

doi: <https://doi.org/10.15407/kfnt2021.06.049>

УДК 523.947-355

С. Г. Мамедов¹, З. Ф. Алієва², К. І. Алишева^{1,2}

¹Шамахинська астрофізична обсерваторія ім. Н. Тусі
Національної академії наук Азербайджану
пос. Ю. Мамедалієва, Шамахинський район, Азербайджан, AZ5628
e-mail: sabirmamedov@mail.ru

²Бакинський державний університет
вул. Халілова 23, м. Баку, Азербайджан, AZ1148, AZ-1073/1

Лінія 17.1 нм Fe IX у спектрі випромінювання уповільнених магнітоакустичних хвиль, що поширюються у сонячній короні

Розраховано профілі лінії 17.1 нм Fe IX у спектрі випромінювання повільних магнітозвукових хвиль, що поширюються в корональних петлях для випадків оптично тонкого шару і сталості щільності. Профілі лінії були розраховані при таких значеннях параметрів: амплітуда швидкості на хвилі $v_0 = 10$ км/с, ширина корональної петлі 2000 км і 5000 км, довжина хвилі $\lambda = 20000$ км і 50000 км, значення доплерівської ширини $\Delta\lambda_d = 1$ нм, а також при значеннях кута зору і при різних фазах хвилі. Істинне значення щільності потоку енергії становить 622 ерг $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Розрахункові значення щільності потоку енергії сильно залежать від кута зору і від фази хвилі і лежать у межах від нуля при великих значеннях до 2000 ерг $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$, доплерівські швидкості $\Delta\lambda_d$ і швидкості нетеплових рухів v_m при малих значеннях мають максимальне значення приблизно 12 км/с і зменшуються майже до нуля при великих значеннях. При малих значеннях кута променя зору ($\theta < 30^\circ$) помітна невелика синя асиметрія. При значеннях кута зору $\theta > 30^\circ$ асиметрії майже непомітно.

Ключові слова: сонячна корона, МГД-хвилі, повільні магнітозвукові хвилі.

ВСТУП

Дослідження МГД-хвиль у корональних структурах має важливе значення в корональній сейсмології. Ці хвилі можуть відігравати суттєву

роль в нагріванні корони; крім того, дослідження цих хвиль дозволяє вивчати фізичну структуру сонячної корони.

Повільні магнітоакустичні хвилі вважаються одним з можливих механізмів нагрівання сонячної корони: ці хвилі генеруються у фотосфері як р-мода, проникають в корону не відбиваючись, загасають внаслідок механізму теплопровідності, чим нагрівають корону.

До 1990-х рр. МГД-хвилі в короні досліджувалися в основному теоретично. На початку 2000-х рр. почалися інтенсивні позаатмосферні спостереження цих хвиль в УФ-області спектра корони. Відомості про ці проблеми можна знайти в оглядових статтях [1, 5—7, 10, 22].

Нижче ми розраховуємо профіль лінії 17.1 нм Fe IX у спектрі повільних магнітоакустичних хвиль, що поширюються у корональній петлі. Спостереження цих хвиль нерідко виконуються в зазначеній лінії [7].

Наведемо спостережувані значення фізичних параметрів повільних магнітоакустичних хвиль: швидкість поширення — 25...200 км/с, амплітуда коливань інтенсивності — 0.7...14.6 %, період коливань — 145...550 с [7], потік щільності енергії: $313...6 \cdot 10^6 \text{ ерг}^* \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ [13, 20]. Цікавим є той спостережний факт, що у хромосфері і короні швидкості доплерівських зсувів майже на порядок менші від значень нетеплових швидкостей, знайдених по доплерівських ширинах [26].

Одним з основних механізмів нагрівання сонячної корони вважаються МГД-хвилі, які генеруються у фотосферних шарах атмосфери Сонця. У спостереженнях визначаються значення параметрів спостережуваних хвиль, на підставі яких розраховується потік енергії. При цьому розглядаються в основному альвенівські і повільні магнітозвукові хвилі, що поширюються в корональних структурах. Дослідження цієї проблеми показують, що альвенівські хвилі більш перспективні як механізм нагрівання корони, тоді як повільні магнітозвукові хвилі несуть недостатню кількість енергії і не можуть нагріти корону.

Тому становить інтерес розрахувати профіль лінії у спектрі випромінювання магнітозвукових хвиль для різних фізичних параметрів, розрахувати величину потоку енергії і порівнювати їх зі спостереженнями. Ми розрахували профілі лінії 17.1 нм Fe IX, яка часто спостерігається у спектрі повільних магнітозвукових хвиль для випадку оптично тонкого шару і сталості щільності.

ВИРАЗ ДЛЯ ПРОФІЛЮ СПЕКТРАЛЬНОЇ ЛІНІЇ

Нашим завданням є розрахунок профілю лінії випромінювання, що виходить з корональної петлі уздовж лінії променя зору, що становить кут α з віссю петлі.

* $1 \text{ ерг} = 10^{-7} \text{ Дж}$

Наскільки нам відомо з літературних джерел, профілі спектральних ліній випромінювання у спектрі повільних магнітоакустичних хвиль, що поширюються в корональних структурах, раніше не розраховувалися.

Будемо вважати, що корональна петля оптично тонка і що на хвилі густину не змінюється (в майбутньому ми плануємо розглянути випадок змінної щільності).

Профіль випромінювання кожного елементарного об'єму вздовж променя зору є доплерівським з доплерівською шириною $\Delta \nu_d$, яку приймаємо постійною уздовж променя зору.

На рис. 1 приведено схему поширення повільної магнітозвукової хвилі всередині корональної петлі діаметром H у напрямку осі X координатної системи XU , початок якої розташований у нульовій фазі розглянутої хвилі; осі X і U розташовані вздовж і перпендикулярно до осі петлі відповідно. Всі позначення пояснено під рисунком.

Кількість випромінювання від елементарного об'єму dl 1 см^2 , що перебуває на відстані l від поверхні корональної петлі, у довжині хвилі на відстані d від центра лінії становить

$$dI(l) = i_0 \exp \left(-\frac{(l)}{d} \right)^2 dl. \quad (1)$$

Тут i_0 — центральна інтенсивність профілю випромінювання об'єму, яка вважається постійною по всій довжині променя зору, (l) — швидкість частинок на хвилі на відстані l , c — швидкість світла. Тоді інтенсивність випромінювання від всієї довжини L променя зору на відстані d від центра лінії випромінювання дорівнює

$$I(d) = i_0 \int_0^L \exp \left(-\frac{(l)}{d} \right)^2 dl. \quad (2)$$

Тепер нам потрібно знайти (l) . На звуковій хвилі рух частинок відбувається вздовж поширення хвилі по синусоїдальному закону (як видно з рис. 1, $x = x_0 + x$):

$$x = x_0 \sin(2\pi x / \lambda).$$

Для променів зору, що проходять через точку x_0 (величина x_0 приблизно характеризує фазу хвилі), зручно скористатися цим виразом, замінивши x на $x_0 + x$, причому в цьому випадку змінною буде величина x :

$$x = x_0 \sin \frac{2\pi (x_0 + x)}{\lambda}. \quad (3)$$

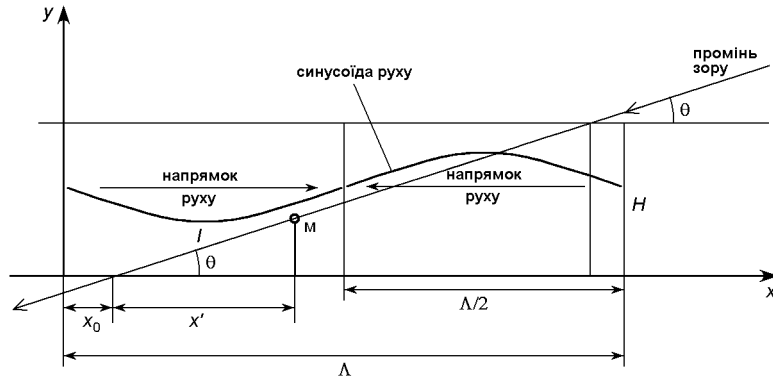


Рис. 1. Схема поширення повільної магнітозвукових хвилі в корональній петлі: H — діаметр петлі, λ — довжина звукової хвилі, θ — кут між променем зору та напрямком осі петлі, x_0 — відстань від точки нульової фази хвилі (ця точка одночасно є початком координатної системи) до перетину променя зору з віссю X координатної системи (характеризує фазу); x — відстань по осі X від точки заходу променя зору з віссю X до поточного розглянутого елементарного об'єму m , l — відстань по променю зору від точки перетину променя зору з віссю X до розглянутого поточного елементарного об'єму m

Тут i_0 — амплітуда швидкостей коливань частинок на хвилі, λ — довжина хвилі поширюваної повільної магнітозвукової хвилі.

Очевидно, що проекція амплітуди швидкостей частинок на лінію променя зору дорівнюватиме

$$i_{0L} = i_0 \cos \theta. \quad (4)$$

Далі

$$x = l \cos \theta. \quad (5)$$

Тоді

$$l = \frac{x}{\cos \theta} = \frac{x_0 + \lambda \sin \theta}{\cos \theta}. \quad (6)$$

Підставивши вираз (6) у (2), отримаємо остаточний вираз для розрахунку профілю спектральної лінії:

$$I(\lambda) = i_0^2 \exp \left[-\frac{2(x_0 + \lambda \sin \theta)^2}{c^2} \right] dl. \quad (7)$$

Як можна бачити з рис. 1, промінь зору проходить через протилежно спрямовані рухи на хвилі, і тому для розрахунку профілю лінії цей вираз розбито на два інтеграли для обох ділянок руху:

$$I(\lambda) = i_0^2 \exp \left[-\frac{2(x_0 + \lambda \sin \theta)^2}{c^2} \right] dl$$

$$i_2 = i_0 \exp \left[- \frac{2 (x_0 - l \cos \theta)^2}{d} \right] dl. \quad (8)$$

$$l_1 = \frac{1}{2} x_0 \sec \theta,$$

$$l_2 = H - \frac{1}{2} x_0 \operatorname{tg} \theta \operatorname{cosec} \theta.$$

Використовуючи вираз

$$d = \frac{\int_0^L (I) dl}{L},$$

отримаємо величину доплерівського зсуву:

$$\Delta \lambda_{sh} = \frac{x_0}{2L} \cos \theta \left[\frac{2x_0}{L \cos \theta} - \cos \frac{2x_0}{L} \right]. \quad (9)$$

Розрахунок було зроблено для профілю лінії 17.1 нм Fe IX; у спектрі повільних магнітозвукових хвиль ця лінія нерідко використовується спостерігачами. Розрахунок зроблено для таких значень параметрів: $x_0 = 10$ км/с, $L = 20\,000$ і $50\,000$ км [8, 16], $H = 2000$ і 5000 км, $d = 0.01$, що відповідає значенню температури $T = 10^6$, і при значеннях кута нахилу променя зору до напрямку руху хвилі $\theta = 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ, 70^\circ$ і 80° , $L = H/\cos \theta$. На рис. 2 наведено приклади розрахункових профілів. Розрахунок профілю даної спектральної лінії дає можливість з'ясувати, наскільки чутлива величина потоку енергії, а також величини нетеплових і доплерівських зсувів розглянутої

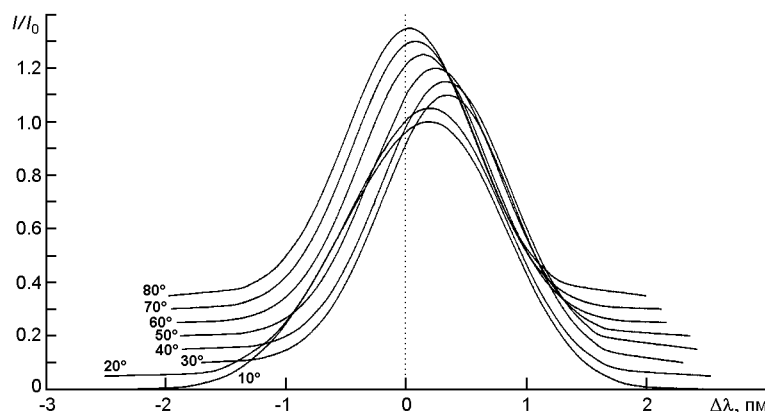


Рис. 2. Розрахункові профілі лінії 17.1 нм Fe IX при різних значеннях кута нахилу променя зору для довжини хвилі $\lambda = 20000$ км. Профілі розраховано в одиницях інтенсивності центра. Профілі зміщено один відносно одного на 0.05 одиниці по осі інтенсивності

хвилі до змін різних параметрів. Результати розрахунків наведено нижче на відповідних графіках.

РЕЗУЛЬТАТИ

Швидкості доплерівських зсувів і нетеплових рухів. На рис. 3 наведено значення швидкостей доплерівських зсувів v_d і нетеплових швидкостей v_{nt} від кута нахилу при різних довжинах хвиль $\lambda = 20000$ і 50000 км і діаметрі петлі $H = 5000$ км. На рис. 4 наведено значення v_d і v_{nt} при довжині хвилі $\lambda = 50000$ км і двох значень діаметрів петлі: $H = 2000$ і 5000 км. На рис. 5 приведено залежність швидкостей v_{nt} , v_d від кута зору при різних значеннях фази x_0 і різних значеннях параметрів H і λ .

Спостережувані значення доплерівських зсувів v_d , отримані в різних дослідженнях, суперечливі: $v_d = 3$ км/с [26], $1.8...3.7$ км/с [19], $0.2...1.2$ км/с [14], $0.3...0.7$ км/с [28], $1.3...1.6$ км/с [30], $0.3...2.5$ км/с [18], 3 км/с [3]. У стоячих хвилях значення доплерівських швидкостей

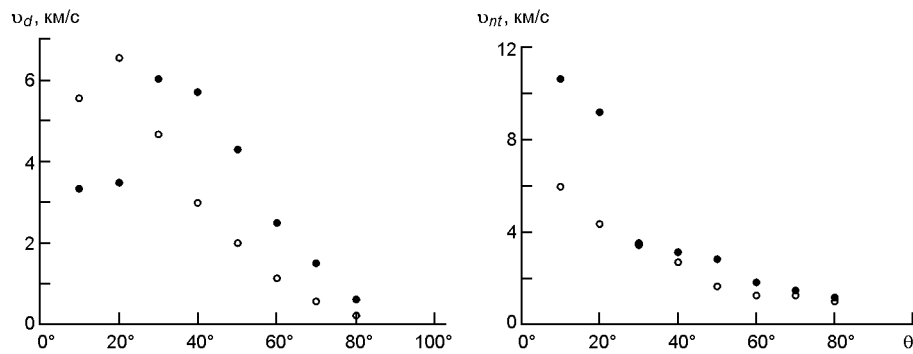


Рис. 3. Значення швидкостей доплерівських зсувів v_d і нетеплових швидкостей v_{nt} від кута нахилу при $H = 5000$ км, $x_0 = 500$ і різних довжинах хвиль: $\lambda = 20000$ км (точки) і $\lambda = 50000$ км (кружки)

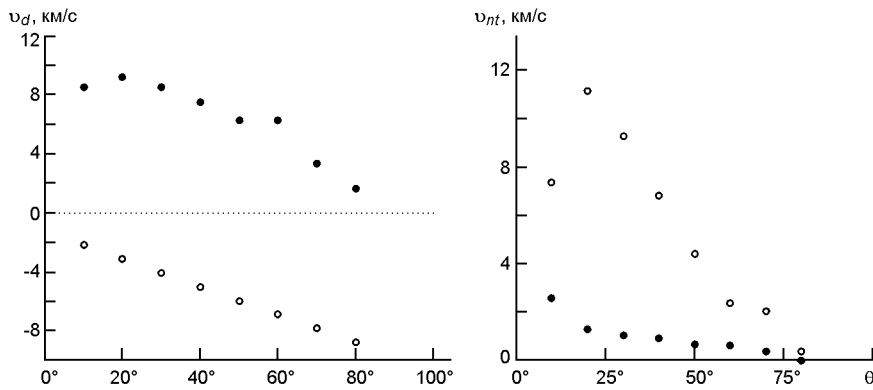


Рис. 4. Значення швидкостей доплерівських зсувів від кута нахилу при $\lambda = 50000$ км, $x_0 = 10000$ і різних діаметрах петлі $H = 2000$ км (точки) і 5000 км (кружки)

тей значно більші: $v_d = 18$ км/с [32], 200 км/с [4], 191 км/с [31]. В роботі [26] наведено дані декількох досліджень, в яких показано, що значення нетеплових швидкостей ($v_{nt} = 23$ км/с) майже на порядок більші від швидкостей доплерівських зсувів. Маючи на увазі результати наших розрахунків, важко пояснити дані, наведені в роботі [26].

Щодо спостережуваних значень нетеплових швидкостей зауважимо, що спроб визначення v_{nt} у спектрі випромінювання повільних магнітозвукових хвиль зроблено небагато. Так, в роботах [2, 25] за спостереженнями багатьох корональних ліній активної області отримано значення нетеплових швидкостей 17 і 10 км/с. По лінії 17.1 нм в роботах [9, 23] отримано відповідно значення 7.5 і 3 км/с. За спостереженнями [27] в лінії 530.3 нм Fe XIV у спектрі повільних хвиль швидкість доплерівських зсувів і нетеплових швидкостей становить відповідно 0.3 км/с і 10...20 км/с відповідно. Як бачимо, ці значення лежать у межах, отриманих нами в результаті обчислень.

У роботі [15] в корональних петлях було зареєстровано доплерівське зміщення до 300 км/с. Автори пояснюють це рухами на повільних магнітозвукових хвилях. Однак спостереження провадилися на лімбі Сонця, тобто перпендикулярно до трубки петлі, а через те що повільна звукова хвиля поширюється уздовж трубки, і рухи на ній відбуваються вздовж напрямку поширення, то автори спостерігали перпендикулярно до рухів на хвилі, внаслідок чого спостережувані рухи не можуть бути рухами на повільній магнітозвуковій хвилі. Найімовірніше, спостережувані рухи є рухами на хвилі згину. В роботі [24] отримано оцінку $v_d = 84$ км/с, а спостережувана хвиля вважається повільною магнітозвуковою хвилею. Однак у момент спостережень між зміною щільності n_1 і швидкості v_1 рухів на хвилі є зміщення фаз на 90° . Через те що зміна щільності означає зміну інтенсивності, то ми можемо стверджувати, що спостережувана хвиля була стоячою повільною магнітозвуковою хвилею.

На рис. 5 показано криві залежності значень нетеплових швидкостей v_{nt} і швидкостей v_d доплерівських зсувів в залежності від кута променя зору, фази хвилі x_0 , довжини хвилі λ , а також ширини H корональної петлі. Як видно, значення швидкостей змінюються від 12 км/с при малих значеннях кута зору майже до нуля при великих значеннях кута зору. Значення доплерівських зсувів при великих значеннях кута зору близькі до спостережуваних значень, при малих же кутах зору наші розрахункові значення в основному значно більші від спостережуваних. Мабуть, це можна пояснити тим, що в дійсності амплітуда швидкостей на цих хвилях дещо менша від 10 км/с. Відзначимо також, що як видно з рис. 5, значення швидкостей залежать від ширини петлі і довжини хвилі.

Щільність потоку енергії. На рис. 6 приведено залежність щільності F потоку енергії від швидкості v_d доплерівських зсувів і нетеплових швидкостей v_{nt} , отриманих від доплерівської ширини при $H =$

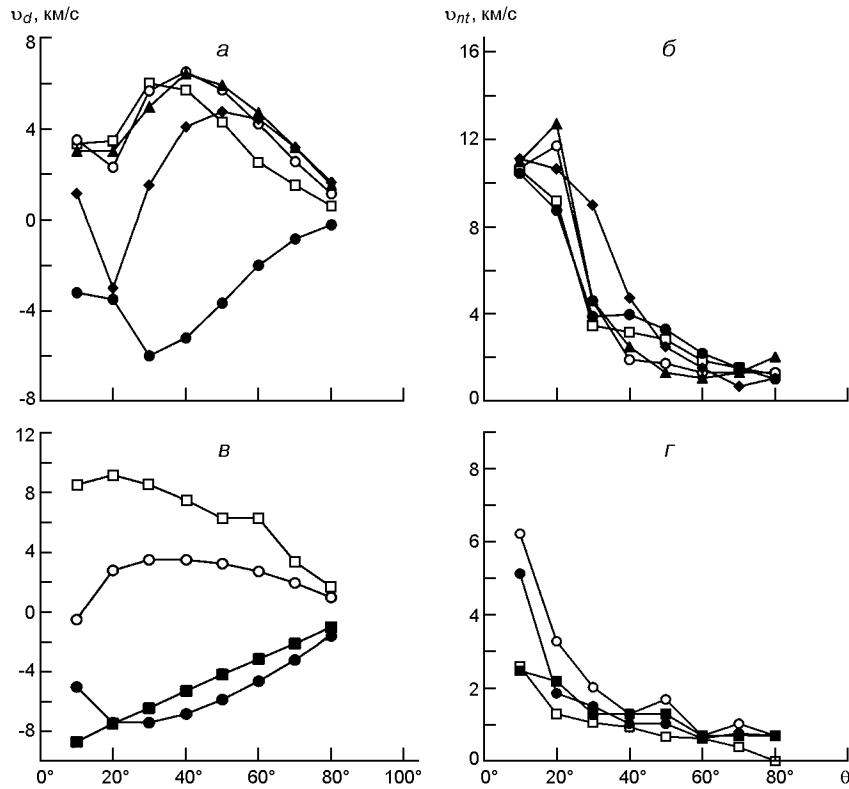


Рис. 5. Залежність швидкостей v_d, v_{nt} від кута зору θ при різних значеннях фази x_0 : а, б — для $H = 5000$ км, $r = 20000$ км (світлі квадратики — $x_0 = 500$, кружки — 2000, трикутники — 3000, ромбики — 5000, темні кружки — 10000); в, г — для $H = 2000$ км, $r = 50000$ км (світлі квадратики — $x_0 = 10000$, кружки — 20000, темні квадратики — 30000, темні кружки — 40000)

$H = 5000$ км, $r = 50000$ км, $x_0 = 500$. Як видно, зі збільшенням швидкостей щільність потоку енергії збільшується, що природно, тоді як зі збільшенням кута зору до 100 значення щільності потоку зменшуються. На рис. 7 приведено залежність щільності потоку енергії і швидкостей від фази при $H = 5000$ км, $r = 20000$ км, $\lambda = 10$.

На рис. 8 наведено розрахункові значення щільності потоків енергії F_d, F_{nt} в залежності від швидкостей v_d доплерівських зсувів і нетеплових швидкостей v_{nt} , отриманих за доплерівськими ширинами розрахункових профілів при різних значеннях ширини петлі $H = 2000$ км і 5000 км і довжини хвилі $\lambda = 20000$ км і 50000 км. Щільності потоку обчислено за виразом

$$F = \frac{1}{2} \rho v_{ph}^2$$

Тут ρ — щільність, v — середня квадратична швидкість рухів на хвилі, v_{ph} — фазова швидкість хвилі.

Як видно з рисунків, при $H = 5000$ км і $r = 20000$ км максимальне значення $F_{nt} = 2000$ ерг $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ майже учетверо більше від максималь-

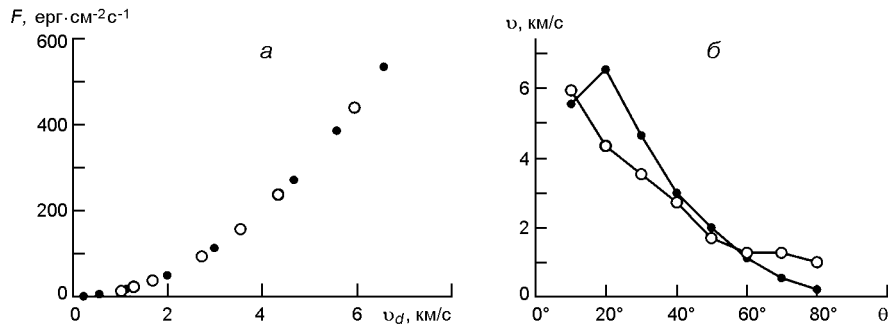


Рис. 6. Залежність щільності потоку енергії від швидкості v_d доплерівських зсувів (а: точки — F_d , кружки — F_{nt}) і нетеплових швидкостей v_{nt} , отриманих по доплерівських ширинах (б: точки — v_d , кружки — v_{nt}) при конкретних значеннях параметрів ($H = 5000$ км, $x_0 = 50000$ км, $x_0 = 500$)

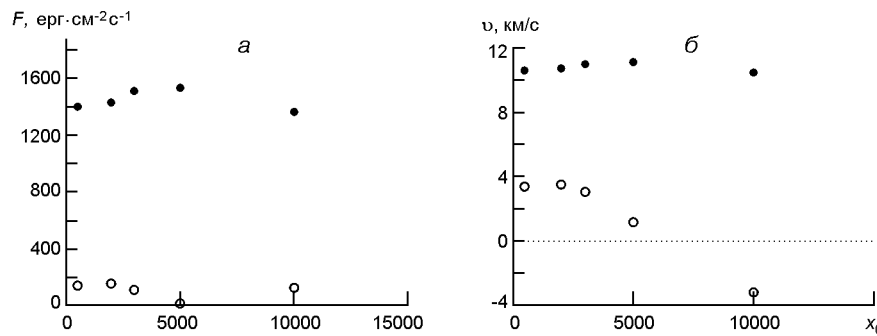


Рис. 7. Залежність щільності потоку енергії (а: точки — F_d , кружки — F_{nt}) і швидкостей (б: точки — v_d , кружки — v_{nt}) від фази x_0 при конкретних значеннях параметрів ($H = 5000$ км, $x_0 = 20000$ км, $x_0 = 10$)

ного значення $F_d = 550$ ерг $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$. А при значеннях $H = 2000$ і $x_0 = 50000$ км — навпаки — максимальне значення $F_d = 1000$ ерг $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ більше від максимального значення $F_{nt} = 500$ ерг $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ майже удвічі. Цей результат показує, що значення потоку значною мірою залежать від ширини петлі і довжини поширюваної повільної звукової хвилі.

Розрахунок значень потоку проведено для різних значень фази хвилі. З рис. 8 також видно, як сильно залежать значення потоків енергії від фази хвилі. Значення потоку змінюються от 2000 ерг $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ при малих значеннях кута зору майже до нуля при великих значеннях кута зору. Відзначимо, що значення при малих кутах зору близькі до спостережуваних [7, 10].

Мінімальні значення швидкостей доплерівських зсувів і нетеплових швидкостей становлять 1 км/с і менше; при цьому значення швидкостей значення потоку енергії становлять близько 10 ерг $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ і менше. Це означає, що в залежності від кута зору θ , а також від фази хвилі, спостережувані значення потоку енергії будуть відрізнятися

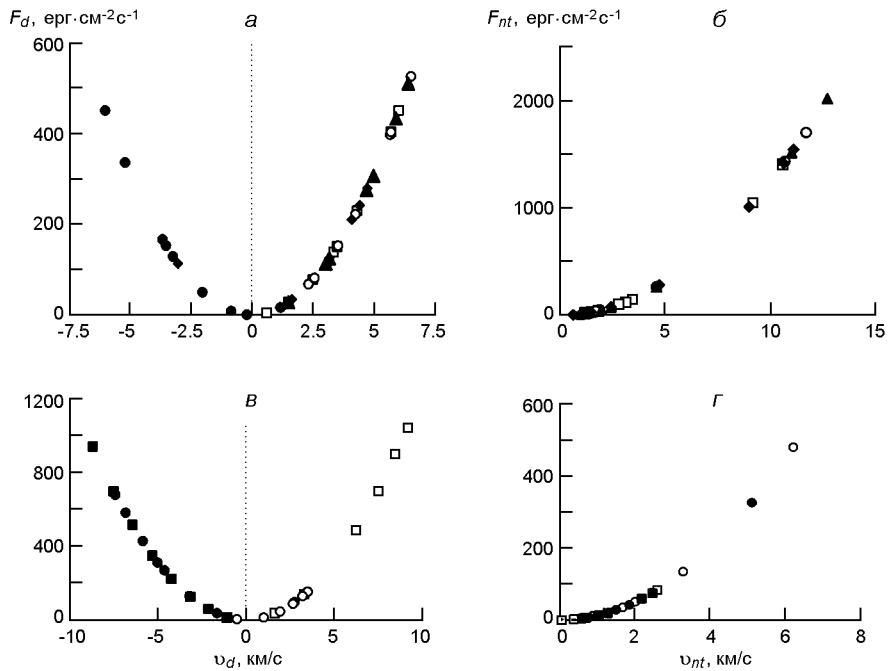


Рис. 8. Залежність щільності потоків енергії F_d, F_{nt} , отриманих по доплерівських ширинах, від швидкості доплерівських зсувів і нетеплових швидкостей v_d, v_{nt} при різних значеннях фази x_0 : а, б — для $H = 5000$ км, $x_0 = 20000$ км (світлі квадратики — $x_0 = 500$, кружки — 2000, трикутники — 3000, ромбики — 5000, темні кружки — 10000); в, г — для $H = 2000$ км, $x_0 = 50000$ км (світлі квадратики — $x_0 = 10000$, кружки — 20000, темні квадратики — 30000, темні кружки — 40000)

майже на два порядки чи більше. Але ж у магнітній трубічці тече одна і та ж кількість енергії! Цей чудовий результат може пояснити велику різницю значень потоку енергії повільних магнітозвукових хвиль, отриманих різними дослідниками з спостережень [17]. Величина істинного значення потоку енергії, розрахована за виразом

$$F = \frac{1}{4} \rho_a^2 v_{ph}^2$$

при заданому значенні амплітуди швидкостей $v_a = 10$ км/с на хвилі становить 622.5 ерг $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Цікавим результатом є те, що значення розрахункового (спостережуваного) потоку енергії можуть бути як значно меншими, так і значно більшими від істинного значення: майже від нуля при малих значеннях v_a .

Асиметрія. При дослідженні асиметрії в лініях випромінювання магнітозвукових хвиль вибирається площа деякого інтервалу довжин хвиль на профілі на однакових відстанях від центра лінії. Асиметрія лінії оцінюється виразом $(R - B)/(R + B)$, де R і B — величина площі на червоному і синьому боці від центра лінії відповідно. Це робиться з метою виявити можливий потік маси, що створює асиметрію [29].

RB -асиметрію ми визначили як по синьому, так і по червоному крилах, бо в нашому випадку асиметрія створюється рухами на самій хвилі.

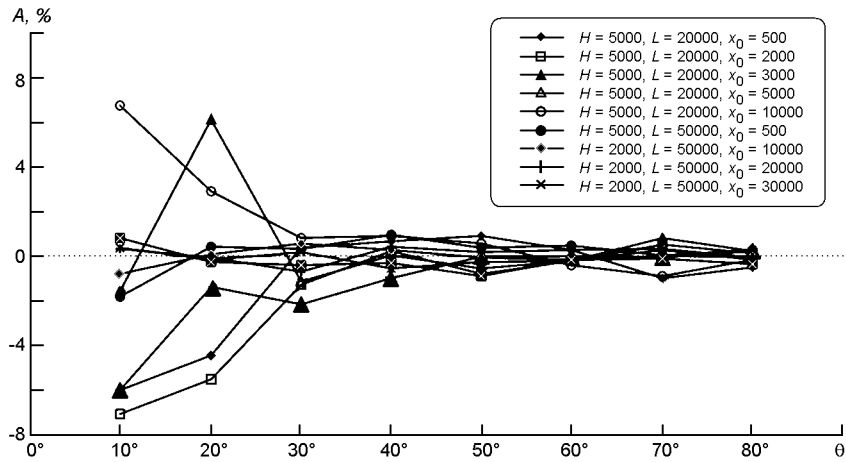


Рис. 9. Залежність асиметрії A від кута зору

Майже у всіх роботах з визначення причини асиметрії спектральних ліній автори приходять до висновку, що спостережувана асиметрія в основному «синя», яка створюється потоком плазми знизу зі швидкостями 50...150 км/с [12, 21, 29]. В роботі [21] потік маси знизу ототожнюється зі спікулами 2-го типу. В роботі [11] асиметрія пояснюється квазіперіодичним потоком маси знизу, який накладається на магнітозвукову хвилю.

Отримані нами значення асиметрії для всіх фаз і довжин хвиль наведено на рис 9. Як видно, при малих значеннях кута променя зору ($< 30^\circ$) помітно невелику «синю» асиметрію. При значеннях кута зору $> 30^\circ$ асиметрії майже непомітно. Можна сказати, що рухи на самій хвилі не створюють асиметрії профілю спектральної лінії. Це підтверджує висновок, отриманий зі спостережень багатьох дослідників, про те, що асиметрія дійсно створюється потоком речовини знизу, профіль випромінювання якого накладається на профіль випромінювання повільної магнітоакустичної хвилі.

REFERENCES

1. Aschwanden M. J. (2004) *Physics of the solar corona — an introduction*. (Praxis, Chichester). 1st Edition 2005 paperback.
2. Brooks D. H., Warren H. P. (2016) Measurements of non-thermal line widths in solar active regions. *Astrophys. J.* 820. 63.
3. Bruner E. C. (1978) Dynamics of the solar transition zone. *Astrophys. J.* 226. 1140—1146.
4. Curdt W., Wang T. J., Innes D. E., Solanki S. K., Damasch I. E., Kliem B., Offman L. (2002) *Doppler oscillations in hot coronal loops*. ESA sub SP-506.
5. De Moortel I. (2005) An overview of coronal seismology. *Phil. Trans. Roy. Soc. London A.* 363. 2743—2760.
6. De Moortel I. (2006) Propagating magnetohydrodynamics waves in coronal loops. *Phil. Trans. Roy. Soc. London A.* 364. 461.

7. De Moortel I. (2009) Longitudinal waves in coronal loops. *Space Sci. Rev.* 149. 65—81.
8. De Moortel I., Hood A. W., Ireland J., Walsh R. W. (2002) Longitudinal intensity oscillations in coronal loops observed with trace. II. Discussion of measured parameters. *Solar Phys.* 209. 89—108.
9. De Moortel I., Ireland J., Walsh R. W. (2000) Observation of oscillations in coronal loops. *Astron. and Astrophys.* 355, 123—126.
10. De Moortel I., Nakariakov V. M. (2012) Magnetohydrodynamic waves and coronal seismology: an overview of recent results. *Phil. Trans. Roy. Soc. London A.* 370. 3193—3216.
11. De Pontieu B., McIntosh S. W. (2010) Quasi-periodic propagating signals in the solar corona: The signature of magneto-acoustic waves or high-velocity upflows. *Astrophys. J.* 722. 1013—1029.
12. De Pontieu B., McIntosh S. W., Hansteen V. H., Schrijver C. J. (2009) Observing the roots of solar coronal heating in the chromosphere. *Astrophys. J.* 701. L1—L6.
13. Devlen E., Zengin Çamurdan D., Yardımcı M., Pekünlü E. R. (2017) A new model for heating of the solar North Polar Coronal Hole. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 467. 133—144.
14. Kitagawa N., Yokoyama T., Imada S., Hara H. (2010) Mode identification of MHD waves in an active region observed with Hinode/Eis. *Astrophys. J.* 721. 744—749.
15. Kjøldseth-Moe O., Brekke P. (1998) Time variability of active region loops observed with the coronal diagnostic spectrometer (CDS) on SOHO. *Solar Phys.* 182. 73—95.
16. Krishna Prasad S., Banerjee D., Van Doorselaere T., Singh J. (2012) Omnipresent long-period intensity oscillations in open coronal structures. *Astron. and Astrophys.* 546. A50.
17. Mamedov S. G., Shabanova Z. F., et al. (2014) About heating of the solar corona. *Azerbaijan Astron. J.* 14. 62.
18. Mariska J. T., Muglach K. (2010) Doppler-shift, intensity, and density oscillations observed with the extreme ultraviolet imaging spectrometer on hinod. *Astrophys. J.* 713, 573—583.
19. Mariska B. J. T., Warren H. P., Williams D. R., Watanabe T. (2008) Observations of Doppler shift oscillations with the EUV imaging spectrometer on Hinode. *Astrophys. J.* 681. L41—L44.
20. McEwan M. P., De Moortel I. (2006) Longitudinal intensity oscillations observed with TRACE: evidence of fine-scale structure. *Astron. and Astrophys.* 448. 763—773.
21. McIntosh S. W., De Pontieu B. (2009) High-speed transition region and coronal upflows in the Quiet Sun. *Astrophys. J.* 707. 524—538.
22. Nakariakov V. M., Verwichte E. (2005) Coronal waves and oscillations. *Liv. Revs in Solar Phys.* 2. 3.
23. Ofman L., Nakariakov V. M., Deforest C. E. (1999) Slow magnetosonic waves in coronal plumes. *Astrophys. J.* 514. 441—447.
24. Ofman L., Wang T. (2002) Hot coronal loop oscillations observed by sumer: Slow magnetosonic wave damping by thermal conduction. *Astrophys. J.* 580. L85—L88.
25. O'Shea E., Banerjee D., Doyle J. G. (2007) A statistical study of wave propagation in coronal holes. *Astron. and Astrophys.* 463, 713—725.
26. Porter L. J., Klimchuk J. A., Sturrock P. A. (1994) The role of MHD waves in heating of the solar corona. *Astrophys. J.* 435. 482—501.
27. Sakurai T., Ichimoto K., Raju K. P., Singh J. (2002) Spectroscopic observation of coronal waves. *Solar Phys.* 209. 265—286.
28. Threlfall J., DeMoortel I., McIntosh S. W., Bethge C. (2013) First comparison of wave observations from CoMP and AIA/SDO. *Astron. and Astrophys.* 556, A124.

29. Verwichte E., Marsh M., Foullon C., Van Doorselaere T., De Moortel I., Hood A. W., Nakariakov A. M. (2010) Periodic spectral line asymmetries in solar coronal structures from slow magnetoacoustic waves. *Astrophys. J.* 724, L194—L198.
30. Wang T. J., Ofman L., Davila J. M., Mariska J. T. (2009) Hinode/EIS observations of propagating low-frequency slow magnetoacoustic waves in fan-like coronal loops. *Astron. and Astrophys.* 503, L25—L28.
31. Wang T. J., Solanki S. K., Curdt W., Innes D. E., Dammasch L. E. (2002) *Oscillating hot loops observed by SUMER*. ESASP.508.465W
32. Wang T. J., Solanki S. K., Innes D. E., Curdt W., Marsch E. (2003) Slow-mode standing waves observed by SUMER in hot coronal loops. *Astron. and Astrophys.* 402, L17—L20.

S. G. Mamedov¹, Z. F. Aliyeva², K. I. Alisheva^{1,2}

¹Shemakha Astrophysical Observatory named after N. Tusi
of the Azerbaijan National Academy of Sciences

²Baku State University

17.1 nm Fe IX LINE IN THE RADIATION SPECTRUM OF SLOW MAGNETO-ACOUSTIC WAVES PROPAGATING IN THE SOLAR CROWN

The profiles of the 17.1 nm Fe IX line in the emission spectrum of slow magneto-acoustic waves propagating in coronal loops are calculated for cases of an optically thin layer and constant density. The line profiles were calculated for the following parameter values: the amplitude of the velocity at the wave $v_0 = 10$ km/s, the width of the coronal loop is 2000 km and 5000 km, the wavelength $\lambda = 20000$ km and 50000 km, the value of the Doppler width $\Delta\lambda_d = 1$ pm, and at values of the angle of view and at different phases of the wave. The true value of the energy flux density is $622 \text{ erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. The calculated values of the energy flux density strongly depend on the angle of view and on the wave phase and range from zero at large values of theta to $2 \cdot 10^3 \text{ erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, the values of the Doppler velocities $\Delta\lambda_d$ and the velocities of non-thermal motions v_{nt} at small values of θ have a maximum value of ~ 12 km/s and decrease almost to zero at large values of θ . At small values of the angle of the line of sight ($\theta < 30^\circ$), a slight blue asymmetry is noticeable. At values of the angle of view $\theta > 30^\circ$, the asymmetry is almost invisible.

Key words: solar corona, MHD waves, slow magneto-acoustic waves.

Стаття надійшла до редакції 10.06.2021

Після доопрацювання 29.07.2021

Прийнята до друку 19.08.2021