

РАДИОАСТРОНОМИЯ И АСТРОФИЗИКА

УДК 523.9, 520.27

О. О. СТАНИСЛАВСЬКИЙ, А. О. КОВАЛЬ

Радиоастрономічний інститут НАН України,
вул. Червонопрапорна, 4, м. Харків, 61002, Україна
E-mail: alexstan@ri.kharkov.ua

ЕЛІПТИЧНА МОДЕЛЬ КОРОНИ СОНЦЯ

Досліджується еліптична модель розподілу електронної концентрації корони Сонця за результатами аналізу сонячних даних. Така модель якнайкраще відповідає дослідженням Сонця в періоди мінімуму сонячної активності. Для розрахунку яскравості такої корони в декаметровому діапазоні радіоспостережень використовується кусково-лінійна апроксимація траєкторії променя в неоднорідно-шаруватому середовищі.

Ключові слова: спокійне Сонце, верхня корона, декаметрове радіовипромінювання, розподіл електронної концентрації, неоднорідно-шарувате середовище

1. Вступ

Випромінювання спокійного Сонця, що спостерігається в оптиці та радіодіапазоні, має тепловий характер завдяки розсіюванню електромагнітних хвиль на вільних електронах в електричному полі іонів незбудженої атмосфери Сонця [1]. Сонце вважається спокійним, якщо на його видимому диску відсутні будь-які ознаки активних утворень (плями, волокна, фолікули тощо). За спостереженнями 2010 р. на радіотелескопі УТР-2 спектральний індекс декаметрового радіовипромінювання верхньої корони Сонця приблизно дорівнює -2.1 ± 0.1 [2], що досить добре відповідає рівнянню Релея–Джинса. Для опису такої корони дуже важливо мати адекватну модель електронної концентрації залежно від відстані до сонячної поверхні. Геліографічні спостереження корони у декаметровому діапазоні довжин хвиль чітко вказують на її еліптичний характер [3]. Витягнута в екваторіальному напрямку, вона має більшу електронну концентрацію на екваторі, ніж на полюсах. Такий характер корона має не лише в декаметровому діапазоні, але й за результатами радіоспостережень у метровому діапазоні [4, 5]. Водночас у літературі [6–8] для аналізу сонячних даних найчастіше використовується сферична модель електронної концентрації корони. Вона проста і зручна в аналізі

експериментальних даних, а крім того, її буває цілком досить для застосувань у задачах сонячної радіоастрономії. Однак зі зростанням точності радіоспостережень та для досягнення повноти аналізу одержуваних результатів все частіше й частіше цього не вистачає [9, 10]. Слід зазначити, що інтерес щодо дослідження моделей сонячної корони має тривалу історію [11–13] та не слабкішає і сьогодні [14, 15]. Він стосується не лише характеру електронної концентрації в короні [16, 17], але також і розподілу магнітного поля в ній [18]. Сонячна корона має дуже високу (порівняно зі фотосферою та хромосферою) кінетичну температуру, близько мільйона кельвінів для висот у короні, відповідних декаметровому діапазону радіовипромінювання, але сама корона лише частково прозора (оптична товща близька одиниці) для цих радіохвиль [19, 20]. Тому яскравісна температура отриманого радіовипромінювання Сонця дорівнює лише кільком сотням тисяч кельвінів. Аби визначити яскравісну температуру корони теоретично, необхідно обчислити рефракцію і розсіювання радіохвиль відповідного радіодіапазону в короні [21, 22], а для цього модель її електронної концентрації в залежності від відстані до сонячної поверхні є досить корисною. Спостереження континуального випромінювання спокійного Сонця на низьких частотах (у декаметровому діапазоні) разом зі спостереженнями в більш високочастотній

© О. О. Станіславський, А. О. Коваль, 2013

області спектру є основними джерелами встановлення структури корони, аналізу розподілу її електронної концентрації, висоти випромінюючого шару, температури і форми корони в цілому [23–26].

У цій роботі ми маємо намір розглянути еліптичну модель сонячної корони, яка викликає цілком зрозумілий інтерес, особливо в декаметровій радіоастрономії. У якості попередника нашого дослідження хотілося б зазначити цікавий препринт Абраніна і Базеляна [3], в якому автори описали експериментальні та теоретичні дослідження верхньої корони. (За тематикою наша робота дуже близька до роботи [3].) Однак у світлі останніх досягнень декаметрової радіоастрономії Сонця (і не тільки) їх результати потребують уточнення та подальшого розвитку, що й буде виконано у цій статті. Ми будемо намагатися надати моделі Базеляна–Абраніна закінченого вигляду і виконати повний її аналіз, а також перевірити підсумкову модель числовим моделюванням та порівняти його результати з експериментальними даними, що не було виконано раніше. Вплив магнітного поля враховуватися не буде.

Ця стаття надається у такий спосіб. У розділі 2 описані характерні особливості відомих з літератури моделей електронної концентрації сонячної корони. Результати аналізу спостережень, які обґрунтовують еліптичну модель густини корони, представлені у розділі 3. Вони дозволяють нам оцінити характерні параметри такої моделі. Далі, використовуючи кусково-лінійну апроксимацію траєкторії променя в неоднорідно-шаруватому середовищі (саме таким і є корона), ми оцінимо для нашої моделі значення оптичної товщі корони для радіохвиль. У розділі 4 надамо результати чисельного моделювання поширення променів у такому середовищі і порівняємо їх з результатами, характерними для сферичних моделей електронної концентрації корони. У висновках будуть наведені підсумки досліджень, виконаних у цій роботі.

2. Моделі електронної концентрації корони

Структура сонячної корони вкрай динамічна за часом і в просторі. Вона сильно залежить від стану активності Сонця. У період мінімуму сонячної активності електронна концентрація корони, як показують виміри, відповідає експоненційній моделі Ньюкірка [27], а в період високої активності більш придатна степенева модель Баумба-

ха–Аллена [28]. Крім того, самі коефіцієнти в цих моделях залежать від положення розглянутої (екваторіальної або полярної) області Сонця [29]. Також було відзначено, що зміна електронної концентрації залежно від відстані до поверхні Сонця має різний характер для стримерів, корональних дір та над активними ділянками [30–32]. Тому проблема вибору моделі корони є вельми актуальною і суттєво пов'язаною з конкретною дослідницькою задачею (чи це дослідження стосується сплескової активності [33], або радіовипромінювання лише спокійного Сонця [34]).

Розглянемо більш детально результати аналізу спостережень ван де Хюлста [29]. Близько півстоліття тому він запропонував метод знаходження електронної концентрації сонячної корони під час повного затемнення Сонця Місяцем за допомогою фотометричних реєстрацій у поляризованому білому світлі. Цей метод був настільки успішний, що з мінімальними змінами [35] він використовується аж до тепер [36–38]. Нас буде цікавити в роботі [29] лише таблиця за номером 5, в якій наведена залежність електронної концентрації від відстані до сонячної поверхні. Саме вона і була використана при знаходженні моделі корони [3], для якої поверхнями рівних електронних концентрацій є еліпсоїди обертання. В даному випадку рівняння еліпсоїда в декартовій системі координат має вигляд:

$$\frac{x^2 + y^2}{\rho_x^2} + \frac{z^2}{\rho_z^2} = 1,$$

де ρ_x та ρ_z – півосі еліпсоїда відповідно в екваторіальній площині і в полярному напрямку, виражені для зручності в радіусах Сонця. Тут і надалі ми будемо використовувати у разі потреби позначення, прийняті в [3]. Використовуючи дані ван де Хюлста, розподіл електронної концентрації можна описати функцією типу $N_e = 10^{a+b/\rho}$ (де ρ вимірюється в радіусах Сонця), яка добре відома з моделі Ньюкірка. Причому для екваторіальної корони ця залежність має злам для $\rho = 2$ (в [3] він був взятий для $\rho = 2.25$), де параметри моделі a і b різко змінюють свої значення (див. рис. 1). Це означає, що в екваторіальній площині, аби побудувати модель, яка добре узгоджується в усьому інтервалі відстаней $1 \leq \rho \leq 6$, слід розбити його на дві незалежні області, де ρ змінюється від 1 до 2 та від 2 до 6, в яких функція $N_e = 10^{a+b/\rho}$ має

різні коефіцієнти. Полярна залежність електронної концентрації описується такою ж функцією для $1 \leq \rho \leq 4$, проте з іншими коефіцієнтами. Процедура визначення параметрів a і b за експериментальними точками є дуже простою (методом найменших квадратів) і детально описана в [3]. Тоді вираз для електронної густини в полярному напрямку набуває вигляду

$$N_{ep} = 10^{a_1+b_1/\rho_z} = 10^{2.17+6.08/\rho_z},$$

а для екваторіальної площини він записується у такій же функціональній формі,

$$N_{ee} = 10^{a_2+b_2/\rho_x},$$

однак з іншими коефіцієнтами: $a_2 = 4.04$ та $b_2 = 4.31$ для $1 \leq \rho \leq 2$, а якщо $2 \leq \rho \leq 6$, то $a_2 = 3.2$ і $b_2 = 6.08$ (мінімальна корона). У таблиці 1 наведені результати цього аналізу для інших відомих експериментальних даних [9, 28]. Злам при $\rho = 2$ присутній як для мінімальної корони, так і для максимальної в даних ван де Хюлста і Аллена. В даних, наведених у роботі [9], він, можливо, теж присутній, але його важко виділити, оскільки діапазон значень електронної концентрації за ρ починається зі значення 1.5, і експериментальних точок замало на інтервалі $1 \leq \rho \leq 2$ (одна-два). Тому ми описали електронну концентрацію в екваторіальній площині однією функціональною залежністю, яка скоріш за все характеризує цю концентрацію головно для області значень $2 \leq \rho \leq 5$.

Електронну концентрацію в будь-якій точці корони (наприклад, з координатами x_0, y_0, z_0) можна знайти, як запропоновано в [3], з системи рівнянь

$$\begin{cases} \frac{x_0^2 + y_0^2}{\rho_x^2} + \frac{z_0^2}{\rho_z^2} = 1, \\ N_{ep} = N_{ee}. \end{cases}$$

Звідси отримуємо значення півосей ρ_x і ρ_z еліпсоїда, якому належить точка (x_0, y_0, z_0) . Спочатку ми визначаємо залежність $\rho_z = A\rho_x / (B + C\rho_x)$, де величини $A = b_1$, $B = b_2$ та $C = a_2 - a_1$ є константами. Тепер можна записати квадратне рівняння для ρ_x у вигляді

$$(z_0^2 C^2 - A^2)\rho_x^2 + 2CB\rho_x + (x_0^2 + y_0^2)A^2 + z_0^2 B^2 = 0.$$

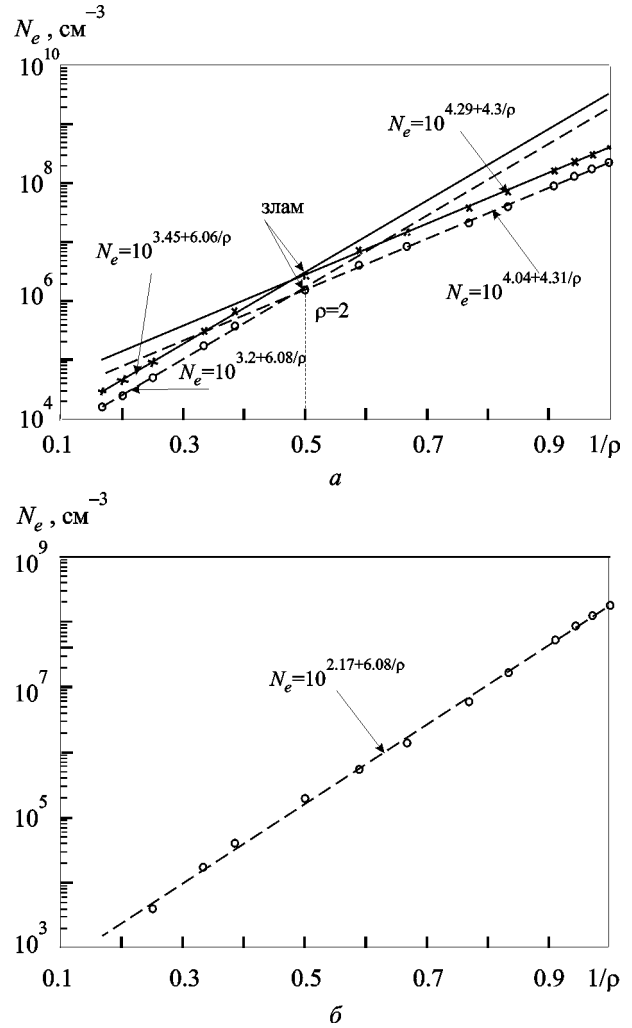


Рис. 1. Апроксимація електронної концентрації корони методом найменших квадратів функціями виду $N_e = 10^{a+b/\rho}$ (ρ – в радіусах Сонця) за результатами аналізу спостережень, наведених у роботі [29]: дані щодо екваторіальної корони, де кола і пунктирні лінії відповідають мінімальній короні, а хрестики та суцільні лінії – максимальній короні, (а); дані щодо полярної корони (б)

Воно має два корені. Це означає, що у розглянутого еліпсоїда півосі ρ_x і ρ_z не є незалежними одна від однієї. Тому в загальному випадку така ситуація могла б призвести до неоднозначності у визначенні електронної концентрації в деяких точках корони внаслідок того, що через таку точку можна було б провести кілька еліпсоїдів, що дають однакове значення електронної концентрації, однак мають різні півосі. Це питання не було досліджене в [3]. Ми розглянемо його зараз. Зауважимо, що в екваторіальній площині область відстаней розділена навпіл. Це буде впливати на значення параметрів B і C . Якщо точка (x_0, y_0, z_0) знаходиться всередині або на межі еліпсоїда

Таблиця 1. Параметри моделі $10^{a+b/\rho}$ електронної густини сонячної корони за експериментальними даними, наведеними в роботах [9, 28, 29]

Екваторіальна площина	Полярний напрямок	Літературне джерело
$a = 4.04$ для $1 \leq \rho \leq 2$ $a = 3.20$ для $2 \leq \rho \leq 6$ $b = 4.31$ для $1 \leq \rho \leq 2$ $b = 6.08$ для $2 \leq \rho \leq 6$	$a = 2.17$ для $1 \leq \rho \leq 4$ $b = 6.08$ для $1 \leq \rho \leq 4$	Ван де Хюлст [29] (мінімальна корона)
$a = 4.29$ для $1 \leq \rho \leq 2$ $a = 3.45$ для $2 \leq \rho \leq 6$ $b = 4.31$ для $1 \leq \rho \leq 2$ $b = 6.06$ для $2 \leq \rho \leq 6$	$a = 2.17$ для $1 \leq \rho \leq 4$ $b = 6.08$ для $1 \leq \rho \leq 4$	Ван де Хюлст [29] (максимальна корона)
$a = 4.25$ для $1.01 \leq \rho \leq 2$ $a = 3.62$ для $2 \leq \rho \leq 5$ $b = 4.10$ для $1.01 \leq \rho \leq 2$ $b = 5.42$ для $2 \leq \rho \leq 5$	$a = 2.85$ для $1.01 \leq \rho \leq 5$ $b = 5.40$ для $1.01 \leq \rho \leq 5$	Аллен [28] (мінімальна корона)
$a = 4.47$ для $1.01 \leq \rho \leq 2$ $a = 3.83$ для $2 \leq \rho \leq 5$ $b = 4.13$ для $1.01 \leq \rho \leq 2$ $b = 5.40$ для $2 \leq \rho \leq 5$	$a = 2.85$ для $1.01 \leq \rho \leq 5$ $b = 5.40$ для $1.01 \leq \rho \leq 5$	Аллен [28] (максимальна корона)
$a = 3.68$ для $1.5 \leq \rho \leq 6$ $b = 5.38$ для $1.5 \leq \rho \leq 6$	$a = 3.30$ для $2 \leq \rho \leq 5$ $b = 4.48$ для $2 \leq \rho \leq 5$	Сайто та ін. [9]

$$\frac{x_0^2 + y_0^2}{2^2} + \frac{z_0^2}{1.51^2} \leq 1,$$

то, стосовно даних ван де Хюлста, для мінімальної корони ці параметри дорівнюють $B = 4.31$ і $C = 1.87$. Інакше $B = 6.08$ і $C = 1.03$. Неважко помітити, що величина $z_0^2 C^2 - A^2$ залишається завжди від'ємною у межах цих параметрів. Отже, дискримінант квадратного рівняння для ρ_x буде завжди позитивним (уявних коренів немає). Наразі запишемо явно його корені:

$$\rho_x = \left\{ -BCz_0^2 \pm \sqrt{B^2 C^2 z_0^4 - (z_0^2 C^2 - A^2) [A^2 (x_0^2 + y_0^2) + z_0^2 B^2]} \right\} \times (z_0^2 C^2 - A^2)^{-1}.$$

Для знака мінус при корені дискримінанта значення півосі ρ_x буде завжди позитивна, а для знака плюс ця піввісь завжди має від'ємне значення, що не є допустимим для визначення еліпсоїда. В результаті така залежність має лише один прийнятний корінь і, отже, модель електронної концентрації Сонця буде однозначною.

3. Особливості поширення радіохвиль у сонячній короні

На підставі отриманої у попередньому розділі моделі електронної концентрації еліптичної корони оцінимо її оптичну товщу для декаметрового діапазону радіохвиль, а також порівняємо її з результатами, що отримуються для чисто сферичної моделі корони. Нагадаємо, що саме від значення оптичної товщі залежатиме яскравість сонячної корони в радіодіапазоні. У верхній частині корони, з якої зокрема відбувається випромінювання декаметрових радіохвиль, електронна температура T_e є практично постійною та значно вищою від температури фотосфери і хромосфери. Тому яскравісну температуру верхньої корони T_b можна записати в простому вигляді

$$T_b = T_e (1 - e^{-\tau}),$$

де τ – повна оптична товща корони. Вона є інтегральною характеристикою середовища поширення радіохвилі (плазми корони), непрямою мірою поглинання радіохвиль у ній. Повна оптична товща є сумою нескінченно малих значень оптичних товщ, отриманих у всіх точках повного шляху, пройденого радіопроменем в середовищі. Для сонячної ко-

рони у відсутності магнітного поля та з малим числом зіткнень в одиницю часу коефіцієнт поглинання χ був знайдений Смердом та Вестфолдом [39]:

$$\chi = \frac{0.16N_e^2}{f^2 n T_e^{3/2}}, \quad n = \sqrt{1 - \frac{f_p^2}{f^2}},$$

де N_e – електронна концентрація плазми корони на вибраній висоті, f – частота радіоспостережень, n – показник заломлення корони і f_p – її плазмова частота. Знаючи коефіцієнт поглинання, оптичну товщу знаходять зі співвідношення $\tau = \int \chi ds$, де інтегрування виконується уздовж сумарної довжини шляху, пройденого радіопроменем.

Тепер слід вирішити задачу знаходження траєкторії променя в неоднорідному середовищі [40]. У сонячній радіоастрономії для цього використовуються різні методи. Наприклад, в роботі [41] записується рівняння ейконала, яке зводиться до системи однорідних диференціальних рівнянь першого порядку, що описують поширення променя в середовищі:

$$\begin{cases} \frac{d\vec{R}}{dl} = \vec{T}, \\ \frac{d\vec{T}}{dl} = \frac{1}{2} \frac{\partial n^2}{\partial \vec{R}}, \end{cases}$$

де $\vec{R} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$, $\vec{T} = \begin{pmatrix} T_x \\ T_y \\ T_z \end{pmatrix}$ – вектори положення променя і напрямку, відповідно, причому $T_x^2 + T_y^2 + T_z^2 = n^2$ – показник заломлення, а незалежна змінна l пов'язана з реальною довжиною шляху формулою $dl = ds/n$. Використовуючи метод Рунге–Кутта третього порядку, можна проінтегрувати цю систему диференціальних рівнянь. За початковою точкою (\vec{R}_0, \vec{T}_0) та цим алгоритмом визначається траєкторія руху променя $(\vec{R}_1, \vec{T}_1), (\vec{R}_2, \vec{T}_2), \dots, (\vec{R}_k, \vec{T}_k)$ у даному середовищі. Дещо інший підхід до цієї задачі запропоновано в роботі [42]. Тут диференціальне рівняння поширення променя перетворене у форму подвійного векторного добутку. Його дослідження ґрунтується на модифікації алгоритму Бориса [43], який використовується в оригінальній роботі для аналізу руху заряджених частинок у магнітному полі. Однак поряд з такими витон-

ченими підходами добре працює і простіший алгоритм, що ґрунтується на кусково-лінійній апроксимації гладкої траєкторії променя, в якому корона так чи інакше розбивається на шари, де напрямок заломленого променя знаходиться із закону Снеліуса [44]. Його ми і розглянемо нижче докладно щодо аналізу декаметрового радіовипромінювання спокійного Сонця.

За основними принципами геометричної оптики [45], рівняння променя, який поширюється у середовищі з показником заломлення, що змінюється, можна представити у вигляді

$$\vec{S}_2 = \frac{n_1}{n_2} \vec{S}_1 - k\vec{Q}, \quad (1)$$

де \vec{S}_1 та \vec{S}_2 – відповідно орти падаючого і заломленого променя, \vec{Q} – орт нормалі, а n_1 і n_2 – показники заломлення середовищ з боку падаючого променя і заломленого променя, коефіцієнт k буде визначено нижче. Вираз (1) записано для випадку, коли нормаль \vec{Q} в точці падіння променя спрямована в область з показником заломлення n_1 (від центру Сонця). Напрямок прямої лінії в тривимірному просторі може бути заданим трьома числами, а саме – направляючими косинусами. Скористаємось цією можливістю для \vec{S}_1 і \vec{S}_2 , записавши їх у вигляді

$$\vec{S}_1 = a_1\vec{x} + b_1\vec{y} + c_1\vec{z}, \quad \vec{S}_2 = a_2\vec{x} + b_2\vec{y} + c_2\vec{z},$$

де $\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}$ – одиничні орти вздовж осей декартової прямокутної системи координат, а a_i, b_i, c_i – направляючі косинуси. Нормальний орт \vec{Q} також можна задати через свої направляючі косинуси a_Q, b_Q, c_Q :

$$\vec{Q} = a_Q\vec{x} + b_Q\vec{y} + c_Q\vec{z},$$

які можна обчислити за зміною градієнта електронної концентрації плазми, де відбувається рефракція радіохвиль. Виходячи з роботи [44], запишемо зміну електронної концентрації вздовж осей x, y, z :

$$\Delta N_x = N_e(x + \delta x, y, z) - N_e(x - \delta x, y, z),$$

$$\Delta N_y = N_e(x, y + \delta y, z) - N_e(x, y - \delta y, z),$$

$$\Delta N_z = N_e(x, y, z + \delta z) - N_e(x, y, z - \delta z),$$

де точка (x, y, z) відповідає місцю, в якому відбувається рефракція променів. Далі знайдемо величини

$$(\Delta N)^2 = (\Delta N_x)^2 + (\Delta N_y)^2 + (\Delta N_z)^2,$$

$$D = (\Delta N_x)a_1 + (\Delta N_y)b_1 + (\Delta N_z)c_1,$$

що дозволить визначити направляючі косинуси

$$a_Q = -\frac{\Delta N_x}{\Delta N} \frac{D}{|D|}, \quad b_Q = -\frac{\Delta N_y}{\Delta N} \frac{D}{|D|}, \quad c_Q = -\frac{\Delta N_z}{\Delta N} \frac{D}{|D|}.$$

Це універсальний підхід. Однак можна знайти направляючі косинуси нормалі, виходячи з властивостей еліпсоїда обертання [3, 46], що має пряме відношення до розглянутої задачі. Тоді в довільній точці (x, y, z) вони дорівнюють

$$a_Q = \frac{x}{\rho_x^2 W}, \quad b_Q = \frac{y}{\rho_x^2 W}, \quad c_Q = \frac{z}{\rho_x^2 W},$$

де $W = \sqrt{(x/\rho_x^2)^2 + (y/\rho_x^2)^2 + (z/\rho_x^2)^2}$. Зауважимо, що сума квадратів направляючих косинусів a_Q, b_Q, c_Q дорівнює одиниці. Коли $\rho_x = \rho_z$, ми отримуємо направляючі косинуси нормалі для сфери щодо сферичної моделі корони. Щоб знайти коефіцієнт k , слід помножити скалярно вираз (1) на вектор нормалі \vec{Q} і використати відоме співвідношення для шаруватого середовища вигляду $n_1/n_2 = \sin \theta_2 / \sin \theta_1$, де θ_1 та θ_2 – відповідно кути падіння і заломлення. Після перетворень знаходимо

$$k = \cos \theta_2 + \frac{n_1}{n_2} \cos \theta_1 = \frac{n_1}{n_2} (\vec{S}_1 \cdot \vec{Q}) + \text{sgn}(n_2 - n_1) \sqrt{1 + \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 (\vec{S}_1 \cdot \vec{Q})^2 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2}. \quad (2)$$

Тут функція sgn визначає знак різниці показників заломлення. Рівняння (1) і (2) можна використовувати для усієї корони за винятком точки повороту променя, оскільки там має місце відбиття (промінь у середовище n_2 не входить). У цій точці $\vec{S}_1 = -\vec{S}_2$ та $n_1 \rightarrow n_2$, зберігається нерівність $n_1 > n_2$, а тому коефіцієнт k рівнятиметься величині $2(\vec{S}_1 \cdot \vec{Q})$, яку можна підставити в (1). Показники заломлення n_1 і n_2 знаходяться зі співвідношень

$$n_1 = \sqrt{1 - (f_p(x + \delta x, y + \delta y, z + \delta z)/f)^2},$$

$$n_2 = \sqrt{1 - (f_p(x - \delta x, y - \delta y, z - \delta z)/f)^2}.$$

Наразі, задаючи напрямок вектора \vec{S}_1 через направляючі косинуси a_1, b_1, c_1 та визначаючи направляючі косинуси нормалі a_Q, b_Q, c_Q в точці заломлення, зі співвідношення (1) можна визначити направляючі косинуси вектора \vec{S}_2 заломленого променя:

$$a_2 = \frac{n_1}{n_2} a_1 - k a_Q,$$

$$b_2 = \frac{n_1}{n_2} b_1 - k b_Q,$$

$$c_2 = \frac{n_1}{n_2} c_1 - k c_Q.$$

За таким способом розбиття корони на шари, області з малим градієнтом електронної концентрації можна проходити з великим кроком, однак зі зростанням градієнта концентрації цей крок слід зменшувати.

4. Результати моделювання поширення радіохвиль в еліптичній короні

Тепер, коли алгоритм знаходження поширення променів (радіохвиль) у плазмі еліптичної корони встановлено, виконаємо його моделювання і порівняємо з аналогічними результатами для сферично симетричної корони. Нагадаємо, що всією трасою променя в короні його поглинання накопичується, що в свою чергу, як було зазначено на початку попереднього розділу, впливає на значення оптичної товщі корони. Воно теж збільшується, як інтегральна характеристика цього неоднорідного середовища, в якому поширюються промені. У процесі моделювання поширення променя ми отримуємо послідовність точок: $(x_1, y_1, z), (x_2, y_2, z_2), \dots, (x_i, y_i, z_i), \dots, (x_k, y_k, z_k)$. Якщо між точками знайти відстань $L_i = \sqrt{x_i^2 + y_i^2 + z_i^2}$, а також коефіцієнт поглинання χ_i , то повна оптична товща набуває вигляду суми

$$\tau = \sum \tau_i = \sum \chi_i L_i.$$

Оптична товща вважається великою, якщо вона значно більше одиниці ($\tau(f) \gg 1$), тоді $e^{-\tau(f)} \ll 1$. У цьому випадку плазма вважається практично непрозорою для радіохвиль, а яскравісна температура корони збігається з її електронної температурою. Якщо $\tau(f) \ll 1$, корона стає майже прозорим середовищем, а її яскравісна температура може бути істотно нижчою аніж електронна. У декамет-

ровому діапазоні довжин хвиль корона є частково прозорою, тобто значення її оптичної товщі становить близько одиниці. Досліджуючи рефракцію радіохвиль у короні, ми можемо визначити, яке значення можна очікувати для яскравісної температури корони на тій чи іншій радіочастоті, а потім порівняти його з результатами радіоастрономічних спостережень сонячної корони. На рис. 2 показаний приклад рефракції променів для еліптичної моделі корони на частоті 23.9 МГц. Промені виходять з однієї точки під різними кутами, які задаються направляючими косинусами a_1, b_1, c_1 . Сама точка знаходиться на відстані в чотири радіуси Сонця від його центру, вибір її був зроблений лише з міркувань зручності процесу моделювання. Вона може знаходитися і далі від Сонця. Це не позначається суттєво на результатах моделювання, оскільки що далі точка спостереження променя від поверхні Сонця, тим менший її внесок в оптичну товщу корони через зменшення електронної концентрації. Слід зазначити, що найбільший внесок у значення оптичної товщі надає шар корони, де показник заломлення наближається до нуля, тобто поблизу шару з локальною плазмовою частотою, близькою до частоти спостережень. У таблиці 2 наведені порівняльні результати моделювання оптичної товщі сонячної корони у різних моделях за однакових початкових умов поширення променів (направляючих косинусів і початкової точки) для частот спостережень декаметрового діапазону. В цей аналіз ми включили розгляд сферично симетричних моделей електронної концентрації корони, моделей Ньюкірка і Баумбаха–Аллена. У припущенні, що електронна температура верхньої корони, з якої відбувається випромінювання декаметрового діапазону радіохвиль, дорівнює $T_e \approx 10^6$ К, у таблиці 2 також надані яскравісні температури Сонця для цих частот. Значення яскравісних температур корони Сонця в даному діапазоні дещо вищі від результатів декаметрових радіоспостережень [2]. Це пов'язане з тим, що за такого аналізу слід враховувати не лише рефракцію променів, але і їх розсіювання [19, 41]. Можна також зауважити, що значення величин, надані в таблиці 2 на відповідних частотах, є досить близькими між собою. Це цілком легко пояснити, оскільки вони описують інтегральний ефект. Головна відмінність між ними полягає зовсім в іншому. Еліптична модель призводить до геліографічної карти корони у вигляді еліпса, а сферична модель – у формі кола.

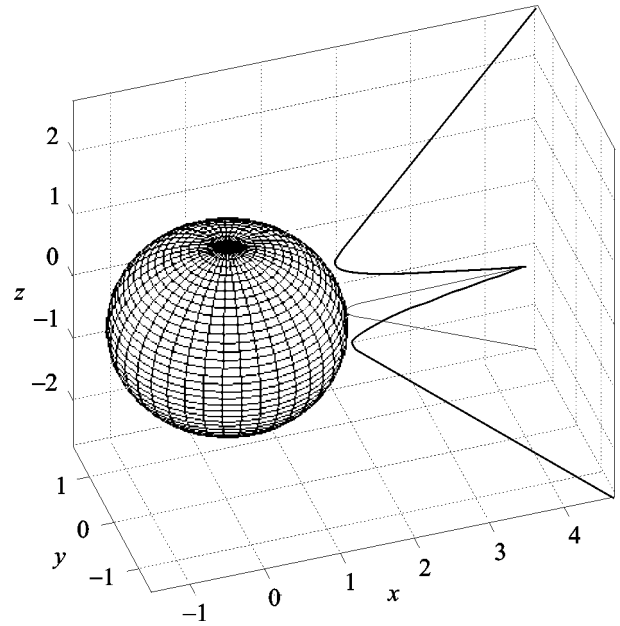


Рис. 2. Рефракція радіохвиль (променів) в еліптичній моделі корони Сонця на частоті 23.9 МГц. Як приклад показано три променя, що входять у корону з різними кутами, заломлюються в ній і, доходячи до шару з нульовим показником заломлення, відбиваються. Еліпсоїд показує висоту в короні з плазмовою частотою 23.9 МГц. Сонце знаходиться всередині цього еліпсоїда (не показано). Відстані, відкладені за осями x, y, z , надаються у радіусах Сонця

Таблиця 2. Результати моделювання сонячної корони за однакових початкових умов поширення променів (направляючих косинусів $(-1, 0, 0)$ та початковій точці $5R_s$)

Частота, МГц	Оптична товща	Яскравісна температура, К	Модель
20	0.44	$3.53 \cdot 10^5$	Еліптична корона
23	0.51	$3.98 \cdot 10^5$	
25	0.57	$4.35 \cdot 10^5$	
20	0.53	$4.10 \cdot 10^5$	Сферична корона Ньюкірка
23	0.51	$4.02 \cdot 10^5$	
25	0.63	$4.68 \cdot 10^5$	
20	0.47	$3.76 \cdot 10^5$	Сферична корона Баумбаха–Аллена
23	0.44	$3.59 \cdot 10^5$	
25	0.5	$3.92 \cdot 10^5$	

5. Висновки

В роботі побудована і досліджена еліптична модель сонячної корони, про яку наявно вказують декаметрові радіоспостереження спокійного Сонця (корона витягнута уздовж екваторіальної площини). Важливість цієї моделі полягає в тому, що

вона побудована за експериментальними даними добре відомих і таких, що не викликають сумніву, робіт [9, 28, 29]. Крім того, з цього аналізу випливає, що півосі даної моделі не будуть постійними з віддаленням від Сонця. Однак у роботі показано, що запропонована модель є однозначною, тобто через кожну точку корони проходить єдиний еліпсоїд обертання, що важливо. Для такої корони були визначені її оптична товща і встановлено, як вона впливатиме на яскравісну температуру корони. Ці результати дозволяють уточнити наші уявлення про континуальне радіовипромінювання спокійного Сонця в декаметровому діапазоні довжин хвиль. Побудова радіозображення сонячної корони та дослідження його еволюції у різних фазах сонячного циклу дозволяють виявити специфічні процеси в ній і є найважливішим завданням сонячної радіоастрономії. Запропонована модель дає можливість точнішого визначення густини потоку континуального випромінювання незбуреного (або слабо збуреного) Сонця в декаметровому діапазоні довжин хвиль під час спостережень на радіотелескопах УТР-2, УРАН-2, УРАН-3 і буде використана у нинішніх та майбутніх спостереженнях радіовипромінювання Сонця.

Автори вдячні Шепелеву В. О., Тишківцю В. П. та Лозинському А. Б. за корисні зауваження щодо поліпшення якості подання результатів цієї роботи.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Железняков В. В. Радиоизлучение Солнца и планет. – М.: Наука, 1964. – 560 с.
2. Браженко А. И., Коваль А. А., Коноваленко А. А., Станіславський А. А., Абранин Э. П., Доровский В. В., Мельник В. Н., Ващишин Р. В., Французенко А. В., Борысюк О. В. Особенности континуального излучения верхней короны Солнца в декаметровом диапазоне длин волн // Радиофизика и радиоастрономия. – 2012. – Т. 17, № 1. – С. 3–14.
3. Абранин Э. П., Базелян Л. Л. Декаметровое излучение спокойного Солнца: Препр. / АН УССР. Ин-т радиофизики и электроники; № 304. – Харьков: 1986. – 32 с. <<http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/Public/19/064/19064995.pdf>>.
4. Subramanian K. R. Brightness temperature and size of the quiet Sun at 34.5 MHz // Astron. Astrophys. – 2004. – Vol. 426, No. 1. – P. 329–331.
5. Ramech R. Low frequency radio emission from the “quiet” Sun // J. Astrophys. Astron. – 2000. – Vol. 21, No. 3–4. – P. 237–240.
6. Bracewell R. N. and Preston G. W. Radio reflection and refraction phenomena in the high solar corona // Astrophys. J. – 1956. – Vol. 123. – P. 14–30.
7. Oster L. and Sofia S. The emission of the quiet corona at meter wavelengths // Astrophys. J. – 1965. – Vol. 141. – P. 1139–1154.
8. Cranmer S. R., Kohl J. L., Noci G., Antonucci E., Tondello G., Huber M. C. E., Strachan L., Panasyuk A. V., Gardner L. D., Romoli M., Fineschi S., Dobrzycka D., Raymond J. C., Nicolosi P., Siegmund O. H. W., Spadaro D., Benna C., Ciaravella A., Giordano S., Habbal S. R., Karovska M., Li X., Martin R., Michels J. G., Modigliani A., Naletto G., O’Neal R. H., Pernechele C., Poletto I. G., Smith P. L., and Suleiman R. M. An empirical model of a polar corona hole at solar minimum // Astrophys. J. – 1999. – Vol. 511, No. 1. – P. 481–501.
9. Saito K., Poland A. I., and Munro R. H. A study of the background corona near solar minimum // Sol. Phys. – 1977. – Vol. 55, Is. 1. – P. 121–134.
10. Bazelyan L. L., Braude S. Ya., and Men’ A. V. Scattering of the decameter radio emission of the Crab Nebula by the solar corona // Sov. Astron. – 1970. – Vol. 14, No. 1. – P. 153–162.
11. Parker E. N. Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields // Astrophys. J. – 1958. – Vol. 128. – P. 664–676.
12. Noble L. M. and Scarf F. L. Hydrodynamic Models of the Solar Corona // J. Geophys. Res. – 1962. – Vol. 67, Is. 12. – P. 4577–4584.
13. Marsch E. Kinetic Physics of the Solar Corona and Solar Wind // Living Rev. Sol. Phys. – 2006. – Vol. 3, No. 1. – P. 1–100.
14. You X. P., Coles W. A., Hobbs G. B., and Manchester R. N. Measurement of the electron density and magnetic field of the solar wind using millisecond pulsars // Mon. Not. R. Astron. Soc. – 2012. – Vol. 422, Is. 2. – P. 1160–1165.
15. Hu Y. Q., Feng X. S., Wu S. T., and Song W. B. Three-dimensional MHD modeling of the global corona throughout solar cycle 23 // J. Geophys. Res. – 2008. – Vol. 113, Is. A3. – A03106. – P. 1–9.
16. Leblanc Y. and Le Squeren A. M. Dimensions, temperature and electron density of the quiet corona. Their variations during the solar cycle // Astron. Astrophys. – 1969. – Vol. 1, No. 2. – P. 239–248.
17. Sheridan K. V. Radio observations of the structure of the solar corona // Proc. Astron. Soc. Aust. – 1970. – Vol. 1. – P. 304–305.
18. Golap K. and Sastry Ch. V. The radio brightness of the undisturbed outer solar corona in the presence of a radial magnetic field // Sol. Phys. – 1994. – Vol. 150, Iss. 1–2. – P. 295–304.
19. Aubier M., Leblanc Y., and Boischoat A. Observations of the quiet Sun at decameter wavelengths – Effects of Scattering on the Brightness Distribution // Astron. Astrophys. – 1971. – Vol. 12, No. 3. – P. 435–441.
20. Erickson W. C., Gergely T. E., Kundu M. R., and Mahoney M. J. Determination of the decameter wavelength spectrum of the quiet Sun // Sol. Phys. – 1977. – Vol. 54, Is. 1. – P. 57–63.
21. Steinberg J. L., Aubier–Giround M., Leblanc Y., and Boischoat A. Coronal scattering, absorption and refraction of solar radio-bursts // Astron. Astrophys. – 1971. – Vol. 10, No. 3. – P. 362–370.
22. Thejappa G. and MacDowall R. J. Effects of scattering on radio emission from the quiet Sun at low frequencies // Astrophys. J. – 2008. – Vol. 676, No. 2. – P. 1338–1345.

23. Kundu M. R., Gergely T. E., and Erickson W. C. Observations of the quiet Sun at meter and decameter wavelengths // *Sol. Phys.* – 1977. – Vol. 53, Is. 2. – P. 489–496.
24. Gergely T. E., Gross B. D., and Kundu M. R. The diameter of the Sun at decameter wavelengths // *Sol. Phys.* – 1985. – Vol. 99, Iss. 1–2. – P. 223–231.
25. Borkowski K. The quiet Sun brightness temperature at 127 MHz // *Sol. Phys.* – 1982. – Vol. 81, Is 2. – P. 207–215.
26. Subramanian K. R. and Sastry Ch. V. The low-frequency radio spectrum of the continuum emission from the undisturbed Sun // *J. Astrophys. Astr.* – 1988. – Vol. 9, No. 4. – P. 225–229.
27. Newkirk G., Jr. A model of the electron corona with reference to radio observations // *IAU Symposium No. 9 and URSI Symposium No. 1.* / Ed. Bracewell R. N. – Stanford: University Press, 1959. – P. 149–158.
28. Allen C. W. *Astrophysical Quantities.* Third Ed. – London: the Athlone Press, 1973. – P. 191–194.
29. Van de Hulst H. C. The density of the solar corona // *Bull. Astron. Inst. Neth.* – 1950. – Vol. 11. – P. 135–149.
30. Lantos P. and Avignon Y. The metric quiet Sun during two cycles of activity and the nature of the coronal holes // *Astron. Astrophys.* – 1975. – Vol. 41, No. 2. – P. 137–142.
31. Thejappa G. and Kundu M. K. Unusually low coronal radio emission at the solar minimum // *Sol. Phys.* – 1992. – Vol. 140, Is. 1. – P. 19–39.
32. Sheridan K. V. and Dulk G. A. Radio observations of coronal holes // In: *Solar and interplanetary dynamics: Proc. of the Symp.* – Cambridge, Mass. (USA) – 1979. – P. 37–43.
33. Mann G., Jansen F., MacDowall R. J., Kaiser M. L., and Stone R. G. A heliospheric density model and type III radio bursts // *Astron. Astrophys.* – 1999. – Vol. 348, No. 2. – P. 614–620.
34. Sastry Cr. V. Observations of the continuum radio emission from the undisturbed Sun at a wavelength of 8.7 meters // *Sol. Phys.* – 1994. – Vol. 150, Iss. 1–2. – P. 285–294.
35. Altschuler M. D. and Perry R. M. On determining the electron density distribution on the solar corona from K-coronameter data // *Sol. Phys.* – 1972. – Vol. 23, Is. 2. – P. 410–428.
36. Guhathakurta M. and Holzer T. E. Density structure inside a polar corona hole // *Astrophys. J.* – 1994. – Vol. 426, No. 2. – P. 782–786.
37. Hayes A. P., Vourlidas A., and Howard R. A. Deriving the electron density of the solar corona from the inversion of total brightness measurements // *Astrophys. J.* – 2001. – Vol. 548, No. 2. – P. 1081–1086.
38. Quémerais E. and Lamy P. Two-dimensional electron density in the solar corona from inversion of white light images – Application SOHO/LASCO-C2 observations // *Astron. Astrophys.* – 2002. – Vol. 393, No. 1. – P. 295–304.
39. Smerd S. F. and Westfold K. C. LXXVII. The Characteristics of radio-frequency radiation in an ionized gas, with applications to the transfer of radiation in the solar atmosphere // *Phil. Mag. Series 7.* – 1949. – Vol. 40, Is. 307. – P. 831–848.
40. Кравицов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред. – М.: Наука, 1980. – 306 с.
41. Thejappa G., MacDowall R. J., and Kaiser M. L. Monte Carlo simulations of directivity of interplanetary radio bursts // *Astrophys. J.* – 2007. – Vol. 671, No. 1. – P. 894–906.
42. Benkevitch L., Sokolov I., Oberoi D., and Zurbuchen T. Algorithm for tracing radio rays in solar corona and chromosphere // e-Print: arXiv:1006.5635[astro-ph.IM]. – P. 1–14.
43. Boris J. P. Relativistic plasma simulation – optimization of a hybrid code // *Proc. 4th Conf. on the Numerical Simulation of Plasma.* – Naval Research Laboratory, Washington, DC, (USA). – 1970. – P. 3–67.
44. Newkirk G. The solar corona in active regions and the thermal origin of the slowly varying component of solar radio radiation // *Astrophys. J.* – 1961. – Vol. 133. – P. 983–1013.
45. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1970. – 855 с.
46. Толстов Г. П. Элементы математического анализа. Т. 2. – М.: Наука, 1974. – 58 с.

А. А. Станиславский, А. А. Коваль

Радиоастрономический институт НАН Украины,
ул. Краснознаменная, 4, г. Харьков, 61002, Украина

ЭЛЛИПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КОРОНЫ СОЛНЦА

Исследуется эллиптическая модель распределения электронной плотности короны Солнца по результатам анализа солнечных данных. Такая модель наиболее предпочтительна для исследования Солнца в периоды минимума солнечной активности. Для расчета яркости такой короны в декаметровом диапазоне радионаблюдений используется кусочно-линейная аппроксимация траектории луча в неоднородно-слоистой среде.

A. A. Stanislavsky and A. A. Koval

Institute of Radio Astronomy,
National Academy of Sciences of Ukraine,
4, Chervonopraporna St., Kharkiv, 61002, Ukraine

SOLAR CORONA ELLIPTICAL MODEL

In this paper the elliptical model of the corona electron density distribution has been investigated with the solar data analysis results. This model is most preferable for the study of solar radio emission during minima of solar activity. To evaluate the corona brightness at decameter radio wavelengths, a piecewise-linear approximation of the beam path in inhomogeneous layered medium was applied.

Стаття надійшла до редакції 06.11.2012