

doi: <https://doi.org/10.15407/kfnt2024.06.045>

УДК 523.947-355

С. Г. Мамедов<sup>1</sup>, З. Ф. Алієва<sup>2</sup>, З. А. Самедов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Шамахинська астрофізична обсерваторія ім. Н. Тусі  
Національної академії наук Азербайджану  
пос. Ю. Мамедалієва, Шамахинський район, Азербайджан, AZ5628  
e-mail: sabirmamedov@mail.ru, zaminaaliyeva@bsu.edu.az

<sup>2</sup>Бакинський державний університет  
вул. Халлова 23, м. Баку, Азербайджан, AZ1148, AZ-1073/1

## Чутливість профілю лінії Fe IX 17.1 нм до повільних магнітоакустичних хвиль, що поширюються у сонячній корональній петлі

*Вивчення МГД-хвиль у корональних структурах має велике значення у корональній сейсмології. Дослідження цих хвиль дозволяють виявити фізичну структуру та механізм нагрівання сонячної корони. Значний інтерес становить розрахунок профілю лінії у спектрі випромінювання магнітозвукової хвилі для різних фізичних параметрів, обчислення потоку енергії та їхнє порівняння із спостереженнями. У даній роботі розраховано профілі лінії Fe IX 17.1 нм у спектрі випромінювання повільних магнітоакустичних хвиль, що поширюються в корональних петлях, для випадків оптично тонкого шару та зміни щільності вздовж хвилі. Профілі ліній розраховувалися для таких значень параметрів: амплітуда швидкості хвилі  $v_0 = 10$  км/с, ширина корональної петлі 2000 і 5000 км, довжина магнітозвукової хвилі  $L = 20000$  км і 50000 км, доплерівська ширина  $\Delta\lambda_d = 1$  нм, а також для різних значень кута променя зору і різних фаз хвилі. Щільність потоку енергії дорівнює  $0.6225$  Вт/м<sup>2</sup>. Розрахункові значення щільності потоку енергії сильно залежать від значень кута променя зору та фази хвилі і лежать у межах від нуля при великих значеннях  $\alpha$  до  $4$  Вт/м<sup>2</sup>. Доплерівські швидкості  $v_d$  і швидкості нетеплових рухів  $v_{nt}$  при малих значеннях  $\alpha$  мають максимальні значення порядку  $13$  км/с і зменшуються майже до нуля при великих значеннях  $\alpha$ . При різних значеннях кута прямого зору асиметрія майже непомітна. Цікавим результатом є те, що значення розрахованого (спостережуваного) потоку*

енергії можуть бути як значно меншими, так і значно більшими від істинного значення (майже нуль при малих  $\lambda$ ). Ці величини залежать не тільки від кута лінії зору, але і від ширини корональної петлі та довжини хвилі.

**Ключові слова:** сонячна корона, МГД-хвилі, повільні магнітоакустичні хвилі.

## ВСТУП

Вивчення повільних акустичних хвиль у сонячній короні має велике значення для розвитку наших знань про зовнішню атмосферу Сонця та її складну динаміку. Однією з основних причин вивчення повільних акустичних хвиль є їхній внесок у нагрівання корони. Незважаючи на відносно прохолодну поверхню Сонця, температура корони досягає мільйонів кельвін. Потрібно розуміти процеси, відповідальні за це екстремальне нагрівання, і повільні акустичні хвилі, ймовірно, відіграють важливу роль у передачі енергії та механізмах коронального нагріву. Взаємодія повільних магнітоакустичних хвиль з магнітним полем може призводити до відбиття хвиль, перетворення мод і затухання хвиль.

До кінця XX століття магнітогідродинамічні (МГД) хвилі в сонячній короні в основному вивчалися лише теоретично. На початку 2000-х років почалися інтенсивні спостереження цих хвиль. Інформація про позаатмосферні спостереження МГД-хвиль в УФ-діапазоні спектру корони міститься в оглядових роботах [1, 6—8, 11, 23]. Профіль лінії Fe IX 17.1 нм у спектрі повільних магнітоакустичних хвиль є одним із ключових джерел для вивчення цих хвиль у сонячній короні. Лінія Fe IX 17.1 нм відповідає переходу електрона у високоіонізованому атомі заліза Fe IX з високою енергією збудження 72.5 еВ. У випадку повільних магнітоакустичних хвиль профіль лінії Fe IX 17.1 нм може змінитися під дією різних факторів, таких як взаємодія з магнітним полем, плазмовими неоднорідностями та динаміка плазми. Саме тому спостереження МГД-хвиль часто проводяться в лінії  $\lambda = 17.1$  нм [8].

Дослідження профілю лінії Fe IX 17.1 нм дозволяє отримати інформацію про властивості та динаміку повільних магнітоакустичних хвиль. Наприклад, зміни форми та ширини профілю можуть вказувати на наявність хвильових процесів, таких як дисперсія, затухання чи резонанс. Аналіз цих змін допомагає визначити такі параметри плазми, як швидкість і амплітуда хвилі, а також додаткові характеристики, пов'язані з магнітним полем і неоднорідністю плазми.

Таким чином, профіль лінії Fe IX 17.1 нм є потужним інструментом для дослідження повільних магнітоакустичних хвиль у сонячній короні. Аналіз цього профілю допомагає краще зрозуміти фізичні процеси, що відбуваються в короні, а також вплив повільних магнітоакустичних хвиль на її динаміку і тепловий стан.

У даній роботі розраховано профіль лінії Fe IX 17.1 нм у спектрі повільних магнітоакустичних хвиль, що поширюються в корональній петлі, у випадку зміни щільності вздовж хвилі. У попередньому дослідженні [17] ми розраховали профілі цієї лінії, припускаючи щільність вздовж хвилі постійною.

### ВИРАЗ ДЛЯ ПРОФІЛЮ СПЕКТРАЛЬНОЇ ЛІНІЇ

Ми розглянемо розрахунок профілю лінії випромінювання, що виходить від корональної петлі вздовж променя зору, яка утворює кут з віссю петлі. Будемо вважати, що корональна петля оптично тонка, а її щільність змінюється вздовж хвилі.

Для простоти вважатимемо, що профіль випромінювання кожного елементарного об'єму вздовж лінії зору є доплерівським, і що доплерівська ширина  $\Delta \nu_d$  є постійною вздовж променя зору.

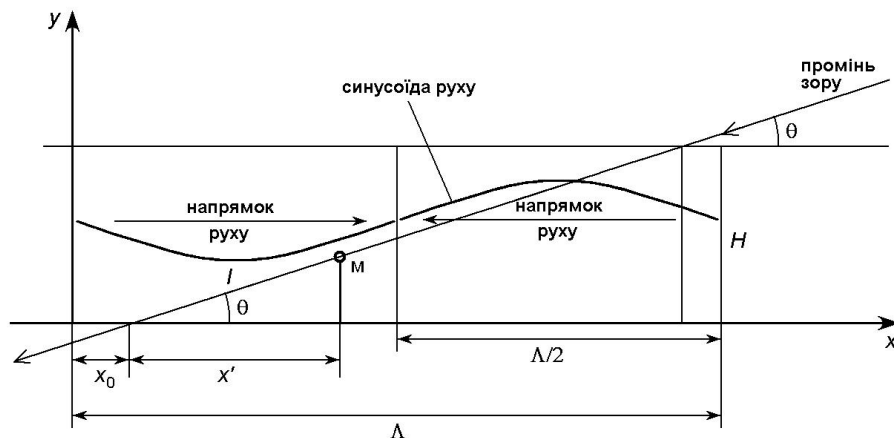


Рис. 1. Схема поширення повільної магнітоакустичної хвилі в корональній петлі. Тут  $H$  — діаметр петлі,  $\lambda$  — довжина хвилі звукової хвилі,  $\theta$  — кут між променем зору та напрямком осі петлі,  $x_0$  — відстань від точки нульової фази хвилі (яка також є початком системи координат) до перетину променя зору з віссю  $X$ , вона характеризує фазу;  $l$  — відстань вздовж променя зору від точки перетину променя зору з віссю  $X$  до досліджуваного елементарного об'єму (точка  $m$ ),  $x$  — її відповідна проекція на вісь  $X$

На рис. 1 зображено діаграму поширення повільної магнітоакустичної хвилі всередині корональної петлі діаметром  $H$  вздовж осі  $X$ . Початок системи координат  $XU$  розташований у нульовій фазі розглянутої хвилі, осі  $X$  і  $U$  напрямлені вздовж і перпендикулярно до осі петлі відповідно.

Знайдемо інтенсивність для елементарного об'єму  $dl = 1$  см у точці  $m$  на довжині хвилі  $\lambda$ . Для швидкості руху та щільності будемо використовувати такі вирази:

$$\begin{aligned} (z, t) &= a_1 \cos \frac{z}{2L} \sin \frac{C_s}{2L} t, \\ (z, t) &= a_1 \sin \frac{z}{2L} \cos \frac{C_s}{2L} t. \end{aligned} \quad (1)$$

Тут  $C_s$  — швидкість хвилі,  $a_1$  і  $a_2$  — амплітуди зміни швидкості та щільності вздовж хвилі відповідно,  $L$  — довжина корональної петлі, яка дорівнює довжині повільної магнітоакустичної хвилі,  $z$  — відстань вздовж петлі або, що еквівалентно, вздовж хвилі.

Крім того, маємо співвідношення

$$\frac{1}{C_s} = \frac{1}{c_0}. \quad (2)$$

Останні два вирази взято з роботи [1].

При розрахунку профілю лінії ми будемо мати справу зі зміною щільності і швидкості вздовж хвилі, тобто вздовж  $z$ . Тому ми можемо переписати вираз (1) у вигляді

$$(z) = a_1 \cos \frac{z}{2L}, \quad (z) = a_1 \sin \frac{z}{2L}. \quad (3)$$

У нашому випадку довжину хвилі на рис. 1 позначено  $l$ , і вирази (3) можна переписати у вигляді

$$(z) = a_1 \cos \frac{2z}{l}, \quad (z) = a_1 \sin \frac{2z}{l}. \quad (4)$$

Зміна інтенсивності на довжині хвилі визначається як

$$dI(z) = I_0 \exp \left( -\frac{(l/c)^2}{d} dz \right). \quad (5)$$

Якщо плазма оптично тонка, то інтенсивність її випромінювання пропорційна квадрату щільності [28] (з урахуванням  $x_1 = x_0$ , див. рис. 1):

$$I_0 = (a_0(z))^2 = a_0^2 \sin^2 \frac{2(x_1 - x_0)}{l}.$$

Тут  $x_1 = l \cos \frac{2z}{l}$ . Тоді

$$\begin{aligned} I_0 &= a_0^2 \sin^2 \frac{2(l \cos \frac{2z}{l} - x_0)}{l} \\ &= a_0^2 \left[ 1 - 2 \frac{1}{C_s} \sin \frac{2(l \cos \frac{2z}{l} - x_0)}{l} + \frac{1}{C_s^2} \sin^2 \frac{2(l \cos \frac{2z}{l} - x_0)}{l} \right]. \end{aligned}$$

Тепер знайдемо  $I(l)$ . На акустичній хвилі рух частинок відбувається вздовж поширення хвилі за законом косинуса:

$$(x) = v_1 \cos \frac{2x}{C_s} - v_1 \cos \frac{2(x_1 - x_0)}{C_s}.$$

Отже, проекція швидкості на промінь зору дорівнює

$$(l) = v_1 \cos \theta \cos \frac{2(l \cos \theta - x_0)}{C_s}.$$

Підставляючи (l) та  $v_0$  у рівняння (5), матимемо

$$dI(\theta) = \frac{2}{C_s} v_1 \sin^2 \frac{2(l \cos \theta - x_0)}{C_s} \frac{v_0^2}{C_s^2} \sin^2 \frac{2(l \cos \theta - x_0)}{C_s} \exp \left[ -\frac{v_0}{c} \cos \theta \cos \frac{2(l \cos \theta - x_0)}{C_s} \right]^2 dl.$$

Проінтегрувавши цей вираз по всій довжині, отримаємо інтенсивність профілю на відстані  $d$  від центра лінії:

$$I(\theta) = \int_0^L \frac{2}{C_s} v_1 \sin^2 \frac{2(l \cos \theta - x_0)}{C_s} \frac{v_0^2}{C_s^2} \sin^2 \frac{2(l \cos \theta - x_0)}{C_s} \exp \left[ -\frac{v_0}{c} \cos \theta \cos \frac{2(l \cos \theta - x_0)}{C_s} \right]^2 dl.$$

Тут  $L = \frac{H}{\cos \theta}$ ,  $d = 1$  пм,  $\frac{v_0}{C_s} = 0.05$  [1, 25].

Фактично, щоб знайти інтенсивність у центрі лінії Fe IX 17.1 нм, необхідно знати населеність верхнього рівня цієї лінії, яка є функцією температури, атомних параметрів, щільності електронів, поля швидкостей у корональній петлі, а також поля випромінювання, що проникає з фотосфери в корону. Умови формування корональних EUV-ліній (зокрема Fe IX 17.1 нм) обговорюються в кількох роботах, наприклад [9].

Розрахунок виконано для таких значень параметрів:  $v_0 = 10$  км/с,  $H = 20000$  і  $50000$  км [5, 16],  $H = 2000$  і  $5000$  км,  $d = 1$  пм, що відповідає значенню температури  $T = 10^6$  К, і для різних значень кута між променем зору та напрямком поширення хвилі  $\theta = 10^\circ, 20^\circ, \dots, 80^\circ$ . Розрахунок профілю розглянутої спектральної лінії дозволить оцінити вплив різних параметрів на нетеплові та доплерівські зсуви хвилі. Методику розрахунку значень нетеплових швидкостей  $v_{nt}$  детально описано в роботі [19]. Розраховані профілі наведено на рис. 2.

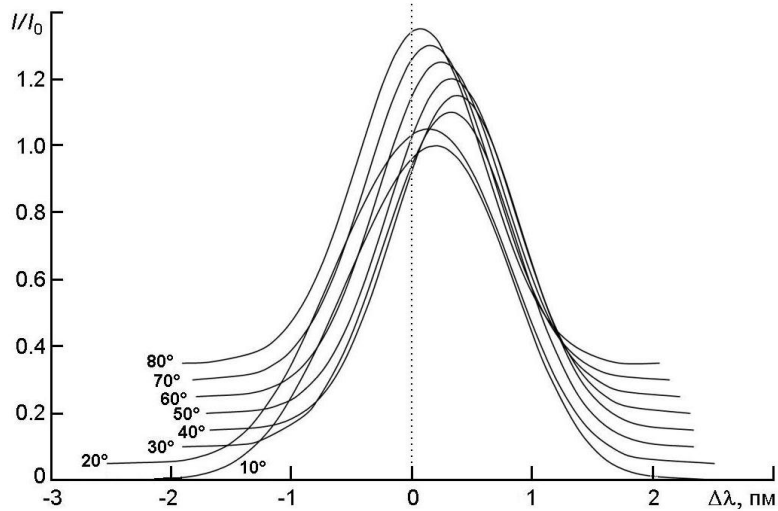


Рис. 2. Розрахункові профілі лінії Fe IX 17.1 нм при різних значеннях кута нахилу променя зору (числа біля кривих) для довжини хвилі  $\lambda = 20000$  км. Профілі для зручності зміщено по вертикалі один відносно одного на 0.05 одиниці

## РЕЗУЛЬТАТИ

Допплерівські зсуви та нетеплові швидкості. Значення доплерівських зсувів  $d$  і нетеплових швидкостей  $nt$  при різних кутах нахилу приведено на рис. 3...5 для різних значень довжини хвилі  $\lambda$ , діаметра петлі  $H$  і фази.

Значення доплерівських зсувів  $d$ , отримані із різних спостережень, істотно різні:  $d = 3$  км/с,  $nt = 23$  км/с [27],  $d = 1.8...3.7$  км/с [20],  $d = 0.2...1.2$  км/с [14],  $d = 0.3...0.7$  км/с [30],  $d = 1.3...1.6$  км/с [32],  $d = 0.3...2.5$  км/с [21],  $d = 3$  км/с [3].]. У стоячих хвилях значення доплерівських швидкостей значно вищі:  $d = 18$  км/с [34], 200 км/с [4], 191 км/с [33]. У роботі [27] наведено дані кількох дослідників, згідно з якими нетеплові швидкості майже на порядок більші за доплерівські.

Відомо лише невелику кількість спостережних оцінок нетеплових швидкостей  $nt$  у спектрах повільних магнітоакустичних хвиль. Наприклад, у роботах [2, 26] спостереження множинних корональних ліній в активній області дали значення нетеплової швидкості 17 і 10 км/с відповідно. Для лінії 17.1 нм у роботі [24] отримано оцінку  $nt = 7.5$  км/с, а у роботі [10] —  $nt = 3$  км/с. За даними [29] спостереження лінії Fe XIV 530.3 нм у повільних хвилях дали доплерівську швидкість 0.3 км/с і нетеплові швидкості 10...20 км/с. Ці значення лежать у діапазоні оцінок, отриманих у наших розрахунках.

У роботі [15] спостерігались доплерівські зсуви до 300 км/с у корональних петлях. У роботі [25] було отримано  $d = 84$  км/с, а спостережувану хвилю вважали повільною магнітоакустичною.

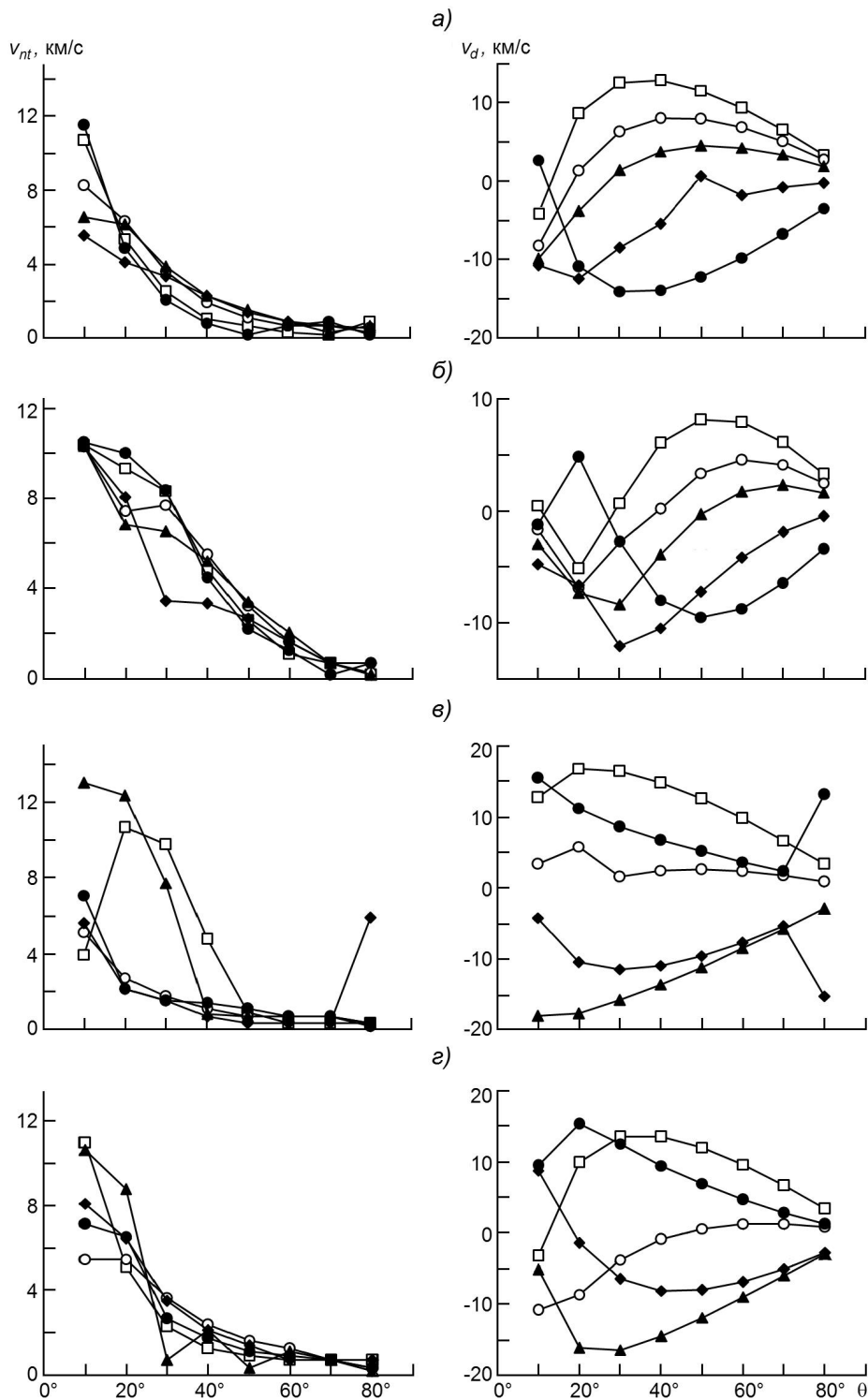


Рис. 3. Залежність швидкостей  $V_{mt}$  і  $V_d$  від кута зору для різних значень фази: а — для  $H = 2000$ , б —  $H = 5000$ , в —  $H = 2000$ , г —  $H = 5000$ . Квадратики —  $x_0 = 500$ , кружки —  $x_0 = 10000$ , трикутники —  $x_0 = 20000$ , ромбики —  $x_0 = 30000$ , точки —  $x_0 = 40000$

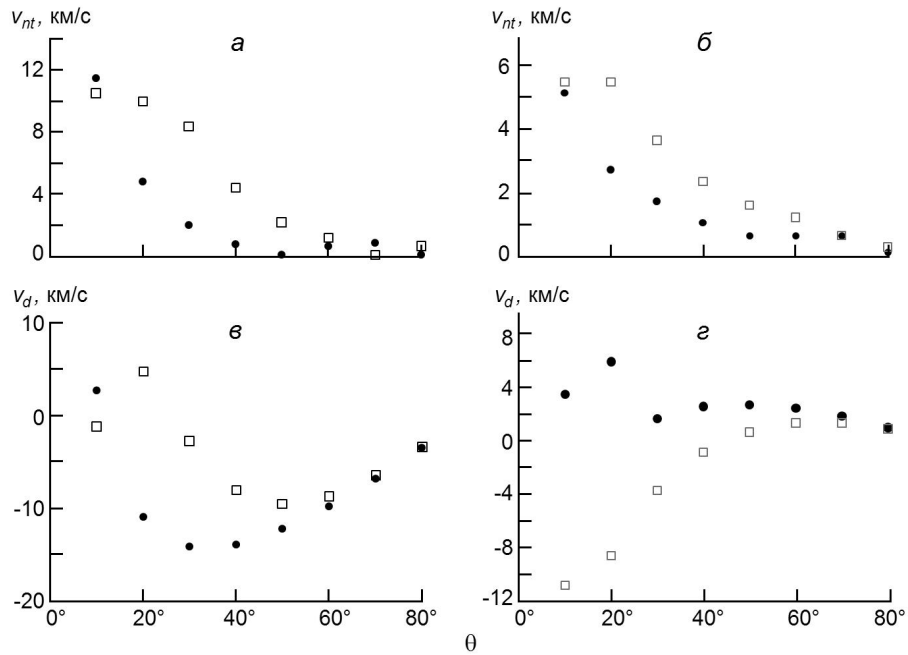


Рис. 4. Залежність швидкостей  $v_{nt}$  і  $v_d$  від кута зору для  $x_0 = 10000$  та різних значень діаметра  $H$  петлі при постійному значенні довжини звукової хвилі: а, в — для  $L = 20000$  (точки —  $H = 2000$ , квадратики —  $H = 5000$ ,  $L = 20000$ ); б, г — для  $L = 50000$  (точки —  $H = 2000$ , квадратики —  $H = 5000$ ,  $L = 50000$ )

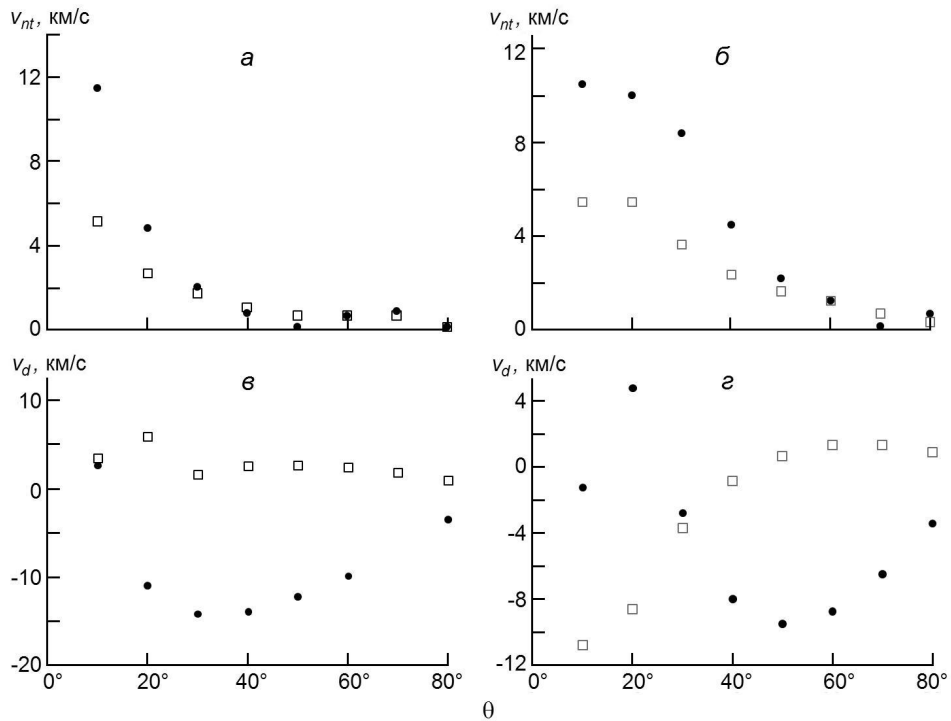


Рис. 5. Залежність швидкостей  $v_{nt}$  і  $v_d$  від кута зору для  $x_0 = 10000$  та різних значень довжини звукової хвилі при постійному значенні діаметра петлі  $H$ : а, в — для  $L = 2000$ ; б, г — для  $L = 5000$ . Точки —  $H = 2000$ , квадратики —  $H = 5000$



На рис. 3 показано криві, що зображують значення нетеплових швидкостей і доплерівських зсувів як функцію кута нахилу, фази хвилі, довжини хвилі та ширини петлі. Як видно з графіків, значення швидкості коливаються від 13 км/с при малих кутах нахилу до майже нуля при великих кутах нахилу. Значення доплерівського зсуву при великих кутах нахилу близькі до спостережуваних значень, тоді як при малих кутах нахилу розраховані нами значення, як правило, значно перевищують спостережувані. Це можна пояснити тим, що реальні амплітуди швидкості на цих хвилях трохи менші від 10 км/с. Слід також зазначити, що, як видно з рис. 3...5, значення швидкості залежать від ширини петлі та довжини хвилі.

*Щільність потоку енергії.* На рис. 6 представлено розрахункові значення щільності потоку енергії як функції доплерівських зсувів і нетеплових швидкостей, отриманих із доплерівських ширин розрахункових профілів, для різних значень ширини петлі ( $H = 2000$  км і  $5000$  км) і довжини хвилі ( $\lambda = 20000$  і  $50000$  км). Щільності потоку енергії розраховано згідно з виразом

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

де  $\rho$  — щільність,  $v$  — середня квадратична швидкість хвильового руху,  $v_{ph}$  — фазова швидкість хвилі.

Як видно з рисунків, для  $H = 2000$  км і  $\lambda = 20000$  км максимальне значення  $F_d$  ( $2.5$  Вт/м<sup>2</sup>) трохи більше від максимального значення  $F_m$  ( $1.7$  Вт/м<sup>2</sup>). Для  $H = 5000$  км і  $\lambda = 20000$  км максимальне значення  $F_d$  ( $1.8$  Вт/м<sup>2</sup>) також трохи більше, ніж максимальне значення  $F_m$  ( $1.4$  Вт/м<sup>2</sup>). При  $H = 2000$  км і  $\lambda = 50000$  км максимальне значення  $F_d$  ( $4.2$  Вт/м<sup>2</sup>) майже удвічі перевищує максимальне значення  $F_m$  ( $2.2$  Вт/м<sup>2</sup>). Для  $H = 5000$  км і  $\lambda = 50000$  км максимальне значення  $F_d$  ( $3.4$  Вт/м<sup>2</sup>) також майже удвічі більше, ніж максимальне значення  $F_m$  ( $1.6$  Вт/м<sup>2</sup>). Як видно, різниця між максимальним значенням  $F_d$  і  $F_m$  більша для  $\lambda = 50000$ , ніж для  $\lambda = 20000$ .

Цей результат вказує на те, що значення потоку значною мірою залежать від ширини петлі та довжини повільної магнітоакустичної хвилі, що поширюється.

Розрахунок потоку енергії провадився для різних значень фази. З рис. 6 видно, наскільки істотно значення потоку енергії залежать від фази хвилі. Значення потоку змінюються від  $4$  Вт/м<sup>2</sup> при малих кутах нахилу і майже до нуля при великих кутах нахилу. Слід зазначити, що потік енергії при малих кутах нахилу близький до спостережуваних значень [8, 11].

Мінімальні значення доплерівських зсувів і нетеплових швидкостей становлять приблизно  $1$  км/с або менше, і при цих значеннях швидкостей щільність потоку енергії становить приблизно  $10$  Вт/м<sup>2</sup> або менше. Це означає, що залежно від кута нахилу та фази хвилі спостережувані значення потоку енергії можуть відрізнятися майже на два

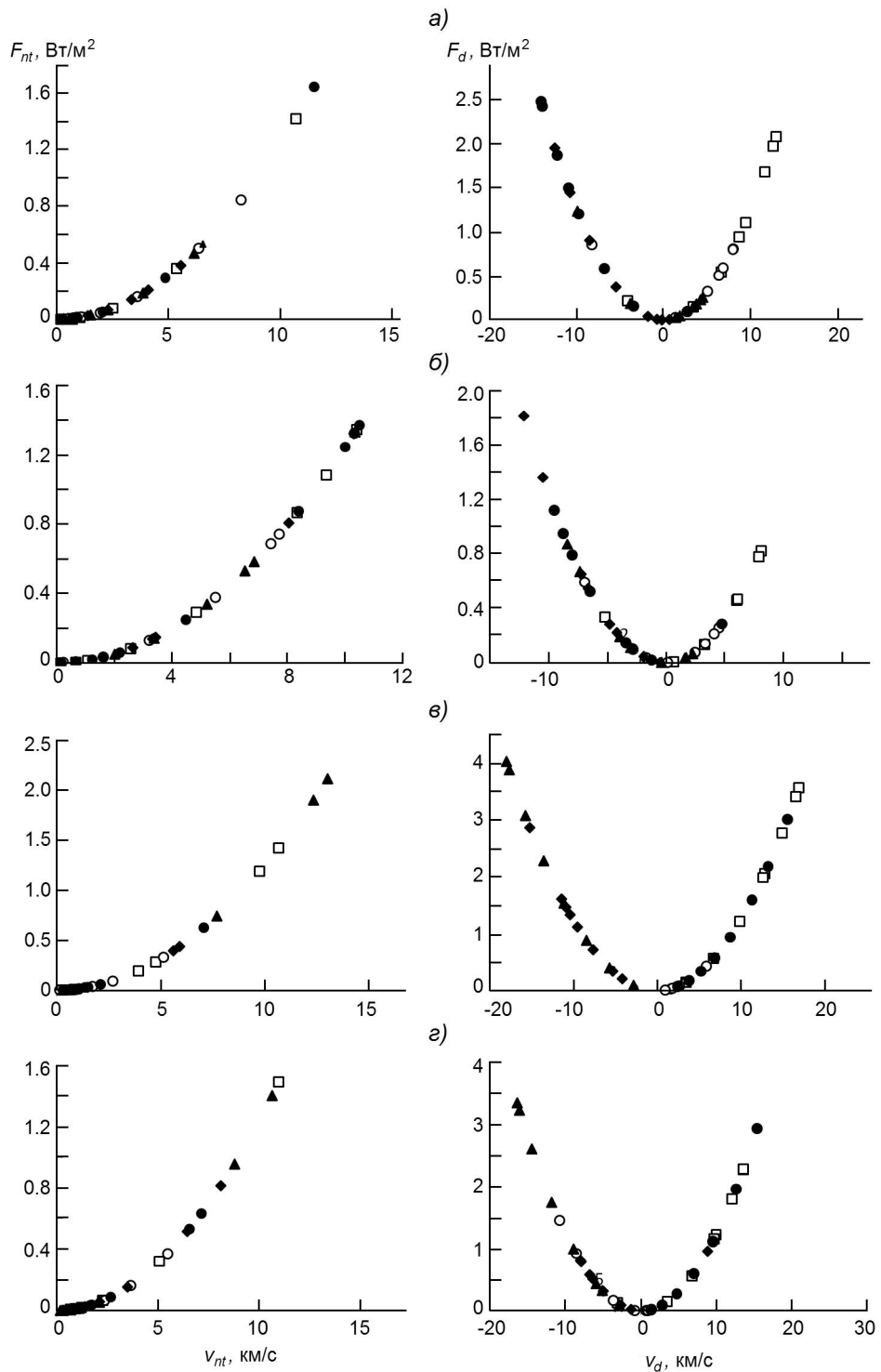


Рис. 6. Залежність щільності  $F$  потоку енергії від нетеплових швидкостей  $V_{nt}$ , отриманих із доплерівської ширини (ліворуч) та швидкості  $V_d$  доплерівських зсувів (праворуч):  $a$  — для  $H=2000$ ,  $x_0=20000$ ,  $b$  —  $H=5000$ ,  $x_0=20000$ ,  $c$  —  $H=2000$ ,  $x_0=50000$ ,  $d$  —  $H=5000$ ,  $x_0=50000$ . Квадратики —  $x_0=500$ , кружки —  $x_0=10000$ , трикутники —  $x_0=20000$ , ромбики —  $x_0=30000$ , точки —  $x_0=40000$

порядки чи більше. Однак у магнітній трубці тече така сама кількість енергії. Цей яскравий результат може пояснити істотно різні значення потоку енергії повільних магнітоакустичних хвиль, отримані різними дослідниками зі своїх спостережень [18].

Істинне значення потоку енергії, розраховане за виразом

$$F = \frac{1}{4} \rho_a v_a^2,$$

дає розрахункове значення  $0.6225 \text{ Вт/м}^2$  при заданій амплітуді швидкостей  $v_a = 10 \text{ км/с}$  на хвилі. Цікавим результатом є те, що розрахований (спостережуваний) потік енергії може бути значно нижчим або вищим за істинне значення, починаючи майже з нуля при малих значеннях  $\rho_a$ .

*Асиметрія.* Досліджено також асиметрію профілів ліній  $\lambda = 17.1 \text{ нм}$  у спектрах повільних магнітоакустичних хвиль. Для опису асиметрії профілю лінії, як правило, вибираються однакові інтервали довжин хвиль у червону та синю сторони від центра лінії, обчислюються відповідні площі під профілем ( $R$  і  $B$ ) та визначається відношення  $(R - B)/(R + B)$ . Це робиться для виявлення наявності можливих масових потоків, які створюють асиметрію [31].

Ми визначали RB-асиметрію по всій довжині крила, як для синьої, так і для червоної сторін, оскільки в нашому випадку асиметрія створюється рухами на самій хвилі.

У роботах [22, 23, 31] автори, досліджуючи причини асиметрії спектральних ліній, роблять висновок, що спостережувана асиметрія є головним чином блакитним зсувом, створеним низхідними потоками плазми зі швидкостями  $50 \dots 150 \text{ км/с}$ . Деякі дослідники пояснюють асиметрію квазіперіодичним рухом маси знизу, який накладається на повільну магнітоакустичну хвилю [12].

Як і у нашому попередньому дослідженні [17], так і в цій роботі ми досліджували залежність асиметрії від кута  $\theta$  променя зору на різних фазах і довжинах хвиль. Виходить, що асиметрія ледь помітна. Тому можна сказати, що самі рухи хвилі не призводять до асиметрії профілю спектральної лінії. Цей результат підтверджується спостереженнями багатьох дослідників, які вказують на те, що асиметрія справді створюється потоком речовини знизу, профіль випромінювання якого перебивається з профілем повільної магнітоакустичної хвилі.

## ПОДЯКИ

Автори вдячні рецензентам, коментарі яких дозволили вдосконалити текст статті.

## REFERENCES

1. Aschwanden M. J. (2005) *Physics of the Solar Corona: An Introduction with Problems and Solutions*. Springer-Praxis Books in Geophysical Sciences. Berlin, New York, Chichester: Springer Praxis. 892 p.
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., Jr. (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\_SP-506.
5. Del Zanna G., Mason H. E. (2018) Solar UV and X-ray diagnostics. *Living Rev. Solar Phys.*, 15, 5.
6. De Moortel I. (2005) An overview of coronal seismology. *Philos. Trans. R. Soc. London. Ser. A*, 363, 2743—2760.
7. De Moortel I. (2006) Propagating magnetohydrodynamics waves in coronal loops. *Philos. Trans. R. Soc. London. Ser. A*, 364, 461—472.
8. De Moortel I. (2009) Longitudinal waves in coronal loops. *Space Sci. Rev.*, 149, 65—81.
9. 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.
10. De Moortel I., Ireland J., Walsh R. W. (2000) Observation of oscillations in coronal loops. *Astron. and Astrophys.*, 355, L23—L26.
11. De Moortel I., Nakariakov V. M. (2012) Magnetohydrodynamic waves and coronal seismology: an overview of recent results. *Philos. Trans. R. Soc. London. Ser. A*, 370, 3193—3216.
12. De Pontieu B., McIntosh S. W. (2010) Quasi-periodic propagating signals in the solar corona: the signature of magneto-acoustic waves or high-velocity up flows. *Astrophys. J.*, 722, 1013—1029.
13. 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.
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. Kjeldseth-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., Aliyeva Z. F., Alisheva K. I. (2021) 17.1 nm Fe IX line in the radiation spectrum of slow magneto-acoustic waves propagating in the solar crown. *Kinemat. and Phys. Celest. Bodies*, 37(6), 49—61.
18. Mamedov S. G., Kuli-Zade D. M., Aliyeva Z. F., Alisheva K. I. (2020) About heating of the solar corona by MHD waves. *Astron. J. Azerbaijan*, 15(2), 16—26.
19. Mamedov S. G., Kuli-Zade D. M., Aliyeva Z. F., Musayev M. M. (2018) Doppler width of spectral lines. *Kinemat. and Phys. Celest. Bodies*, 34(2), 102—105.
20. Mariska J. T., Harry P. W., David R. W., Watanabe T. (2008) Observations of Doppler shift oscillations with the EUV imaging spectrometer on HINODE. *Astrophys. J.*, 681, L41—L44.

21. Mariska J. T., Muglach K. (2010) Doppler-shift, intensity, and density oscillations observed with the extreme ultraviolet imaging spectrometer on HINODE. *Astrophys. J.*, 713, 573—583.
22. McIntosh S. W., De Pontieu B. (2009) High-speed transition region and coronal upflows in the quiet Sun. *Astrophys. J.*, 707, 524—538.
23. Nakariakov V. M., Verwichte E. (2005) Coronal waves and oscillations. *Living Rev. Solar Phys.*, 2, 3.
24. Ofman L., Nakariakov V. M., Deforest C. E. (1999) Slow magnetosonic waves in coronal plumes. *Astrophys. J.*, 514, 441—447.
25. Ofman L., Wang T. (2002) Hot coronal loop oscillations observed by SUMER: Slow magnetosonic wave damping by thermal conduction. *Astrophys. J. Lett.*, 580, L85—L88.
26. O'shea E., Banerjee D., Doyle J. G. (2007) A statistical study of wave propagation in coronal holes. *Astron. and Astrophys.*, 463, 713—725.
27. 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.
28. Reale F. (2010) Coronal loops: observations and modeling of confined plasma. *Living Rev. Solar Phys.*, 7, 5.
29. Sakurai T., Ichimoto K., Raju K. P., Singh J. (2002) Spectroscopic observation of coronal waves. *Solar Phys.*, 209, 265—286.
30. Threlfall J., De Moortel I., McIntosh S. W., Bethge C. (2013) First comparison of wave observations from CoMP and AIA/SDO. *Astron. and Astrophys.*, 556, A124.
31. Verwichte E., Marsh M., Foullon C., Van Doorselaere T., De Moortel I., Hood A. W., Nakariakov V. M. (2010) Periodic spectral line asymmetries in solar coronal structures from slow magneto-acoustic waves. *Astrophys. J.*, 724, L194—L198.
32. 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.
33. Wang T. J., Solanki S. K., Curdt W., Innes D. E., Dammasch L. E. (2002) *Oscillating hot loops observed by SUMER*. ESASP.508.465W
34. 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. Astrophys.*, 402, L17—L20.

S. G. Mamedov<sup>1</sup>, Z. F. Aliyeva<sup>2</sup>, Z. A. Samedov<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Shamakhy Astrophysical Observatory named after N. Tusi  
of the Azerbaijan National Academy of Sciences  
Settlement Y. Mammadaliyev, Shamakhy district, Republic of Azerbaijan, AZ5628

<sup>2</sup>Baku State University  
23 Academic Zahid Khalilov street, Baku city, AZ-1073/1, AZ 1148

SENSITIVITY OF THE Fe IX 17.1 NM LINE PROFILE  
TO SLOW MAGNETO-ACOUSTIC WAVES PROPAGATING  
IN A SOLAR CORONAL LOOP

The study of MHD waves in coronal structures is of great importance in coronal seismology. The study of these waves makes it possible to reveal the physical structure and heating mechanism of the solar corona. It is of great interest to calculate the line profile in the emission spectrum of a magneto-sonic wave for various physical parameters, calculate

the energy flux and compare them with observations. In this paper, the profiles of the Fe IX 171 Å line in the emission spectrum of slow magneto-acoustic waves propagating in coronal loops are calculated for cases of an optically thin layer and the change in density. The line profiles were calculated for the following parameter values: wave velocity amplitude 10 km/s, coronal loop width 2000 km and 5000 km, wavelength  $\lambda = 20000$  km and 50000 km, Doppler width  $\Delta\lambda_d = 0.01$  Å, and at values of the angle of the line of sight and at different phases of the wave. The energy flux density is  $622.5 \text{ W/m}^2$ . The calculated values of the energy flux density strongly depend on the angle of the line of sight and on the phase of the wave and range from zero at large values of  $\theta$  to  $\sim 4 \text{ W/m}^2$ , the values of Doppler velocities  $v_d$  and velocities of non-thermal movements  $v_{nt}$  at small values of  $\theta$  have a maximum value of  $\sim 13 \text{ km/s}$  and decrease almost to zero at large values of  $\theta$ . At different values of the angle of the line of sight, the asymmetry is almost not noticeable. An interesting result is that the values of the calculated (observed) energy flux can be both much less and much more than the true value: from almost zero at small values of  $\theta$ . These values depend not only on the angle of the line of sight, but also on the width of the coronal loop and the wavelength.

**Keywords:** solar corona, MHD waves, slow magneto-acoustic waves.

Стаття надійшла до редакції 10.06.2024

Після доопрацювання 31.07.2024

Прийнята до друку 15.08.2024