n$  і  $\delta \phi$  у вигляді хвиль, що поширюються в площині  $OZX$ , тобто

$$\begin{cases} \delta n = \Delta n \exp \{ -i\omega t + iK_x X + iRK_z Z \}, \\ \delta \phi = \Delta \phi \exp \{ -i\omega t + iK_x X + iRK_z Z \}. \end{cases} \quad (22)$$

Потенціал  $\phi$  і напруженість електричного поля пов'язані відомим співвідношенням  $\vec{E} = -\nabla \phi$ . З (21), використовуючи (22), знаходимо складову  $E_x$  електричного поля:

$$E_x = - \frac{iK_x \chi T_e}{e} \cdot \frac{\delta n}{n_{oe}}.$$

Таким чином, збурення потенціалу призводить до появи електричного поля. Разом з тим відомо [11], що в схрещених електричному та магнітному полях виникає дрейф частинок в напрямі, ортогональному як  $\vec{E}$ , так і  $\vec{B}_0$  зі швидкістю

$$V_{DP} = - \frac{icK_x \chi T_e}{eB_0} \cdot \frac{\delta n}{n_{oe}}. \quad (23)$$

Підставляючи (23) в рівняння безперервності, отримуємо:

$$\frac{\partial \delta n_t}{\partial t} = -i \left( \frac{cK_x \chi T_e}{cB_0} \cdot \frac{1}{n_{oe}} \frac{dn_{oe}}{dy} \right) \delta n.$$

Використовуючи (22), знаходимо вираз для частоти дрейфової хвилі

$$\omega_{gp} = \frac{cK_x \chi T_e}{cB_0} \cdot \frac{1}{n_{oe}} \cdot \frac{dn_{oe}}{dy}.$$

Легко побачити, що фазова швидкість цієї хвилі вздовж осі визначається наступними співвідношеннями

$$V_{\phi gp} = \frac{c \chi T_e}{e B_0} \cdot \frac{1}{n_{oe}} \cdot \frac{dn_{oe}}{dy} \quad \text{чи}$$

$$V_{\text{фгр}} = \frac{cV_{\text{Te}}^2}{\omega_{\text{pe}}V_a} \sqrt{\frac{m_e}{M_i}} \cdot \frac{1}{n_{\text{oe}}} \frac{dn_{\text{oe}}}{dy}, \quad (24)$$

де  $V_{\text{Te}}$  – середня теплова швидкість електронів,  $V_a$  – альфвенівська швидкість,  $\omega_{\text{pe}}$  – плазмена частота електронів.

З (24) витікає, що при  $\frac{1}{n_{\text{oe}}} \frac{dn_{\text{oe}}}{dy} \sim 16 \cdot 10^{-5} \text{ 1/см}$ ;

$\omega_{\text{pe}} \sim (6-8) \text{ МГц}$ ,  $V_{\text{Te}} \sim 2 \cdot (10^7-10^8) \text{ см/с}$  [12],  $V_a \sim (100-250) 10^5 \text{ см/с}$ , фазова швидкість дрейфової хвилі  $V_{\text{фгр}} \sim (8-4) \cdot 10^5 \text{ см/с}$ .

В експерименті було виявлено, що з даною швидкістю поширювалося перше іоносферне збурення. Напевно природа його виникнення обумовлена впливом на іоносферу дрейфових хвиль.

## Висновки

У межах магнітної гідродинаміки показано, що внаслідок впливу на іоносферу потоку заряджених частинок, обумовлених факелом стартуючої ракети, і відбуваються з цієї причини зміни щільності заряду, тиску і магнітного поля в районі запуску, та виникають збурення, в рамках припущення про плоский фронт їх розповсюдження. Вищезазначене можливо пояснити в припущенні про поширення в іоносфері магнітозвукових, а також дрейфових хвиль. Аналіз показав, що розрахункова швидкість розповсюдження магнітозвукової хвилі може досягати значень до 100 км/с, а дрейфової – до 8 км/с, що узгоджується з даними, отриманими в експерименті.

## Список літератури

1. Адушкин В.В. Экологические проблемы и риски воздействия ракетно-космической техники на окружающую среду. Справочное пособие / В.В. Адушкин, С.И. Козлов, А.В. Петров. – М. Анкилаг, 2000. – 638 с.
2. Нагорный П.М. Искусственная модификация ионосферы при стартах ракет, выводящих на орбиту косми-

ческие аппараты / П.М. Нагорный, Ю.Е. Татарчук // Известия вузов. Физика. – 1993. – № 10. – С. 98-106.

3. Черногор Л.Ф. Физика Земли, атмосферы и геокосмоса в свете системной парадигмы / Л.Ф. Черногор // Радиофизика и радиоастрономия. – 2003. – Т. 8, № 1. – С. 54-104.

4. Ткачев Г.Н. Крупномасштабные возмущения в ионосфере, возникающие при полете ракеты с работающим двигателем / Г.Н. Ткачев, В.Д. Карлов, С.И. Козлов // Космические исследования. – 1980. – Т. 2, вып. 2. – С. 266-277.

5. К вопросу об оценке эффективности определения факта запуска космического объекта по изменению параметров ионосферы, контролируемой методом некогерентного рассеяния радиоволн / В.Д. Карлов, А.Б. Котов, М.Н. Журавский Д.В. Карлов // Наука і техніка Повітряних Сил Збройних Сил України / МОУ, ХУПС імені Івана Кожедуба. – 2010. № 2 (4). – С. 155-157.

6. К вопросу о генерации в ионосфере перемещающихся возмущений, обусловленных запуском ракет / В.Д. Карлов, М.Н. Журавский, Д.В. Карлов, О.В. Бесова // Системи обробки інформації. Збірник наукових праць / МОУ, ХУПС імені Івана Кожедуба. – Харків, 2010. – Вип. 9 (90). – С. 48-52.

7. Felker J.K., Roberts W.T. Ionospheres refraction following rocket transit. J. Geophys. Res., v. 7, №19, 1966, pp. 4692-4694.

8. Arendt P.R. Ionospheric undulations following Apollo 14 launching. Nature, v. 231, №5301, 1971., – P. 8-9.

9. Arendt P.R. Ionospheric shock front from Apollo 15 launching. Nature, v. 236, №62, 1972, – P. 8-9.

10. Ландау Л.Д., Лифтшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М., Ф.М., 1959. – 532с.

11. Ишимару С. Основные принципы физики плазмы / С. Ишимару. – М., Атомиздат, 1975. – 288 с.

12. Вариации параметров рассеянных сигналов и ионосферы, сопутствовавшие воздействию на плазму мощного радиоизлучения / В.П. Бурмака, И.Ф. Домнин, В.П. Урядов, Л.Ф. Черногор // Известия вузов. Радиофизика. – 2009. – Т. 52, № 11. – С. 858-880.

Надійшла до редколегії 29.05.2013

**Рецензент:** д-р техн. наук проф. Л.Ф. Купченко, Харківський університет Повітряних Сил ім. І. Кожедуба, Харків.

## АНАЛИЗ ВОЗМОЖНЫХ МЕХАНИЗМОВ ГЕНЕРАЦИИ В ИОНОСФЕРЕ ПЕРЕМещаЮЩИХСЯ ВОЗМУЩЕНИЙ, ОБУСЛОВЛЕННЫХ ЗАПУСКОМ РАКЕТ ИЛИ ДРУГИМИ ЯВЛЕНИЯМИ ИСКУССТВЕННОГО И ПРИРОДНОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ

Д.В. Карлов, М.Н. Журавский

В статье проанализированы экспериментальные результаты, которые не укладываются в рамки гипотезы образования перемещающихся ионосферных возмущений под действием ударных волн. Это относится, в первую очередь, к первому спорадическому образованию в слое F2 ионосферы, скорость распространения которого по нашим оценкам составляет  $5,5 \pm 1,5 \text{ км/с}$  - при квазипродольном (относительно геомагнитного поля) распространении и  $8,3 \pm 2 \text{ км/с}$  - при квазипоперечном распространении.

**Ключевые слова:** перемещающиеся ионосферные возмущения, гипотезы образования перемещающихся ионосферных возмущений, ударные волны, слой F2 ионосферы, спорадическое образование.

## ANALYSIS OF POSSIBLE GENERATION MECHANISMS OF TRAVELING IONOSPHERIC DISTURBANCES, CAUSED BY LAUNCHING OR OTHER EFFECTS OF ARTIFICIAL OR NATURAL ORIGIN

D.V. Karlov, M.N. Zhuravsky

Experimental results which deviate from ionospheric disturbances formation hypothesis under the influence of shock waves are analyzed in the article. It concerns, in the first place, the first sporadic formation in F2 ionosphere layer. We estimate its propagation velocity as  $5,5 \pm 1,5 \text{ km per s}$  - by quasi-longitudinal (concerning geomagnetic field) propagation and  $8,3 \pm 2 \text{ km per s}$  - by quasi-transverse propagation.

**Keywords:** traveling ionospheric disturbance (TID), TIDs formation hypotheses, shock waves, F2 ionosphere layer, sporadic formation.