

СПАЛАХОВЕ ЕНЕРГОВИДІЛЕННЯ І МОДУЛЯЦІЯ МІКРОХВИЛЕВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ АЛЬВЕНІВСЬКИМИ КОЛИВАННЯМИ СОНЯЧНИХ КОРОНАЛЬНИХ АРОК

Ю. Т. Цап¹, Ю. Г. Копилова², О. В. Степанов²

¹НДІ “Кримська астрофізична обсерваторія”, с. Наукове, 98409, Україна

²Головна астрономічна обсерваторія РАН, Пулково, Санкт-Петербург, 196140, Росія
(Отримано 11 грудня 2007 р.)

Розглянуто модуляцію гіросинхротронного випромінювання, зумовлену альвенівськими коливаннями корональних арок. На основі формул Далка розраховано глибини модуляції M параметрів Стокса I і V . Показано, що коли кут між напрямком магнетного поля і променем зору $\theta \lesssim 60^\circ$, то найчутливішою до альвенівських збурень є інтенсивність I оптично тонкого джерела. На прикладі події 15 квітня 2002 року обговорено наслідки отриманих результатів.

Ключові слова: Сонце, корональні петлі, альвенівські коливання, гіросинхротронне випромінювання.

PACS number(s): 96.60.Pb

I. ВСТУП

Нині отримано досить багато теоретичних даних, які свідчать про те, що альвенівські хвилі можуть бути відповідальними за нагрів корони Сонця [1–3], високошвидкісні потоки сонячного вітру [3], прискорення заряджених частинок у спалахових петлях [4] та ін. Проте доволі мало спостережених фактів підтверджують ці припущення. Значною мірою це зумовлено тим, що альвенівські моди не стискають плазми, тобто вони не здатні модулювати її температуру й густину. Тому їх виявлення в рентгенівському, ультрафіолетовому та оптичному діапазонах викликає значні труднощі. Лише відносно недавно завдяки орбітальній станції TRACE вдалося виявити на ультрафіолетових зображеннях активних ділянок поперечні зміщення корональних петель, спричинені модами альвенівського типу (kink modes) [5]. Водночас, окрім цих згинальних коливань, у корональних петлях можуть також генеруватися і крутильні коливання, для дослідження яких необхідно залучати більш рафіновані підходи, оскільки їх збудження супроводжується лише варіаціями азимутальної швидкості та напрямку магнетного поля [6,7].

Як добре відомо, деякі механізми радіовипромінювання як теплової, так і нетеплової природи дуже чутливі до змін магнетного поля, внаслідок чого радіоспостереження можуть виявитися доволі плідними для вивчення проявів хвиль альвенівського типу у верхній атмосфері Сонця. Зокрема Гельфрейх та ін. [8] показали, що у випадку реалізації теплового циклотронного механізму ці хвилі здатні викликати сильну модуляцію випромінювання оптично тонких джерел. Це дало змогу зробити висновок про можливий зв'язок мікрохвильових пульсацій випромінювання активних ділянок із альвенівськими модами (див. також [9]).

Майже 30 років тому Тешінг [7] звернув увагу на важливу роль крутильних коливань у модуляції синхротронного випромінювання корональних арок (петель). Установлено, що при малих кутах між напрямком магнетного поля \mathbf{B} та променем зору θ амплітуда варіацій може досягати великих значень. Проте мікрохвильове випромінювання сонячних спалахів із частотою $f \gtrsim 10$ ГГц визначається не ультрарелятивістськими електронами, а частинами з енергією $E = 0.2$ – 1 MeV [10]. Крім того, теоретичні результати Тешінга [7] досить важко зв'язати з реальними спостереженнями.

У цій статті ми розглянемо залежність глибини модуляції інтенсивності та степеня поляризації гіросинхротронного випромінювання від параметрів джерела у випадку збудження альвенівських коливань у корональних петлях. Виходячи з отриманих результатів, особливу увагу приділимо аналізу спалахової події 15 квітня 2002 р.

II. КРУТИЛЬНІ ТА ЗГИНАЛЬНІ КОЛИВАННЯ МАГНЕТНИХ ТРУБОК

У межах ідеальної магнетної гідродинаміки рівняння руху, індукції, неперервності та балансу ентропії можна записати у вигляді [6]

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} \right) = -\nabla p + \frac{(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}{4\pi};$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}); \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0;$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)S = 0,$$

де ентропія $S = p\rho^{-\gamma}$ та стала адіябати $\gamma = 5/3$.

Якщо корональна петля, яку можна уявити як симетричну щодо осі Z магнетну трубку з $\mathbf{B}_0 = (0, 0, B_0(r))$, унаслідок дії деякої зовнішньої сили була виведена зі стану рівноваги, то, записуючи збурені параметри як $\mathbf{v} = \delta\mathbf{v}$, $\rho = \rho_0 + \delta\rho$, $p = p_0 + \delta p$, $\mathbf{B} = B_0\mathbf{e}_z + \delta\mathbf{B}$, після стандартної процедури лінеаризації з (1) отримаємо

$$\rho_0 \frac{\partial \delta \mathbf{v}_\perp}{\partial t} = -\nabla_\perp \delta P + \frac{B}{4\pi} \frac{\partial \delta \mathbf{B}_\perp}{\partial z}; \quad (2)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \delta v_z}{\partial t} = -\frac{\partial \delta p}{\partial z}; \quad (3)$$

$$\frac{\partial \delta \mathbf{B}_\perp}{\partial t} = B_0 \frac{\partial \delta \mathbf{v}_\perp}{\partial z}; \quad (4)$$

$$\frac{\partial \delta B_z}{\partial t} = -B_0 \nabla_\perp \cdot \delta \mathbf{v}_\perp; \quad (5)$$

$$\frac{\partial \delta \rho}{\partial t} + \rho_0 \nabla_\perp \cdot \delta \mathbf{v}_\perp + \rho_0 \frac{\partial}{\partial z} \delta v_z = 0; \quad (6)$$

$$\delta p = c_s^2 \delta \rho, \quad (7)$$

де $c_s = \sqrt{\gamma p_0 / \rho_0}$ — швидкість звуку.

Із (3), (5)–(7) випливає, що $\delta p = \delta v_z = \delta B_z = 0$ для гармонійних збурень, які не стискають плазми ($\delta \rho = 0$), і система рівнянь (2)–(7) зводиться до вигляду:

$$\rho_0 \frac{\partial \delta \mathbf{v}_\perp}{\partial t} = \frac{B_0}{4\pi} \frac{\partial \delta \mathbf{B}_\perp}{\partial z}; \quad \frac{\partial \delta \mathbf{B}_\perp}{\partial t} = B_0 \frac{\partial \delta \mathbf{v}_\perp}{\partial z}.$$

Комбінуючи два останні вирази, знайдемо хвильове рівняння крутильних альвенівських коливань тонкої магнетної трубки

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - v_A^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \delta v_\varphi = 0. \quad (8)$$

Зазначимо, що, одержуючи (8), ми прийняли радіальну компоненту швидкості $\delta v_r = 0$, оскільки, як випливає з рівняння неперервності ($\nabla \cdot \delta \mathbf{v}_\perp = 0$), при $\delta \mathbf{v}_\perp \propto f(r)e^{iN\varphi}$, де $N = 0, 1, 2, \dots$, функція $f(r) \propto 1/r$, тобто вона розходиться в точці $r = 0$.

Найцікавіша особливість цих мод пов'язана з тим, що вони практично не збурюють модуля магнетного поля $|\mathbf{B}|$. Справді, для крутильних хвиль $\delta B_z = 0$, тому

$$|\delta \mathbf{B}| = |\mathbf{B}_0 + \delta \mathbf{B}| - |\mathbf{B}_0| \approx \left(\frac{\delta B_\varphi}{2B_0} \right) \delta B_\varphi.$$

Що стосується згинальних коливань, то, як показали Степанов та ін. [11],

$$\frac{\delta \rho}{\rho_0} \approx \frac{\delta B_\perp}{B_0}, \quad \frac{\delta B_z}{\delta B_\perp} \approx ka,$$

де k — поздовжнє хвильове число, a — радіус перерізу трубки. У цьому випадку

$$|\delta \mathbf{B}| \approx \left(ka + \frac{\delta B_\perp}{2B_0} \right) \delta B_\perp,$$

отже, при $ka \ll 1$ їх теж можна віднести до мод альвенівського типу.

III. МОДУЛЯЦІЯ НЕТЕПЛОГО ГІРОСИНХРОТРОННОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Розглянемо вплив альвенівських збурень на модуляцію нетеплового гіросинхротронного випромінювання корональної арки на основі формул, які запропонував Далк [12].

Спектральні інтенсивності випромінювання для оптично тонкого й оптично товстого джерела відповідно дорівнюють

$$I_1 = \eta_f d, \quad (9)$$

$$I_2 = \frac{\eta_f}{k_f}, \quad (10)$$

де d — характерна геометрична товщина джерела, а коефіцієнти випромінювання η_f і поглинання k_f можна записати так:

$$\frac{\eta_f}{B n_a} = 3.3 \cdot 10^{-24} 10^{-0.52\delta} (\sin \theta)^{-0.43+0.65\delta} \kappa^{1.22-0.90\delta}, \quad (11)$$

$$\frac{k_f B}{n_a} = 1.4 \cdot 10^{-9} 10^{-0.22\delta} (\sin \theta)^{-0.09+0.72\delta} \kappa^{-1.30-0.98\delta}, \quad (12)$$

де n_a — концентрація прискорених електронів з $E > 20$ кеВ, кут між напрямком магнетного поля і променем зору $\theta > 20^\circ$, $2 < \delta < 7$ — показник спектра прискорених електронів, $\kappa = f/f_B$, $f_B = eB/(mc)$ — гірочастота електронів.

Оскільки згинальні або крутильні коливання практично не стискають плазми, то змінами концентрації прискорених електронів n_a , напруги магнетного поля B і товщини ділянки випромінювання d можна знехтувати. Це означає, що модуляція інтенсивності I визначатиметься варіаціями кута θ . Тоді, з (9)–(12) випливає, що

$$I_1 \propto (\sin \theta)^{-0.43+0.65\delta}, \quad I_2 \propto (\sin \theta)^{-0.34-0.07\delta}. \quad (13)$$

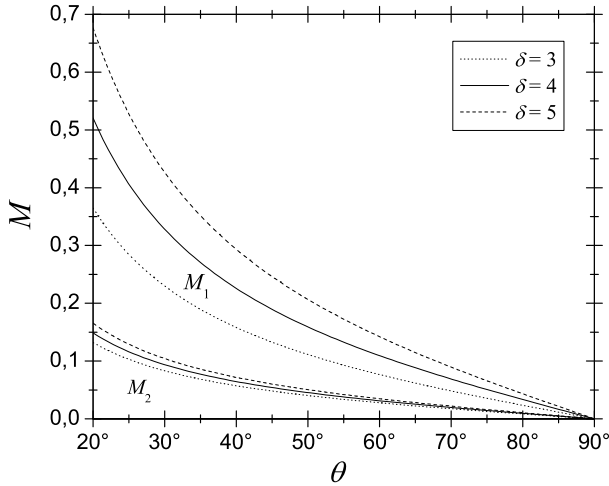


Рис. 1. Залежність глибини модуляції оптично тонкого (M_1) і оптично товстого (M_2) джерела гіросинхротронного випромінювання від кута між напрямком магнетного поля і променем зору θ при різних значеннях показника спектра прискорених електронів δ . Амплітуда зміни напрямку магнетного поля $\Delta\theta = 5^\circ$.

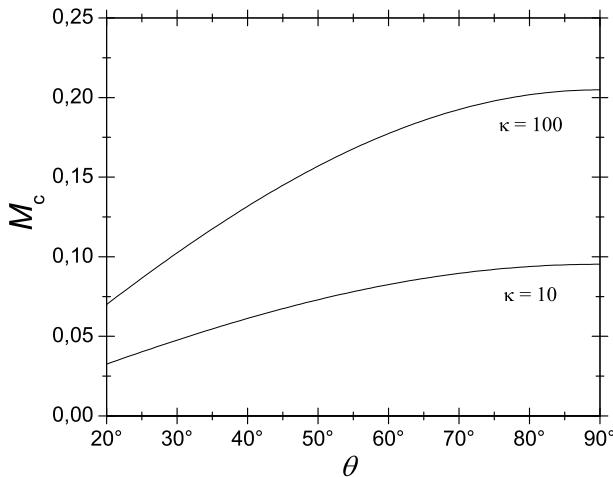


Рис. 2. Залежність глибини модуляції степені кругової поляризації оптично тонкого гіросинхротронного випромінювання M_c від кута між напрямком магнетного поля і променем зору θ при різних значеннях $\kappa = f/f_B$. Амплітуда зміни напрямку магнетного поля $\Delta\theta = 5^\circ$.

Визначмо глибину модуляції випромінювання як $M = |\Delta I(\Theta)|/I(\theta)$, де $\Delta I(\theta) = I(\theta + \Delta\theta) - I(\theta)$. Розкладаючи $I(\theta + \Delta\theta)$ за малим параметром $\Delta\theta \ll \theta$, для оптично тонкого чи оптично товстого джерела знаходимо

$$M_1 = (-0.43 + 0.65\delta) \operatorname{ctg} \theta \Delta\theta,$$

$$M_2 = (0.34 + 0.07\delta) \operatorname{ctg} \theta \Delta\theta.$$

Графіки функцій $M_1(\theta)$ і $M_2(\theta)$ для показників спектра прискорених електронів $\delta = 3, 4, 5$ зображені на рис. 1, звідки видно, що $M_1 > M_2$ і глибина модуляції оптично тонкого випромінювання може досягати досить великих значень ($M_1 \gtrsim 0.1$) при кутах $\theta \gtrsim 60^\circ$.

Вона також помітно зростає зі збільшенням δ . Відразу зазначимо, що, як показують спостереження, оптично тонке випромінювання сонячних спалахів відповідає $f \gtrsim 10$ ГГц [10].

Що стосується степеня кругової поляризації $r_c = V/I$, яка для оптично тонкого джерела дорівнює [12]

$$r_c = 1.26 \times 10^{0.035\delta} 10^{-0.071 \cos \theta} \kappa^{-0.782+0.545 \cos \theta},$$

то, за аналогією з попереднім випадком, для глибини модуляції отримаємо

$$M_c = |\Delta r_c|/r_c \approx (0.545 \ln \kappa - 0.163) \sin \theta \Delta\theta.$$

На рис. 2 зображено залежність глибини модуляції M_c від θ . Вибрані параметри $\kappa = f/f_B$ ($\kappa_1 = 10$, $\kappa_2 = 100$) відповідають граничним значенням, для яких ще можна застосовувати формули Далка [12]. Легко бачити, що, на відміну від інтенсивності I , модуляція степеня кругової поляризації r_c (по суті, параметра V) є менш ефективною ($M_c \lesssim 0.2$) і вона досягає максимальних величин при великих θ і κ . Для $B = 70\text{--}200$ Гс гірчастота електронів $f_B = 2.81 \times 10^6 B = 200\text{--}560$ МГц. Тоді, поклавши $\kappa = f/f_B > 50$, ми доходимо висновку, що височастотні ($f \gtrsim 10$ ГГц) мікрохвильові вимірювання є найпродуктивнішими для виявлення альвенівських коливань корональних арок.

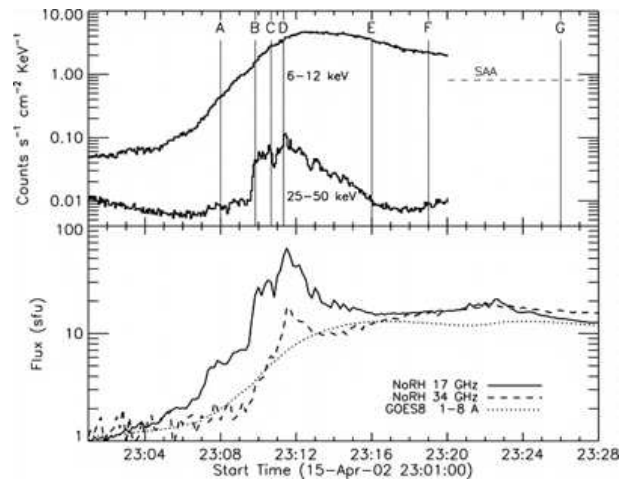


Рис. 3. Часові профілі спектральних потоків спалаху 15 квітня 2002 р., які були отримані на радіогеліографі Nobeyama, орбітальних станціях GOES і TRACE [13].

IV. СПОСТЕРЕЖЕННЯ ТА ІНТЕРПРЕТАЦІЯ

На наш погляд, ототожнювати варіації мікрохвильового випромінювання з альвенівськими пульсаціями корональних петель можна за допомогою порівняння часових профілів інтенсивності, отриманих у різних хвильових діапазонах з досить високою просторовою й часовою роздільною здатністю. Як впливає з одержаних результатів, мікрохвильова модуляція інтенсивності оптичного тонкого джерела повинна бути істотно яскравіше виражена, ніж в інших хвильових діапазонах. Як приклад, на рис. 3 зображено часові профілі рентгенівського та мікрохвильового випромінювання для спалахової події 15 квітня 2002 р. [13]. Можна

припустити, що пульсації випромінювання на частоті 34 ГГц з періодом 30–60 с на початку імпульсної фази спалаху, які відрізняються значною глибиною модуляції, були викликані згинальними коливаннями спалахової петлі. Це призвело до розвитку балонної нестійкості й формування струмового шару в ділянці вершини петлі (каспа) [14], тобто альвенівські хвилі виступили як тригер сонячного спалаху. Докладніше дослідити цю подію ми сподіваємося в наступній роботі.

V. ОБГОВОРЮВАННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ ТА ВИСНОВКИ

На основі напівемпіричних формул Далка [12] ми проаналізували вплив коливань альвенівського типу на модуляцію гіросинхротронного випромінювання корональних петель. Як випливає з розрахунків, якщо кут між напрямком магнетного поля та кутом зору $\theta \lesssim 60^\circ$, то найчутливішою до альвенівських збурень є інтенсивність I . У цьому випадку глибина модуляції оптично тонкого джерела $M_1 \gtrsim 0.1$, і зі зменшенням θ вона швидко зростає. При більших кутах θ модуляція степеня кругової поляризації r_c і відповідно параметра Стокса V відбувається ефективніше,

однак її глибина $M_c \lesssim 0.2$. Незважаючи на це, наведені оцінки переконливо свідчать, що високочастотні мікрохвильові спостереження ($f \gtrsim 10$ ГГц) можна застосувати для проведення детальних досліджень умов збудження та поширення альвенівських хвиль у спалахових петлях.

Модуляцію мікрохвильових потоків ми не розглядали, тобто геометрію та неоднорідність параметрів корональної петлі не брали до уваги. Фонове випромінювання й особливості збудження альвенівських хвиль також не враховували. Унаслідок цього отримані оцінки глибини модуляції M є дещо завищеними. Проте результати свідчать, що внаслідок великих значень M альвенівські моди коливань можна виявити навіть на інструментах із порівняно невисокою просторовою роздільною здатністю. Оскільки важливим доповненням до мікрохвильових вимірювань слугують також спостереження в інших діапазонах, то важко переоцінити ті дані, які очікуємо одержати на космічній орбітальній станції Solar-B.

Робота частково підтримана програмою президії РАН “Сонячна активність” і грантами РФФД (06–02–16838, 06–02–16859). Ю. Г. Копилова висловлює свою подяку Адміністрації Санкт-Петербурга за фінансову підтримку (грант PD06–1.9–95).

-
- [1] J. B. Zirker, *Solar Phys.* **148**, 43 (1993).
 [2] J. A. Klimchuk, *Solar Phys.* **234**, 41 (2006).
 [3] S. R. Cranmer, *Space Sci. Rev.* **101**, 229 (2002).
 [4] J. A. Miller *et al.*, *J. Geophys. Res.* **102**, 14631 (1997).
 [5] M. J. Aschwanden, L. Fletcher, C. J. Schrijver, D. Alexander, *Astrophys. J.* **520**, 880 (1999).
 [6] Э. Р. Прист, *Солнечная магнитогидродинамика* (Мир, Москва, 1985).
 [7] K. F. Tapping, *Solar Phys.* **87**, 177 (1983).
 [8] Г. Б. Гельфрейх *и др.*, *Письма Астрон. журн.* **30**, 540 (2004).
 [9] Ю. Т. Цап, Ю. Г. Копылова, А. В. Степанов, *Изв. Крым. астрофиз. обс.* **103** 85 (2007).
 [10] T. S. Bastian, *Proc. Nobeyama Symposium, NRO Report* **479**, 211 (1999).
 [11] А. В. Степанов, Ю. Г. Копылова, Ю. Т. Цап, Е. Г. Куприянова, *Письма Астрон. журн.* **31**, 612 (2005).
 [12] G. A. Dulk, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **23**, 169 (1985).
 [13] L. Sui, G. D. Holman, S. M. White, J. Zhang, *Astrophys. J.* **633**, 1175 (2005).
 [14] Ю. Т. Цап, Ю. Г. Копылова А. В. Степанов, *Астрон. журн.* **83**, 1142 (2006).

FLARE ENERGY RELEASE AND MODULATION OF MICROWAVE EMISSION BY ALFVEN OSCILLATIONS OF SOLAR CORONAL ARCS

Yu. T. Tsap¹, Yu. G. Kopylova², O. V. Stepanov²

¹ *Scientific Research Institute “Crimean Astrophysical Observatory”, Naukove, 98409, Ukraine*

² *Central Astronomical Observatory, Pulkovo, 196140, St.-Petersburg, Russia*

e-mail: yur@crao.crimea.ua

The modulation of gyrosynchrotron emission caused by Alfvén oscillations of coronal arcs is considered. On the basis of Dulk’s formulae the modulation depths M for Stokes parameters I and V are calculated. It has been shown that intensity I of the optically thin source is the most sensitive for Alfvén disturbances when the angle between the direction of the magnetic field and the line of sight $\theta \lesssim 60^\circ$. Some consequences of the obtained results are discussed falling back on the 15 April 2002 event.